

50376
1983
233

50376
1983
233

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

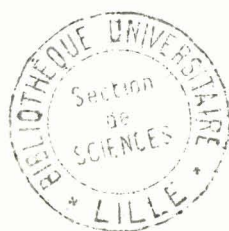
(SPECIALITE ELECTRONIQUE)

par

Marc HEDDEBAUT

Maître ès-Sciences

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES PERTURBATIONS
ELECTROMAGNETIQUES DE TYPE IMPULSIF INDUITES SUR DES
EQUIPEMENTS DE TELECOMMUNICATIONS INSTALLEES A
L'INTERIEUR DE BATIMENTS.**



Soutenue le 13 Janvier 1983 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM. R. GABILLARD	Président
	P. DEGAUQUE	Rapporteur
	B. DEMOULIN	Examineur
	J. FONTAINE	Examineur
	J. HAMELIN	Invité

" Quid habes quod non accepisti ? "

Ce travail a été effectué au LABORATOIRE DE RADIOPROPAGATION ET ELECTRONIQUE de l'Université des Sciences et techniques de Lille dirigé par Monsieur le Professeur GABILLARD.

Je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon plus profond respect.

Pendant toute la durée de cette étude, j'ai travaillé en étroite collaboration avec Monsieur le Professeur DEGAUQUE et Monsieur DEMOULIN. Les conseils qu'ils m'ont apportés tout au long de ce travail ont été déterminants pour la réalisation de ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour cette aide amicale et efficace.

Je remercie Monsieur le Professeur FONTAINE de me faire l'honneur d'examiner ce travail et de participer à mon jury.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'un contrat avec le Centre National d'Etudes des Télécommunications (C.N.E.T.). Je remercie particulièrement Monsieur HAMELIN, Ingénieur au C.N.E.T. qui a suivi depuis son origine le déroulement du projet et qui me fait l'honneur aujourd'hui de juger mon travail et de participer au jury.

Ces remerciements s'adressent également à la Direction des Télécommunications de la Région de Lille (D.T.R.L.) et en particulier à Messieurs ANGELYS et DELECROIX pour leurs collaborations spontanées et efficaces qui ont grandement facilité le déroulement des campagnes de mesures en Central Téléphonique.

Ma reconnaissance s'adresse à tous les membres de l'équipe de Monsieur GABILLARD, du personnel administratif et technique. En particulier mes remerciements vont à Madame Gardin qui a assuré la dactylographie de ce mémoire et à Messieurs DEHORTER et PLUQUET pour son tirage.

ERRATA

page 9 : lire "la transmission est minimum pour la conductivité la plus élevée" au lieu de "la transmission est minimum pour la conductivité la plus faible".

page 14: lire référence I-4 au lieu de I-D

page 17: le générateur d'impulsions et la transition ne sont pas dans une cage de Faraday

page 131: lire $Z_t(\omega) = \frac{1}{L} \frac{V_1(L, \omega)}{I_p(0, \omega)}$ au lieu de $\frac{1}{L} \frac{I_{op}(\omega)}{V_1(L, \omega)}$

page 135: dans l'expression (18) première colonne lire $-\frac{dI_{i,n}}{dz}$ au lieu de $-\frac{dV_{i,n}}{dz}$

page 143: lire correspondent au lieu de correspondant

page 153: lire $(V_d(L, \omega))_{\omega=\omega_0} = f(\theta)$ au lieu de $(V_1(L, \omega))_{\omega=\omega_0} = f(\theta)$

page 159: intervertir dans le tableau les lignes $\theta=0^\circ$ et $\theta=\pi/2$

page 169, 170: lire $\gamma_p^2 = Z_p Y_p$ au lieu de Z_p / Y_p

page 172: les γ_0 sont identiques aux γ_c

page 180: lire $Z_{t1}(\omega) - Z_{t2}(\omega) = \alpha k! \sqrt{\omega} \cdot e^{j \cdot \frac{\pi}{4}}$ au lieu de $Z_{t1}(\omega) - Z_{t2}(\omega) = k! \sqrt{\omega} \cdot e^{j \cdot \frac{\pi}{4}}$

Dans le formulaire: lire $\alpha_i = \frac{a_i + R^2 - b_i^2}{2a_i R}$



S O M M A I R E

INTRODUCTION GENERALE

=====

CHAPITRE I : ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE A TRAVERS DIVERSES STRUCTURES IDEALISEES DE BATIMENTS.

I - INTRODUCTION

II - PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE A TRAVERS UNE PAROI CONDUCTRICE DE DIMENSIONS TRANSVERSALES INFINIES

A. - *Eléments théoriques de calcul*

B. - *Résultats numériques*

B.1 *Etude en régime sinusoïdal.*

B.2 *Transmission d'une impulsion électromagnétique à travers une paroi conductrice.*

C. - *Simulation expérimentale du problème*

C.1 *Introduction*

C.2 *Description du dispositif employé*

a) *génération de l'impulsion perturbatrice*

b) *capteurs et équipements utilisés*

c) *performances intrinsèques du simulateur*

C.3 *Présentation du matériel réalisant la simulation des structures de bâtiments*

C.4 *Pénétration d'une onde électromagnétique à travers une paroi de béton*

C.5 *Pénétration du champ électrique à travers une lame d'eau de conductivité variable*

Conclusion

III - PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE A TRAVERS UNE GRILLE
PLANE DE DIMENSIONS INFINIES

- A. - Eléments théoriques de calcul
- B. - Résultats numériques
- C. - Simulation expérimentale de la pénétration d'une onde plane à travers une grille métallique

C.1 Simulation par un modèle hyperfréquence

C.2 Expérimentation sur des grilles de dimensions finies

- a) évolution du champ électrique vertical à l'ombre des grilles
- b) influence de la position derrière les barreaux
- c) étude de la polarisation à distance d'observation fixe.
- d) séparation des deux types de couplage et mise en évidence d'un rayonnement de type ouvertures juxtaposées

Conclusion

IV - ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU RAYONNEMENT D'UNE OUVERTURE

- A. - Procédés d'investigations
- B. - Eléments théoriques de calcul
- C. - Exploitation des résultats numériques - application à la comparaison théorique de différentes géométries d'ouvertures.
- D. - Etude expérimentale du rayonnement d'une ouverture en fonction de sa géométrie

D.1 Etude en régime sinusoïdal de la pénétration du champ magnétique

- a) comparaison à dimensions transversales fixes des efficacités de blindage d'ouvertures circulaires ou en forme de losange puis de carré.

- b) comparaison à surfaces constantes des efficacités de blindage d'ouvertures circulaire puis rectangulaire

D.2 Etude en régime impulsionnel de la pénétration du champ électrique

Conclusion

V - CONCLUSION GENERALE

CHAPITRE II : EFFICACITE DE BLINDAGE D'UNE STRUCTURE COMPLEXE

I - INTRODUCTION

II - DESCRIPTION DES SITES D'ESSAIS

- A.1 Constitution du Central Téléphonique Electromécanique
- A.2 Constitution du Central Téléphonique Automatique
- B.1 Environnement physique du Central Téléphonique Electromécanique
- B.2 Environnement physique du Central Téléphonique Automatique
- C. Illumination électromagnétique des bâtiments
 - . gamme 0,1 MHz - 1 MHz
 - . gamme 1 MHz - 50 MHz
 - . gamme 50 MHz - 200 MHz
 - . gamme 200 MHz - 1 GHz
- D. Capteurs et appareils de mesures
- E. Détermination du champ électromagnétique incident

III - SIGNATURE ELECTROMAGNETIQUE DES BATIMENTS

- A. - Central Téléphonique Electromécanique
- B. - Central Téléphonique Automatique
- C. - Evolution de l'impédance d'onde à l'intérieur des bâtiments en fonction de la fréquence

IV - EFFICACITE DE BLINDAGE DES BATIMENTS EN HYPERFREQUENCE

- A. - Description des équipements
- B. - Propagation du champ électromagnétique hyperfréquence à l'intérieur du bâtiment de télécommunications
 - B.1 Résultats à 10 GHz
 - B.2 Résultats à 30 GHz
- C. - Pénétration du champ électromagnétique hyperfréquence à travers le bâtiment
 - C.1 Résultats à 10 GHz
 - C.2 Résultats à 30 GHz
- D. - Conclusion relative à l'efficacité de blindage hyperfréquence des structures de bâtiments.

V - CONCLUSION RELATIVE A LA PENETRATION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS UNE STRUCTURE COMPLEXE

CHAPITRE III : ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE DE CABLES BIFILAIRES BLINDES.

I - INTRODUCTION

II - CARACTERISATION D'UN CABLE COAXIAL

- A. - Notions d'impédance et d'admittance de transfert
- B. - Câbles à blindages homogènes
- C. - Câbles à tresse unique
 - C.1 Couplage de type diffraction
 - C.2 Couplage de type inductance
 - C.3 Couplage de type induction

III - DEFINITIONS

- A. - Equations des lignes couplées
- B. - Notations
- C. - Mise en évidence des paramètres de transfert
- D. - Extension au câble multifilaire

IV - PRESENTATION DE LA METHODE DE MESURES

- A. - Elaboration du banc de mesures
- B. - Mise en oeuvre expérimentale

V - ETUDE A L'AIDE D'UN CABLE A BLINDAGE HOMOGENE

- A. - Recherche d'un mode différentiel lié au couplage par diffusion
- B. - Mise en oeuvre de couplages supplémentaires à l'aide d'un réseau d'ouvertures pratiquées sur le blindage homogène
- C. - Recherche des dissymétries de couplage électrique et magnétique
- D. - Recherche du couplage magnétique maximum
- E. - Influence de la torsade
- F. - Mise en évidence d'une variation d'impédance de transfert de mode commun

VI - EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES COURANTS ET TENSIONS DE MODE COMMUN ET DIFFERENTIEL

- A. - Configuration de charge quelconque
- B. - Configuration de charge adaptée

VII - GENERALISATION A UN BLINDAGE TRESSE

VIII - CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

=====

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DES CHAPITRES I, II et III

ANNEXES

- I-1 Rayonnement d'une ouverture
I: Dipôle magnétique équivalent à l'ouverture
II: Dipôle électrique équivalent à l'ouverture
- II-1 Caractéristique de l'antenne Rhombic utilisée en émission décimétrique
- II-2 Matériel utilisé lors de la campagne de mesures (100kHz-1GHz)
- II-3 Plan synoptique du mesureur de champs 10GHz
- II-4 Plan synoptique du mesureur de champs 30GHz
- III-1 Schéma de principe de l'adaptateur destiné à la mesure des impédances de transfert différentielles
- III-2 Transformateur symétriseur

FORMULAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'existence d'interférences entre des perturbations électromagnétiques et des dispositifs électroniques sensibilise de plus en plus les utilisateurs et les constructeurs d'équipements.

Des perturbations électromagnétiques d'origines naturelles ou industrielles peuvent engendrer des champs électromagnétiques transitoires de très grande amplitude. Le cheminement et la pénétration de ces champs parasites dans les dispositifs peuvent être tels qu'ils provoquent des niveaux intolérables pouvant détruire des composants ou engendrer le dérangement de systèmes logiques.

Parmi tous les cas de figure qui peuvent se présenter, la pénétration des ondes électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications est un problème ancien qui semble revêtir une importance primordiale actuellement. Le renouveau d'intérêt suscité par ce problème est imputable au développement sans cesse croissant d'appareillages électroniques sophistiqués et performants mais également plus susceptibles aux perturbations d'origines extérieures que leurs prédécesseurs électromécaniques.

L'objectif fixé par cette étude est de quantifier ces phénomènes de pénétration. Toutefois, de la détermination du spectre de fréquences et de l'énergie rayonnée par une perturbation électromagnétique à la connaissance des niveaux parasites apparaissant à l'entrée d'équipements électroniques, le travail est important et les difficultés nombreuses.

Si nous souhaitons évaluer les niveaux susceptibles d'atteindre une installation, il faut inventorier soigneusement toutes les issues pouvant faciliter la pénétration de la perturbation mais aussi tous les éléments pouvant faire obstacle à sa propagation.

La prise en compte globale de tous les éléments affectant l'efficacité de blindage globale d'une installation de télécommunications est un problème difficile. Il n'est pas pour s'en convaincre que de pénétrer à l'intérieur d'un Central Téléphonique en activité pour juger de la difficulté de réalisation d'un modèle mathématique et numérique global permettant de calculer les champs électromagnétiques régnant en tous points du volume et par delà, déterminer les surtensions induites aux bornes des équipements.

L'objectif que nous nous sommes fixés lors de notre thèse est beaucoup plus modeste. Nous nous sommes placés successivement à l'extérieur puis à l'intérieur d'un Central Téléphonique et nous avons dénombré les issues propices au passage de la perturbation électromagnétique. Ces issues sont essentiellement au nombre de quatre que nous pouvons énumérer ainsi : les parois des bâtiments, les grilles constituant les armatures métalliques des parois, les ouvertures et enfin les câbles multifilaires reliant le bâtiment à l'environnement extérieur.

Ces quatre éléments illustrent l'exemple d'une structure pouvant faciliter la pénétration à travers des ouvertures ou des chemins de câbles ou au contraire pouvant offrir une immunité aux perturbations grâce aux murs limitant l'enceinte.

Plutôt que de tenter une modélisation globale irréaliste, nous avons défini dans chacun de ces cas une efficacité de blindage que nous validons à l'aide de mesures effectuées en simulateur ou in-situ. Cette information ne constitue pas un critère absolu, mais plus modestement un critère comparatif des différentes structures existantes ou envisageables actuellement.

Dans un premier chapitre, nous allons développer trois thèmes essentiels : la transmission d'une onde électromagnétique à travers une lame conductrice, une grille métallique ou encore au travers d'une ouverture pratiquée dans un plan parfaitement conducteur. Dans chacun de ces cas nous proposons une approche théorique, nous reprendrons brièvement les travaux théoriques de Monsieur Nader dans le cas de la lame conductrice et de la grille puis nous proposerons une modélisation expérimentale. Celle-ci comprendra deux aspects : une similitude hyperfréquence dans le cas des grilles puis une expérimentation en simulateur d'impulsions électromagnétiques.

Ces trois thèmes seront abordés en régime fréquentiel puis temporel en utilisant dans ce dernier cas la forme d'impulsion biexponentielle normalisée (10 ns de temps de montée et 400 ns de temps de descente).

Un complément indispensable à l'étude menée au premier chapitre est bien évidemment la mesure in-situ des atténuations apportées actuellement par les bâtiments de télécommunications. Ce sera le thème de notre second chapitre où nous proposons des résultats obtenus lors d'essais en site réel à l'intérieur de Centraux Téléphoniques. Afin de donner un caractère général à notre étude, nous opèrerons tout d'abord dans un Central Téléphonique électromécanique opérationnel répondant aux anciennes normes de construction puis à l'intérieur d'un Central Téléphonique électronique en cours de construction aux nouvelles normes. Dans ce dernier cas, seules les structures de bâtiments participeront aux phénomènes d'atténuations relevées et mesurées.

La limite en fréquence supérieure de notre étude était initialement fixée à 100 MHz : borne supérieure du spectre de fréquences de l'impulsion électromagnétique (IEMN) normalisée. Cependant, l'existence au voisinage des bâtiments de télécommunications d'équipements fonctionnant en hyperfréquence nous a incité à étendre notre étude à cette gamme. Nous présenterons ainsi des résultats dans la bande de fréquences allant de 100 kHz à 30 GHz. Nous terminerons ce chapitre par différents tableaux permettant de définir une signature électromagnétique du bâtiment, ce qui nous permettra de proposer quelques solutions visant à augmenter l'efficacité de blindage de ces structures.

Dans un troisième chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement aux câbles blindés multiconducteurs. Ces câbles sont de plusieurs types, en particulier, les blindages peuvent être constitués d'une tresse classique, d'une couche de conducteurs formant une hélice à grand pas d'enroulement, ou encore d'une enveloppe d'aluminium avec recouvrement. Après avoir rappelé et classifié les différents modes de couplage existant dans un câble coaxial entre un blindage et un champ électromagnétique extérieur, nous introduirons par analogie avec les câbles coaxiaux des paramètres de transfert de mode commun des câbles multifilaires. Cependant, pour évaluer la tension perturbatrice qui apparaît cette fois entre les bornes d'entrée d'un équipement connecté à deux conducteurs internes, la notion d'impédance de transfert de mode commun est insuffisante.

Il devient donc nécessaire d'évaluer par la mesure le mode différentiel induit par la pénétration du champ dans les blindages.

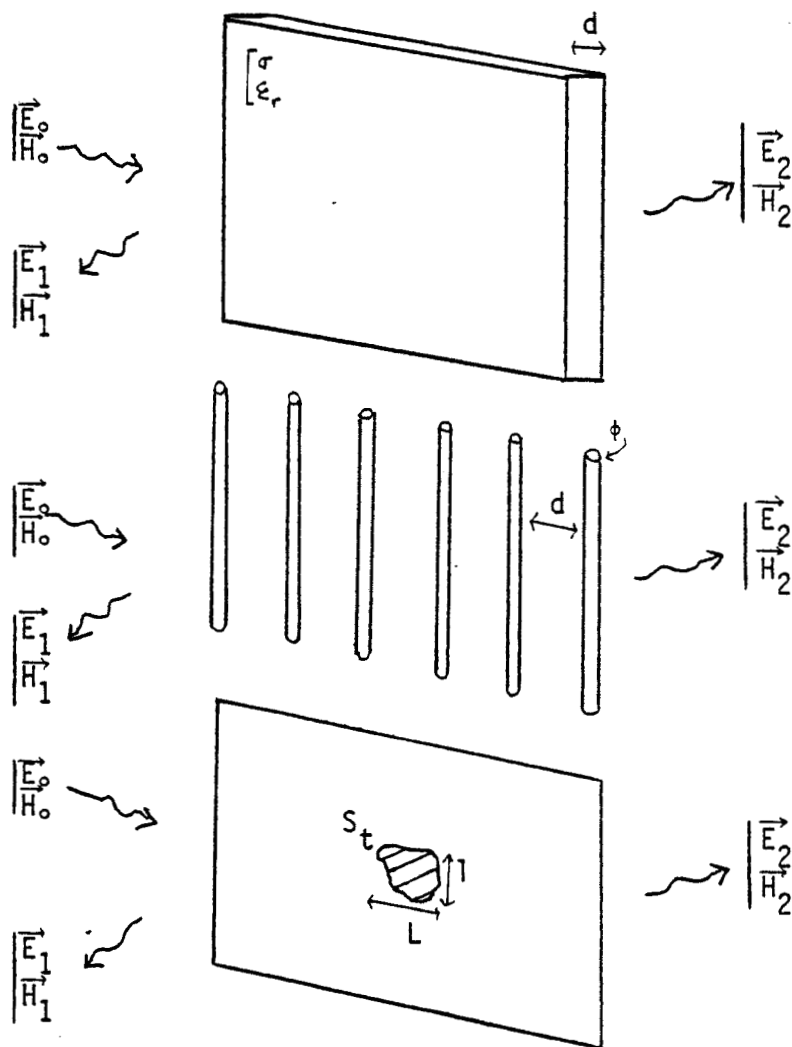
Nous décrirons la démarche que nous avons suivie pour mettre en oeuvre la mesure. Nous isolerons ainsi les mécanismes de couplage électromagnétique qui sont à l'origine des tensions et courants de mode différentiel sur un échantillon électriquement court. Ceci nous permettra de résoudre dans cette configuration les systèmes d'équations différentielles des lignes couplées régissant le mode différentiel.

C H A P I T R E I

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE A TRAVERS DIVERSES STRUCTURES IDEALISEES DE BATIMENTS

I - INTRODUCTION

L'étude que nous nous proposons d'effectuer dans ce premier chapitre se subdivise en trois étapes. Avant de mesurer l'efficacité de blindage électromagnétique globale apportée par un bâtiment, il nous a paru judicieux d'essayer de caractériser théoriquement et expérimentalement les différentes structures que nous allons rencontrer. Les trois étapes mentionnées précédemment peuvent se présenter sous la forme des trois croquis suivants. Dans chacun des cas, le problème posé consiste à déterminer le champ électromagnétique \vec{E}_2, \vec{H}_2 à l'ombre de la structure considérée.



Nous étudierons ainsi successivement la pénétration d'une onde électromagnétique à travers une paroi conductrice, une grille à barres parallèles, une ouverture de petites dimensions. Lors de chacune de ces étapes nous donnerons les éléments de théorie utilisés afin de déterminer l'efficacité de blindage de ces différentes structures puis nous donnerons à l'aide de quelques applications numériques les conséquences importantes que nous pouvons tirer de ces raisonnements. Enfin une confrontation théorie-expérimentation effectuée au simulateur d'impulsions électromagnétiques (IEM) installé au CNET de Lannion, nous permettra de définir les limites des différentes approches théoriques développées dans ces trois cas.

II - PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE A TRAVERS UNE PAROI CONDUCTRICE DE DIMENSIONS TRANSVERSALES INFINIES

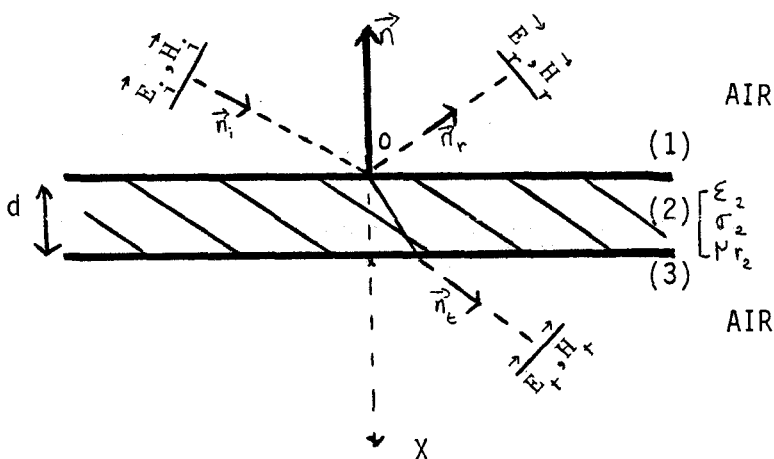
Le premier aspect du travail que nous nous proposons d'effectuer tout au long de ce chapitre consiste à étudier la pénétration d'une onde électromagnétique plane à travers une paroi conductrice de dimensions transversales infinies.

Les composants entrant dans le cadre de cette étude sont les éléments de base (murs, parois, cloisons....) constitutifs des bâtiments objets de notre étude.

Dans un premier temps, nous donnerons les éléments de théorie utilisés par S. Nader (réf. I-1) afin de déterminer l'efficacité de blindage d'une paroi de dimensions transversales infinies, homogène et conductrice. Nous donnons ensuite quelques résultats d'applications à l'étude de parois d'épaisseurs et de conductivités courantes. Ces résultats sont ensuite confrontés à une expérimentation effectuée en simulateur d'impulsions électromagnétiques. La synthèse de ces résultats nous permettra de tirer des conclusions quant à l'efficacité de blindage de telles parois.

A. - Eléments théoriques de calcul :

Nous pouvons illustrer le problème posé à l'aide du schéma suivant :



L'onde incidente est caractérisée par le couple (\vec{E}_i, \vec{H}_i) l'onde réfléchie dans le milieu (1) est caractérisée par le couple (\vec{E}_r, \vec{H}_r) et l'onde transmise dans le milieu (3) par (\vec{E}_t, \vec{H}_t) .

Figure 1

Les milieux (1), (2), (3) matérialisés sur la figure ont pour caractéristiques des conductivités " σ_j " et " ξ_{rj} " quelconques indépendantes de la fréquence.

L'onde se propageant dans la paroi subit des réflexions multiples sur les deux interfaces et peut-être considérée comme le résultat d'une onde incidente et d'une onde réfléchie que l'on peut écrire sous la forme :

$$\vec{a}_m(t) = A_m^+ \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}_m \cdot \vec{r})} + A_m^- \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}_m \cdot \vec{r})}$$

Dans les milieux (1) et (3) les fonctions complexes représentant les différents faisceaux s'expriment simplement par : (réf. I.1.1)

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{a}_i(t) = A_i \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} \quad (\text{faisceau incident (1)}) \\ \vec{a}_r(t) = A_r \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} \quad (\text{faisceau réfléchi (1)}) \\ \vec{a}_t(t) = A_t \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})} \quad (\text{faisceau transmis (3)}) \end{array} \right.$$

Les constantes A_i , A_r , A_m^\pm , A_t représentent les amplitudes maximales des champs électrique ou magnétique et les vecteurs \vec{k}_i , \vec{k}_r , \vec{k}_m^+ , \vec{k}_m^- , \vec{k}_t sont orientés dans la direction de propagation de chaque faisceau.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{k}_i = n_i \cdot (\omega^2 \mu_1 \epsilon_1 - j\omega \mu_1 \sigma_1)^{1/2} \\ \vec{k}_t = n_t \cdot (\omega^2 \mu_3 \epsilon_3 - j\omega \mu_3 \sigma_3)^{1/2} \\ \vec{k}_m^\pm = n_m^\pm \cdot (\omega^2 \mu_2 \epsilon_2 - j\omega \mu_2 \sigma_2)^{1/2} \end{array} \right.$$

Sur les figures 2 et 3 suivantes, nous avons schématisé les trajectoires des faisceaux incidents et réfléchis selon deux modes de polarisation : "TE" et "TM" .

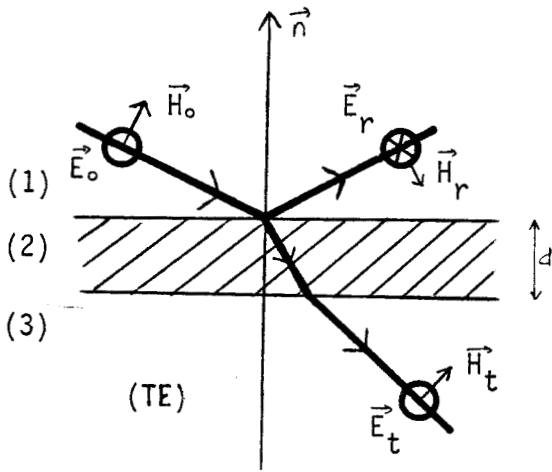


Figure 2

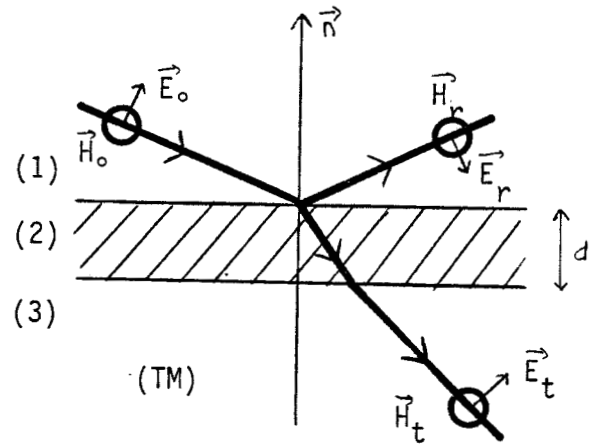


Figure 3

L'application des conditions de continuité des champs électrique et magnétique obtenues au passage des deux interfaces conduit aux relations vectorielles suivantes : (réf. I.1.2)

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{n} \wedge \{ \vec{E}_{i_1}(0) + \vec{E}_{r_1}(0) \} = \vec{n} \wedge \{ \vec{E}_{m_2}^+(0) + \vec{E}_{m_2}^-(0) \} \\ \vec{n} \wedge \{ \vec{H}_{i_1}(0) + \vec{H}_{r_1}(0) \} = \vec{n} \wedge \{ \vec{H}_{m_2}^+(0) + \vec{H}_{m_2}^-(0) \} \\ \vec{n} \wedge \{ \vec{E}_{m_2}^+(d) + \vec{E}_{m_2}^-(d) \} = \vec{n} \wedge \vec{E}_{t_3}(d) \\ \vec{n} \wedge \{ \vec{H}_{m_2}^+(d) + \vec{H}_{m_2}^-(d) \} = \vec{n} \wedge \vec{H}_{t_3}(d) \end{array} \right.$$

L'expression de ces conditions aux limites conduit à la résolution d'un système linéaire dont les solutions seront les coefficients A_i , A_r , A_m^+ , A_m^- , A_t précédents. La connaissance de ces coefficients nous permettra de déterminer l'amplitude du champ électromagnétique transmis par la paroi conductrice.

La relation reliant le vecteur champ électrique \vec{E}_j au vecteur champ magnétique \vec{H}_j d'une onde plane se propageant dans la direction \vec{n}_j en milieu homogène est la suivante :

$$\vec{H}_j = \frac{1}{Z_j} \cdot \vec{n}_j \wedge \vec{E}_j$$

où Z_j est l'impédance intrinsèque du milieu homogène.

Les relations de continuité précédentes associées à l'équation liant \vec{E}_j et \vec{H}_j dans un milieu homogène nous permettent d'écrire le système matriciel suivant : (réf. I.1.3)

$$\begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 \\ \frac{\xi_i}{Z_i} & \frac{\xi_m}{Z_m} & -\frac{\xi_m}{Z_m} & 0 \\ 0 & e^{-j \cdot \frac{\xi_m \cdot d}{Z_m}} & e^{j \cdot \frac{\xi_m \cdot d}{Z_m}} & -e^{-j \cdot \frac{\xi_t \cdot d}{Z_t}} \\ 0 & \frac{e^{-j \cdot \frac{\xi_m \cdot d}{Z_m}}}{Z_m / \xi_m} & \frac{-e^{j \cdot \frac{\xi_m \cdot d}{Z_m}}}{Z_m / \xi_m} & \frac{-e^{-j \cdot \frac{\xi_t \cdot d}{Z_t}}}{Z_t / \xi_t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_r \\ E_m^+ \\ E_m^- \\ E_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_i \\ \xi_i \frac{E_i}{Z_i} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

avec ξ_j le produit scalaire défini par : $\xi_j = \vec{n}_j \cdot \vec{n}$

La résolution de ce système permet l'accès aux valeurs de E_r et E_t et d'exprimer les coefficients de réflexion et de transmission.

$$R_{TE} = \frac{E_r(0)}{E_i(0)} \quad T_{TE} = \frac{E_t(0)}{E_i(0)}$$

Dans le cas d'une polarisation "TM" nous adoptons le formalisme en champ magnétique conduisant au système matriciel suivant :

$$\begin{vmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 \\ Z_i \cdot \xi_i & Z_m \xi_m & -Z_m \xi_m & 0 \\ 0 & e^{-j \xi_m Z_m d} & e^{j \xi_m Z_m d} & 0 \\ 0 & Z_m e^{-j \xi_m Z_m d} & -Z_m e^{j \xi_m Z_m d} & -Z_t \xi_t e^{-j \xi_t Z_t d} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} H_r \\ H_m^+ \\ H_m^- \\ H_t \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} H_i \\ \xi_i Z_i H_i \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}$$

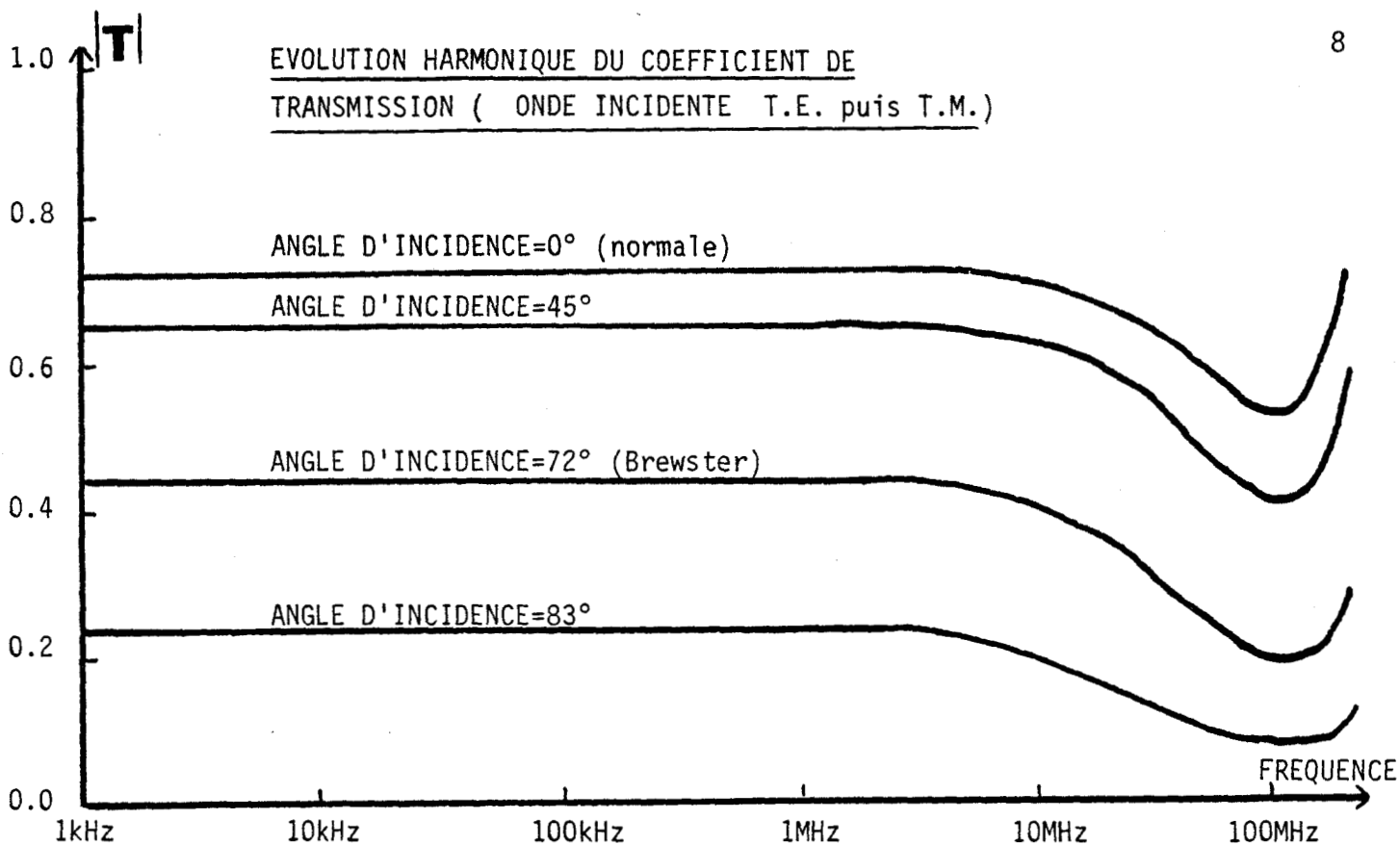
Nous aurons ainsi accès comme précédemment aux coefficients de réflexion et de transmission en mode "TM".

B. - Résultats numériques :

B.1 - Etude en régime sinusoïdal :

Nous allons montrer dans ce paragraphe l'influence des paramètres : fréquence de l'onde incidente, conductivité de la paroi, angle d'incidence sur l'efficacité de blindage de cette structure de bâtiment.

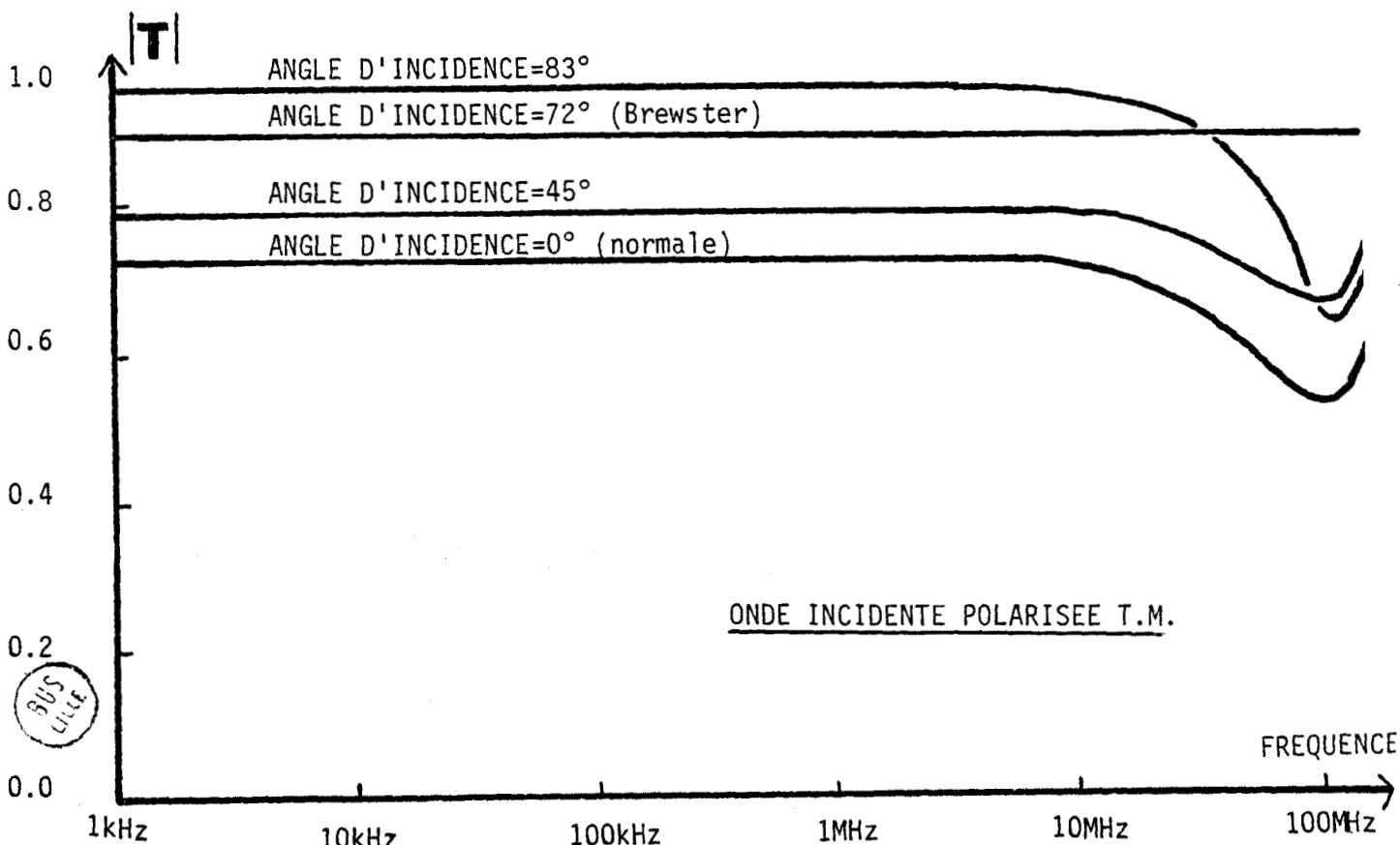
-) Sur les courbes I.1 et I.2 sont représentées les évolutions en régime harmonique du module du coefficient de transmission en considérant une paroi de 20 cm d'épaisseur, de conductivité $\sigma = 10^{-2}$ mho/m et de permittivité relative $\epsilon_r = 10$.



COURBE I-1

ONDE INCIDENTE POLARISEE T.E.

{ EPAISSEUR DE LA PAROI=0.2m
 CONDUCTIVITE =0.01mho/m
 PERMITTIVITE RELATIVE=10.



COURBE I-2

ONDE INCIDENTE POLARISEE T.M.



En polarisation TE, nous constatons que l'incidence normale procure le coefficient de transmission maximum, ce coefficient décroît ensuite continûment lorsque l'angle d'incidence augmente.

En polarisation TM, la transmission est maximum lorsque l'incidence est quasi-rasante. Cependant, la variation de $|T|$ n'est pas importante lorsque θ_i varie.

La conductivité étant assez faible ($\sigma = 10^{-2}$ mho/m), le spectre étudié se divise en une zone basse fréquence puis une zone haute fréquence. Les propriétés sont alors reliées aux effets des courants de déplacement et courants de conduction.

Lorsque $\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2$, le coefficient de transmission est indépendant de la fréquence. A ces fréquences la paroi joue le rôle de blindage.

Aux fréquences élevées, l'effet des courants de déplacement est prépondérant devant celui des courants de conduction. Le matériau constituant la paroi peut-être assimilé à un diélectrique.

Sous incidence de Brewster*, ($\text{tg } \theta_i = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}$) et en polarisation TM, la transmission est constante dans tout le spectre.

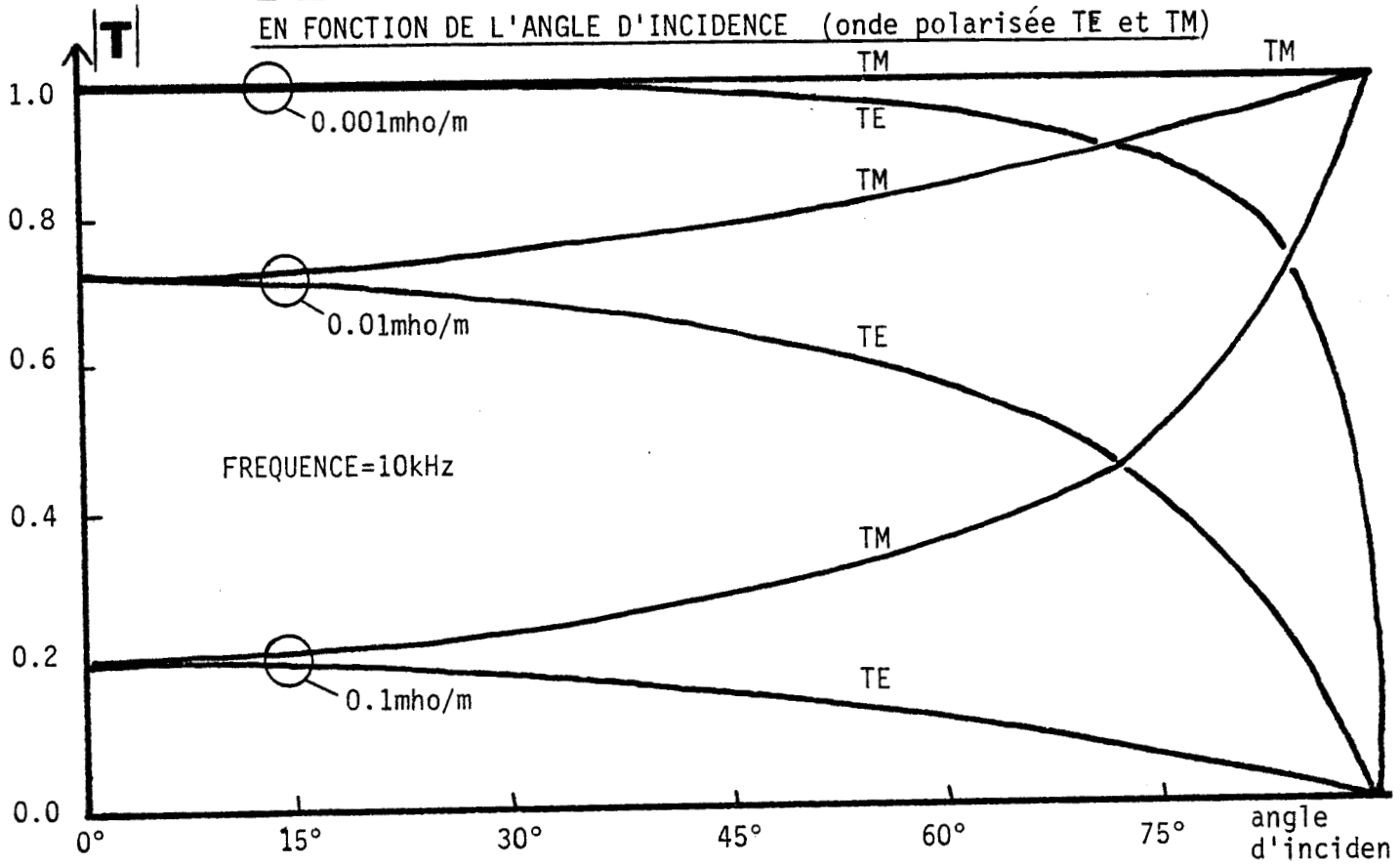
-) Les courbes I.3 et I.4 sont paramétrées en fonction de l'angle d'incidence θ_i , elles sont tracées pour deux fréquences : 10 kHz et 100 MHz correspondant aux deux comportements conducteur et diélectrique de la paroi.

Nous obtenons des courbes homothétiques en fonction de la conductivité, la transmission est minimum pour la conductivité la plus faible.

En basse fréquence, nous parvenons aux mêmes conclusions que précédemment, c'est-à-dire une transmission maximale en polarisation TM sous incidence presque rasante. En polarisation TE, le maximum est obtenu sous incidence normale.

En haute fréquence (100 MHz), le maximum de transmission en polarisation TM est obtenu au voisinage de l'incidence de Brewster.

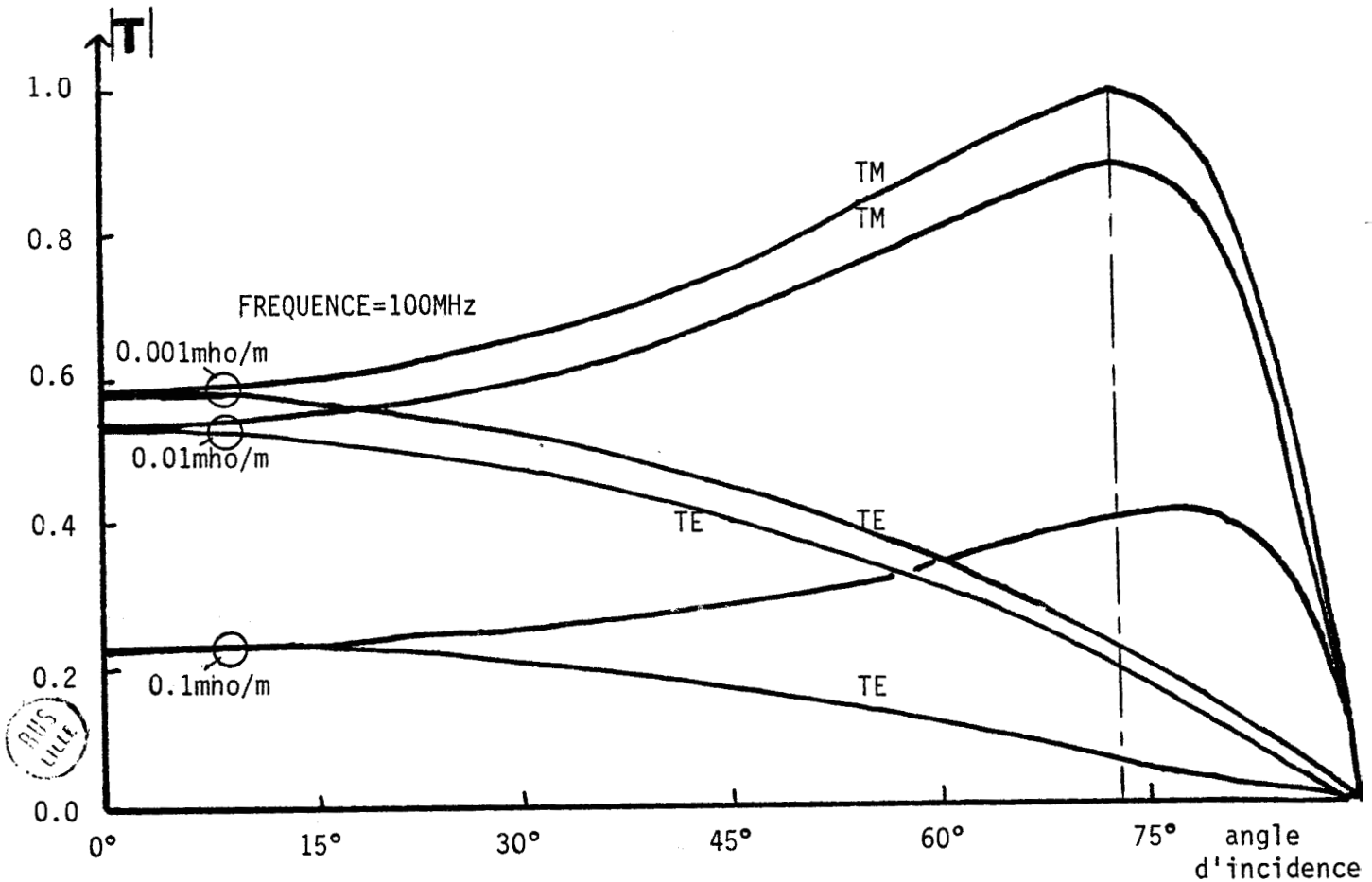
EVOLUTION DU MODULE DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION
EN FONCTION DE L'ANGLE D'INCIDENCE (onde polarisée TE et TM)



COURBE I-3

EPAISSEUR DE LA PAROI=0.2m

PERMITTIVITE RELATIVE=10.



COURBE I-4



B.2 - Transmission d'une impulsion électromagnétique à travers une paroi conductrice :

L'étude en régime sinusoïdal du paragraphe précédent nous permet de calculer et d'analyser la réponse de la paroi conductrice lorsqu'elle est soumise à une impulsion électromagnétique.

Soit $A_0(t)$ la fonction traduisant l'évolution temporelle du champ électromagnétique incident. L'intégrale de Fourier nous permet d'accéder à la représentation spectrale $A_0(\omega)$.

$$A_0(\omega) = \mathcal{F}(A_0(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(t) e^{-j\omega t} dt$$

Le spectre de l'impulsion au point de coordonnée $x = x_0$ (figure 1) à l'ombre de la paroi conductrice est donné par la transformation :

$$A_{x_0}(\omega) = A_0(\omega) \cdot \overline{T(E,M)}(\omega)$$

Le profil de l'impulsion au point $x=x_0$ est donné par la transformation inverse de Fourier.

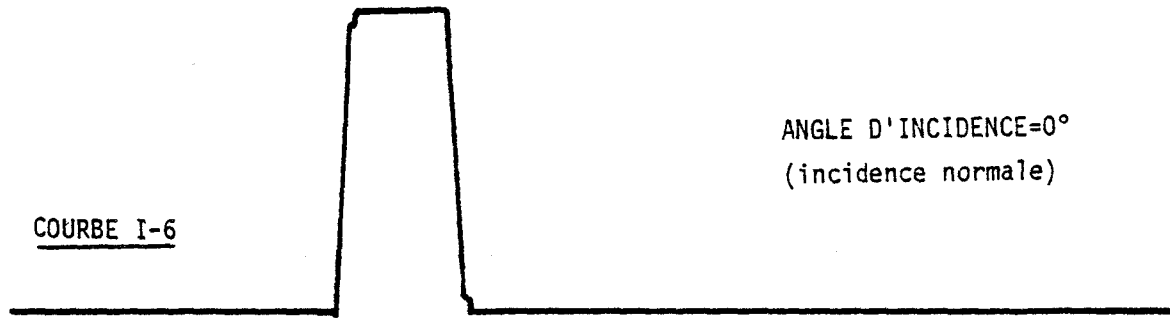
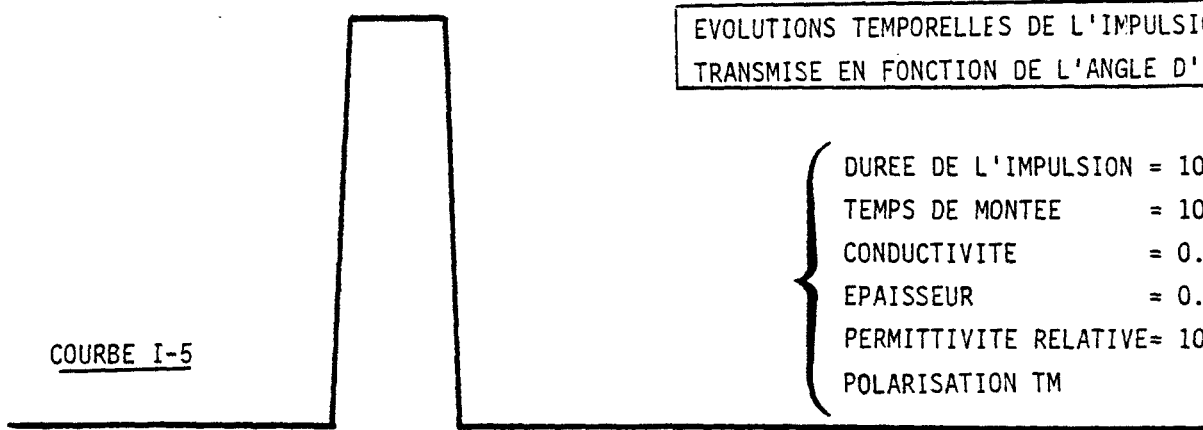
Une procédure de transformation a été mise au point au laboratoire et fonctionne conformément à l'algorithme de Cooley-Tukey (réf. I.3).

Les résultats que nous présentons sont définis pour une fenêtre d'observation T_0 discrétisée en 512 échantillons.

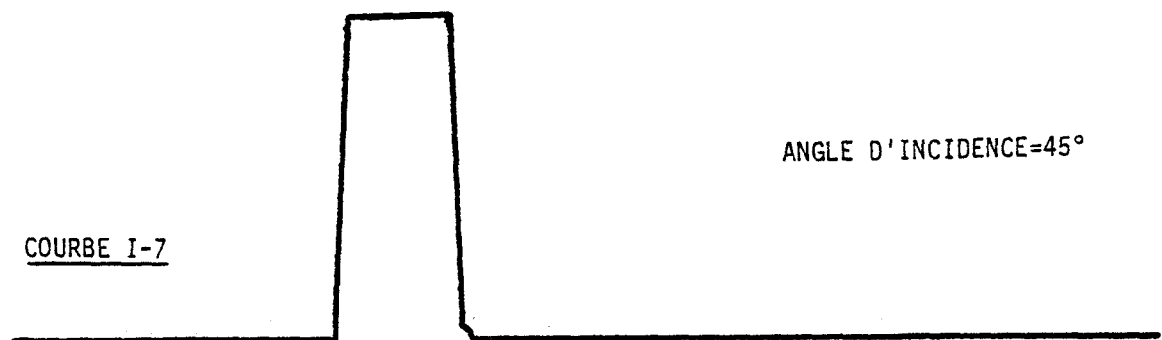
-) Dans un premier temps l'impulsion électromagnétique incidente est une impulsion de forme trapézoïdale de durée totale = 100 ns, de temps de montée ou de descente égal à 10 ns. Comme précédemment, nous choisissons une paroi conductrice de 20 cm d'épaisseur et de conductivité $\sigma = 10^{-2}$ mho/m. Les courbes I.5 à I.12 indiquent l'évolution de l'impulsion transmise par la paroi en fonction de l'angle d'incidence θ_i (polarisation TM). En partant de l'incidence normale et en augmentant l'angle d'incidence on relève une transmission augmentant lentement comme nous l'avons déjà remarqué en

EVOLUTIONS TEMPORELLES DE L'IMPULSION
TRANSMISE EN FONCTION DE L'ANGLE D'INCIDENCE

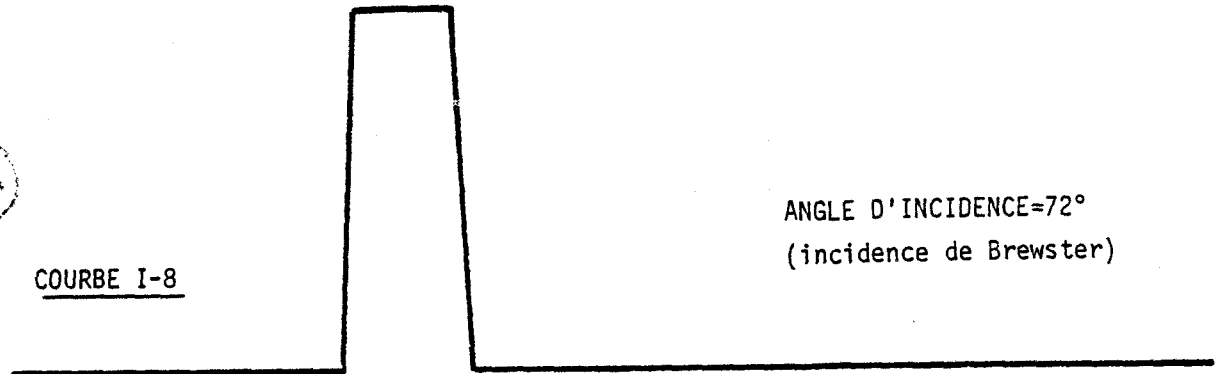
- DUREE DE L'IMPULSION = 100ns
- TEMPS DE MONTEE = 10 ns
- CONDUCTIVITE = 0.01mho/m
- EPAISSEUR = 0.2m
- PERMITTIVITE RELATIVE= 10
- POLARISATION TM



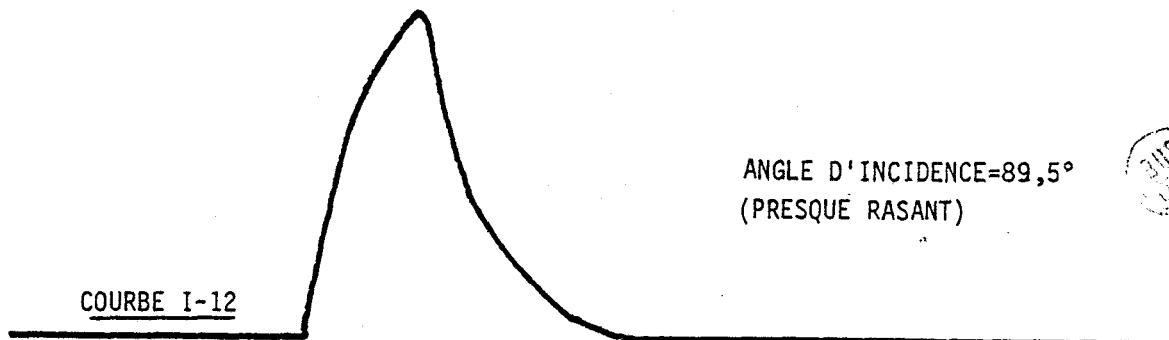
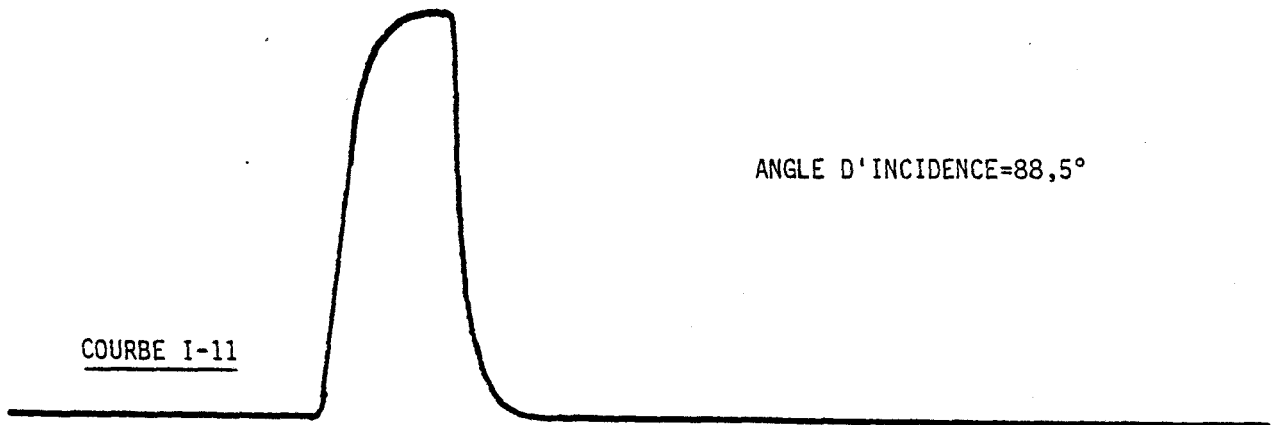
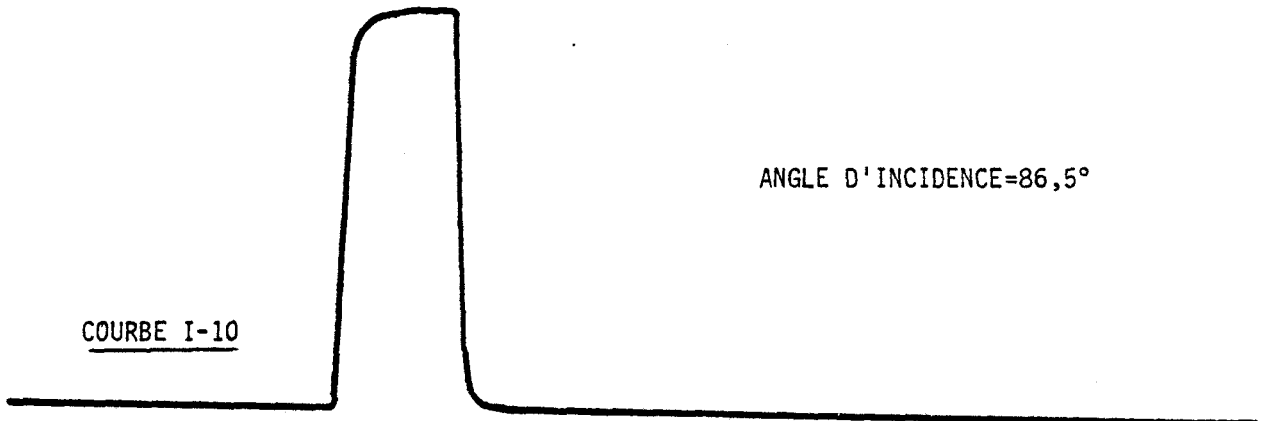
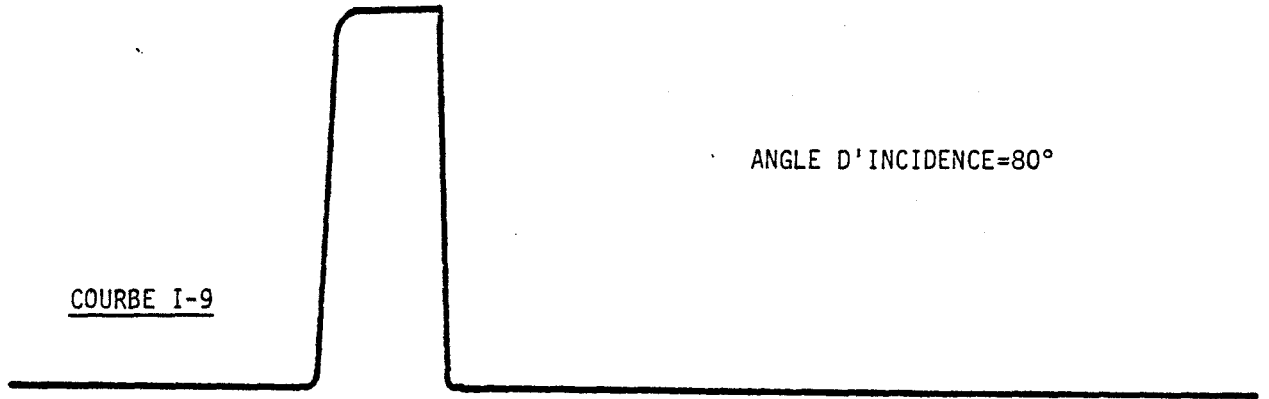
ANGLE D'INCIDENCE=0°
(incidence normale)



ANGLE D'INCIDENCE=45°



ANGLE D'INCIDENCE=72°
(incidence de Brewster)



régime sinusoïdal sur la courbe I.2. Le contenu spectral n'est pas altéré. Lorsque l'angle d'incidence dépasse 72° et s'approche de 90° , les temps de montée et de descente de l'impulsion transmise sont déformés traduisant l'affaiblissement des raies hautes-fréquences du spectre de l'impulsion. Ce comportement est le même que celui indiqué courbe I.4 (polarisation TM, $\sigma = 10^{-2}$ mho/m) en régime harmonique.

Nous avons ensuite travaillé avec une impulsion biexponentielle normalisée (courbe I.13) $e(t) = A_0 \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$ $\alpha = 3,80 \times 10^6$; $\beta = 1,55 \times 10^8$.

Avec ces paramètres α , β , les temps de montée et de descente de l'impulsion sont de 10 ns et 400 ns. Ce type d'impulsion sera utilisé lors des essais en simulateur présentés tout au long de ce chapitre.

Nous travaillons cette fois sous incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$) nous faisons varier la conductivité de 10^{-1} à 10^{-2} mho/m. La forme des impulsions transmises n'est pas altérée sous cette incidence. L'atténuation mesurée sur les valeurs crêtes est de - 12 db et - 2 db pour les deux valeurs de conductivité précédentes.

C. - Simulation expérimentale du problème :

C.1 - Introduction :

Les travaux d'évaluation de la tenue d'une structure complexe telle un bâtiment de télécommunications à une perturbation électromagnétique nécessitent la validation expérimentale périodique des hypothèses théoriques envisagées.

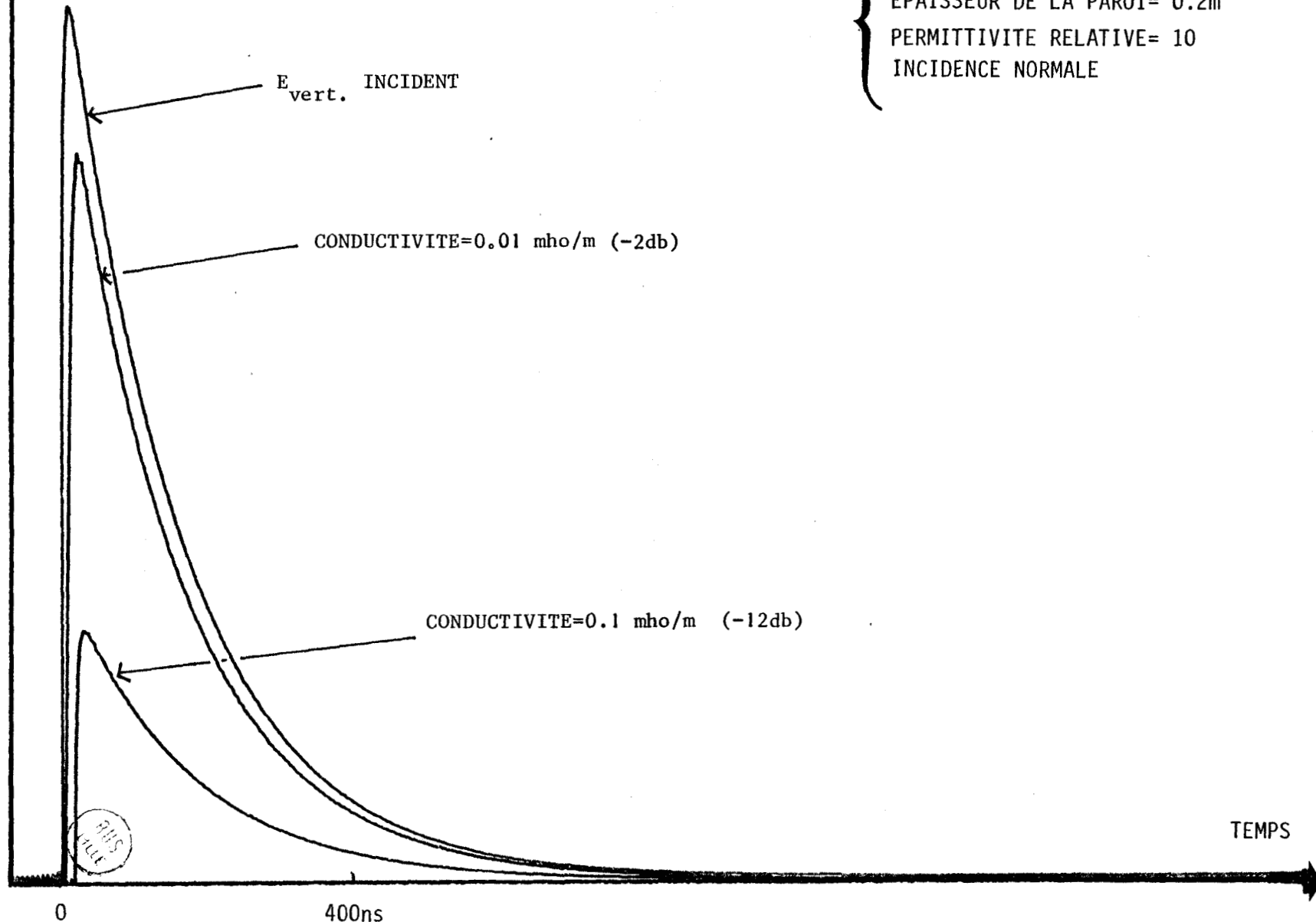
Pour reproduire au voisinage de la structure étudiée un champ électromagnétique correspondant à celui envisagé par l'étude théorique, deux types de procédés de simulation sont envisageables (Réf. I.D) :

- des dispositifs rayonnants de type antenne horizontale ou verticale.
- des dispositifs à onde guidée.

EVOLUTION TEMPORELLE DE L' IMPULSION
TRANSMISE EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE

AMPLITUDE
RELATIVE

IMPULSION NORMALISEE 10ns-400ns
EPAISSEUR DE LA PAROI= 0.2m
PERMITTIVITE RELATIVE= 10
INCIDENCE NORMALE



COURBE I-13

C.2 - Description du dispositif employé :

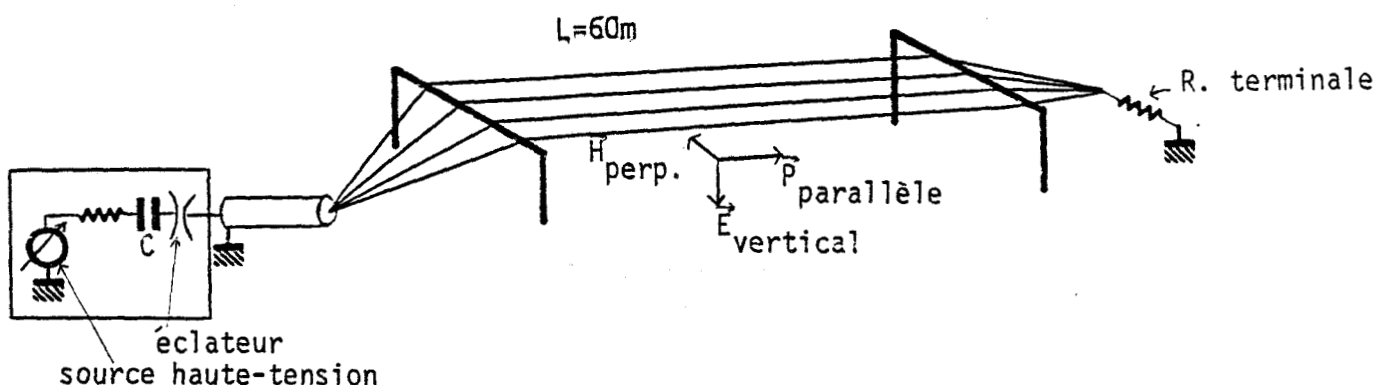
a) génération de l'impulsion perturbatrice

Le dispositif se compose d'une ligne de transmission TEM dans l'air. Cette ligne est constituée d'une nappe de fils parallèles au sol située à une hauteur de 1,50 m. La longueur de la ligne atteint 50 m, son extrémité est branchée à une charge résistive de puissance, de valeur égale à l'impédance caractéristique de la ligne (130Ω). De ce fait, la réflexion en bout de ligne est minimum, l'ensemble fonctionne ainsi en régime d'ondes progressives.

Le générateur d'impulsions électromagnétiques est constitué d'une source haute tension réglable de 0 à 80 kilovolts, cette source alimente un condensateur. Un éclateur fonctionnant dans une atmosphère d'azote permet de décharger le condensateur dans la ligne par l'intermédiaire d'une transition ligne coaxiale vers ligne plate.

Le temps de montée de l'impulsion ainsi créée est fonction des caractéristiques de l'éclateur tandis que le temps de descente est fonction des caractéristiques du condensateur utilisé ainsi que de celles de la ligne.

Les caractéristiques de l'impulsion tendent ainsi à s'approcher de la forme biexponentielle de l'impulsion électromagnétique normalisée (réf. I.4, I.5).



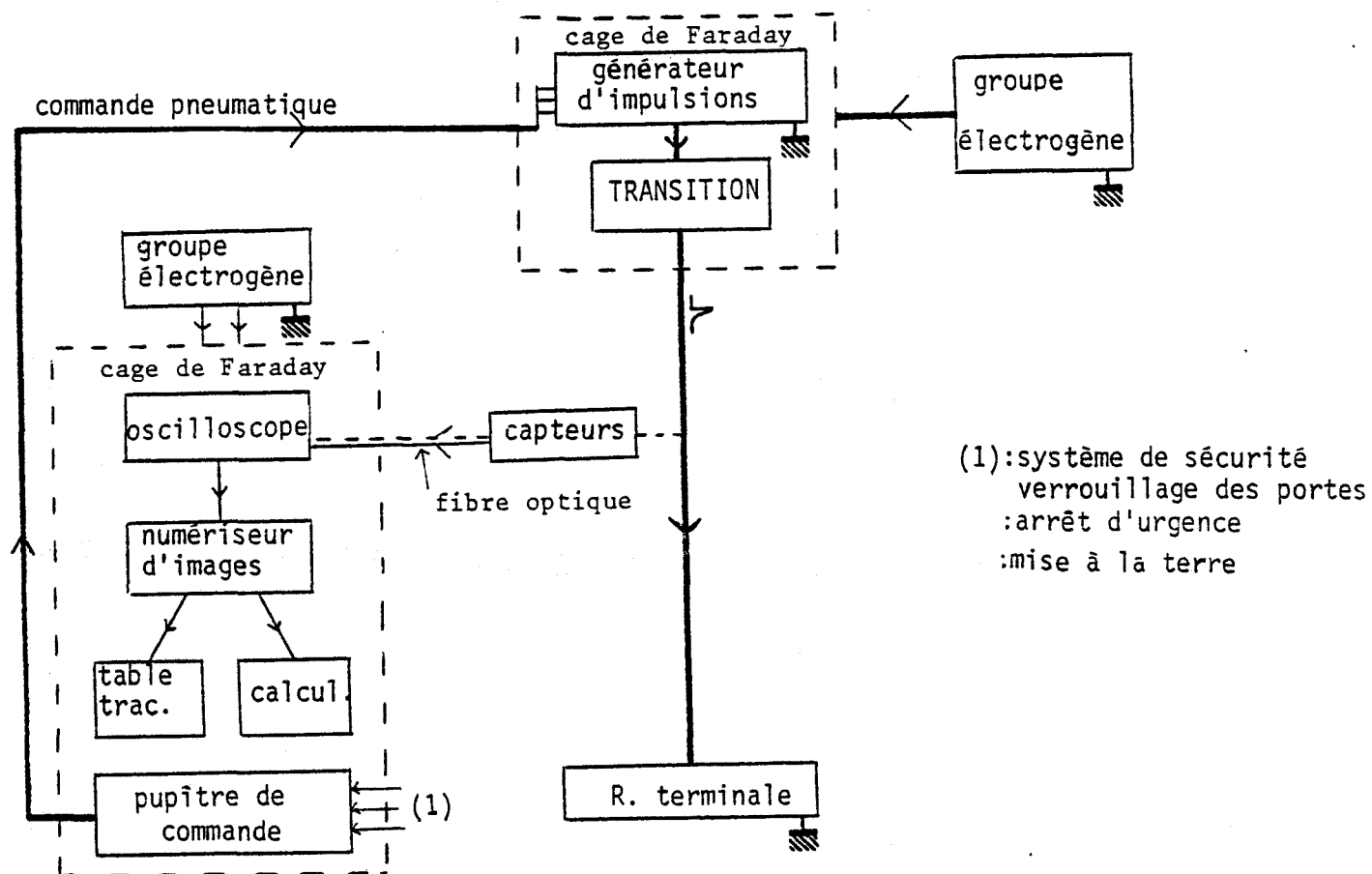
-) Des essais en régime harmonique ont été effectués dans la gamme 1-50 MHz. Nous disposons alors de $150 \text{ W HF}_{\text{eff}}$ soit un champ de 90 V/m sous le simulateur.

Cet équipement est installé et fonctionne au Centre National d'Etudes des Télécommunications (CNET) de Lannion (22).

b) Capteurs et équipements utilisés

Nos essais ont consisté à mesurer l'amplitude du champ électrique à l'ombre des diverses structures étudiées lors de ce chapitre. Nous disposons pour cela de deux capteurs : un capteur plan nécessitant la présence d'une référence de masse permet de mesurer des champs compris entre 100 V/m et 316 kV/m . Ce capteur plan est omnidirectionnel et permet d'avoir accès au module du champ électrique toutes composantes confondues. Un capteur dipôle permet grâce à sa directivité accentuée la mesure des différentes composantes.

Ces capteurs font partie de la chaîne MELOPEE construite par Thomson CSF. La liaison avec les appareils de mesures est effectuée au moyen de fibres optiques afin d'obtenir une excellente immunité électromagnétique (réf. I.6). Pour la même raison, les appareils de mesure sont installés à l'intérieur d'une cage de Faraday située sur le côté du simulateur. Le schéma synoptique de la chaîne de mesures est le suivant :



En régime sinusoïdal, nous mesurons l'amplitude du champ magnétique par l'intermédiaire d'une boucle de diamètre 8 cm associée à un microvoltmètre sélectif. Ceci nous est imposé par les dynamiques très différentes des essais en régime impulsionnel et sinusoïdal.

c) Performances intrinsèques du simulateur

De nombreuses mesures ont été effectuées en régime impulsionnel et sinusoïdal sous le simulateur, les conclusions générales que nous pouvons en tirer sont les suivantes :

- . Sous la nappe de fils constituant la ligne plate règne un champ électromagnétique uniforme à ± 2 db près.
- . Les caractéristiques temps de montée et temps de descente de l'impulsion sont 40 ns et 400 ns.
- . La polarisation du champ est très prononcée (> 45 db). Sans obstacle métallique dans le simulateur, il n'existe quasiment qu'une seule composante de champ électrique. \vec{E}_{vert} et une composante de champ magnétique : \vec{H}_{perp} . Ceci traduit bien le fonctionnement TEM de la cellule.

Nous donnons courbes I.15 les formes des enregistrements de \vec{E}_{vert} relevés à 35 m puis à 55 m du générateur.

C.3 - Présentation du matériel réalisant la simulation des structures de bâtiments :

L'atelier de mécanique du CNET a réalisé à notre intention un parallélépipède métallique de 1,50 m x 1 m x 1 m pouvant se dédoubler en deux tronçons de 0,75 m x 1 m x 1 m. Sur ces éléments vient se boulonner un panneau de fond constitué d'une plaque métallique. A l'autre extrémité, nous avons bâti un mur de béton d'épaisseur égale à 20 cm, la conductivité est estimée à 10^{-1} mho/m.

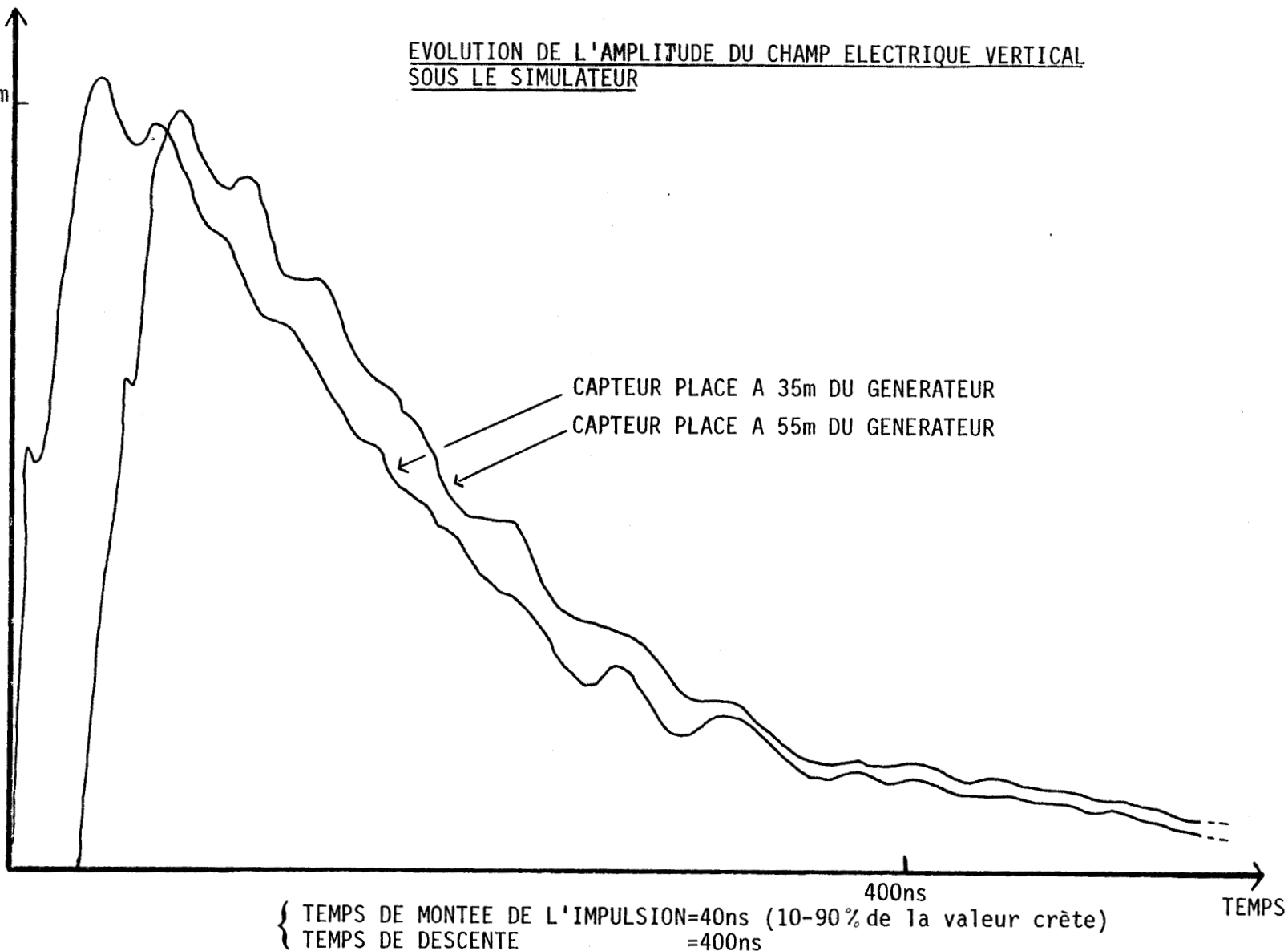
AMPLITUDE

35kV/m

EVOLUTION DE L'AMPLITUDE DU CHAMP ELECTRIQUE VERTICAL
SOUS LE SIMULATEUR

CAPTEUR PLACE A 35m DU GENERATEUR

CAPTEUR PLACE A 55m DU GENERATEUR



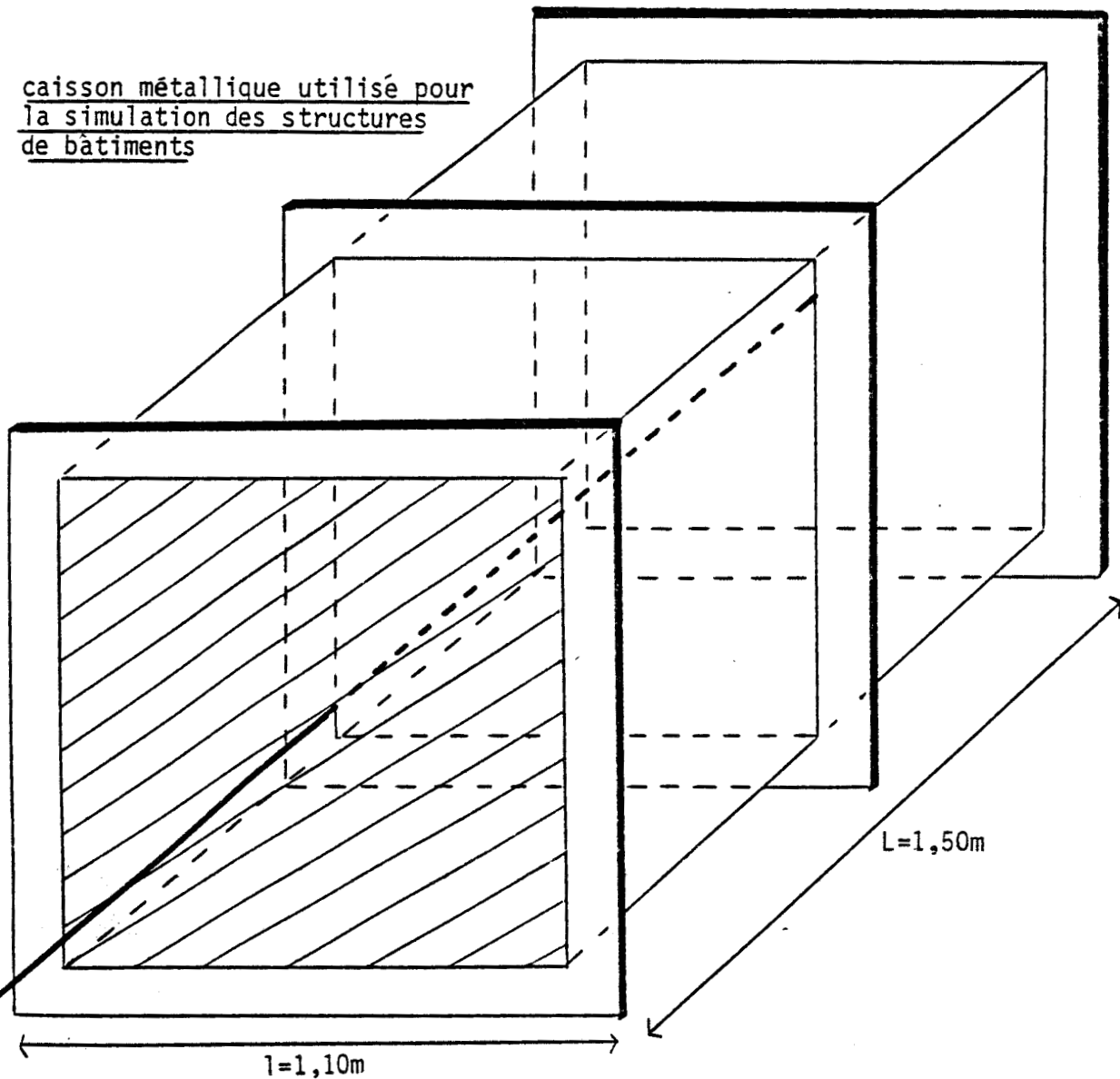
COURBES 1-15

Remarques et limitations du procédé :

a) Le caisson métallique placé sous le simulateur constitue un obstacle métallique très important et de ce fait, les lignes de champ électrique sont très déformées. Dans le plan d'entrée du caisson, elles ne sont plus verticales mais viennent se fermer normalement au plan d'entrée de l'enceinte métallique. Nous donnons courbe I.16 l'évolution du rapport $|\vec{E}_{\text{par}}/\vec{E}_{\text{vert}}|$ en fonction du point d'observation.

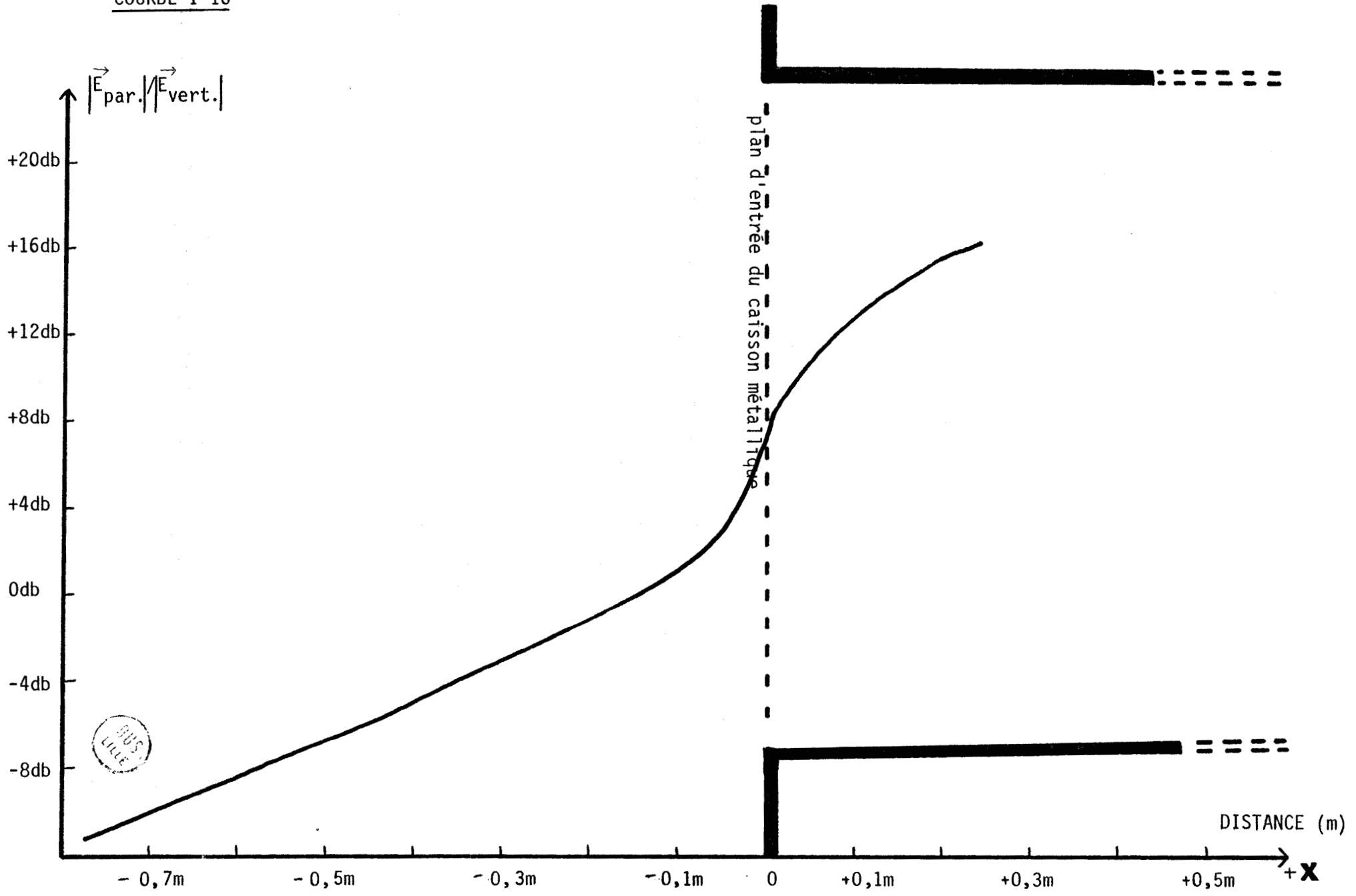
b) Les dimensions géométriques de la paroi sont petites vis-à-vis de la longueur d'onde du champ électromagnétique incident.

caisson métallique utilisé pour
la simulation des structures
de bâtiments



EVOLUTION DU RAPPORT $|\vec{E}_{\text{par.}}|/|\vec{E}_{\text{vert.}}|$ EN FONCTION DE LA DISTANCE
 CAPTEUR - PLAN D'ENTREE DU CAISSON METALLIQUE .

COURBE I-16



C.4 - Pénétration d'une onde électromagnétique à travers une paroi de béton :

Nous avons indiqué précédemment que les lignes de champ électrique sont très perturbées par la présence de la structure métallique. Afin de quantifier ces déformations, nous avons indiqué dans le tableau suivant les valeurs crêtes des champs électriques impulsionnels reçus à -27,5cm du plan d'entrée du caisson métallique en présence puis en absence de la paroi de béton. (le champ électrique est sommé sur la longueur des deux brins du capteur : 2 x 7.5cm)

amplitude du champ électrique = f(x)	$ \vec{E}_{\text{Vertical}} $	$ \vec{E}_{\text{Parallèle}} $
Caisson métallique ouvert	12 kV/m ↓ - 13 db	9 kV/m ↓ + 4,5 db
Caisson métallique paroi béton	1,9 kV/m	12 kV/m

Les influences conjuguées du caisson métallique et de la paroi de béton déforment considérablement les lignes de champ électrique. La composante prépondérante de champ électrique illuminant la paroi conductrice est normale à celle-ci.

Nous avons ensuite mesuré les atténuations subies par les composantes $\vec{E}_{//}$ et \vec{E}_{\perp} à la traversée de la paroi de béton. Nous obtenons les résultats suivants :

$\left \vec{E} \right $ // crête Distance paroi capteur	+ 7,5 cm	+ 27,5 cm	+ 47,5 cm	+ 67,5 cm
	Dans l'enceinte métallique sans panneau avant	8,5 kV/m	6 kV/m	2 kV/m
après passage à travers la lame de béton	1,8 kV/m	0,7 kV/m	0,3 kV/m	0,14 kV/m
Ecart en db	- 14 db	- 18 db	- 16 db	- 14 db

L'atténuation moyenne est donc proche de - 15 db sur cette composante.

Le même essai a été reconduit en ce qui concerne la composante \vec{E}_y , un seul point de mesure a pu être enregistré à + 7,5 cm, à des distances d'observation supérieures les niveaux sont trop faibles pour déclencher la chaîne d'acquisition de données.

Nous obtenons à +7,5 cm dans le caisson sans paroi de béton $E_{\text{vert crête}} = 1,2 \text{ kV/m}$, en présence de la paroi de béton nous obtenons 300 V/m soit une atténuation de - 12 db.

Ces valeurs expérimentales sont d'ailleurs très proches de celles obtenues numériquement courbe I.3 pour des angles d'incidence faibles si l'on considère une conductivité comprise entre 10^{-1} et 10^{-2} mho/m valeur réaliste puisqu'il s'agissait de béton fraîchement coulé présentant une forte concentration en eau.

C.5 - Pénétration du champ électrique à travers une lame d'eau de conductivité variable

Une cuve à eau de 1,5 m de côté et 0,18 m d'épaisseur est fixée devant le caisson métallique à la place de la paroi de béton. Cette cuve à eau est constituée de deux parois diélectriques de 1,5 cm d'épaisseur délimitant une lame d'eau de conductivité σ . Cette conductivité σ est un paramètre ajusté en faisant varier la salinité de la solution.

La présence de la cuve à eau vide altère très peu les amplitudes des composantes $\vec{E}_{//}$ et \vec{E}_V du champ électrique mesuré à l'intérieur du caisson métallique ($\approx 2,5$ db).

Lorsque la cuve à eau est remplie, l'évolution temporelle de la seule composante enregistrable à l'intérieur de l'enceinte métallique $\vec{E}_{//}$ se résume à une sinusoïde de période proche de 3 ns. 3 ns pouvant d'ailleurs être comparé à la largeur de l'enceinte métallique (1ns \rightarrow 30 cm dans l'air).

Le comportement observé est donc tout à fait différent de celui escompté théoriquement. Il ne nous sera pas possible de simuler valablement la pénétration du champ électrique à travers une paroi homogène par ce procédé.

Nous nous heurtons probablement à des problèmes de contact lame d'eau-enceinte métallique qui, bien que réalisés en de multiples points, semblent donner naissance à des résonances.

Le lecteur intéressé par ces mesures pourra prendre connaissance de leur compte-rendu intégral en référence I.7 .

Conclusion

Ce premier sous-chapitre nous a permis d'étudier la pénétration en régime harmonique puis impulsionnel d'une onde électromagnétique plane au travers d'une paroi conductrice.

Cette étude a été paramétrée en fonction de la fréquence, de l'angle d'incidence et de la conductivité.

La polarisation TM présente un cas particulièrement défavorable d'illumination. Nous avons profité de cette première partie pour définir les moyens susceptibles de recréer expérimentalement des conditions se rapprochant des hypothèses théoriques avancées. Nous avons ensuite présenté la configuration retenue : le simulateur d'impulsions électromagnétiques (SIEM)

Nous avons montré les résultats obtenus en polarisation TM et sous incidence presque rasante dans le cas d'une paroi de béton de 20 cm d'épaisseur.

Un autre type d'expérimentation a également été tenté en

essayant d'étudier la pénétration du champ EM à travers une lame d'eau de conductivité variable. L'existence de discontinuités au niveau des connexions reliant le liquide à l'environnement métallique nous a semble-t-il empêché d'aboutir expérimentalement.

Nous reviendrons dans le second chapitre sur cette confrontation théorie-expérimentation dans le cas de parois de bâtiments réels.

III - PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE A TRAVERS UNE GRILLE
PLANE DE DIMENSIONS INFINIES :

Cette seconde approche du problème nous permet d'étudier l'influence de l'armature métallique du béton. Le réseau de conducteurs est assimilé à une grille plane de dimensions infinies. Cette simplification permet de définir un coefficient d'efficacité de blindage semblable au paramètre utilisé dans la précédente étude.

Deux simulations expérimentales seront proposées. Une étude hyperfréquence permettant de simuler une grille de grandes dimensions nous donnera des résultats très proches de ceux obtenus théoriquement. Des essais en simulateur d'IEM nous montreront la limite de validité de la théorie et nous permettront d'apporter des conclusions lorsque la longueur d'onde du champ électromagnétique incident est grande devant les dimensions géométriques de la grille.

A. - Eléments théoriques de calcul :

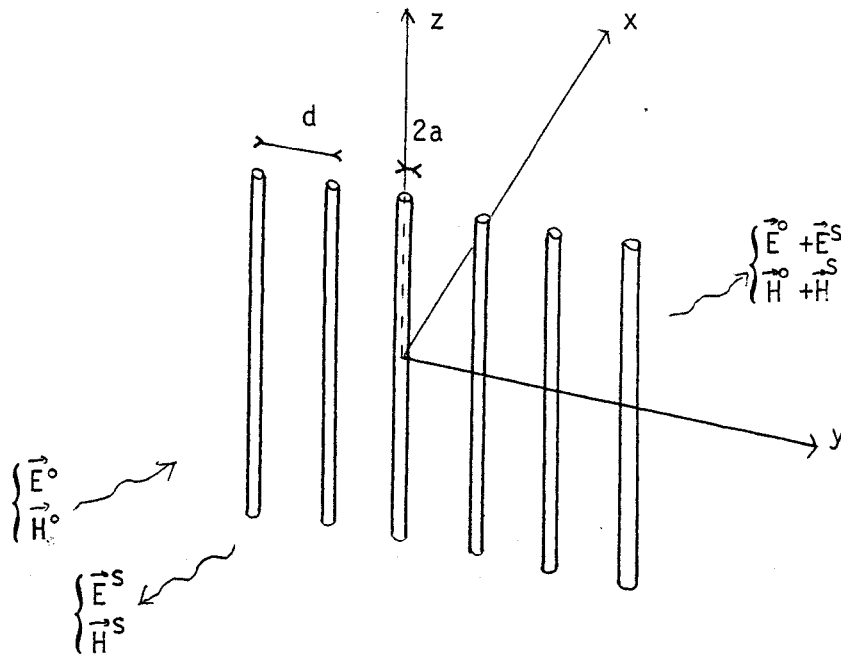
Nous supposerons dans cette étude que la distance "d" séparant deux conducteurs est toujours très supérieure au rayon "2a" des barreaux ($d \gg a$). De ce fait nous pourrions considérer que les courants induits dans les conducteurs obéissent à une répartition à symétrie cylindrique.

Nous pouvons ainsi distinguer deux polarisations :

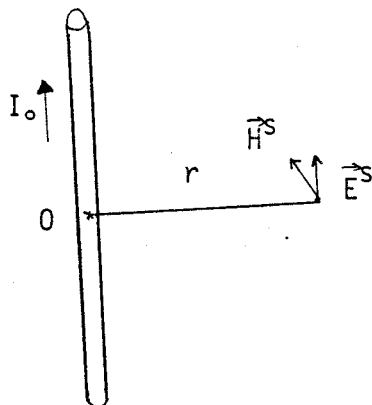
- une polarisation "TM" pour laquelle la composante du champ électrique est perpendiculaire à l'axe du fil. Illuminée sous cette polarisation, la grille est totalement transparente, en effet les courants induits dans les conducteurs parallèles sont très faibles et ne vont pas perturber la pénétration du champ électromagnétique.
- Une polarisation "TE" où la composante du champ électrique est parallèle à l'axe des fils. Les courants induits dans les conducteurs sont alors importants et fonctions de la fréquence de l'onde incidente et des caractéristiques géométriques de la grille.

Ces courants induits rayonnent à leur tour un champ électromagnétique secondaire (\vec{E}^S, \vec{H}^S).

Une onde électromagnétique de polarisation quelconque peut ainsi être décomposée en deux ondes TE et TM obéissant chacune à leurs propres propriétés de transparence.



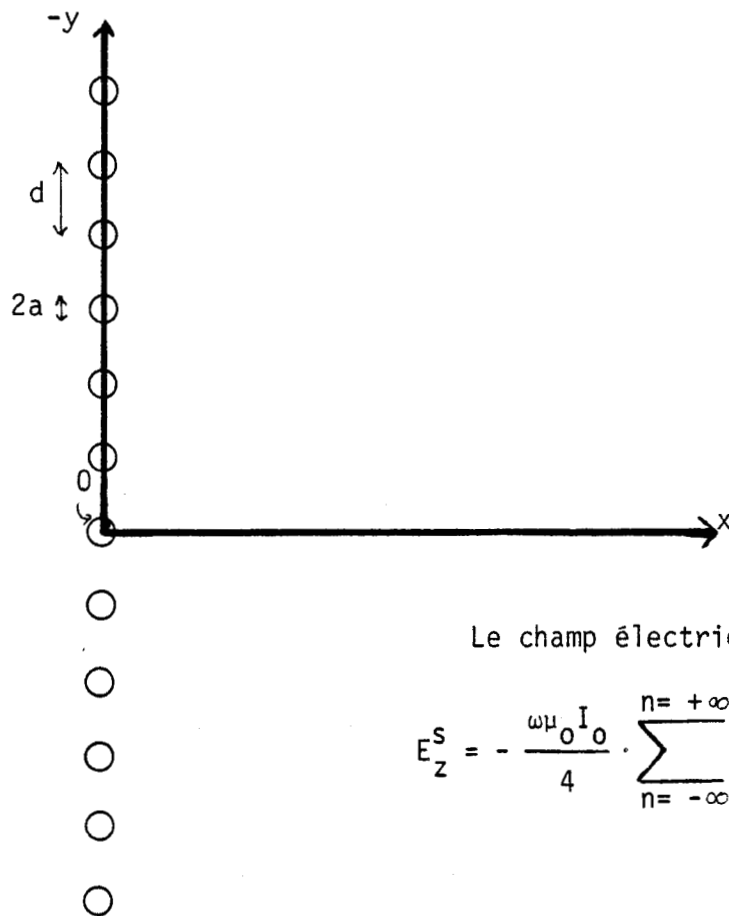
Chaque conducteur pris séparément peut être considéré comme une antenne de longueur infinie. Le champ rayonné par une telle antenne se réduit aux deux composantes E^S et H^S suivantes - (réf. I.8.1):



$$\begin{cases} E^S = -\frac{1}{4} \omega \mu_0 I_0 H_0^{(2)}(\beta r) \\ H^S = -\frac{j}{\omega \mu_0} \text{rot}(E^S) \end{cases}$$

(2)
où H_0 est la fonction de Hankel de seconde espèce.

Si nous considérons maintenant un réseau infini de fils parallèles



Le champ électrique secondaire s'écrit:

$$E_Z^S = - \frac{\omega \mu_0 I_0}{4} \cdot \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} H_0^{(2)} \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(nd-y)^2 + x^2} \right\}$$

réf I.8.2

Le courant induit I_0 dans l'ensemble des conducteurs de la grille est calculé en appliquant la condition de continuité de la composante E_Z à la surface du conducteur

$$E_Z^O (r = a) + E_Z^S (r = a) = - Z_i I_0$$

Z_i est l'impédance linéique du conducteur de diamètre $2a$. Avec les hypothèses initiales Z_i et I_0 ont pour expressions :

$$Z_i = \frac{\gamma_0}{2\pi\sigma a} \cdot \frac{J_0(\gamma_0 a)}{J_1(\gamma_0 a)} \quad \text{avec} \quad \gamma_0 = (-j\omega\mu\sigma)^{1/2}$$



μ, σ sont la perméabilité magnétique et la conductivité électrique des conducteurs composant la grille et J_0, J_1 les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1.

I_0 s'écrit donc :

$$I_0 = \frac{E_Z^0(x=0)}{-Z_i + \frac{\mu_0 \omega}{4} F(a,0)} \quad \text{avec } F(x,y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_0^{(2)} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(nd-y)^2 + x^2} \right]$$

Si les barreaux sont parfaitement conducteurs on obtient

($Z_i \rightarrow 0$)

$$E_Z^r(x,y) = E_Z^0(x) - \frac{F(x,y)}{F(a,0)} \cdot E_Z^0(0)$$

Les composantes du champ magnétique se calculent alors simplement :

$$\begin{cases} H_x^r(x,y) = \frac{-j}{\omega \mu_0} \cdot \frac{1}{F(a,0) - \frac{4}{\mu_0 \omega} Z_i} \cdot \frac{\partial F}{\partial y} \cdot E_Z^0(0) \\ H_y^r(x,y) = H_y^0(x) + \frac{j}{\omega \mu_0} \cdot \frac{1}{F(a,0) - \frac{4}{\mu_0 \omega} Z_i} \cdot \frac{\partial F}{\partial x} \cdot E_Z^0(0) \end{cases}$$

Le champ magnétique en un point est donc la somme des champs magnétiques incident (en $r = 0$) et secondaire rayonné par la nappe infinie de fils.

$$\begin{cases} H_x^r = H_x^0 + H_x^s \\ H_y^r = H_y^0 + H_y^s \end{cases}$$

Les coefficients de transmission en champ électrique et magnétique s'écrivent ainsi :

$$T_{TE} = \left| \frac{E_z^r(x,y)}{E_z^o(x,y)} \right|_{x > 0} \quad T_{TM} = \left| \frac{H_y^r(x,y)}{H_y^o(x,y)} \right|_{x > 0}$$

Ce raisonnement peut être généralisé à une incidence d'onde quelconque. L'influence de l'incidence va introduire un déphasage au niveau des courants induits dans chaque fil. On trouvera réf. I.8.3 le développement des calculs analytiques dans cette configuration.

B.- Résultats numériques :

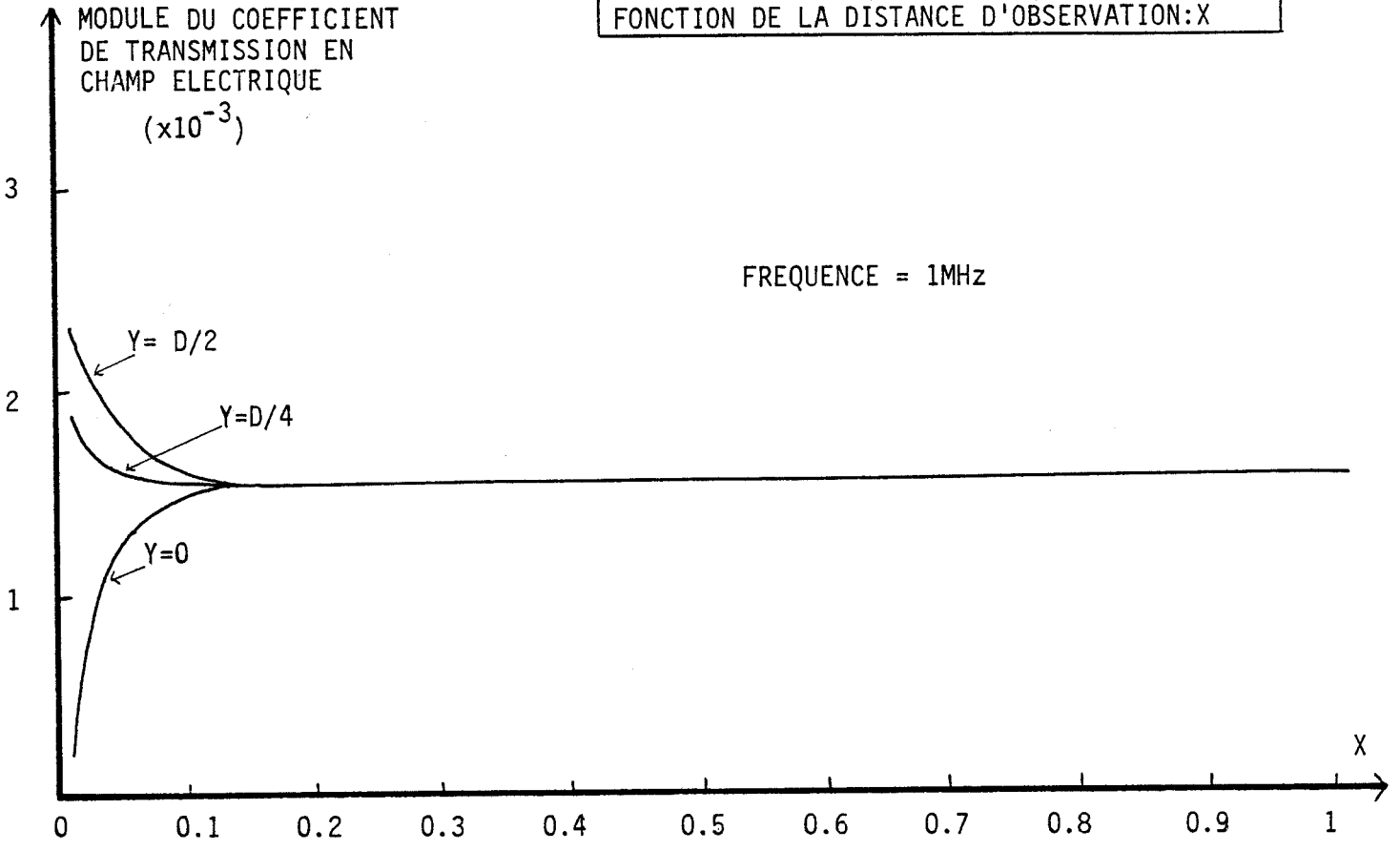
Considérons une grille à barres parallèles de 2 cm de diamètre et 20 cm d'espacement inter-barreaux. Cette grille est alimentée sous incidence normale ($\vec{E} // \text{barreaux}$).

- Les courbes I-17 et I-18 représentent l'évolution du module du champ électrique à l'ombre de la grille aux deux fréquences 1 MHz et 200 MHz. Trois courbes sont tracées dans chacun des cas : à l'ombre d'un barreau ($y = 0$), entre deux barreaux ($y = \frac{d}{2}$) puis à $y = \frac{d}{4}$.

A partir d'une distance d'observation supérieure à la distance interbarreaux, le module du coefficient de transmission en champ électrique T_{TE} est constant. La grille présente évidemment une efficacité de blindage bien supérieure en basse-fréquence (- 56 db à 1 MHz contre - 11 db à 200 MHz)

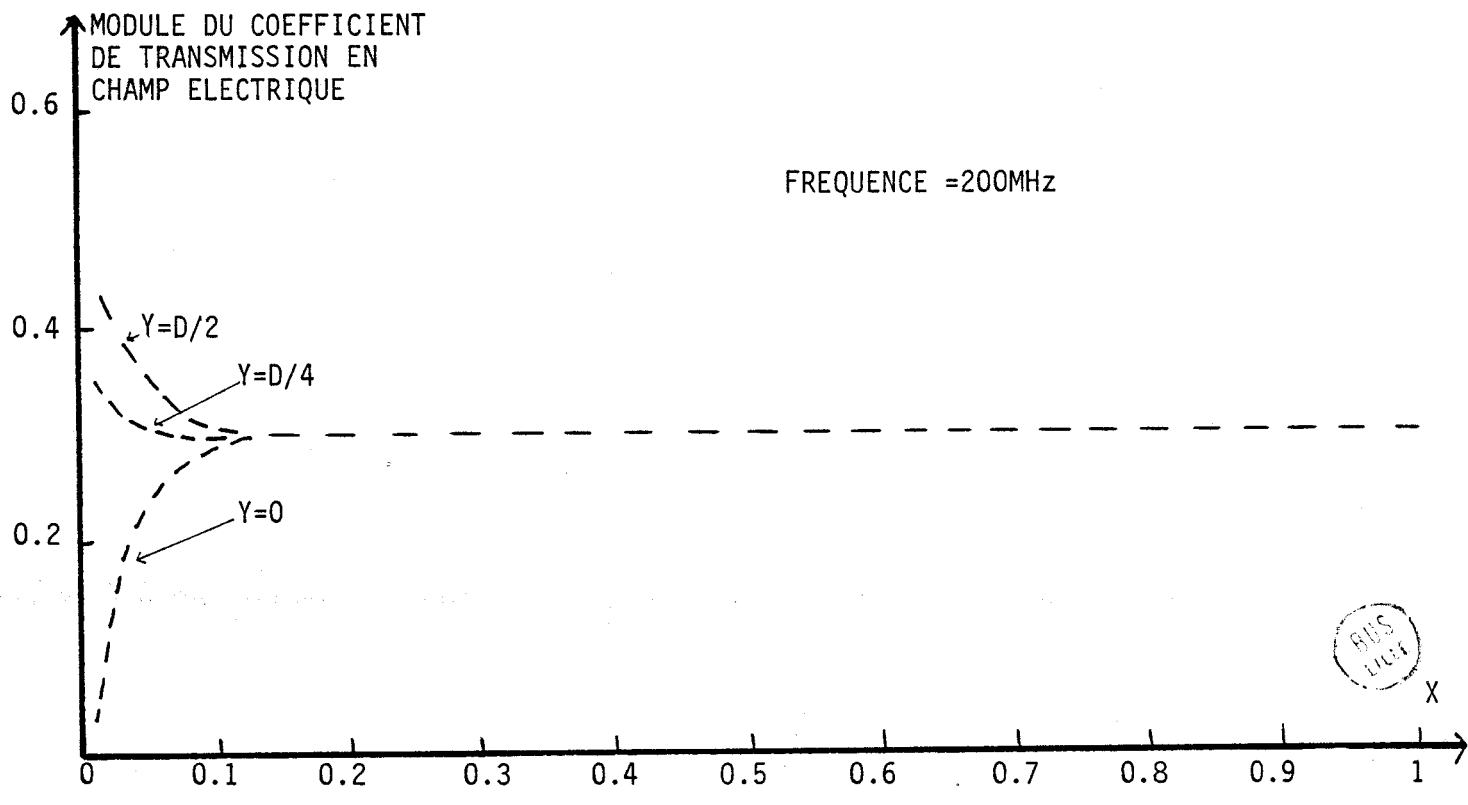
Lorsque l'on se trouve à l'ombre d'un barreau, il se produit un effet de masque atténuant considérablement le champ électrique au voisinage du conducteur (condition aux limites : $\vec{E}_z = 0$ sur le barreau). Entre deux barreaux, l'efficacité de blindage décroît fortement lorsque l'on s'approche du plan d'entrée de la grille.

EVOLUTION DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION EN CHAMP ELECTRIQUE A 1MHz ET A 200MHz EN FONCTION DE LA DISTANCE D'OBSERVATION:X



COURBE I-17

a=1cm
d=20cm
incidence normale



courbe I-18



- Les courbes I-19 et I-20 représentent avec les mêmes paramètres, l'évolution du module du coefficient de transmission en champ magnétique. A proximité des barreaux, nous obtenons les mêmes niveaux à 1 MHz et 200 MHz, le champ magnétique au voisinage des conducteurs est presque uniquement le champ magnétique secondaire H^S rayonné par les barreaux, parcouru par un courant I_0 engendré par la composante E_z du champ électrique incident.

Nous obtenons ainsi au voisinage des conducteurs un champ magnétique localement plus intense que le champ magnétique incident. L'impédance d'onde est de ce fait très faible.

A grande distance de la grille ($x \gg d$) nous obtenons à nouveau une onde plane et des modules du coefficient de transmission en champ électrique et magnétique égaux.

C. - Simulation expérimentale de la pénétration d'une onde plane à travers une grille métallique

C.1 - Simulation par un modèle hyperfréquence :

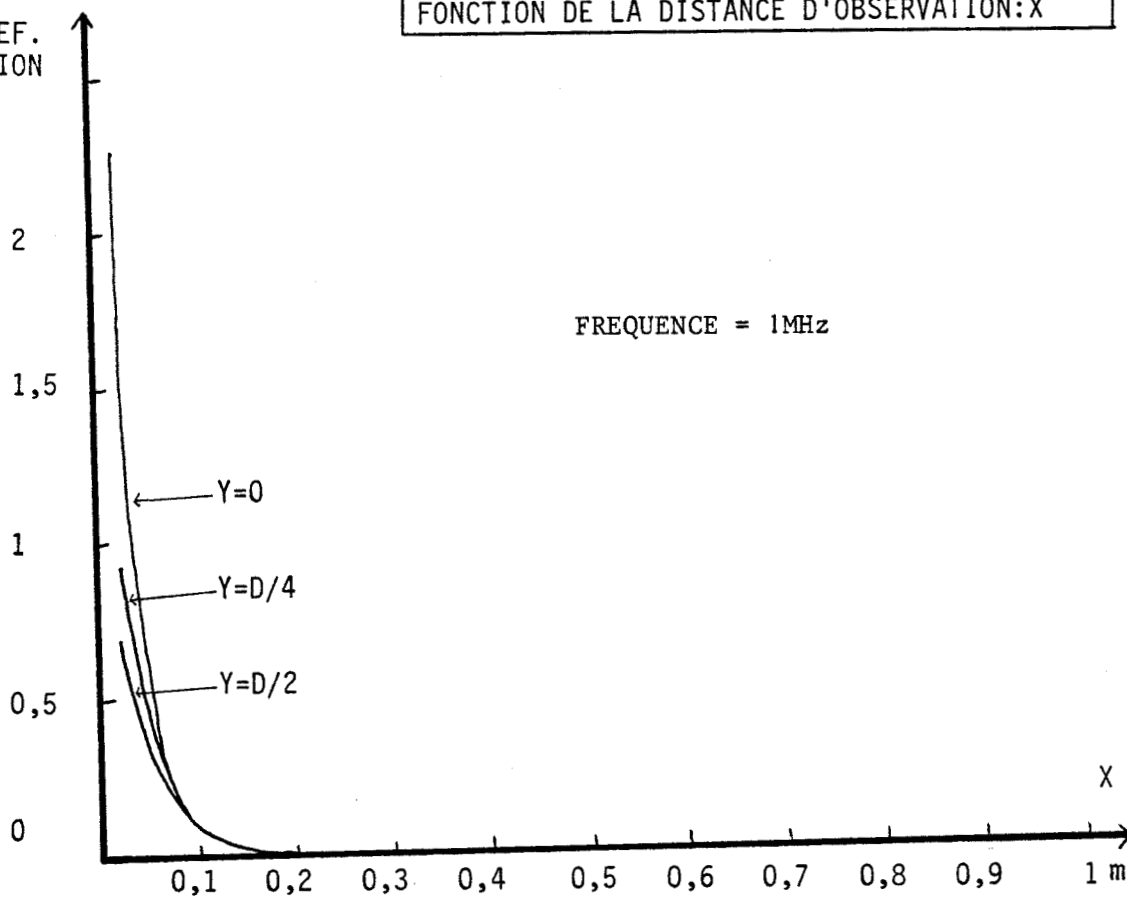
Un banc de mesures utilisable au laboratoire permet d'évaluer l'atténuation offerte par des maquettes réalisées à échelle réduite. Le dispositif émetteur est une source hyperfréquence comportant une diode Gunn couplée à une cavité résonante fonctionnant en bande I. La fréquence d'émission de l'oscillateur libre est de 9,93 GHz. Sa puissance d'émission est de + 14 dB_m.

Le récepteur est composé d'une antenne cornet (gain 14 dB_i) couplée à une cavité résonante. Le signal est détecté par une diode 1N21C montée dans la cavité hyperfréquence réceptrice.

Afin d'améliorer la dynamique de la chaîne de mesures, un générateur auxiliaire module la source d'émission. Cette solution permet de mettre en évidence à la diode réceptrice un signal sinusoïdal à la fréquence de 100 kHz. Un amplificateur sélectif à grande impédance d'entrée

EVOLUTION DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION
EN CHAMP MAGNETIQUE A 1MHz ET A 200MHz EN
FONCTION DE LA DISTANCE D'OBSERVATION: X

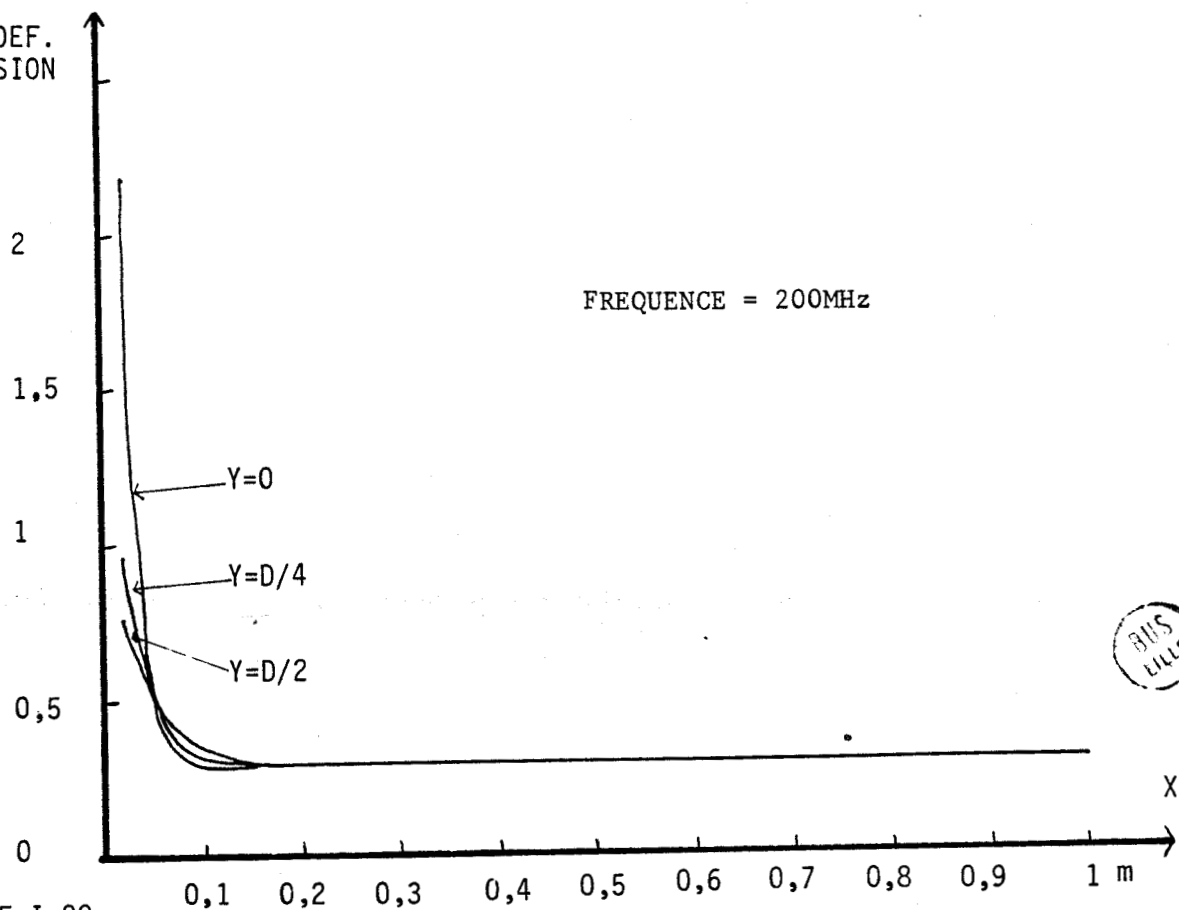
MODULE DU COEF.
DE TRANSMISSION
(H)



COURBE I-19

a= 1cm
d= 20cm
incidence normale

MODULE DU COEF.
DE TRANSMISSION
(H)

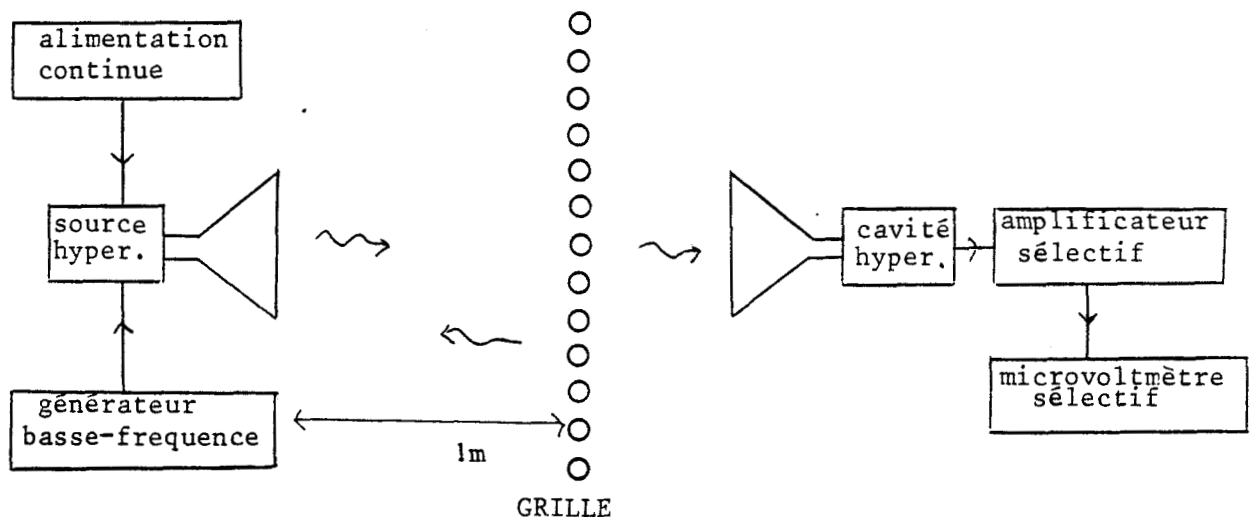


COURBE I-20



suivi d'un mesureur de champs fonctionnant à 100 kHz permet de mesurer les variations des niveaux reçus.

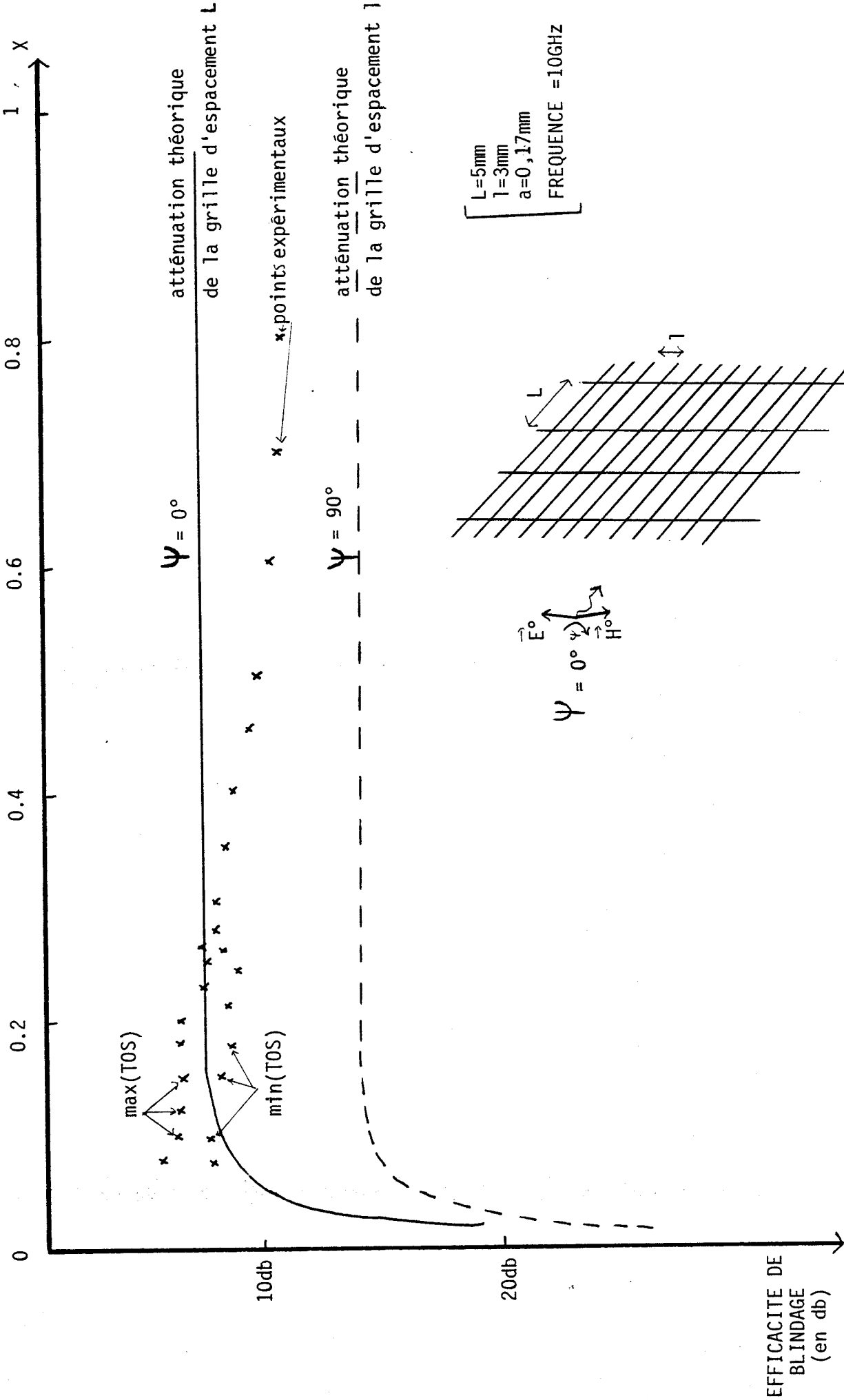
Le synoptique de la chaîne apparaît ci-dessous :



Ultérieurement deux générations d'équipements permettant la mesure directe des champs hyperfréquences ont été élaborées et réalisées au laboratoire, nous reviendrons sur ces équipements lors du second chapitre de notre thèse (réf. I.9, I.10) .

Plusieurs maquettes ont été construites. Sur la courbe I-21 apparaissent les résultats obtenus à l'aide d'une maquette de 50 cm de côté constituée de fils de 34/100 mm de diamètre espacés de 5 mm (nappe verticale) puis de 3 mm (nappe horizontale). Ce rapport de similitude équivaut à la réalisation d'une grille composée de barreaux de 2 cm d'épaisseur séparés de 29 cm et illuminée par une onde à la fréquence de 170 MHz.

SIMULATION HYPERFREQUENCE DE LA PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE
A TRAVERS UNE GRILLE



COURBE I-21



- Sur la courbe I-21 nous avons indiqué les points de mesures correspondants aux atténuations relevées à l'ombre de la grille. A son voisinage, la réflexion grille-cornet introduit un TOS qui s'estompe lorsque la distance d'observation croît.

L'évolution théorique du champ électrique à l'ombre de la grille à grand espacement (5 mm) est représentée en trait plein ($\vec{E}_{//}$ fils) celle obtenue à l'ombre de la grille à faible espacement (3 mm) est représentée en pointillés ($\vec{E}_{//}$ fils également). Nous voyons expérimentalement que c'est effectivement la grille dont les fils sont parallèles au champ électrique incident qui impose son comportement.

A des distances d'observation relativement grandes (en nombre de longueurs d'ondes), l'écart se creuse entre les résultats expérimentaux et théoriques puisque nous illuminons localement à l'aide du cornet une grille de dimensions grandes devant la longueur d'onde (3 cm) mais dont les dimensions géométriques sont du même ordre de grandeur que la distance d'observation.

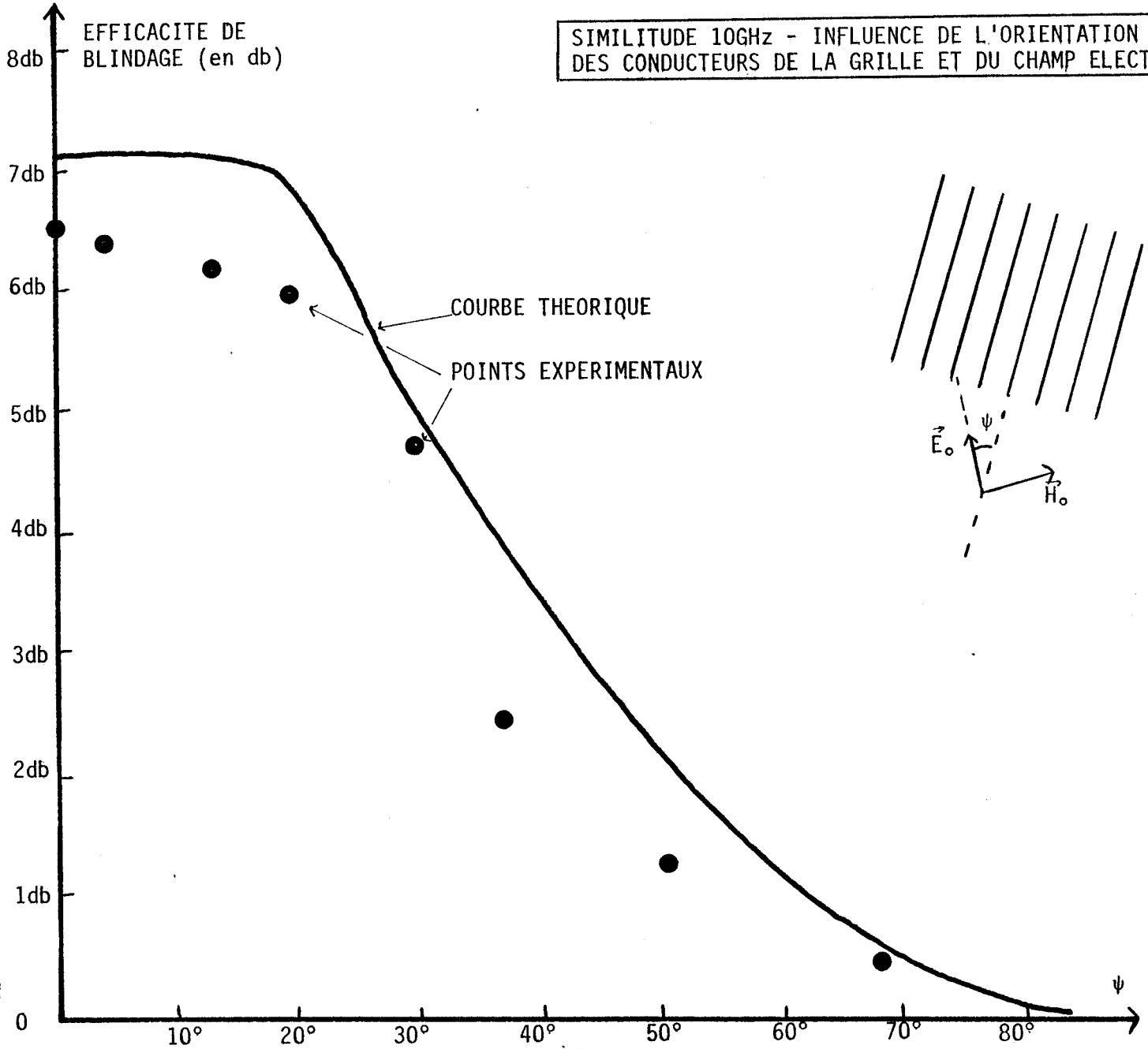
- La courbe I-22 met en relief l'influence de l'orientation du champ électrique (polarisation TEM) vis-à-vis de la disposition de la nappe de fils. L'efficacité de blindage de la grille est maximum lorsque le vecteur champ électrique est colinéaire aux fils. L'efficacité de blindage tend ensuite vers 0 lorsque ψ tend vers $\frac{\pi}{2}$. On relève une bonne corrélation théorie-expérimentation. Cet essai est très simplement mené en faisant pivoter le cornet émetteur autour de son axe.

C.2 Expérimentation sur des grilles de dimensions finies :

L'atelier de mécanique du CNET a réalisé des masques adaptables sur le panneau avant du caisson métallique décrit précédemment (page 20)

Nous pourrions à l'aide des maquettes, travailler à nombre de barreaux constants mais en faisant varier le diamètre de ceux-ci. Puis, à diamètre constant nous avons la possibilité de faire varier la distance interbarreaux. Enfin nous utiliserons une grille à barreaux croisés et nous essaierons de mettre en évidence une variation d'efficacité de blindage lorsque les jonctions des barreaux sont isolées ou en liaison galvanique.

SIMILITUDE 10GHz - INFLUENCE DE L'ORIENTATION RELATIVE DES CONDUCTEURS DE LA GRILLE ET DU CHAMP ELECTRIQUE INCIDENT



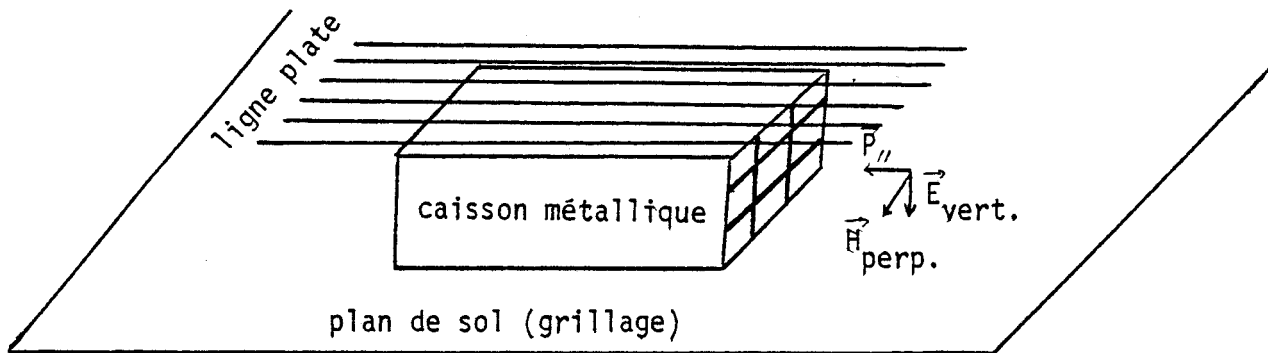
BIS
LILLE

COURBE I-22

a) Evolution du champ électrique vertical à l'ombre des grilles :

En adoptant pour l'instant le concept de blindage par des "grilles", nous nous sommes intéressés à l'évolution de la composante verticale du champ électrique à l'ombre des diverses grilles.

Nous rappelons ci-dessous la dénomination des composantes électrique et magnétique employées.



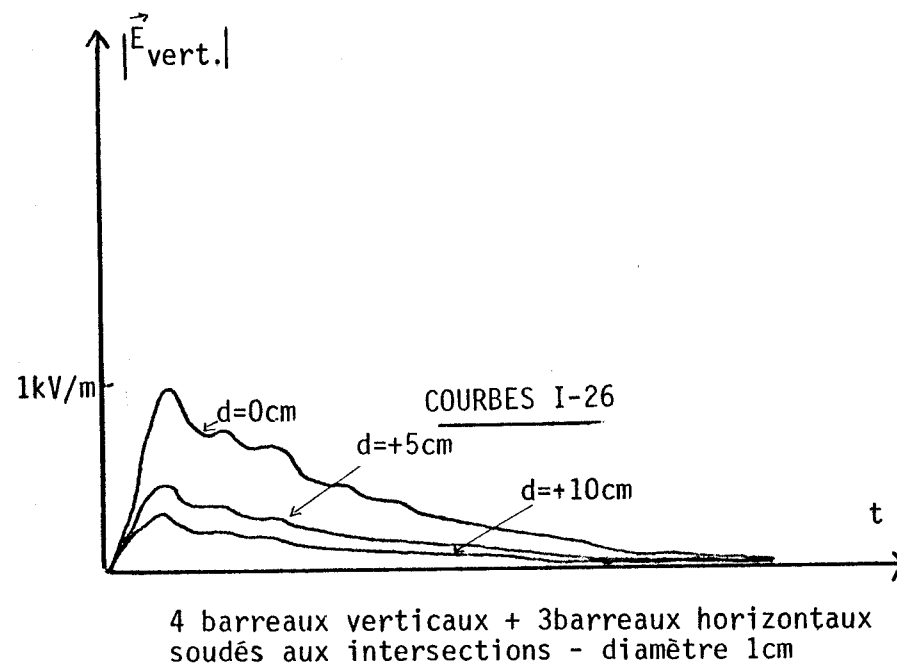
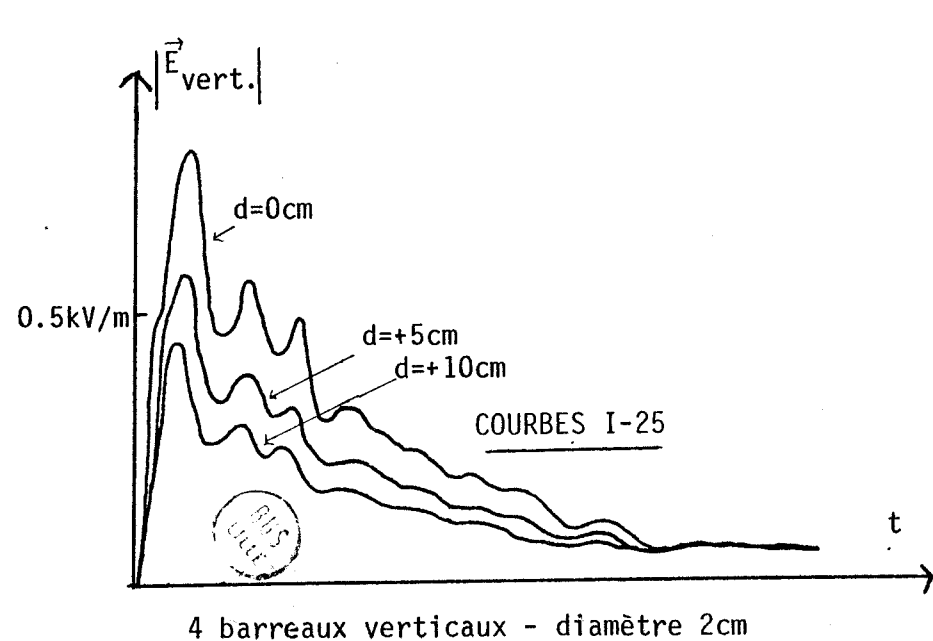
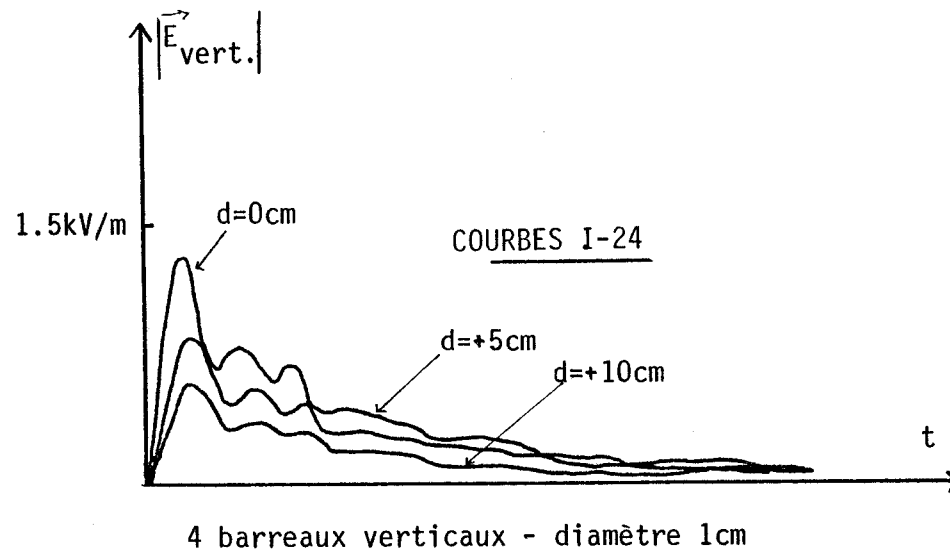
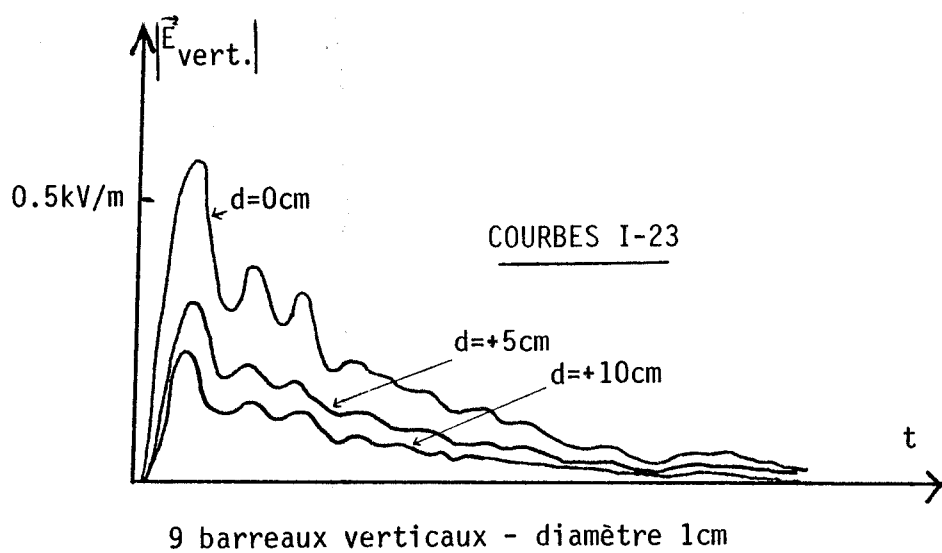
La composante \vec{E}_{\parallel} au simulateur provoquée par la déformation des lignes de champ électrique au voisinage de la structure métallique (p. 20) ne subit pas dans ce cas d'altération par rapport à son comportement dans le caisson métallique totalement ouvert.

Nous étudions l'évolution de $|\vec{E}_{\text{vert.}}|$ en tenant compte de trois critères :

- 1 - Influence du nombre de barreaux à diamètre constant
- 2 - Influence du diamètre des barreaux à écartement constant
- 3 - Influence du contact entre les barreaux dans le cas de grilles croisées.

Notre référence en champ 0 db est le champ au centre du plan d'entrée du caisson métallique sans panneau avant. Les mesures ont été effectuées en relevant les valeurs crêtes des impulsions normalisées transmises.

EVOLUTION DU CHAMP ELECTRIQUE A L'OMBRE DES DIFFERENTES GRILLES ETUDIEES



type de grilles	distance capteur grille			
	0	+ 5 cm	+ 10 cm	+ 15 cm
grilles 9 barreaux verticaux $\varnothing = 1$ cm	580 v/m - 13 db	320 v/m - 18 db	230 v/m - 21 db	180 v/m - 23 db
grille 4 barreaux verticaux $\varnothing = 1$ cm	1320 v/m - 5,5 db	880 v/m - 9 db	610 v/m - 12,5 db	460 v/m - 15 db
grille 4 barreaux verticaux $\varnothing = 2$ cm	800 v/m - 9 db	540 v/m - 13,5 db	420 v/m - 15,5 db	320 v/m - 18 db
grille croisée non soudée 4 barreaux verticaux 3 barreaux hori- zontaux $\varnothing = 1$ cm	1060 v/m - 7,5 db	460 v/m - 15 db	300 v/m - 18,5 db	230 v/m - 20,5 db
grille croisée soudée même caractéristiques que ci-dessus	1050 v/m - 7,5 db	510 v/m - 14 db	340 v/m - 17,5 db	
sans grille	2500 v/m 0 db	1200 v/m - 6,5 db	800 v/m - 10 db	

La valeur absolue de l'atténuation est obtenue en retranchant l'atténuation mesurée sans grille (phénomène de pénétration à travers le caisson métallique) de l'atténuation mesurée avec les différentes grilles étudiées. Sur la planche p.39, nous pouvons également remarquer une dégradation du temps de montée de l'impulsion traduisant une atténuation plus importante du champ électrique vertical en hautes fréquences.

L'efficacité de blindage supplémentaire apportée lorsque l'on double le diamètre des barreaux atteint + 4 db dans cette configuration. De même diviser par deux la distance interbarreaux procure 9 db d'atténuation supplémentaires des champs transmis. Nous laisserons de côté pour le moment le problème des grilles croisées.

b) Influence de la position derrière les barreaux :

Afin d'étudier l'influence du positionnement du capteur derrière les barreaux, nous avons relevé les amplitudes crêtes des impulsions reçues dans l'axe du caisson entre deux barreaux puis à l'ombre d'un barreau:

distance grille capteur	0	+ 5 cm	+ 10 cm	+ 15 cm	+20cm	+25 cm
entre 2 barreaux	1320 v/m - 5,5 db	880 v/m - 9 db	610 v/m -12,5 db	460 v/m - 15 db	340 v/m -17,5db	270 v/m -19,5db
à l'ombre d'un barreau		260 v/m - 20 db	380 v/m - 16,5db	250 v/m -20 db	210 v/m -21,5db	

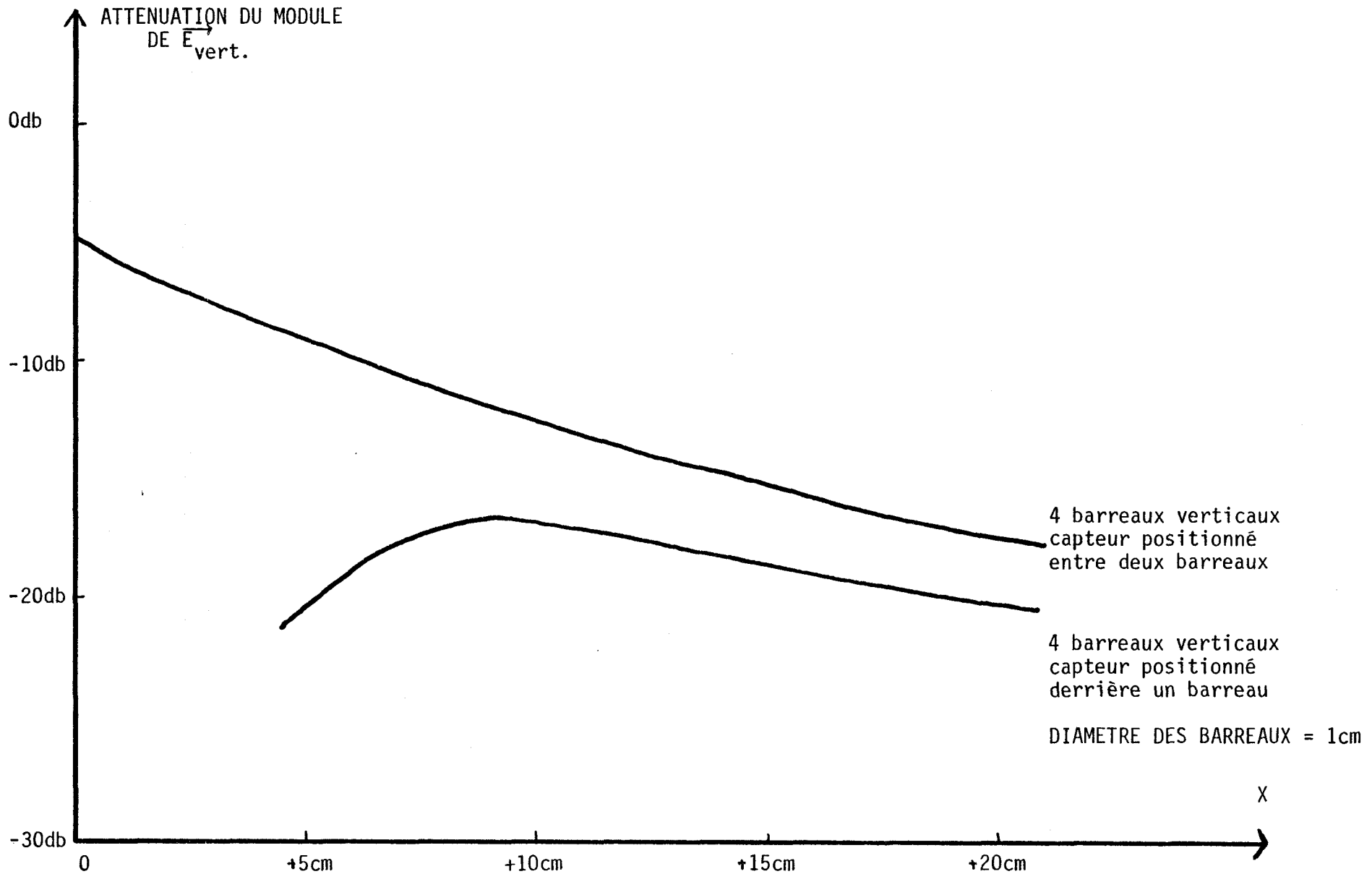
La courbe I-27 représente ces valeurs, on note un affaiblissement considérable du champ électrique lorsque l'on se situe juste derrière un barreau tandis que pour des distances plus importantes, l'amplitude du champ reçu tend à rejoindre celle mesurée avec la disposition "entre deux barreaux".

c) Etude de la polarisation à distance d'observation fixe

Nous avons vu précédemment qu'il existait une composante $\vec{E}_{//}$ très importante dans le plan d'entrée du caisson. Nous verrons dans la troisième partie de ce premier chapitre qu'il est possible de considérer le rayonnement en champ électrique d'une petite ouverture comme étant celui d'un dipôle électrique équivalent induit par une composante de champ électrique normale à cette ouverture.



INFLUENCE DE LA POSITION DERRIERE LES BARREAUX
SUR L'ATTENUATION DU CHAMP ELECTRIQUE VERTICAL



COURBE I-27

Les grilles que nous étudions peuvent être considérées comme un réseau d'ouvertures juxtaposées illuminées par une composante de champ électrique normale.

Afin de bien mettre en évidence ces deux phénomènes très différents, nous avons dressé le tableau suivant qui indique à l'ombre des différentes grilles étudiées, les atténuations mesurées sur les différentes composantes du champ électrique \vec{E}_{vert} , $\vec{E}_{//}$ et également à titre indicatif \vec{E}_{\perp} . Les mesures ont été effectuées à 15 cm du plan d'entrée du caisson métallique et selon une disposition "entre deux barreaux".

numéro du cas étudié	type de grille	$ \vec{E}_{\text{vert}} $	$ \vec{E}_{//} $	$ \vec{E}_{\perp} $
1	ouverture totale	550 v/m - 13 db	2600 v/m - 5,5 db	280 v/m
2	9 barreaux \varnothing 1cm verticaux	170 v/m - 23 db	250 v/m - 26 db	80 v/m
3	4 barreaux \varnothing 1cm verticaux	460 v/m - 15 db	950 v/m - 14,5 db	240 v/m
4	4 barreaux \varnothing 2cm verticaux	350 v/m - 18 db	610 v/m - 18 db	140 v/m
5	4 barreaux vert. 3 barreaux horiz. non soudés \varnothing 1cm	250 v/m - 20 db	300 v/m - 24,5db	100 v/m
6	4 barreaux vert. 3 barreaux horiz. soudé \varnothing 1 cm	250 v/m - 20 db	300 v/m - 24,5db	100 v/m
7	4 barreaux horiz. \varnothing 1 cm	370 v/m - 16,5db	520 v/m - 19,5db	180 v/m

La remarque essentielle que l'on peut faire est la différence importante que l'on peut noter entre les atténuations relevées sur les composantes \vec{E}_{vert} et $\vec{E}_{//}$.

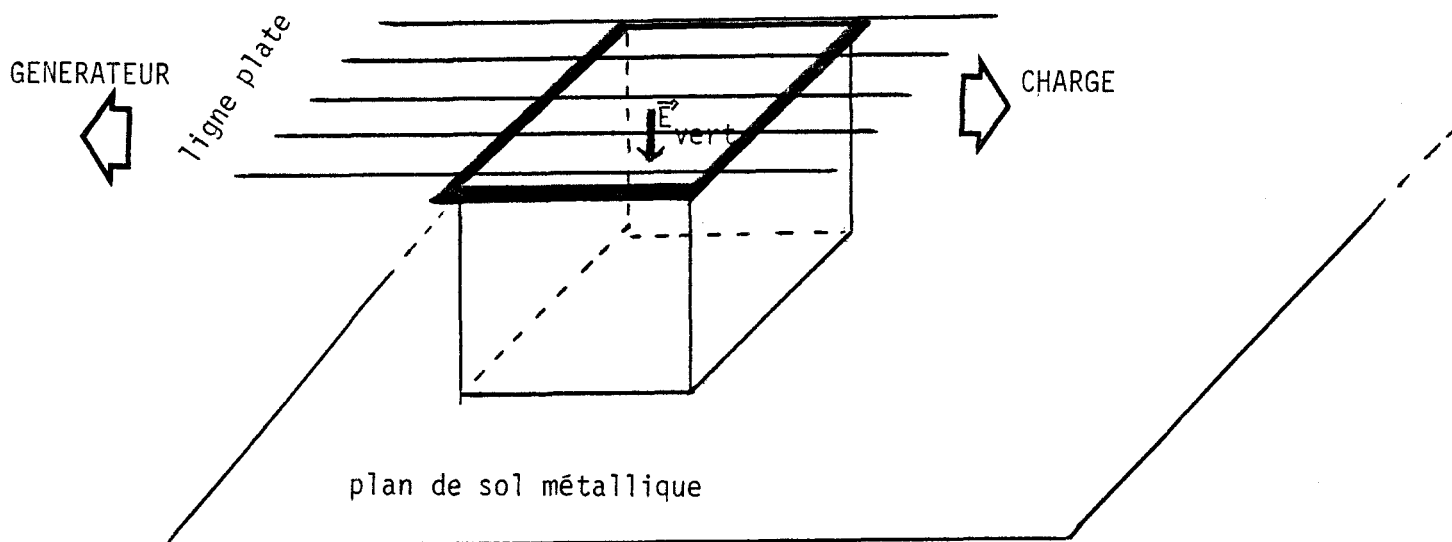
* atténuation effective = atténuation mesurée - atténuation "ouverture totale"

En considérant un phénomène de type grille ($\vec{E}_{\text{vert.}}$) l'atténuation dans le cas d'une grille composée de 9 barreaux de diamètre 1 cm est de 10 db. Par contre, sur $\vec{E}_{//}$ (comportement de type "ouvertures") nous relevons - 20,5 db. Le même comportement est noté pour chaque configuration étudiée.

d) Séparation des deux types de couplage et

mise en évidence du rayonnement de type ouvertures juxtaposées :

Afin d'isoler ce comportement de type réseaux d'ouvertures, nous avons changé la configuration de la maquette comme le schématise le croquis ci-dessous :



On peut remarquer qu'au moyen de cette disposition, nous pouvons exciter le dispositif qu'avec une composante de champ électrique vertical. Cette composante n'introduit pas selon le concept théorique utilisé jusqu'à présent de courant dans les barreaux.

De nouvelles séries de mesures ont ainsi été pratiquées dont nous extrayons les résultats suivants. Cette fois-ci $\vec{E}_{\text{vert.}}$ est donc normal au plan des grilles. Nous obtenons à 2 db près, les mêmes atténuations que sur la composante $\vec{E}_{//}$ de la disposition précédente.

Il est également important de noter que dans cette configuration, la forme des impulsions est parfaitement transmise, ceci est en accord avec le raisonnement théorique assimilant le rayonnement d'une ouverture à ceux de dipôles en régime quasi-statique que nous verrons ultérieurement (sous-chapître III).

distance capteur grille Type de grilles	$ \vec{E}_V $ + 10 cm	$ \vec{E}_V $ + 20 cm
ouverture totale	- 3 db	- 6 db
9 barreaux \varnothing 1 cm	- 20 db	- 24 db
4 barreaux \varnothing 1 cm	- 12 db	- 17 db
4 barreaux \varnothing 2 cm	- 15 db	- 21 db
4 barreaux + 3 bar. non soudés	- 18 db	- 23 db
4 barreaux + 3 bar.	- 18 db	- 23,5 db

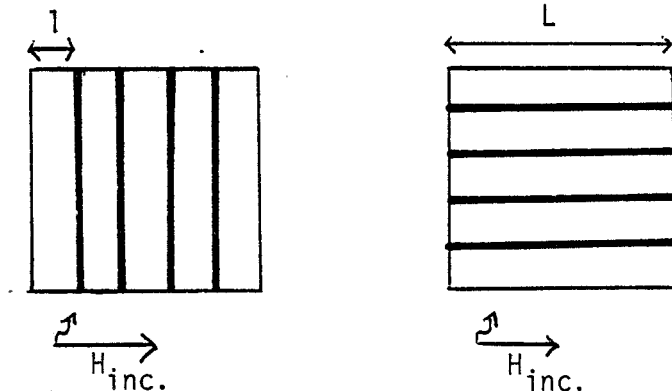
· Efficacité de la grille en champ magnétique :

Dans le troisième sous-chapitre, nous montrerons que, sous certaines conditions, le rayonnement en champ magnétique d'une ouverture est équivalent à celui d'un dipôle magnétique de moment \vec{m} (annexe I.1) :

$$\vec{m} = \alpha_m \cdot L^3 \times \vec{H}_{0inc}$$

expression dans laquelle α_m est la polarisabilité magnétique de l'ouverture considérée. Le moment magnétique est proportionnel au cube de la dimension transversale de l'ouverture excitée par le champ magnétique tangentiel incident.

En fonction de l'orientation des barreaux, nous délimitons des réseaux d'ouvertures élémentaires rectangulaires très différents comme le précisent les croquis ci-dessous :



Les évolutions du champ magnétique à l'ombre de ces deux dispositions seront de ce fait très différentes.

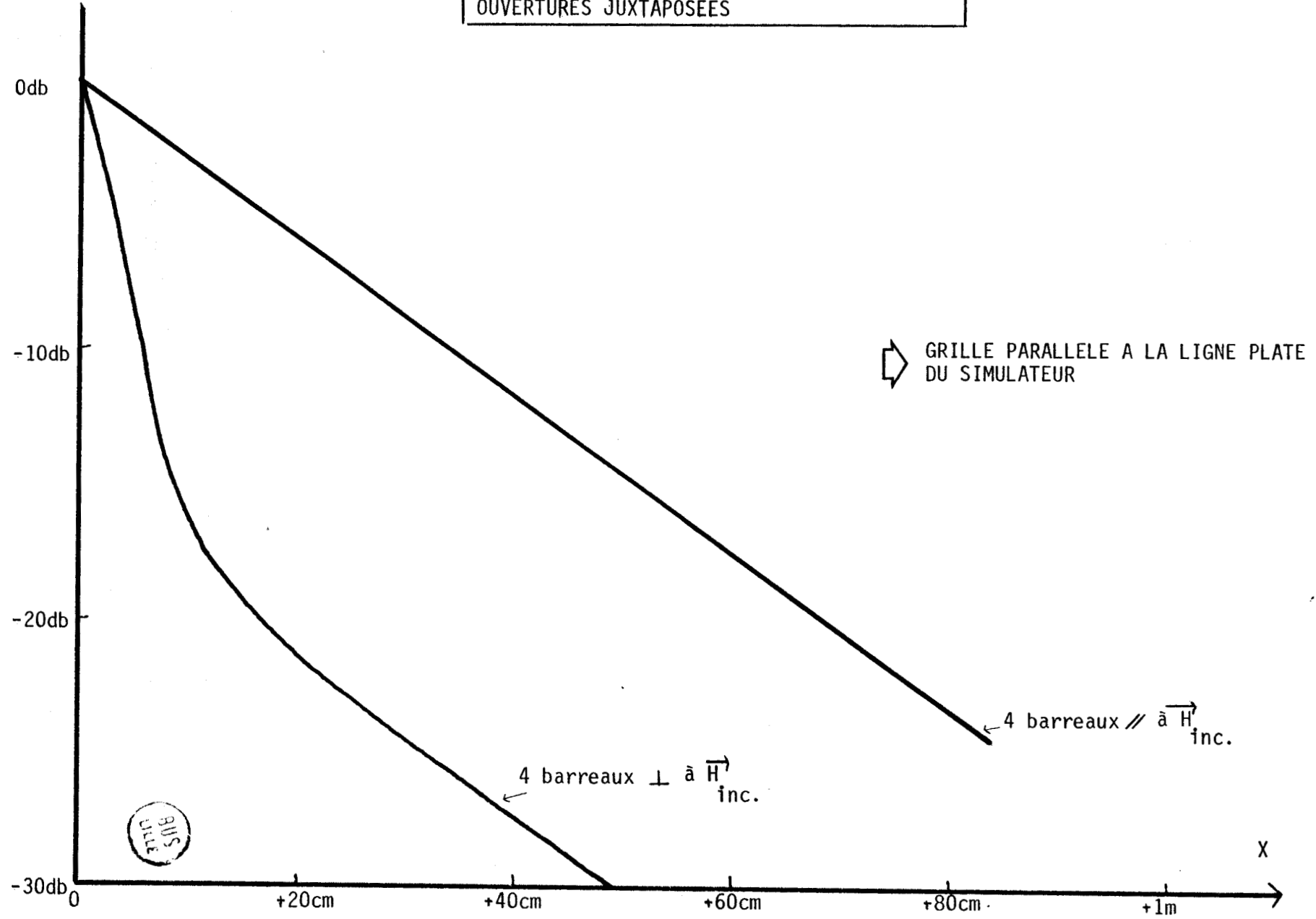
La courbe I.28 représente ainsi l'atténuation de $|\vec{H}_\perp|$ relevée à l'ombre de la grille constituée de 4 barreaux de diamètre 2 cm en fonction de l'orientation des conducteurs. L'écart atteint 16 db dans cet exemple et valide de ce fait l'hypothèse que nous faisons précédemment d'un rayonnement de type "ouvertures juxtaposées".

Dans la configuration (1), on retrouve l'évolution du champ magnétique dans le caisson métallique totalement ouvert en $e^{-\alpha x}$.

Il ne nous a pas été possible de mettre en évidence un renforcement notable du champ magnétique au voisinage des barreaux avec ce type d'illumination.

ATTENUATION DU MODULE
DU CHAMP MAGNETIQUE TANGENTIEL

MISE EN EVIDENCE D'UN RAYONNEMENT DE TYPE
OUVERTURES JUXTAPOSEES



COURBE I-28

Conclusion :

De nombreux autres essais ont été effectués afin de mettre en évidence ce que nous avons développé dans cette seconde partie. En particulier, nous avons superposé les grilles à de grandes ouvertures circulaire ou rectangulaire. Nous laissons le soin au lecteur intéressé de consulter les rapports de manipulation (réf. I.11) qui ont été rédigés à l'issue des différentes campagnes de mesure afin de compléter ce document nécessairement condensé.

Nous avons tenté dans ce sous-chapitre d'effectuer une étude compréhensive de la pénétration du champ électromagnétique au-travers d'une grille. Si les dimensions de celle-ci peuvent être considérées comme grandes devant la longueur d'onde, nous avons obtenu que l'efficacité de blindage est étroitement liée au rapport : diamètre de chaque barreau sur la distance inter-barreau.

La polarisation de l'onde la plus défavorable dans ce cas est la polarisation TM_z , \vec{E} est alors perpendiculaire aux fils, la grille est ainsi quasi-transparente. Lorsque le champ électrique présente une composante parallèle aux conducteurs, il induit un courant I_0 dans ceux-ci. Le rayonnement des fils parcourus par ce courant I_0 nous a permis d'introduire les coefficients de transmission en champ électrique et magnétique. Leurs déterminations permettent de déterminer les efficacités de blindage de telles grilles infinies.

Lorsque les grilles sont de petites dimensions où lorsqu'elles sont croisées avec contact galvanique aux jonctions, nous avons mis en évidence expérimentalement deux types de rayonnement : un rayonnement analogue au précédent et de type grille mais également un rayonnement de type ouvertures juxtaposées.

Le comportement général de ce réseau est similaire à celui d'une ouverture élémentaire que nous allons maintenant étudier théoriquement et expérimentalement dans un troisième sous-chapitre.

IV - ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU RAYONNEMENT D'UNE OUVERTURE

A. - *Procédés d'investigations :*

Les méthodes susceptibles d'être utilisées lors de cette étude sont variées et ne présentent pas toutes des avantages identiques.

Trois classes de méthodes se distinguent : la représentation modale, les représentations intégrales et les représentations asymptotiques (Réf. I.12)

. Représentations modales :

Dans cette classe de méthodes, la surface S de l'obstacle coïncide avec une surface de coordonnées choisie à l'avance (ellipsoïde dans le système ellipsoïdal etc...) On montre que l'équation d'ondes est séparable dans ce système, la solution s'écrit alors comme un produit de fonctions chacune d'elles dépendant de l'une seulement des variables de coordonnées.

Les méthodes modales servent en général à élaborer des solutions tests pour évaluer des approches non analytiques. Elles ne s'appliquent qu'à un nombre limité de cas, citons comme exemple : la fente infinie dans un cylindre circulaire infini.

. Représentations intégrales :

Contrairement à la représentation modale, l'obstacle peut avoir ici une forme quelconque. Les représentations intégrales sont très variées et de façon générale consistent à exprimer le champ partout en fonction soit des courants électriques sur la partie métallique de S , soit des courants magnétiques dans l'ouverture. Dans un premier temps, on cherche à déterminer \vec{J}_e ou \vec{J}_m en résolvant une équation intégrale, ce résultat est ensuite utilisé pour déterminer les champs transmis.

Les représentations intégrales sont des solutions rigoureuses s'adaptant à des obstacles de formes arbitraires. Leur utilisation est rentable pour des ouvertures dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Au-delà de cette taille, la résolution du système nécessite d'importants moyens numériques.

. Représentations asymptotiques :

Lorsque les dimensions de l'obstacle sont très grandes ou très petites devant la longueur d'onde, diverses approximations peuvent être introduites conduisant à des représentations simplifiées des champs.

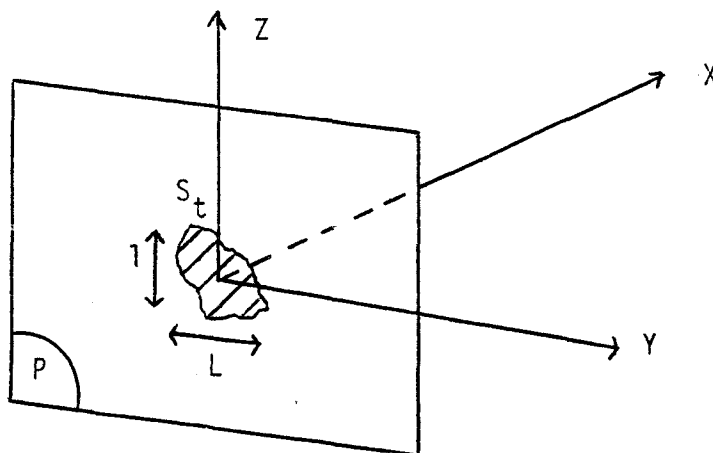
- la théorie géométrique de la diffraction (T.G.D) considère lorsque les dimensions de l'obstacle sont importantes que le champ se propage suivant des rayons (incident, réfléchi, transmis) analogues à ceux de l'optique.

- dans le cas où les dimensions de l'ouverture sont petites devant la longueur d'onde, il est possible de représenter les effets de celle-ci comme étant ceux de deux dipôles électrique et magnétique équivalents.

Le spectre de l'impulsion électromagnétique normalisée s'étend de quelques dizaines de kHz à 100 MHz. Une grande partie de l'énergie véhiculée par cette impulsion se situe dans les raies de basse-fréquence du spectre. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi comme base pour cette étude la dernière méthode citée. En effet, on pourra le plus souvent considérer que la longueur d'onde du champ électromagnétique incident est grande devant les dimensions transversales des ouvertures et fenêtres percées dans les parois.

B. - *Eléments théoriques de calcul* :

Considérons le problème suivant de la pénétration du champ électromagnétique à travers une paroi :



Une onde incidente plane illumine un plan parfaitement conducteur de dimensions transversales infinies et d'épaisseur nulle. Une ouverture est pratiquée dans ce plan.

La représentation asymptotique que nous choisissons impose de plus que les dimensions géométriques de l'ouverture soient petites vis-à-vis de la longueur d'onde dans l'air du champ électromagnétique incident.

Nous montrons, annexe I.1, que le rayonnement de l'ouverture dans ces conditions est équivalent à celui de deux dipôles :

- . un dipôle magnétique équivalent induit par une composante de champ magnétique tangentielle à l'ouverture.
- . un dipôle électrique équivalent induit par une composante de champ électrique normale à l'ouverture.

Les moments magnétique et électrique de ces dipôles (\vec{m} et \vec{p}) sont reliés au champ électromagnétique incident par l'intermédiaire des termes polarisabilités magnétique et électrique de l'ouverture (α_{my} , α_{mz} , α_e)

$$\vec{m} = \alpha_m : \vec{H}_0 \text{ tang.}$$

$$\vec{p} = \epsilon_0 \cdot \alpha_e \vec{E}_0 \text{ norm.}$$

Les termes α_{my} , α_{mz} , α_e sont obtenus en calculant les intégrales doubles suivantes :

$$\alpha_{my} = \iint_{S_t} y \cdot f(y, z) dy \cdot dz$$

$$\alpha_{mz} = \iint_{S_t} z \cdot f(y, z) dy \cdot dz$$

$$\alpha_e = \iint_{S_t} g(y, z) dy \cdot dz$$

Les fonctions $f(y, z)$ et $g(y, z)$ sont solutions des équations intégrales suivantes :

$$y = \frac{1}{\pi} \iint_{S_t} \frac{f(y', z')}{\sqrt{(z - z')^2 + (y - y')^2}} dy' dz'$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{\pi} \iint_{S_t} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) g(y', z') dy' dz' \right\} = 1$$

réf. annexe I.1

La résolution numérique de ces équations intégrales nous permet ainsi d'accéder aux valeurs des polarisabilités magnétiques et électriques d'ouvertures de formes quelconques (Réf. I.13).

Nous allons analyser ces résultats afin de définir la géométrie optimum des ouvertures que l'on doit adopter en vue d'une efficacité de blindage optimum en champ électrique ou en champ magnétique.

C. - *Exploitation des résultats numériques :*

Application à la comparaison théorique de différentes géométries d'ouvertures.

Nous avons choisi pour référence une ouverture circulaire, nous comparons son efficacité de blindage à différentes géométries d'ouvertures, ceci en champ magnétique puis en champ électrique. Le champ magnétique incident peut être orienté selon la grande ou la petite dimension de l'ouverture et procure de ce fait une efficacité de blindage différente selon cette orientation. C'est pourquoi, en champ magnétique, nous avons indiqué les résultats théoriques extrêmes, par exemple une ouverture carrée illuminée par un champ magnétique parallèle à un côté sera considérée comme un losange lorsque l'illumination se fera avec \vec{H}_{inc} parallèle à une diagonale.

Le tableau récapitulatif de la page suivante permet de comparer de nombreuses configurations.

De ces résultats, nous pouvons tirer quelques remarques générales :

- . En champ électrique, à surfaces constantes, l'efficacité de blindage croît lorsque la dissymétrie géométrique des ouvertures est plus prononcée. Une ouverture en forme de fente sera ainsi optimum.
En régime quasi-statique, le champ électrique à l'ombre de l'ouverture est induit par le dipôle électrique équivalent. Le minimum de transmission se produira de ce fait pour une onde plane arrivant sous incidence normale.
- . En champ magnétique : Considérons un champ magnétique tangentiel incident, selon l'orientation de la direction du champ magnétique dans le plan de l'ouverture, il est possible de définir une incidence favorable ou défavorable lorsque l'ouverture ne présente pas une symétrie totale.

Ceci peut être mis à profit si l'on connaît la polarisation du champ magnétique incident.

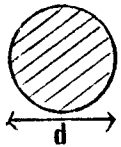
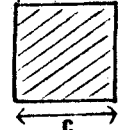


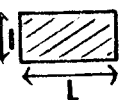
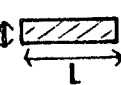
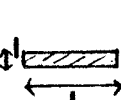
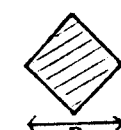


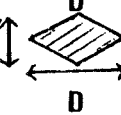
Dans la négative, l'ouverture circulaire possédant une polarisabilité isotrope dans son plan procure l'efficacité de blindage optimum.

A partir de ces conclusions, des résultats d'intérêt pratique apparaissent :

A proximité d'une fenêtre de forme très asymétrique, on pourra disposer préférentiellement des dispositifs comportant des composants électroniques sensibles au champ électrique (FET etc...) et éviter d'installer des chemins de câbles. Il vaudrait mieux alors les disposer près d'une fenêtre circulaire.

En tout état de cause, l'atténuation à l'ombre des ouvertures se faisant en raison inverse du cube de la distance fenêtre-point de réception, on aura intérêt à éviter la proximité immédiate des ouvertures pour tous ces équipements.

91/5
FILE

FORME DE L'OUVERTURE Le signe -(ndb) ⇒ une efficacité de blindage moindre	* POLARISABILITE MAGNETIQUE				* POLARISABILITE ELECTRIQUE	
	Ecart par rapport à une ouverture circu- laire à dimensions transversales maximales constantes		Ecart par rapport à une ouverture circu- laire à surfaces constantes		Ecart par rapport à une ouverture circulaire à dimensions transversales maximales constantes	Ecart par rapport à une ouverture circulaire à surfaces constantes
	incidence favorable	incidence défavorable	incidence favorable	incidence défavorable		
CERCLE 	référence $p_m = \frac{d^3}{6}$				référence $p_e = \frac{d^3}{12}$	
CARRE 	$\alpha_m = 0,26c^3$ - 4 db	 losange - 5 db		 losange - 2 db	$\alpha_e = 0,113c^3$ - 2,6 db	+ 0,5 db
RECTANGLE $L/l = 2$ 	$\alpha_m = 0,057l^3$ + 9,3 db	$\alpha_m = 0,157L^3$ + 0,5 db	+ 3,4 db	- 5,5 db	$\alpha_e = 0,037L^3$ + 9,5 db	+ 1,1 db
RECTANGLE $L/l = 4$ 	$\alpha_m = 0,013l^3$ + 22 db	$\alpha_m = 0,102L^3$ + 4 db	+ 7,2 db	- 11 db	$\alpha_e = 0,011 L^3$ + 17,6 db	+ 2 db
RECTANGLE $L/l = 8$ 	$\alpha_m = 0,003l^3$ + 35 db	$\alpha_m = 0,069L^3$ + 7,6 db	+ 11 db	- 16 db	$\alpha_e = 0,003 L^3$ + 29 db	+ 5 db
LOSANGE $D/D' = 1$ 	+ 5 db	 carré $\alpha_m = 0,106D^3$ + 4 db	 carré + 0,75 db	- 2 db	$\alpha_e = 0,113 D^3$ - 2,6 db	+ 0,5 db
LOSANGE $D/D' = 2$ 	$\alpha_m = 0,047D^3$ + 11 db	$\alpha_m = 0,074D^3$ + 7 db	+ 4 db	- 11 db	$\alpha_e = 0,013 D^3$ + 10 db	+ 2 db

Etude expérimentale du rayonnement d'une ouverture en fonction de sa géométrie :

Plusieurs panneaux adaptables sur la maquette décrite p. 20 ont été utilisés. Ces masques ($L = l = 1,10$ m) sont percés d'ouvertures en forme de carré, de losange ou de rectangle.

Les données géométriques de ces ouvertures sont :

{	. un cercle de diamètre	= 10 cm	S = 80 cm ²
	. un carré de côté	= 8,9 cm	S = 80 cm ²
	. un losange de diagonale	= 12,5 cm	S = 80 cm ²
	. un rectangle de longueur L: 17,8 cm		S = 80 cm ²
		de largeur l: 4,4 cm	
		L/l : 4	

ainsi que :

{	. losange de diagonale	= 10 cm
	. cercle de diamètre	= 10 cm
	. carré de côté	= 10 cm

Il nous est de la sorte possible d'étudier et de comparer le rayonnement d'ouvertures en prenant comme constante la surface de l'ouverture ou l'une de ses dimensions transversales. Ceci nous permettra de conclure quant à l'influence de la géométrie de l'ouverture.

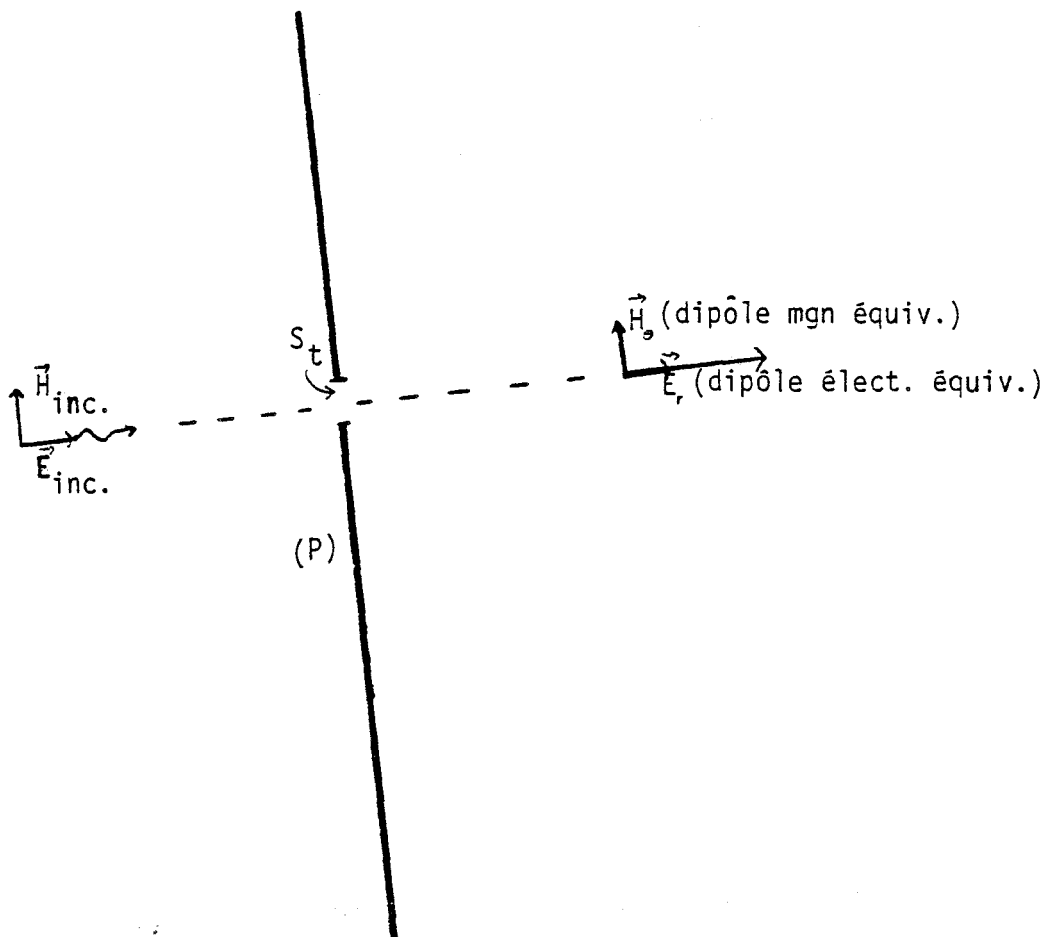
D.1. - Etude en régime sinusoïdal de la pénétration du champ magnétique :

Nous avons remarqué précédemment qu'en raison du volume important du caisson métallique dans le simulateur, les lignes de champ électrique sont notablement déformées et viennent se former normalement au plan conducteur percé des ouvertures à étudier.

De ce fait, nous aurons dans le plan de l'ouverture un champ électrique normal et un champ magnétique tangentiel induisant des dipôles électrique et magnétique équivalent au rayonnement de l'ouverture.

Toutefois dans la gamme de fréquences expérimentalement étudiées (1 - 100 MHz) et pour des distances d'observation plan d'ouverture - capteur inférieures à 1 m, nous serons dans l'approximation quasi-statique. Nous satisfaisons également la condition: dimensions transversales de l'ouverture petites devant la longueur d'onde du champ électromagnétique incident.

De ce fait, un dipôle électrique ne rayonnera essentiellement qu'une composante \vec{E}_r et un dipôle magnétique une composante \vec{H}_θ ce qui nous permet d'isoler facilement la contribution des deux sources.



Lorsque l'enceinte métallique est totalement ouverte, l'atténuation à 20 cm du plan d'entrée du caisson métallique est de 4 db. Quand les masques métalliques percés d'ouvertures obturent le panneau avant, des mesures préliminaires indiquent une variation des niveaux reçus de l'ordre de 40 db dans les vingt premiers centimètres d'observation. Nous négligerons ainsi lors de ces mesures l'influence de la propagation du champ magnétique dans le caisson métallique.

a) comparaison à dimensions transversales fixes des efficacités de blindage d'ouvertures circulaire ou en forme de losange puis de carré :

L'évolution du module de la composante H_{θ}^{\rightarrow} à l'ombre de ces ouvertures est tracée sur la courbe I.25.

Nous constatons que l'efficacité de blindage d'une telle ouverture circulaire est supérieure de 4 db à celle d'une ouverture carrée. D'autre part, l'efficacité de blindage du losange est très légèrement supérieure à celle du cercle circonscrit.

Ces résultats sont en accord avec les prévisions théoriques précédentes, nous avons en effet $\alpha_m(\text{carré}) = 0,23 c^3$ et $\alpha_m \text{ cercle} = \frac{d^3}{6}$ soit un écart théorique de 3 db ($d = c$).

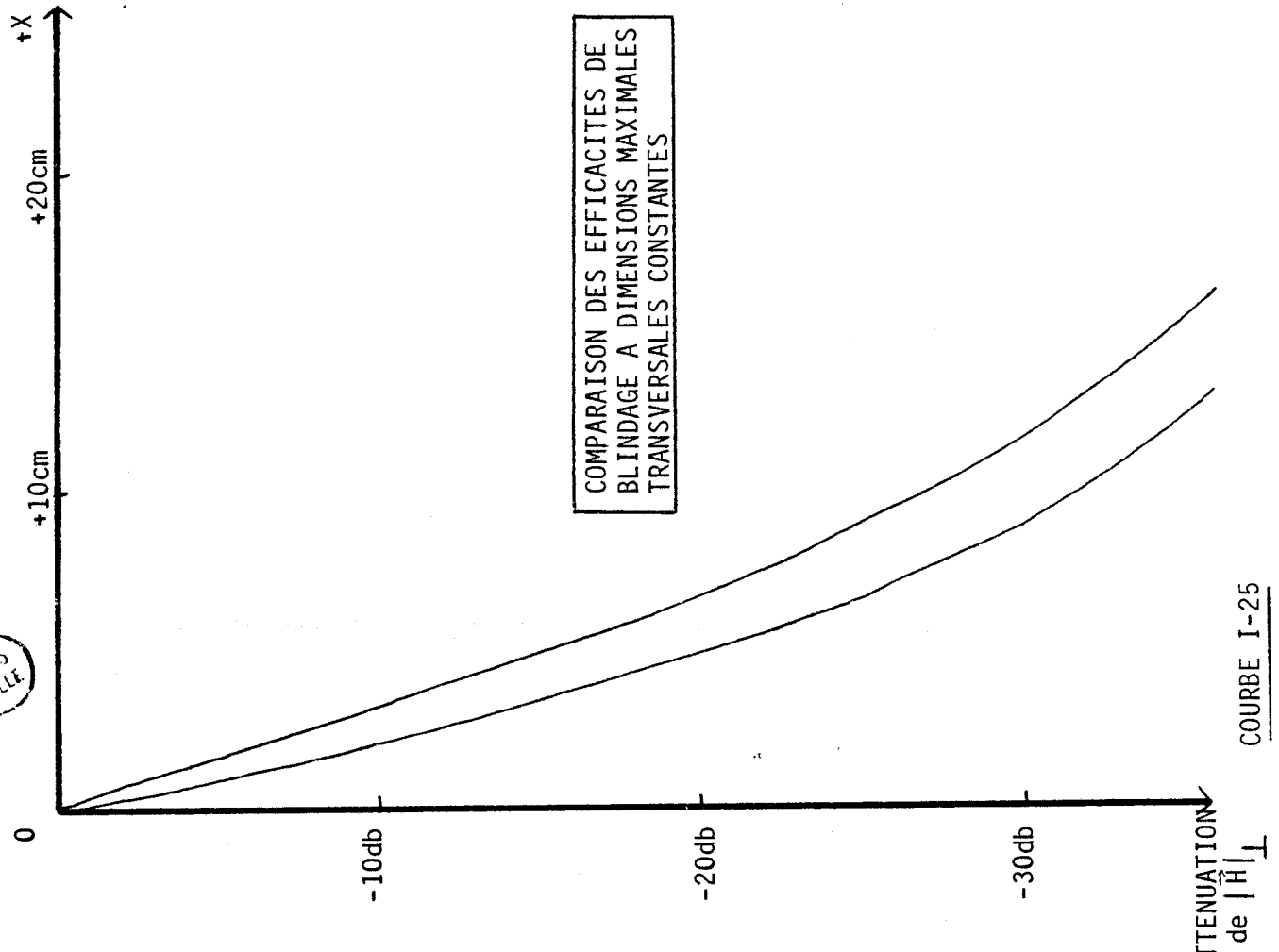
b) Comparaison à surfaces constantes des efficacités de blindage d'ouvertures circulaire puis rectangulaire ($L/l = 4$)

Les surfaces de toutes ces ouvertures sont égales à 80 cm^2 . Sur la courbe I.26 nous avons représenté comme précédemment l'évolution du module de la composante \vec{H}_{θ} à l'ombre de la paroi métallique percée d'ouvertures.

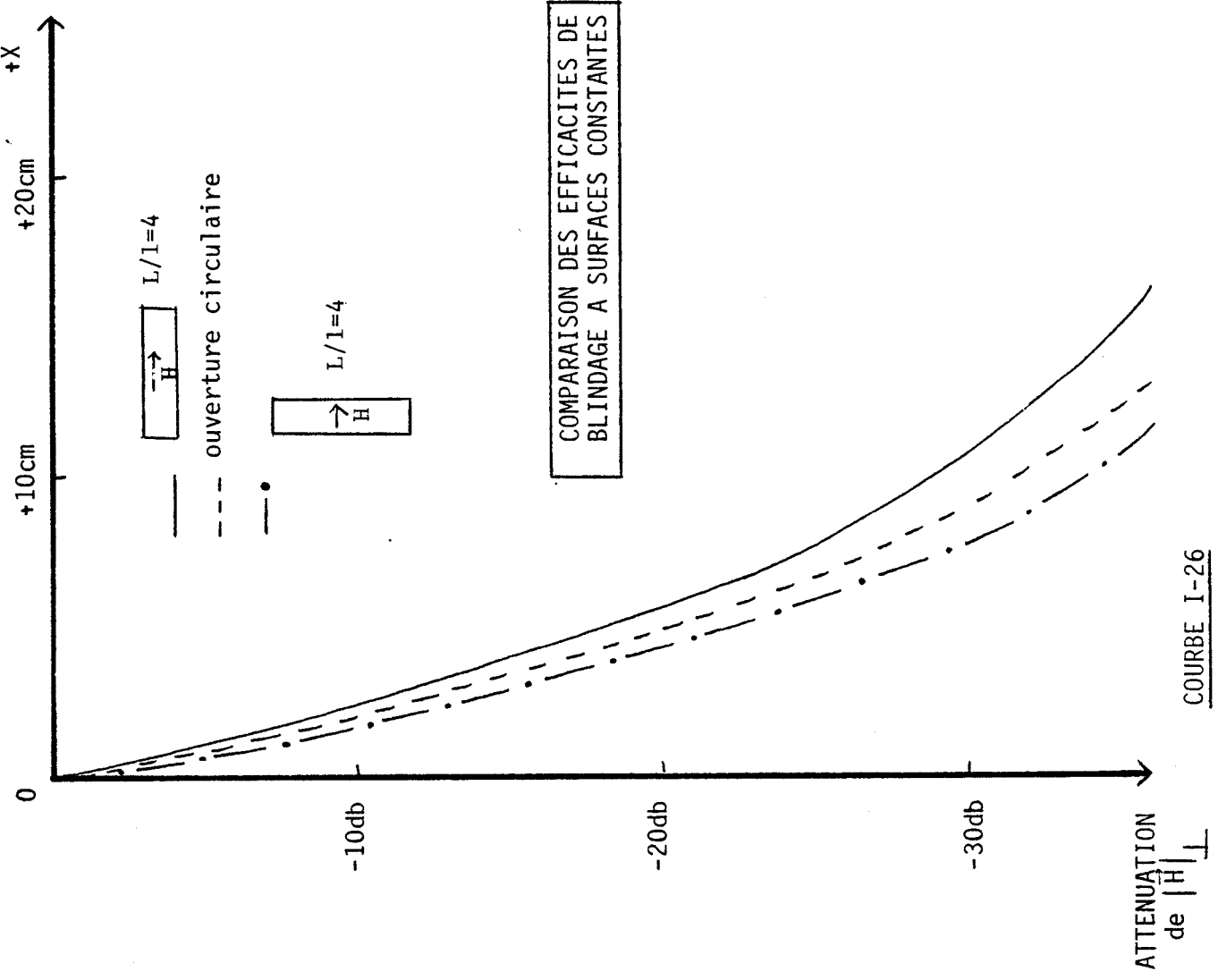
L'ouverture rectangulaire a été disposée suivant deux configurations

- . La longueur parallèle à \vec{H}_{inc} .
- . La largeur parallèle à \vec{H}_{inc} .

BUS LILLE



COURBE I-25



COURBE I-26

Cet essai nous permet de constater que le fait d'illuminer une ouverture rectangulaire par un champ magnétique incident parallèle à la longueur puis à la largeur de l'ouverture provoque une variation expérimentale atteignant 7 db.

Numériquement, nous avons dans le cas d'un rectangle un rapport de polarisabilités ($L/l = 4$) :

$$\frac{\alpha_m \vec{H} // L}{\alpha_m \vec{H} // l} = 9 \text{ db}$$

L'efficacité de blindage du cercle de surface identique au rectangle est quant à elle située entre les deux courbes limites précédentes.

D.2 - Etude en régime impulsionnel de la pénétration du champ électrique

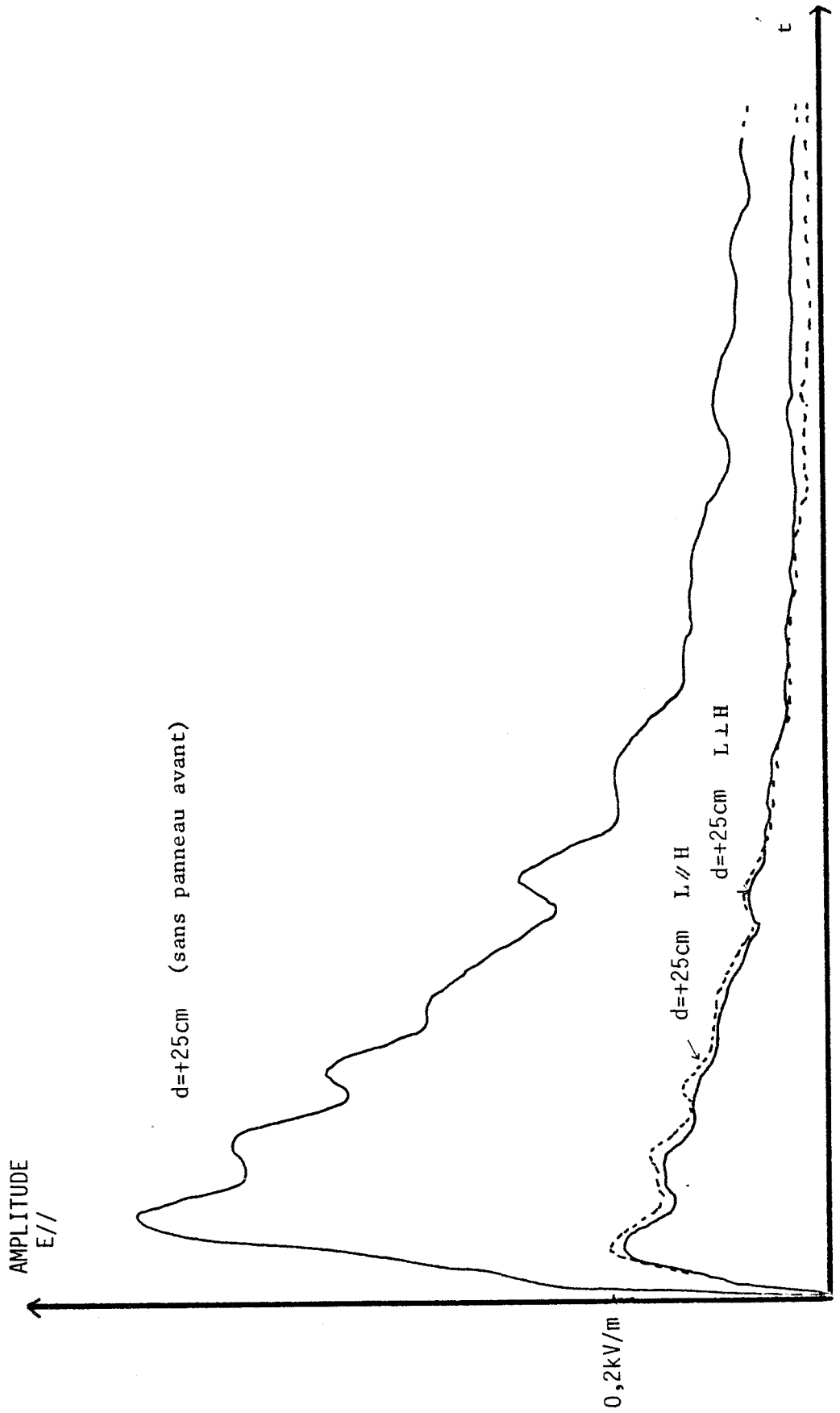
- ouverture : fente rectangulaire de 0,1 x 0,5 m

Par rapport au champ électrique normal incident, il n'y a pas de disposition privilégiée de l'ouverture en forme de fente rectangulaire. Que le champ magnétique incident soit parallèle ou perpendiculaire au grand axe de la fente ne doit pas par conséquent apporter de variation.

Nous obtenons les résultats expérimentaux suivants déduits de la courbe I-27 (à +25cm) :

distance capteur/ plan d'entrée de l'ouverture	0 cm	+7cm	+ 15 cm	+ 25 cm
$ \vec{E}_{//} $				
fente $// \vec{H}_{inc}$	40 kV/m	1 kV/m	0,5 kV/m	0,2 kV/m
fente $\perp \vec{H}_{inc}$	40 kV/m	1 kV/m	0,5 kV/m	0,2 kV/m

PENETRATION DU CHAMP ELECTRIQUE A TRAVERS UNE OUVERTURE
EN FORME DE FENTE (10cm x 50cm)



COURBE I-27

Nous vérifions ainsi la validité de nos hypothèses, de plus on peut remarquer que la forme de l'impulsion biexponentielle incidente est transmise sans altération. Toutes les raies du spectre sont également atténuées et déphasées comme nous l'avons déjà noté en régime sinusoïdal.

Conclusion

D'une manière très générale, nous pouvons indiquer que la polarisation la plus défavorable au point de vue efficacité de blindage est la polarisation TM, \vec{E} étant normal au plan de l'ouverture ou d'une façon équivalente une onde plane TEM arrivant sous incidence rasante. Dans ce cas de polarisation, il faut chercher toujours dans l'optique efficacité de blindage maximale :

- en champ électrique : à dissymétriser ces ouvertures au maximum ;
- en champ magnétique : *si la direction de \vec{H} incident est connue il faut également dissymétriser ces ouvertures les dimensions minimales de celles-ci seront parallèles à cette direction.
*si l'orientation de \vec{H} incident est inconnue, la forme optimale de l'ouverture est le cercle.

S'il est impératif d'installer les équipements à proximité des ouvertures, il faudra surtout veiller à ne pas installer de faisceaux de câbles à proximité des fenêtres très dissymétriques. On pourrait à la rigueur y installer des équipements électroniques vulnérables aux champs électriques.

Cependant, le rayonnement à l'ombre de l'ouverture s'effectue selon une loi évoluant en $\frac{1}{r^3}$. L'influence de l'ouverture est donc sensible au voisinage immédiat de celle-ci. A une certaine distance, les champs reçus seront essentiellement dûs à l'énergie transmise par les parois des bâtiments.

* Le lecteur intéressé par ces mesures pourra consulter la référence I.14 où sont présentés des résultats obtenus dans nombre d'autres configurations.

Conclusion

L'étude que nous venons de mener dans ce chapitre se veut être un guide susceptible de nous aider à comprendre les divers mécanismes de pénétration d'une onde électromagnétique dans une structure complexe telle un bâtiment.

Ces travaux d'évaluation nécessitent au cours du développement de l'étude une validation expérimentale périodique des hypothèses théoriques envisagées. C'est la raison pour laquelle nous avons tenté lors des trois étapes de ce chapitre de confronter le modèle théorique choisi volontairement idéalisé à différentes validations expérimentales telles une simulation hyperfréquence ou des essais en simulateur d'IEM.

Dans le cas d'une lame de conductivité donnée, l'approche théorique suppose d'une part que cette lame est de dimension infinie et d'autre part que l'onde incidente est plane. Cette situation idéalisée ne peut être approchée expérimentalement que si les dimensions transversales de la paroi sont grandes vis-à-vis de la longueur d'onde de manière à pouvoir négliger les effets de diffraction qui se produisent sur les bords. De meilleurs résultats auraient probablement été obtenus si le caisson avait été placé dans un grand simulateur (hauteur minimum 4 m). Il est important de remarquer que les atténuations relevées sont modérées dans la majeure partie des cas et pour des configurations de parois classiques (ex : 14db avec une paroi de 20 cm d'épaisseur, de conductivité 10^{-1} mho/m et sous incidence normale).

L'approche théorique développée dans la seconde partie peut constituer un moyen efficace permettant d'évaluer l'efficacité de blindage d'une grille composée de conducteurs parallèles.

L'hypothèse de base sur laquelle est fondée la théorie attribuée à la grille des dimensions transversales infinies. Les limitations physiques naturellement introduites par les structures vont nous éloigner de cette hypothèse fondamentale. Deux approches expérimentales différentes nous ont permis de justifier cette théorie mais également d'en montrer les limites.

Lors de la simulation hyperfréquence, la directivité des antennes d'émission et de réception revient à assimiler le problème à

celui d'une grille de dimensions infinies illuminée localement par une onde plane. Nous obtenons ainsi une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et théoriques.

Les essais en simulateur d'IEM ont permis de dissocier deux phénomènes dans le cas de grilles géométriquement petites. Un rayonnement de type grille analogue à celui observé précédemment, ainsi qu'un rayonnement de type "réseau d'ouvertures".

. La théorie des polarisabilités nous a permis d'obtenir des renseignements concernant les atténuations susceptibles d'être apportées par des ouvertures de dimensions petites vis-à-vis de la longueur d'onde du champ électromagnétique incident. Nous avons pu comparer différentes géométries d'ouvertures et définir ainsi celles présentant les efficacités de blindage optimum selon le type de blindage recherché (blindage vis-à-vis du champ magnétique ou électrique).

Nous allons maintenant appliquer ces résultats à l'étude de la pénétration du champ électromagnétique dans un bâtiment de télécommunications.

CHAPITRE II

EFFICACITE DE BLINDAGE D'UNE STRUCTURE COMPLEXE

I - INTRODUCTION

La première étape de notre travail nous a permis de déterminer l'efficacité de blindage de différentes structures de bâtiments prises isolément telles : une paroi homogène, une grille à barres parallèles ou une ouverture de forme quelconque. Ces différents obstacles placés entre un champ électromagnétique et un appareillage électronique ont été étudiés séparément d'une manière théorique puis expérimentale.

Cependant le nombre de facteurs intervenant dans la pénétration du champ électromagnétique à l'intérieur d'un volume et dont il est possible de tenir compte lors de l'élaboration d'un modèle mathématique ou numérique est généralement très limité. Une approche numérique fine de la réalité physique nécessiterait quant à elle la prise en compte d'un grand nombre de paramètres.

Nous avons pourtant à l'aide de ces modèles simplifiés tenté de dégager des critères de construction de bâtiments permettant d'obtenir une protection maximum des matériels électroniques vis-à-vis des champs électromagnétiques perturbateurs d'origines naturelles ou artificielles.

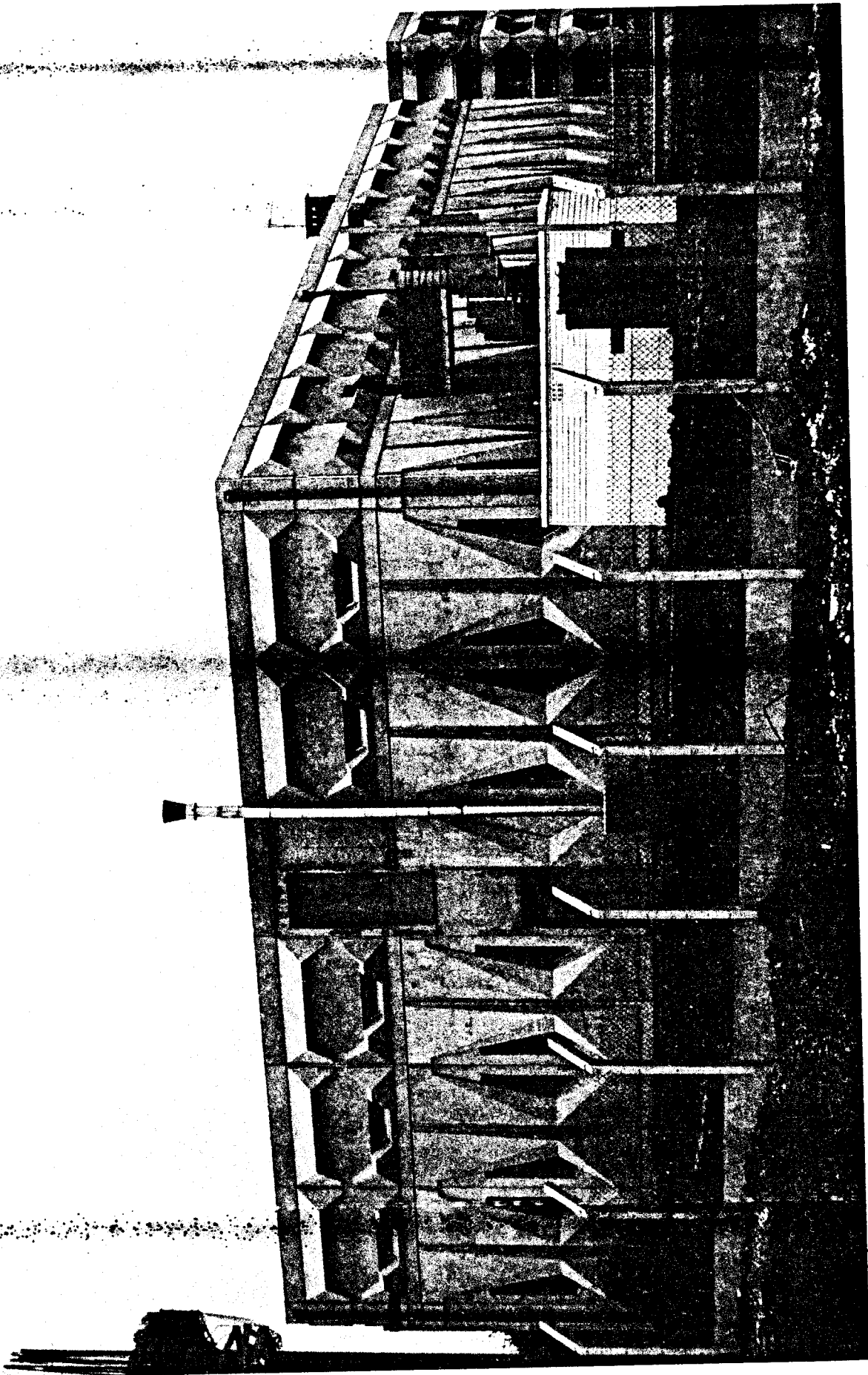
Après avoir abouti à ces premières conclusions, il a semblé judicieux de les confronter à une expérimentation menée en site réel dans un bâtiment de télécommunications. Toutefois, le choix de ce site impose certains paramètres. En effet, il existe plusieurs types de construction répondant à diverses normes. C'est pourquoi, nos mesures ont été effectuées selon deux configurations très différentes.

Dans un premier temps, nous avons effectué une étude harmonique de la pénétration du champ électromagnétique dans un Central Téléphonique électromécanique en cours de fonctionnement. Nous obtenons avec cette configuration des résultats correspondants au cas réel, c'est-à-dire faisant intervenir un maximum de paramètres, en particulier : tous les types de couplage entre les faisceaux de câbles internes et les divers équipements installés dans des bâtis métalliques. Cette étude ne permet pas toutefois d'avoir accès à la seule contribution des structures de bâtiment.

Afin d'isoler cette contribution, nous avons repris ces essais dans un Central Téléphonique non équipé d'installations électriques.

La synthèse des résultats obtenus dans ces deux cas va nous permettre en corrélation avec les conclusions du premier chapitre d'obtenir des renseignements intéressants permettant de prévoir dans une large bande de fréquences l'efficacité de blindage électromagnétique apportée par une structure complexe.

La limite en fréquence supérieure de notre étude était initialement fixée à 100 MHz : borne supérieure du spectre de fréquences de l'impulsion électromagnétique (IEMN biexponentielle 10 ns - 400 ns) normalisée. Cependant, l'existence au voisinage de bâtiments de télécommunications de radars haute puissance fonctionnant en hyperfréquences nous a incité à étendre notre étude à cette gamme. Le dernier paragraphe de ce chapitre présentera ainsi des résultats obtenus dans la gamme 1 GHz - 30 GHz.



VUE GENERALE DU CENTRAL
TELEPHONIQUE AUTOMATIQUE

US
TEL

II - DESCRIPTION DES SITES D'ESSAIS

Afin de faciliter la mise en oeuvre pratique de telles campagnes de mesures, notre choix s'est porté en premier lieu sur le Central Téléphonique implanté à Somain (59) et dépendant de la Direction des Télécommunications de la région de Lille. Ce central a vu sa capacité étendue en 1978 et constitue l'un des derniers Centraux Electromécaniques (CTE) établi par l'administration des P.T.T.. A proximité du Central, nous disposons de divers aériens fixes susceptibles d'illuminer correctement le bâtiment dans une large bande de fréquences.

Le second site retenu quant à lui est le Central Téléphonique Automatique (CTA) implanté rue Lavoisier à Lens (62). L'immeuble qui est à la base de cette étude fait partie d'un groupe de bâtiments du "Centre de Transit Secondaire" (CTS) des télécommunications de la région Lensoise. Ce bâtiment construit selon de nouvelles normes était au moment des mesures totalement dépourvu d'appareillages électroniques. Dans ce second cas, nous avons été obligés d'installer plusieurs dispositifs d'émission dans la gamme 1 MHz - 1 GHz afin d'illuminer correctement le bâtiment. Ceci a été rendu possible grâce au soutien logistique du CNET.

A.1. - Constitution du Central Téléphonique Electromécanique (CTE)

Le bâtiment se présente d'une manière très schématisée comme un parallélépipède, sa surface au sol est d'environ 480 m² (40 x 12 m). Il comporte une cave servant, entre autres, à assurer le fonctionnement du Central en absence d'énergie électrique extérieure. Au rez-de-chaussée se situent les installations d'émission-réception hyperfréquences (faisceaux hertziens), le répartiteur, ainsi que des installations annexes. L'étage est consacré à la partie commutation proprement dite.

Les façades constituant les petits côtés du parallélépipède (façades Est et Ouest de l'étage) sont construites en béton armé de 21 cm d'épaisseur. Il existe ensuite une épaisseur de 3 cm d'isolation puis une contre-cloison de 7 cm. Cependant l'isolation ainsi que la contre-cloison peuvent être considérées comme transparentes aux fréquences qui nous intéressent.

Aux quatre coins du bâtiment existe également et ceci d'une manière localisée un mur de briques de 11 cm d'épaisseur.

Les deux grandes façades du bâtiment (Nord et Sud) sont réalisées différemment. Tous les 3,70 m nous trouvons un pylône de soutènement construit en béton armé de 50 cm de large et 24 cm d'épaisseur partant de la base du bâtiment jusqu'à la terrasse supérieure. Hormis ces éléments localisés, nous avons un mur réalisé en maçonnerie non armée de 34 cm d'épaisseur, puis une isolation de 3 cm d'épaisseur et enfin comme précédemment une contre-cloison, de 7 cm. L'épaisseur totale de la paroi est donc de 44 cm mais sans armature métallique.

Tous les 1,50 m est disposée une baie vitrée rectangulaire de 60 cm de large et de 2 m de haut. Au rez-de-chaussée, la disposition des ouvertures est pivotée de 90°, c'est-à-dire que la grande dimension des ouvertures est parallèle au sol. La structure des parois est similaire à celle des façades Nord et Sud de l'étage. Il est également intéressant de remarquer la présence d'un joint de tassement de 2 cm d'épaisseur isolant électriquement et mécaniquement le bâtiment en deux demi-tronçons.

A.2. - Constitution du Central Téléphonique Automatique (CTA) :

La forme générale du bâtiment est également celle d'un parallélépipède rectangle d'environ 55 x 23 x 10 m³. Le bâtiment est divisé en trois niveaux. Le niveau 0 est réservé à l'installation des sources d'alimentation en énergie principale ou de secours ainsi qu'à la climatisation et à différents ateliers et magasins. Le niveau 1 quant à lui est réservé presque exclusivement à la salle des équipements. Le répartiteur ainsi qu'un emplacement réservé à l'équipement hertzien y sont implantés. Le niveau 2 est plus spécifiquement électronique. On y trouve en effet sur une surface de 40 x 23 m² un emplacement réservé au calculateur ainsi qu'une autre salle où sera installé l'autocommutateur. La séparation est assurée par une cloison de 20 cm d'épaisseur, en partie vitrée, cette cloison est disposée dans le sens de la largeur.

L'ensemble du bâtiment est réalisé par la juxtaposition de panneaux de béton armé précontraints. Ces panneaux ont une surface d'environ $3,70 \times 3,50 \text{ m}^2$. L'épaisseur de ces parois varie continuellement de 0,23 m à 0,31 m avec une périodicité de 1,85 m. Derrière ces panneaux se situe une couche de huit centimètres d'isolation thermique et phonique. Les murs ont ainsi une épaisseur totale variant de 0,31 m à 0,39 m.

Le bâtiment comporte approximativement cinq pour cent de baies vitrées, la vue générale de la page 66 donne une idée de la géométrie de ces fenêtres. Notons qu'au rez-de-chaussée la grande dimension de ces ouvertures est verticale, au premier étage, ce grand axe est pivoté de $\pi/2$. La périodicité des fenêtres est toutefois une constante : 3,70 m identique à celle des blocs de béton précontraints.

* Deux remarques semblent également importantes d'un point de vue électromagnétique à mi-largeur et dans le sens de la largeur du bâtiment est disposé un joint de rupture séparant électriquement et mécaniquement les trois niveaux. D'autre part aucun contact galvanique n'est réalisé entre les ferraillements des divers blocs de béton armé constituant l'ossature du bâtiment, nous verrons plus loin les conséquences néfastes d'une telle isolation électrique.

La plupart des mesures ont été effectuées dans la salle des équipements du niveau 1 ainsi qu'au niveau 2 aux emplacements futurs de l'autocommutateur et du calculateur. Nous donnons ci-après les plans des rez-de-chaussée et du premier étage où ont été entreprises les mesures.

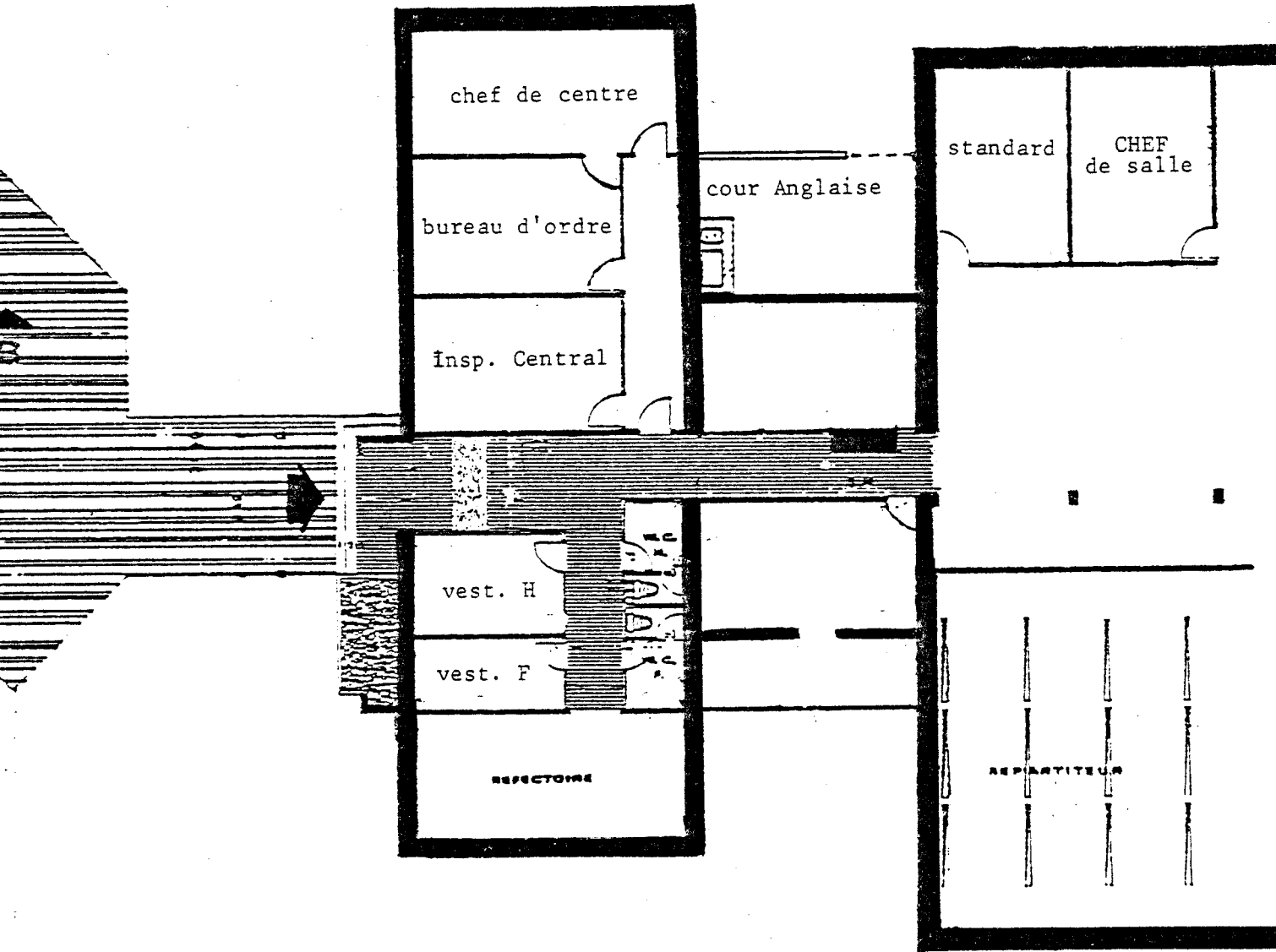
B.1. - Environnement du Central Téléphonique Electromécanique

Nous avons schématisé sur le croquis (page : 74) le site où se sont déroulés les essais que nous avons effectués.

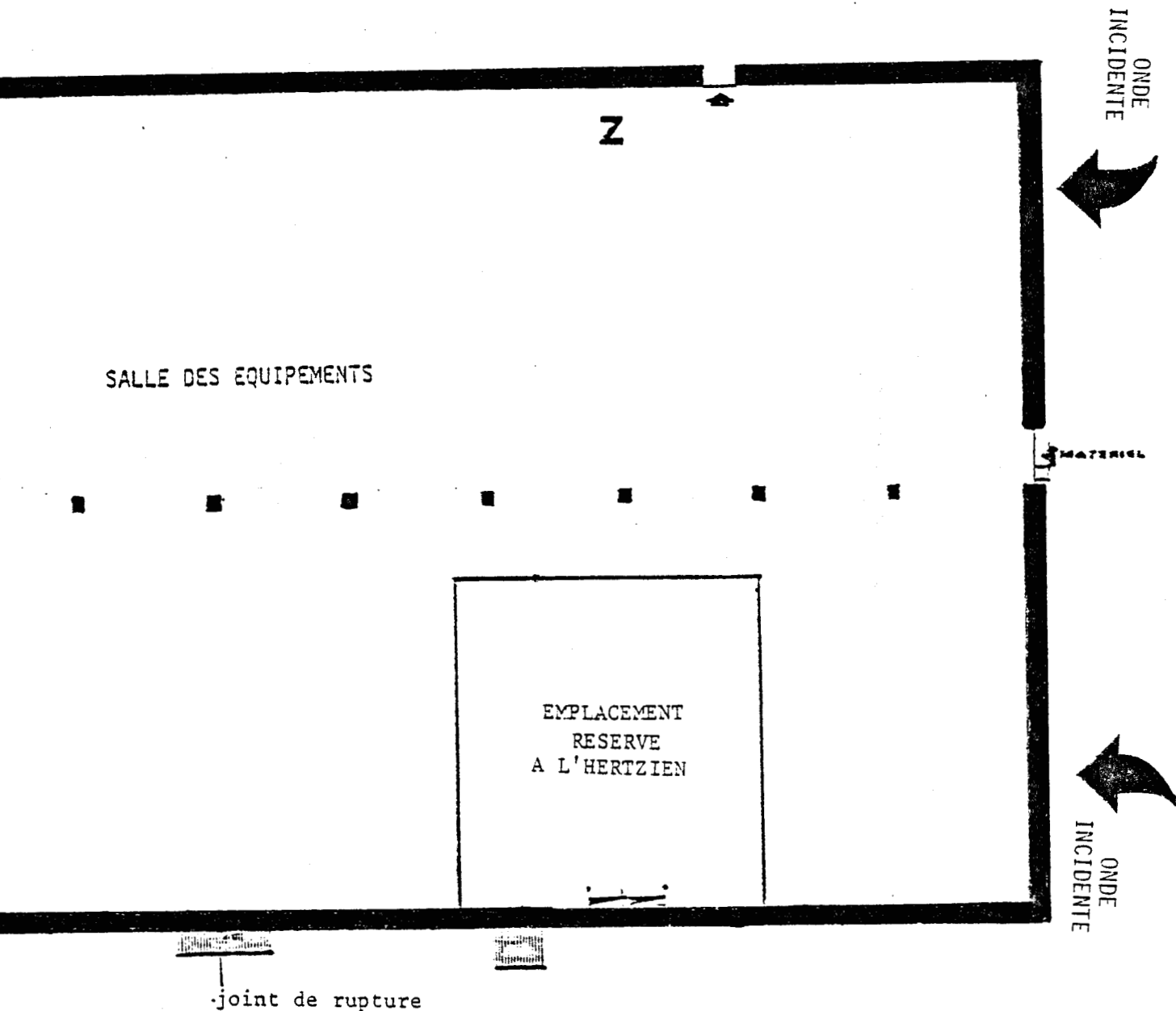
Les antennes d'émission sont situées à 200 m du bâtiment et en visibilité directe avec celui-ci. Il n'existe pas d'obstacle métallique important aux abords du site d'essais. Seule une tour servant de support aux antennes d'émission-réception microondes et située contre le Central



NORD



CENTRAL TELEPHONIQUE AUTOMATIQUE

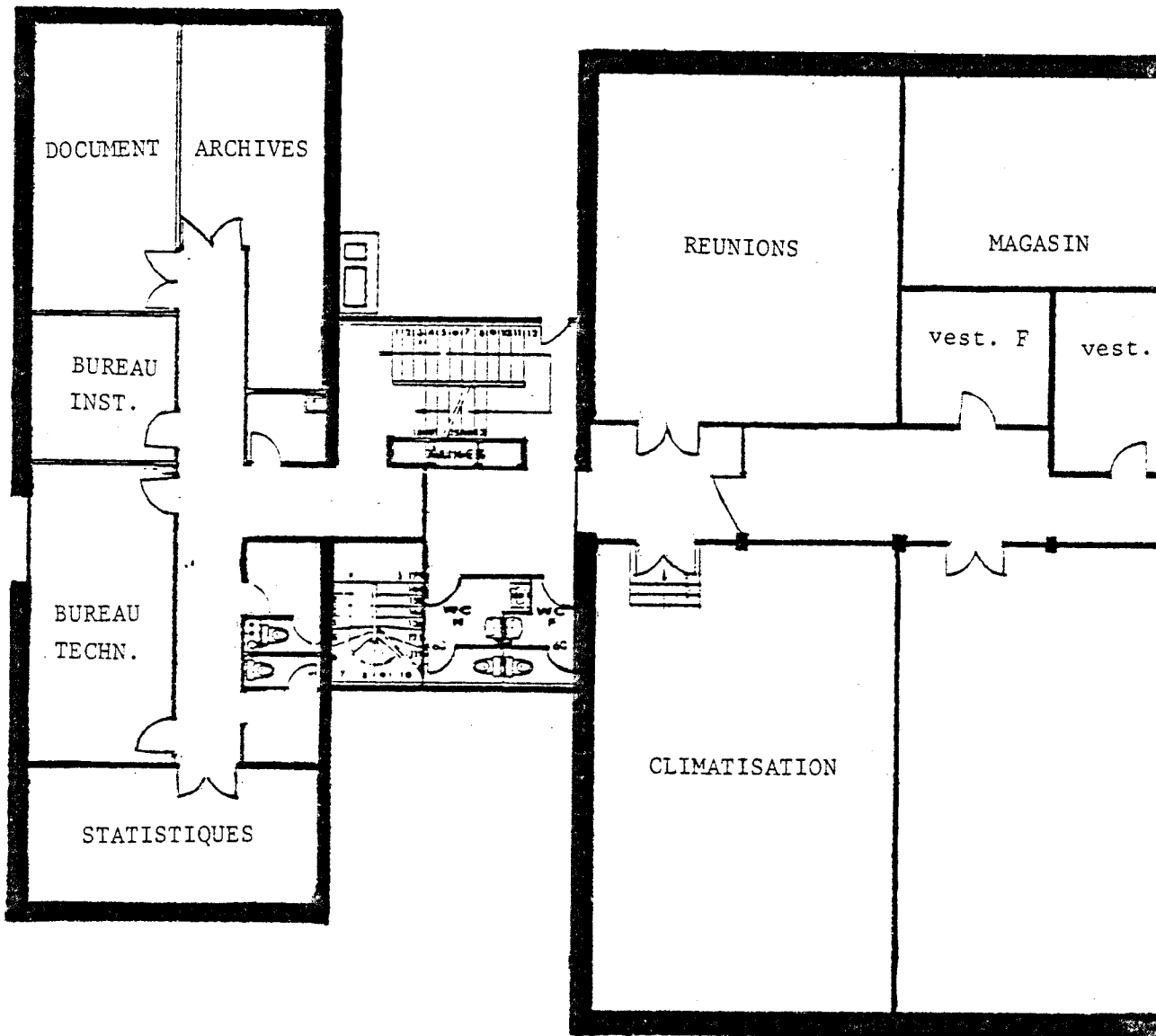


PLAN DU REZ DE CHAUSSEE (niveau 1)



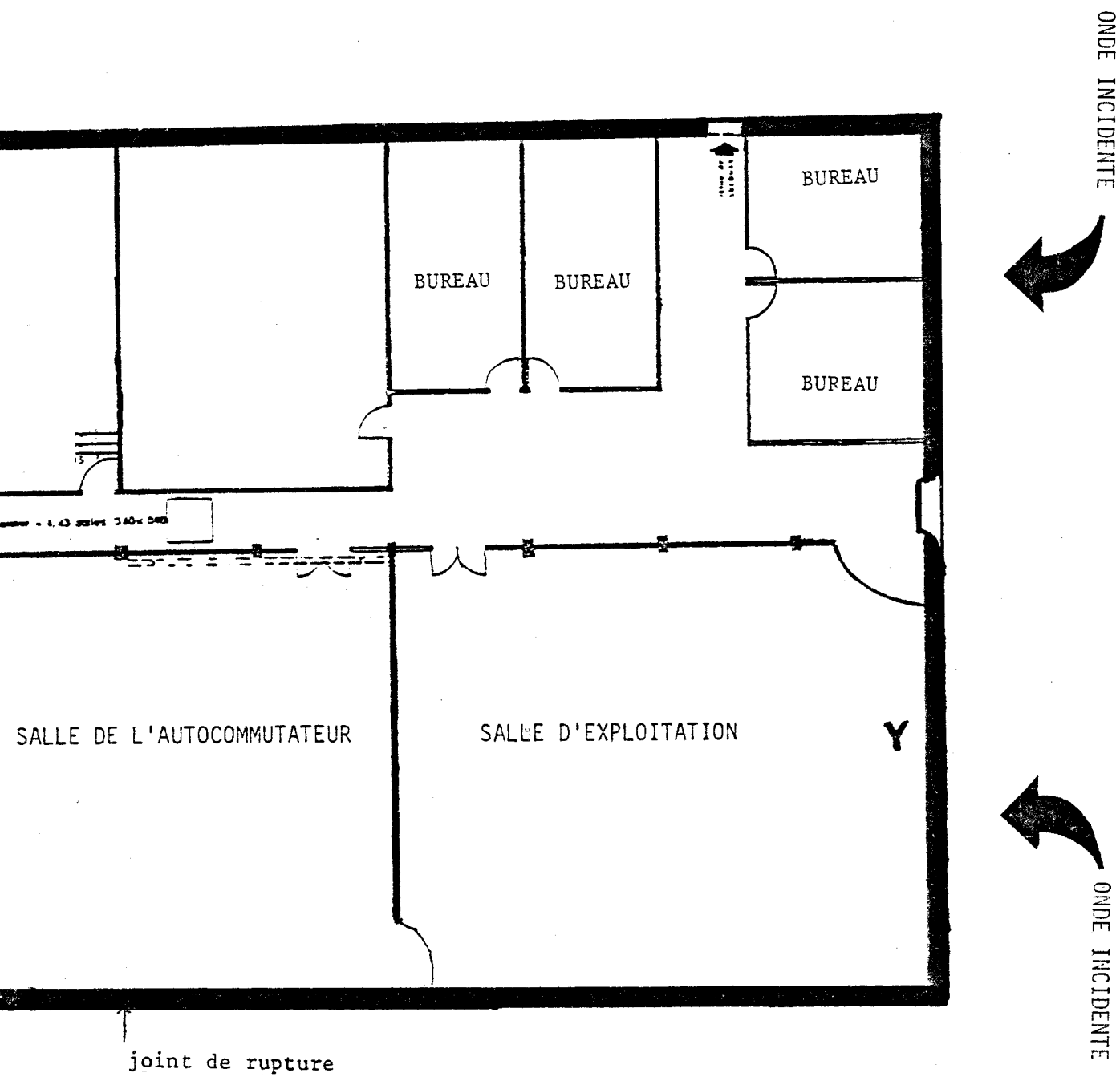


NORD



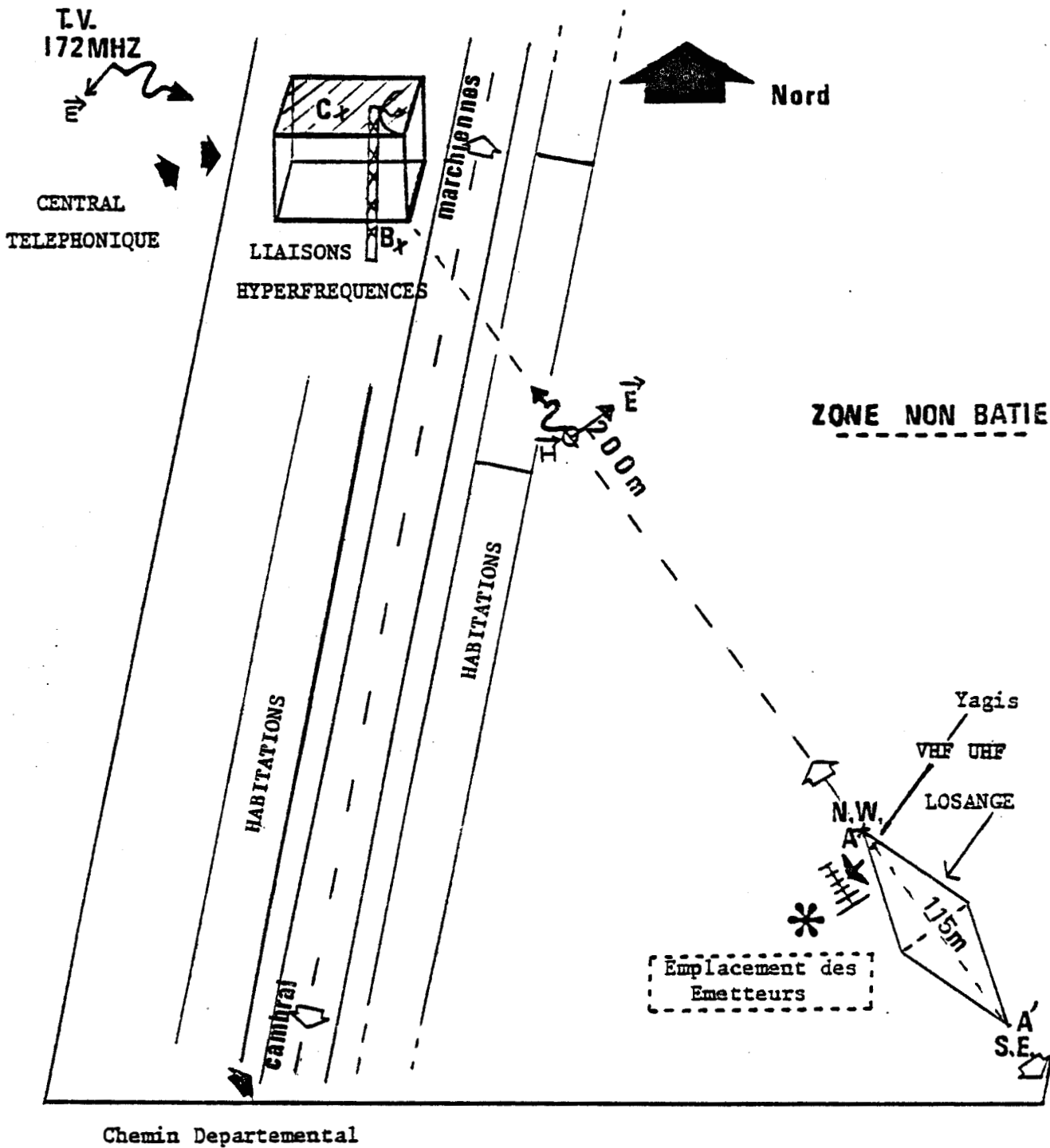
CENTRAL TELEPHONIQUE AUTOMATIQUE





PLAN DU PREMIER ETAGE (niveau 2)





* Le croquis n'est pas à l'échelle

(CENTRAL ELECTROMECHANIQUE.)

SITE D'ESSAIS



Téléphonique est susceptible de modifier localement l'illumination du bâtiment. Les mesures de champ incident ont été faites au niveau du sol au point B (à 1 m au-dessus du sol) et sur la terrasse supérieure en particulier au point C également à un mètre au-dessus de ce niveau.

B.2 - Environnement du Central Téléphonique Automatique :

Ce second bâtiment fait partie d'un groupe d'immeubles du Centre de Transit Secondaire (CTS) des télécommunications de la région Lensoise. Toutefois ces constructions sont éloignées les unes des autres ($d > 30$ m) et de faible hauteur (10 m), elles ne constituent pas de ce fait un obstacle important à la propagation des ondes électromagnétiques.

Une tour, support d'un faisceau hertzien était en cours de montage à proximité du Central lors des essais, cependant sa hauteur au moment des mesures, n'excédait pas celle du bâtiment.

Les installations émettrices sont situées soit à 200 m, en visibilité directe de la façade sud du bâtiment soit implantées à Thélus (62) à une distance de 6 km du Central. De ce fait, nous pourrions considérer même en basse fréquence que nous sommes dans l'approximation d'un rayonnement lointain. ($d=6\text{km}$; λ émission maximum=300m)

C - Illumination des bâtiments :

- gamme 0,1 MHz - 1 MHz

A ces fréquences il est difficile de monter un dispositif d'émission temporaire susceptible d'illuminer efficacement l'immeuble par une onde plane. Cependant, il existe plusieurs émetteurs de radiodiffusion émettant avec un niveau important. Ces émissions sont stables en niveau car leurs propagations ne font que peu appel à des phénomènes de réflexion sur l'ionosphère, leurs réceptions ne sont pas troublées par les conditions météorologiques. Ces signaux sont en général polarisés verticalement.

- Gamme 1 MHz - 50 MHz :

Le caractère assez fluctuant de la propagation des ondes hertziennes à ces fréquences nous a conduit à utiliser un émetteur proche.

Nous avons utilisé une antenne Rhombic afin de réaliser l'illumination des deux bâtiments. Cette antenne se présente sous la forme d'un losange de cinquante mètres de côté, nous donnons en annexe II.1 une description plus précise ainsi que les abaques qui ont été utilisées afin de caractériser cette antenne.

L'antenne fonctionne en ondes progressives, un transformateur symétriseur permet la transition $600 \Omega \rightarrow 50 \Omega$ nécessaire à l'amplificateur de puissance alimentant l'aérien. sym sym

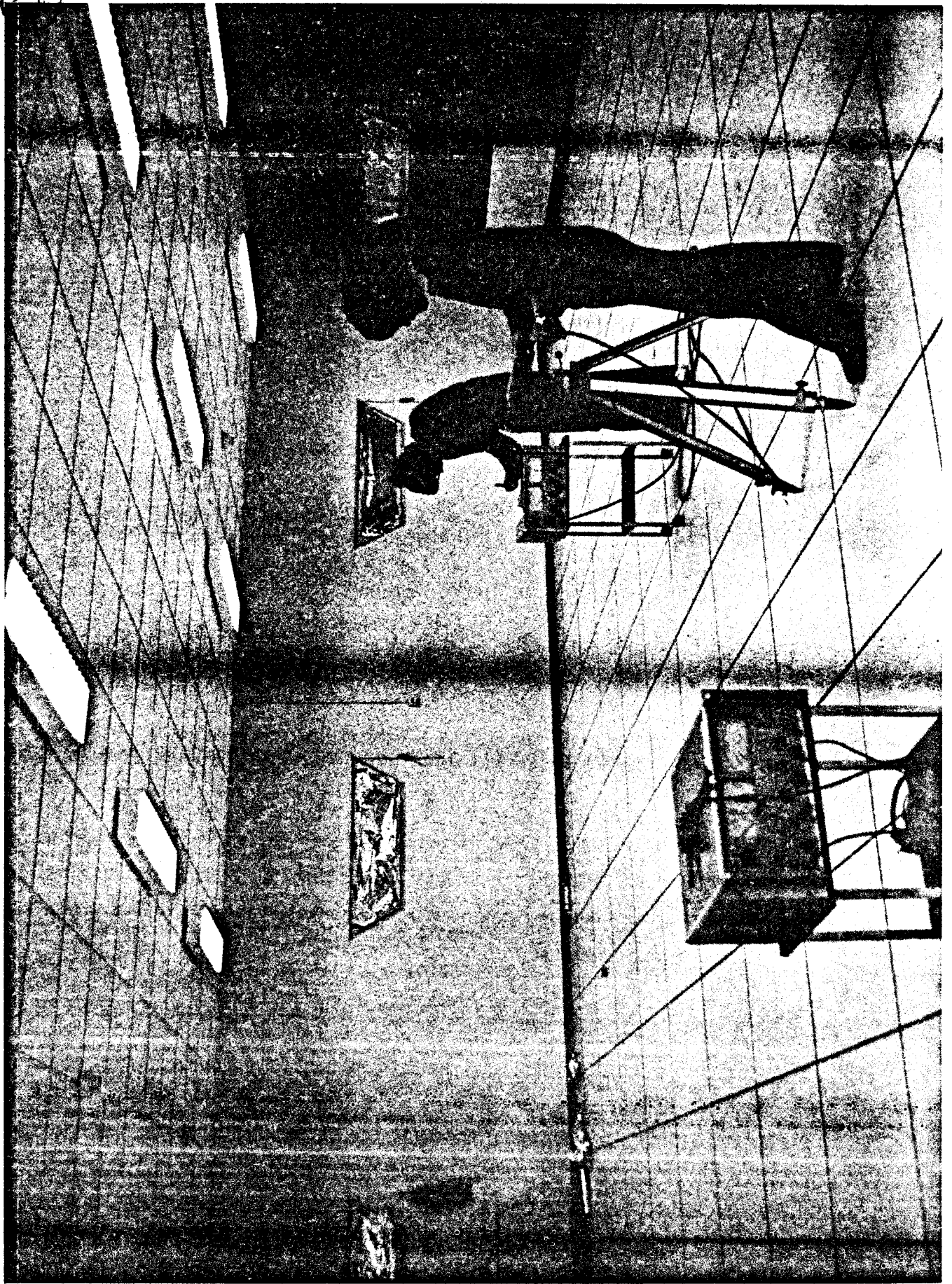
Un synthétiseur de fréquences suivi d'un amplificateur de puissance fonctionnant dans la gamme 1 MHz - 200 MHz délivre une puissance efficace de (47 dbm) 50 W à l'antenne. La puissance réfléchie n'excède jamais 10 % de la puissance directe dans toute la gamme d'utilisation de l'antenne.

- Gamme 50 MHz - 200 MHz :

A ces fréquences, la propagation des ondes électromagnétiques est beaucoup plus stable en fonction du temps, ceci nous a permis d'effectuer deux approches différentes du problème.

. La longueur d'onde variant dans cette gamme de fréquences de 6 m à 1,5 m nous avons pu installer un émetteur à proximité du Central (100 m) tout en conservant un type d'illumination par ondes planes. L'antenne d'émission est dans ce cas un dipôle dont la longueur des brins est ajustée en chaque point de fréquence afin de maintenir un ROS convenable à l'émetteur (résonance $\lambda/2$). Aux fréquences de 100 et 150 MHz, deux antennes YAGI multiéléments (10 et 9) ont également été employées à l'émission.

7711



CENTRAL TELEPHONIQUE AUTOMATIQUE
SALLE D'EXPLOITATION

MESURES LHF

(LES FENETRES SONT OBTUREES)
(Influence des ouvertures)

. D'autre part, de nombreux émetteurs dans la bande de radio-diffusion FM (88 - 108 MHz) ainsi que des émetteurs fonctionnant en bande III UHF ont servi d'émissions tests. Dans leur grande majorité, ces émissions sont polarisées horizontalement. Nous préciserons ultérieurement les angles d'incidence de ces différents signaux sur le bâtiment.

- Gamme 200 MHz - 1 GHz :

A ces fréquences l'installation émettrice est mise en place à 200m du bâtiment. Un émetteur de $100 \text{ mW}_{\text{eff}}$ associé à une série d'antennes dipôles ou YAGI a permis d'obtenir des niveaux suffisants. Un certain nombre d'émissions en provenance d'émetteurs de télévision fonctionnant en bande V ont également été utilisées.

D - Capteurs et appareils de mesure :

Lors de ces manipulations, nous disposions de quatre mesureurs de champ (microvoltmètres HF). L'utilisation conjointe de ces appareils permet de couvrir une gamme allant de 10 kHz à 1 GHz. Les expérimentations portant sur cinq décades de fréquences, diverses techniques ont dû être employées afin de réaliser les mesures.

A partir de 30 MHz et jusqu'en SHF, il est aisé de mesurer le champ électrique à l'aide d'un doublet ou d'un capteur hyperfréquence (cornet, parabole).

En dessous de 30 MHz, les dimensions d'un doublet deviennent prohibitives. Un capteur monopôle actif ne permet pas d'effectuer de mesures précises puisque son efficacité est fortement tributaire de la présence d'un plan de sol conducteur ou de son environnement métallique immédiat. Il est plus aisé de mesurer alors le champ magnétique. Aux fréquences de 150 kHz, 500 kHz, 1 MHz, 30 MHz des mesures en champ électrique et magnétique ont cependant été effectuées afin de connaître l'évolution fréquentielle du rapport $|\vec{E}/\vec{H}|$ en divers endroits du Central.

Une liste des capteurs ainsi que du matériel utilisé lors des campagnes de mesures apparaît en annexe II.2.

E - Détermination du champ électromagnétique incident :

Nous avons choisi de prendre systématiquement comme référence le champ électrique ou magnétique régnant sur la terrasse supérieure. Nous indiquerons également l'amplitude relevée en divers points extérieurs au bâtiment afin de juger de l'homogénéité du champ électromagnétique incident.

III - SIGNATURE ELECTROMAGNETIQUE DES BATIMENTS

A - Central téléphonique électromécanique :

Avant de donner les premiers résultats, il est nécessaire de mentionner que l'intérieur du bâtiment présente une densité importante de matériaux conducteurs susceptibles de dévier les lignes de champ électrique. En particulier au premier étage sont installées, des travées métalliques parallèles occupant quasiment toute la largeur du bâtiment et espacées de 2 m. Ces travées partent du sol et montent jusqu'au plafond. Nous pouvons ainsi d'ores et déjà nous attendre à des résultats présentant une dispersion importante en hautes fréquences lorsque les capteurs seront déplacés entre ces travées.

De nombreuses mesures ont été effectuées, le détail de celles-ci pourra être consulté en référence II.1.

Nous allons dans ce chapitre présenter une synthèse de ces mesures sous la forme de tableaux récapitulatifs.

Le tableau II.1 appelle quelques commentaires :

- ⇒ 1a : l'atténuation moyenne restreinte correspond à la valeur moyenne des atténuations mesurées uniquement en des points proches des parois extérieures ($d < 1,5$ m). L'atténuation moyenne quant à elle est calculée à partir de tous les points de mesure répartis uniformément à l'intérieur de la salle considérée.

TABLEAU II-1

FREQUENCE	POLARISATION angle d'inci- dence	ATTENUATION MOYENNE SUR TOUS LES POINTS	ATTENUATION MOYENNE RESTREINTE *1a	ATTENUATION THEORIQUE MODELE DE PLAQUE INFINIE	ECART MAXIMUM A LA MOYENNE	
CHAMP MAGNETIQUE 4MHZ 14MHZ 29MHZ	30°	- 18,5 db	- 15 db	$\sigma = 10^{-2} v/m$	15,5 db *2	
	30°	- 25 db	- 22 db	- 4,4 db	- 17,5 db	
	30°	- 17 db (+ 3 db)*1b	- 12,5 db (+ 3 db)*1b	- 4,6 db	- 17,5 db	12 db
CHAMP ELECTRIQUE 29MHZ 150MHZ 172MHZ *3 440MHZ	30°	- 23 db (+6db)	- 15 db (+6db)	- 5,3 db	- 17,5 db	15 db
	30°	- 13 db (+2db)	- 12 db (+2db)	- 2,9 db	- 18 db	8 db
	80°	- 16 db (+1db)	- 15 db (+1db)	- 9,7 db	- 29,8 db	11 db
	30°	- 19 db (+3db)	- 20 db (+3db)	- 5,1 db	- 18,9 db	8 db

BIS
LISEE

*1a VOIR TEXTE

*2 UNE SEULE VALEUR S'ECARTE NOTABLEMENT (-34 db)

*3 ILLUMINATION DIFFERENTE

↳ 1b : les valeurs indiquées sont définies par rapport à une valeur maximum relevée sur la terrasse supérieure et non par rapport à un champ immédiatement extérieur mesuré à la même hauteur que la série de mesures correspondantes. Nous indiquons entre parenthèses la valeur à ajouter en db lorsque celle-ci existe afin d'obtenir l'atténuation moyenne dans cette dernière configuration.

* -) la remarque qui s'impose à la lecture de ce tableau est la faible dispersion des valeurs moyennes obtenues en champ magnétique ou en champ électrique tandis que la gamme couverte par cette première étude va cependant de 4 à 440 MHz.

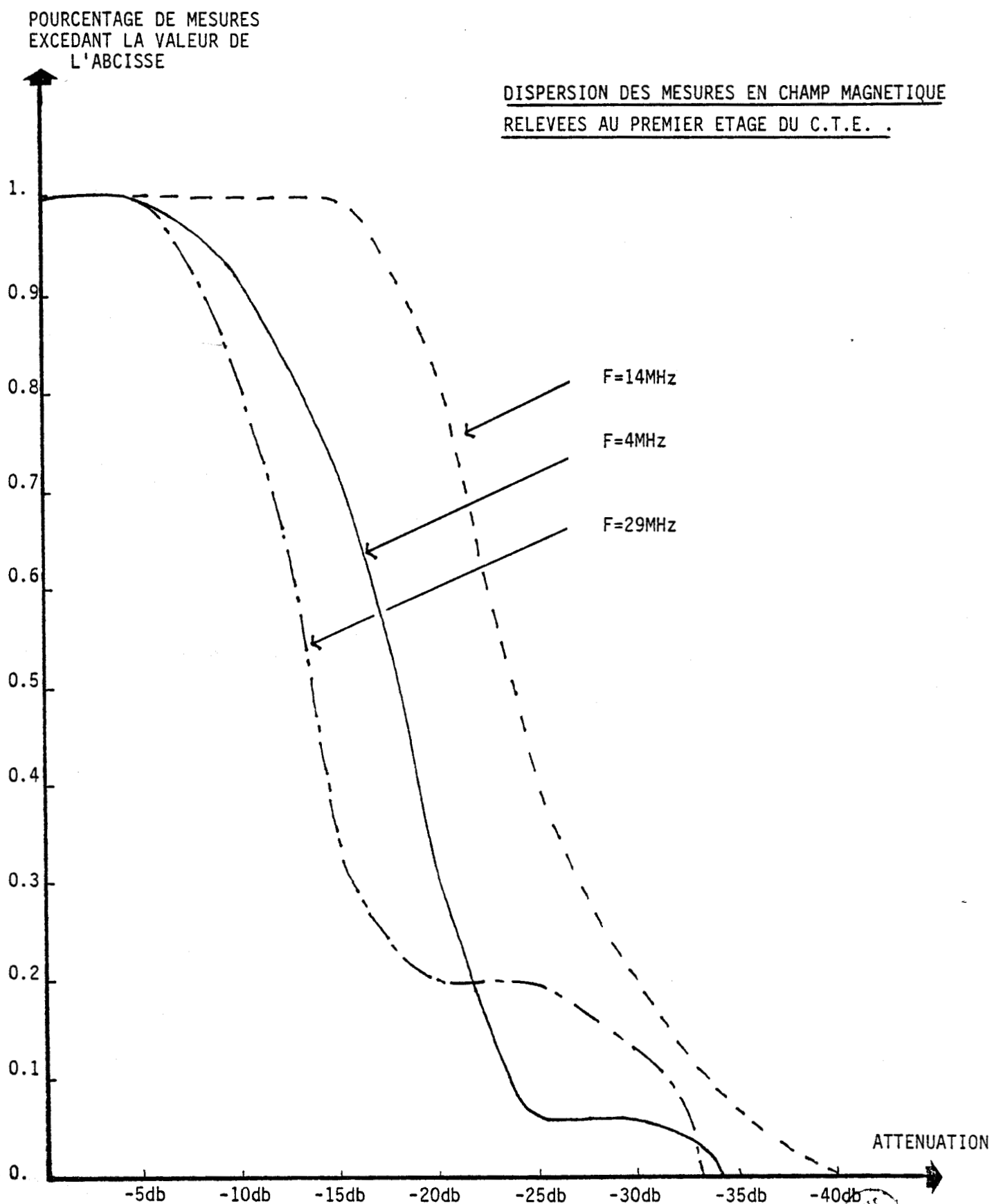
Si l'on établit à titre indicatif une nouvelle moyenne sur toutes ces valeurs, nous obtenons par rapport au champ maximum enregistré sur la terrasse supérieure du bâtiment une atténuation moyenne sur l'ensemble des points de mesure et de fréquences égale à - 19 db. L'écart extrême à cette valeur pouvant atteindre ± 6 db.

Nous avons tracé sur les courbes II.1 et II.2 le pourcentage de mesures excédant la valeur de l'abscisse en fonction de l'atténuation mesurée. Les variations de ces fonctions sont rapides indiquant une dispersion modérée de nos mesures.

Ces valeurs, qui semblent donc relativement indépendantes de la fréquence employée tendent à prouver que le phénomène de pénétration du champ électromagnétique au travers du bâtiment n'est pas assimilable à un problème de type grille auquel cas nous aurions une évolution plus importante avec la fréquence.

D'autre part, nous avons vérifié que les variations du champ électrique ou magnétique provoquées par la proximité d'une ouverture ou d'une fenêtre ne sont que très locales. Nous enregistrons effectivement une nette augmentation du champ lorsque l'on effectue une mesure dans le plan de l'ouverture. Toutefois dès que l'on pénètre dans le bâtiment, ce minimum s'estompe et devient indétectable à 2 m de la paroi percée de l'ouverture. Ceci traduit fidèlement les hypothèses théoriques envisagées, c'est-à-dire l'équivalence existant entre le rayonnement de la fenêtre et ceux de deux dipôles électrique et magnétique en régime quasi-statique (atténuation évoluant en $1/r^3$). En haute fréquence ($F > 100$ MHz) toutefois, les ouvertures se comportent différemment. Le rayonnement de celles-ci tend à suivre les lois de l'optique géométrique.

DISPERSION DES MESURES EN CHAMP MAGNETIQUE
RELEVEES AU PREMIER ETAGE DU C.T.E. .

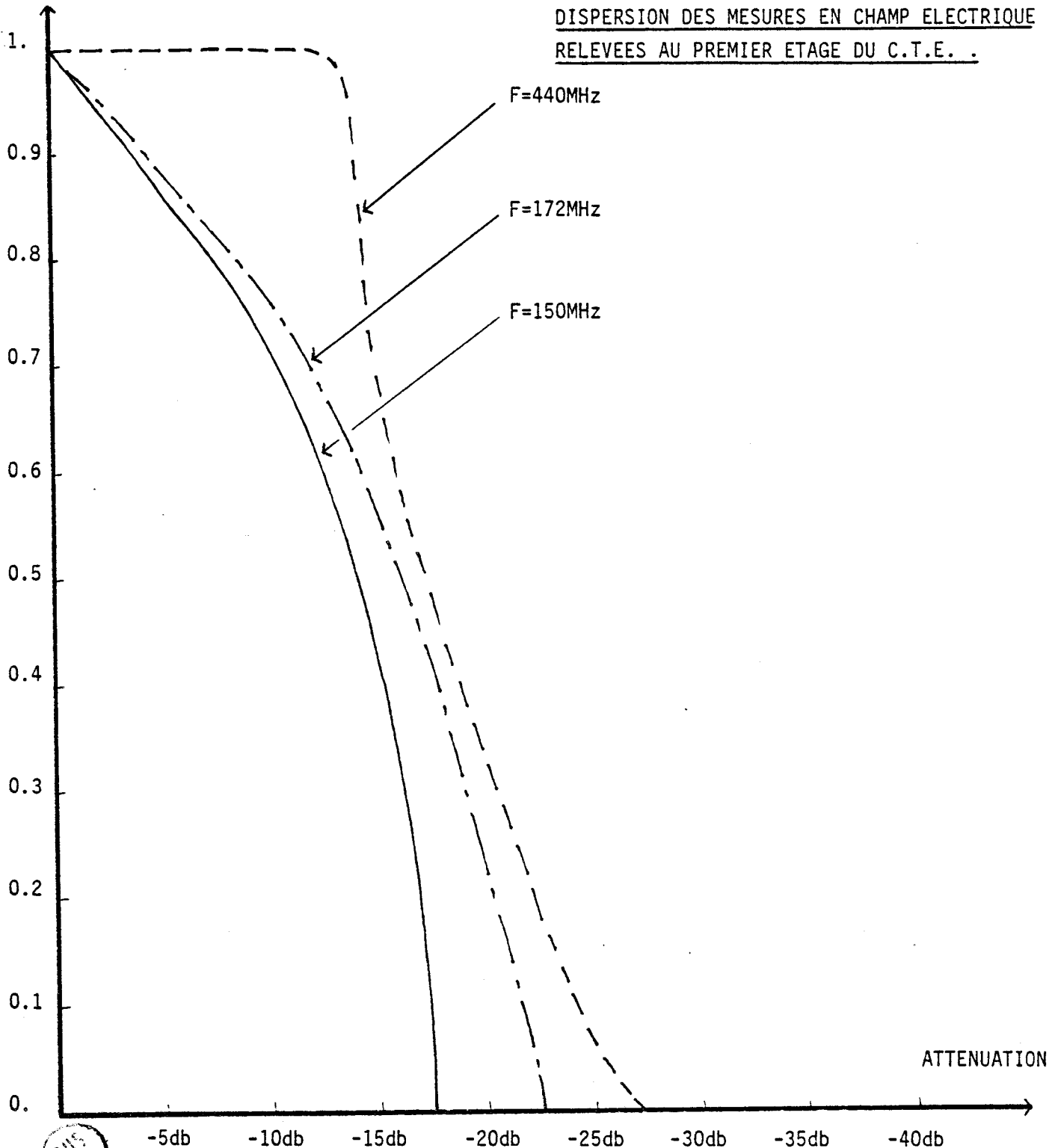


COURBE II-1



POURCENTAGE DE MESURES
EXCEDANT LA VALEUR DE
L'ABCISSE

DISPERSION DES MESURES EN CHAMP ELECTRIQUE
RELEVES AU PREMIER ETAGE DU C.T.E. .



COURBE II-2

Il apparaît ainsi que l'atténuation constatée s'apparente à la pénétration au-travers d'une paroi homogène et conductrice. C'est pourquoi nous avons également mentionné sur le tableau II.1 les atténuations théoriques calculées en prenant comme modèle une paroi d'épaisseur 30 cm, de permittivité relative $\epsilon_r = 10$ et de conductivité σ égale à 10^{-1} ou 10^{-2} mho/m, l'angle d'incidence est de 30° . (voir croquis page 74)

Afin de pouvoir comparer ces différentes valeurs, nous avons indiqué dans le tableau II.2.

- l'atténuation théorique en considérant un modèle de plaque homogène et infinie ($\sigma = 10^{-2}$ mho/m puis $\sigma = 10^{-1}$ mho/m) valeurs déjà présentées dans le précédent tableau.
- l'atténuation moyenne, calculée en prenant compte uniquement les points situés immédiatement à l'ombre de la paroi illuminée.
- l'atténuation minimale obtenue expérimentalement dans ces mêmes conditions.

Il est ainsi possible de constater que l'atténuation minimum relevée peut être très faible (5 db) par rapport au champ incident et est du même ordre de grandeur que l'atténuation théorique calculée dans le cas d'une paroi homogène et infinie ($\sigma = 10^{-2}$ mho/m).

Conclusion :

Ces premiers résultats permettent d'obtenir un ordre de grandeur de l'atténuation susceptible d'être apportée par une structure complexe. Cependant, il semble maintenant indispensable d'effectuer une étude plus fine permettant de rendre compte précisément de l'évolution fréquentielle de l'efficacité de blindage des structures du bâtiment et en particulier de détecter d'éventuelles anomalies dans l'étude harmonique de la pénétration du champ électromagnétique dans l'immeuble.





FREQUENCE ANGLE D'INCIDENCE: θ	ATTENUATION THEORIQUE MODELE DE PLAQUE INFINIE		ATTENUATION MOYENNE PRES DE LA PAROI ILLUMINEE	ATTENUATION MINIMALE RELEVÉE PRES DE LA PAROI ILLUMINEE (Hormis les points situés près d'une fenêtre)
	$\sigma = 10^{-2} \nu/m$ $\sigma = 10^{-1} \nu/m$			
CHAMP MAGNETIQUE { 4MHz($\theta=30^\circ$) 14MHz($\theta=30^\circ$) 29MHz($\theta=30^\circ$)	- 4,4 db	- 17,5 db	- 13,5 db	- 7 db
	- 4,6 db	- 17,5 db	- 18,5 db	- 18 db
	- 5,3 db	- 17,5 db	- 10 db	- 8 db
CHAMP ELECTRIQUE { 29MHz($\theta=30^\circ$) 150MHz($\theta=30^\circ$) 172MHz($\theta=30^\circ$) 440MHz($\theta=30^\circ$)	- 5,3 db	- 17,5 db	- 15 db	- 11 db
	- 2,9 db	- 18 db	- 8,5 db	- 5 db
	- 9,7 db	- 29,8 db	- 14,5 db	- 8 db
	- 5,1 db	- 18,9 db	- 17,5 db	- 15 db

TABLEAU II-2

B - Central Téléphonique Automatique :

Nous avons travaillé lors de ces essais dans trois pièces importantes au niveau système : la salle d'exploitation (A) où sera installé le calculateur gérant l'ensemble du dispositif, la salle de l'autocommutateur (B), et enfin la salle des équipements (C) au rez-de-chaussée. (cf plans p. 70 à p. 73)

Près de deux mille points de mesures ont été relevés, on pourra trouver (référence II.2.) le détail de ces résultats. Nous allons uniquement dans ce paragraphe présenter une synthèse de ces mesures.

Les trois tableaux des pages suivantes (tableau II.3 à II.5) indiquent pour les pièces mentionnées plus haut (A, B, C) les atténuations moyennes calculées en tenant compte de:

- . tous les points de mesure régulièrement répartis dans toute la pièce.
- . uniquement les points situés à 2 m de la paroi illuminée.
- . Un point de mesure à 20 cm derrière une fenêtre de la paroi illuminée.

Nous mentionnons également les résultats permettant de juger de la dispersion des mesures :

- . valeur minimum de l'atténuation relevée (à au moins 1,5 m de la paroi).
- . valeur maximum de cette même atténuation.
- . l'écart quadratique moyen (σ)

Enfin, nous pouvons juger de l'homogénéité de l'illumination du bâtiment puisque nous indiquons :

- . l'écart des amplitudes existant entre le champ de référence (à 2 m au-dessus de la terrasse supérieure du bâtiment) et celui mesuré à 10 m du bâtiment et à une altitude de 2 m.

BUS
LILLE

Salle A exploitation	Atténuation : moyenne dans toute la pièce		Atténuation : moyenne à 2m de la paroi		Atténuation : à 20cm de la paroi		Valeur mini-:mum de l'at-ténuation relevée		Ecart-type		Ecart entre : la référence et le champ reçu sur le parking		Fluctuation sur la terrasse supérieure	
	Fréquences	Atténuation	Atténuation	Atténuation	Atténuation	Atténuation	Atténuation	Atténuation	Ecart-type	Ecart	Ecart	Fluctuation	Fluctuation	Fluctuation
H	160 KHZ	- 14 db	- 14 db	- 12 db	- 12 db	- 16 db	- 12 db	- 16 db	1 db	+ 2 db	1 db	1 db	1 db	1 db
	540 KHZ	- 17 db	- 18 db	- 19 db	- 18 db	- 24 db	- 18 db	- 24 db	2 db	0 db	0 db	0 db	0 db	0 db
	1.05 MHz	- 20 db	- 17 db	- 17 db	- 15 db	- 29 db	- 15 db	- 29 db	4 db	- 2 db	0 db	0 db	0 db	0 db
E	3 MHz	- 16 db	- 18 db	- 17 db	- 5 db	- 22 db	- 5 db	- 22 db	4 db	0 db	0 db	+ 2 db	+ 2 db	+ 2 db
	9 MHz	- 27 db	- 21 db	- 15 db	- 15 db	- 32 db	- 15 db	- 32 db	4 db	+ 2 db	1 db	1 db	1 db	1 db
	30 MHz	- 18 db	- 14 db	- 4 db	- 12 db	- 23 db	- 12 db	- 23 db	3 db	- 3 db	- 5.5 db	- 5.5 db	- 5.5 db	- 5.5 db
E	30 MHz	- 26 db	- 27 db	-	- 18 db	- 35 db	- 18 db	- 35 db	5 db	+ 2 db	- 1 db	- 1 db	- 1 db	- 1 db
	50 MHz	- 11 db	- 9 db	- 8 db	- 9 db	- 15 db	- 9 db	- 15 db	2 db	- 5 db	- 3 db	- 3 db	- 3 db	- 3 db
	80 MHz	- 23 db	- 19 db	- 15 db	- 17 db	- 26 db	- 17 db	- 26 db	3 db	- 5 db	0 db	0 db	0 db	0 db
E	450 MHz	- 18 db	- 20 db	- 7 db	- 13 db	- 23 db	- 13 db	- 23 db	2 db	0 db	- 4 db	- 4 db	- 4 db	- 4 db
	530 MHz	- 17 db	- 15 db	- 4 db	- 11 db	- 20 db	- 11 db	- 20 db	2 db	- 6 db	+ 5 db	+ 5 db	+ 5 db	+ 5 db
950 MHz	- 21 db	- 19 db	- 0.5 db	- 12 db	- 26 db	- 12 db	- 26 db	3 db	+ 1 db	+ 5 db	+ 5 db	+ 5 db	+ 5 db	

TABLEAU II-3

Salle B autocommutateur	Atténuation :moyenne dans :toute la :pièce	Atténuation à :20 cm d'un :fenêtre de la :paroi illumi- :née	Valeur mini- :mum de l'at- :ténuation :relevée	Valeur maxi- :mum de l'at- :ténuation :relevé	Ecart - Type	Ecart entre :la référence :et le champ :reçu sur le :parking	Fluctuation sur :la terrasse :supérieure
Fréquences							
H {	160 kHz	-15db	-12db	-20db	2db	VOIR	VOIR
	540 kHz	-20db	-14db	-22db	2db		
	1.05 MHz	-15db	-11db	-22db	3db		
	3 MHz	-22db	-9db	-28db	5db		
	9 MHz	-34db	-25db	-39db	2db		
E {	30 MHz	-19db	-16db	-24db	3db	S A L L E A	S A L L E A
	30 MHz	-22db	-18db	-29db	4db		
	50 MHz	-21db	-18db	-23db	1db		
	80 MHz	-33db	-26db	-30db	2db		
	450 MHz	-19db	-18db	-20db	1db		
	530 MHz	-18db	-15db	-23db	2db		
950 MHz	-26db	-20db	-30db	3db			

TABLEAU II-4



BUS
LILLE

Salle C équipements	Atténuation moyenne dans toute la pièce	Atténuation moyenne a 2m de la paroi illuminée	Valeur mini- mum de l'at- ténuation relevée	Valeur maxi- mum de l'at- ténuation relevé	Ecart - Type	Ecart entre la référence et le champ reçu sur le parking	Fluctuation sur la terrasse supérieure
Fréquences							
H	160 kHz	-18db	-15db	-40db	4.5db		
	540 kHz	-24db	-22db	-37db	6.5db		
	1.05 MHz	-29db	-27db	-38db	6 db		
		-31db	-27db	-42db	6 db	VOIR	VOIR
	9 MHz	-37db	-27db	-48db	6 db	S	S
	30 MHz	-26db	-20db	-34db	5 db	A	A
	30 MHz	-26db	-19db	/	6 db	L	L
	50 MHz	-18db	-14db	-25db	4 db	L	L
	80 MHz	-34db	-29db	-42db	4 db	E	E
	450 MHz	-24db	-20db	-33db	5 db	A	A
530 MHz	-23db	-20db	-33db	4 db			
950 MHz	-20db	-17db	-32db	6 db			

TABLEAU II-5

E



NO
1152

SALLE DES EQUIPEMENTS

- . la fluctuation maximum du niveau enregistré sur la terrasse supérieure.

A partir de ces résultats, nous obtenons deux courbes qui traduisent l'évolution harmonique de l'atténuation moyenne "dans toute la pièce" puis de l'atténuation moyenne près de la paroi illuminée.

Le phénomène le plus remarquable que l'on observe sur la courbe II.3 est un minimum d'atténuation obtenu aux environs de 40-50 MHz. En effet, dans les trois pièces étudiées nous constatons une chute de l'efficacité de blindage en champ électrique d'environ 15 db au voisinage de ces fréquences.

Lors de la description mécanique du bâtiment, nous avons mentionné que celui-ci est réalisé par la juxtaposition de blocs de béton armé précontraints et sans contact galvanique entre eux. Ces blocs de béton mesurent 3,70 m de côté, ceci est donc également la longueur des éléments métalliques constituant l'armature.

Nous pouvons alors considérer que ces barreaux métalliques constituent un réseau d'antennes demi-ondes couplées mutuellement. Ces antennes sont illuminées par un champ électrique colinéaire aux barreaux et rerayonnent dans le bâtiment.

En première approximation, devant la faible épaisseur de la paroi de béton, dans lequel sont noyés les conducteurs métalliques et étant donné la fréquence envisagée (50 MHz), nous pouvons rapprocher directement la longueur des barreaux et la fréquence du minimum d'atténuation observé.

Si nous considérons maintenant ces barreaux isolés dans l'espace, nous obtenons une résonance en demi-onde à une fréquence voisine de 40 MHz, c'est effectivement celle de notre minimum d'atténuation.

La courbe II.4 confirme d'ailleurs ces résultats, puisque à deux mètres de la paroi illuminée, la résonance est très accentuée.

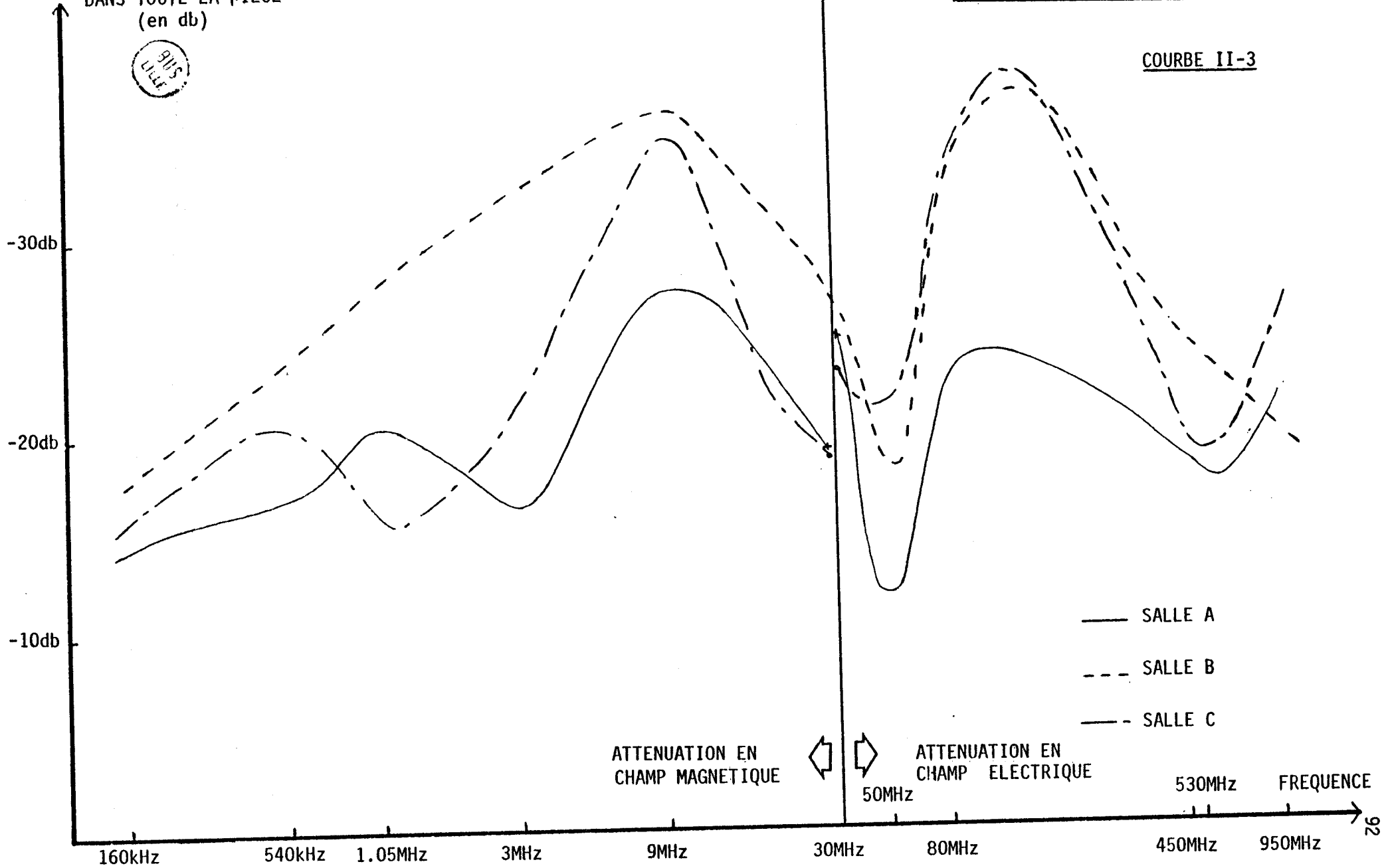
Afin de préciser ces résultats, nous avons entrepris une étude plus fine dans la gamme 30-80 MHz. En trois points de la salle d'exploitation nous avons enregistré les atténuations dans cette gamme. Nous obtenons ainsi une visualisation plus précise du phénomène courbe II.5, on note que la résonance est aigüe. De 40 à 60 MHz, la variation atteint 15 db, de plus le comportement est identique aux trois points de mesure étudiés. Les courbes débutent à 30 MHz où nous enregistrons des valeurs d'atténuation voisines de - 30 db, supérieures aux valeurs moyennes obtenues précédemment puisque nous sommes au centre de la pièce, là où l'efficacité de blindage est maximum dans cette gamme.

ATTENUATION MOYENNE
DANS TOUTE LA PIECE
(en db)



EVOLUTION HARMONIQUE DE
L'ATTENUATION MOYENNE GLOBALE

COURBE II-3



ATTENUATION EN
CHAMP MAGNETIQUE

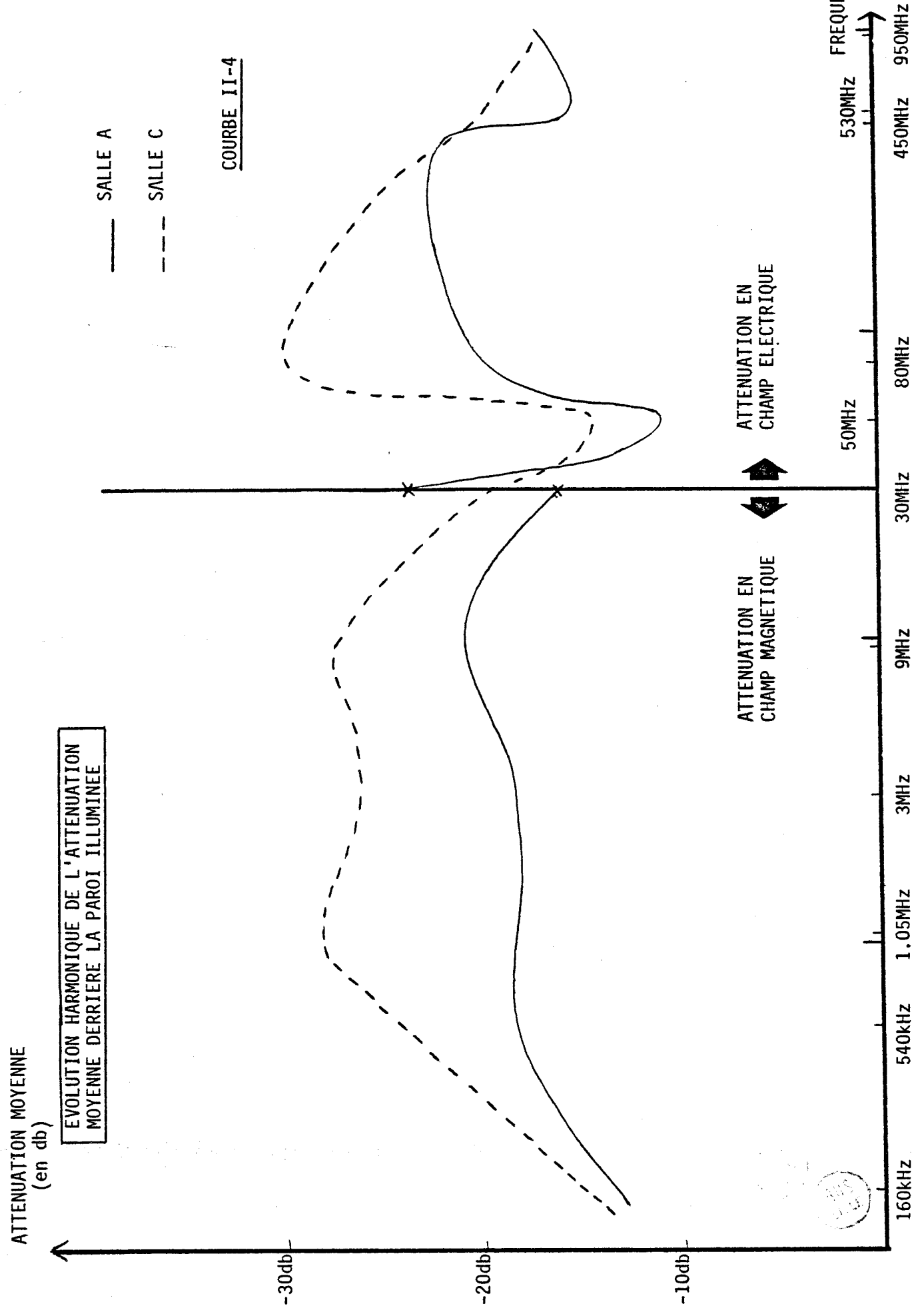
ATTENUATION EN
CHAMP ELECTRIQUE

- SALLE A
- - - SALLE B
- · - SALLE C

50MHz

530MHz

FREQUENCE



ATTENUATION
(en db)

3115
11/11

MISE EN EVIDENCE DE L'ANOMALIE
D'EFFICACITE DE BLINDAGE
(mesures en champ electrique)

--- ATTENUATION AU POINT 1
- - - ATTENUATION AU POINT 2
— — — ATTENUATION AU POINT 3

COURBE II-5

-30db

-20db

-10db

0

SALLE D'EXPLOITATION.

*
(3)

*
(2)

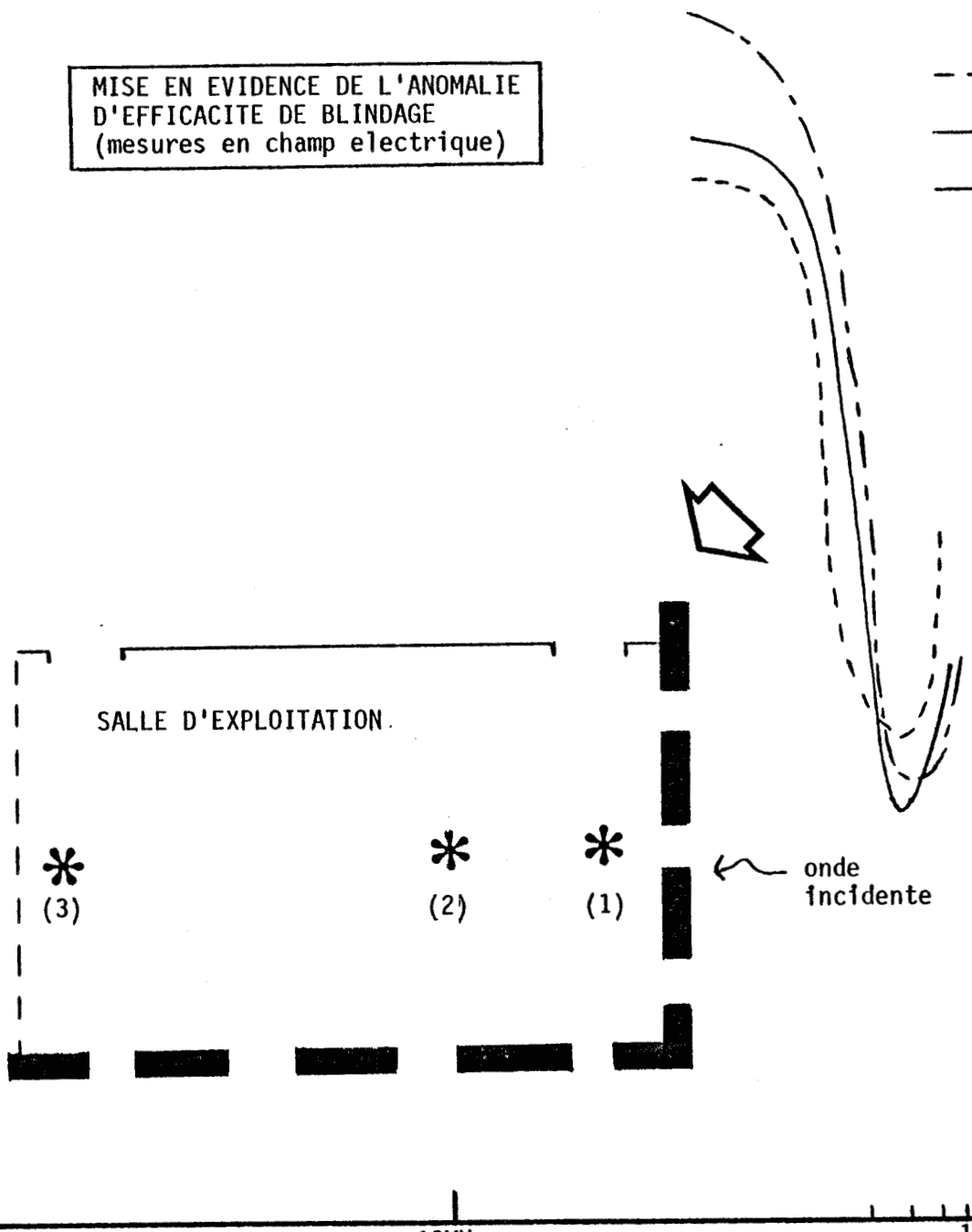
*
(1)

← onde
incidente

10MHz

100MHz

FREQUENCE



Conclusion :

La courbe II.4 nous permet de connaître le comportement harmonique globale de l'atténuation derrière la paroi illuminée. De 100 kHz à 1 MHz l'atténuation est assimilable à un phénomène de type dérivation, la pente est approximativement de + 20 db par décade au rez-de-chaussée. En salle d'exploitation, la pente est de + 10 db par décade. Puis, pendant deux décades, hormis le rerayonnement imputable à la non-continuité électrique des parois armées, nous obtenons une transmission quasi-constante en module. Nous obtenons - 20 db d'atténuation dans la salle d'exploitation et - 25 db au rez-de-chaussée. A partir de 100 MHz au contraire nous assistons à une diminution de l'efficacité de blindage, salle C nous obtenons - 13 db/décade.

Très schématiquement, la paroi se comporte donc comme un filtre coupe-bande. Les deux fréquences de coupure sont : 1 et 100 MHz. L'atténuation dans la bande atténuée s'élève à - 20 ou - 25 db selon la pièce considérée. De part et d'autre de la bande atténuée, les amplitudes augmentent selon des pentes variant de + 10 à + 20 db/décade.

*C - Evolution de l'impédance d'onde à l'intérieur des bâtiments

en fonction de la fréquence :
-----*

Les résultats que nous avons présentés jusqu'à présent sont de deux types : de 100 kHz à 30 MHz, les mesures ont été entreprises en champ magnétique, par la suite de 30 MHz à 1 GHz, elles ont été effectuées en champ électrique. Ceci a été rendu de prime abord nécessaire par le type de capteur dont nous disposions. Toutefois, nous allons montrer dans ce paragraphe qu'en basse fréquence, le champ électrique subit une atténuation beaucoup plus considérable que le champ magnétique. En haute fréquence l'écart entre ces deux valeurs devient négligeable. Nous avons donc de ce fait indiqué précédemment dans tous les cas de figure la valeur minimum de l'atténuation. Ceci étant, l'efficacité de blindage électromagnétique des structures du bâtiment sera toujours au moins égale aux valeurs apparaissant sur les courbes précédentes.

Pour cinq fréquences et en trois points des salles A, B, C nous avons mesuré l'atténuation en champ magnétique et électrique afin de caractériser le rapport $|\vec{E}/\vec{H}|$.

Les emplacements des points de mesure X en salle de l'autocommutateur, Y en salle d'exploitation, Z en salle des équipements sont précisés sur les plans des pages 70 à 73.

Nous avons reporté sur le tableau II.6 les résultats obtenus.

- A 160 kHz, le champ électrique est très fortement affaibli : - 50 db quel que soit l'endroit ou la salle considérée. L'atténuation en champ magnétique est de l'ordre de - 15 db au premier étage et - 25 db en point Z. L'impédance d'onde est donc très faible en basse-fréquence.
- A 540 kHz, le même comportement est relevé, l'écart entre le module de la composante maximum du champ électrique et celui du champ magnétique atteint 30 db au premier étage, l'écart au rez-de-chaussée est par contre faible : 6 db.
- A partir de 1 MHz, les atténuations en champ magnétique et électrique deviennent très comparables.

Fréquences	Mesures au point X (autocommutateur)		Mesures au point Y (exploitation)		Mesures au point Z (équipements)	
	atténuation en champ électrique	atténuation en champ magnétique	atténuation en champ électrique	atténuation en champ magnétique	atténuation en champ électrique	atténuation en champ magnétique
160 KHZ	> - 50 db	- 16 db	> - 50 db	- 14 db	- 49 db	- 25 db
540 KHZ	- 52 db	- 18 db	- 45 db	- 17 db	- 36 db	- 30 db
1.05 MHZ	- 23 db	- 17 db	- 26 db	- 19 db	-	- 32 db
1.4 MHZ	- 17 db	- 17 db	- 16 db	- 19 db	- 26 db	-
	- 28 db	- 16 db	- 28 db	- 13 db	- 27 db	- 25 db
	Valeurs moyennes salle B		Valeurs moyennes salle A		Valeurs moyennes salle C	
30 MHZ	- 22 db	- 19 db	- 26 db	- 18 db	- 26 db	- 26 db
	Valeurs moyennes derrière la paroi extérieure (incidence rasante) salle B		Valeurs moyennes derrière la paroi illuminée (incidence normale) salle A		Valeurs moyennes derrière la paroi illuminée (incidence normale) salle C	
	- 18 db	- 19 db	- 27 db	- 14 db	- 19 db	- 20 db



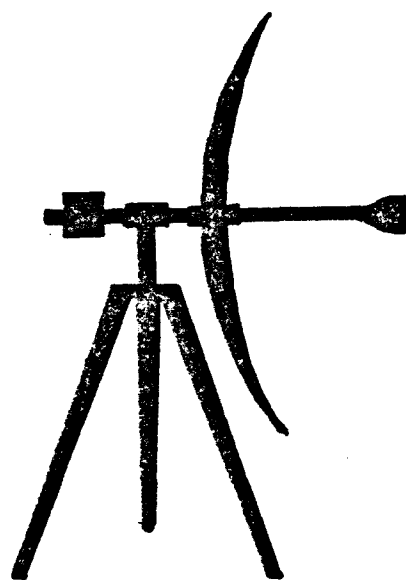
TABEAU II-6

- En hautes fréquences, ($F > 30$ MHz) le module de l'impédance d'onde varie très rapidement selon l'environnement métallique du point de mesure. Les lignes de champ électrique sont déformées, la composante maximum tend à être perpendiculaire à la surface métallique la plus proche. Il est ainsi possible d'enregistrer des variations brutales du $|\vec{E}/\vec{H}|$ comme nous pouvons le remarquer aux points X et Y proches de pylônes métalliques de soutènement du bâtiment. Nous pouvons par contre comparer à 30 MHz les valeurs moyennes des atténuations en champ électrique et magnétique obtenues dans les trois salles A, B, C.

Ces valeurs moyennes nous permettent de masquer l'influence de masses métalliques localisées, nous obtenons ainsi une impédance d'onde voisine de 120π salle de l'autocommutateur et salle des équipements.

Salle d'exploitation, l'impédance d'onde est beaucoup plus faible. Nous rappelons que le champ électrique incident induit dans l'armature métallique du béton armé des courants qui à leurs tours rayonnent localement un champ magnétique intense à l'ombre de la paroi. De ce fait, nous obtenons près des parois illuminées une impédance d'onde plus faible qu'au milieu de la pièce qui se traduit par la différence que l'on peut constater salle d'exploitation entre les valeurs moyennes des atténuations en champ électrique et magnétique à 30 MHz.

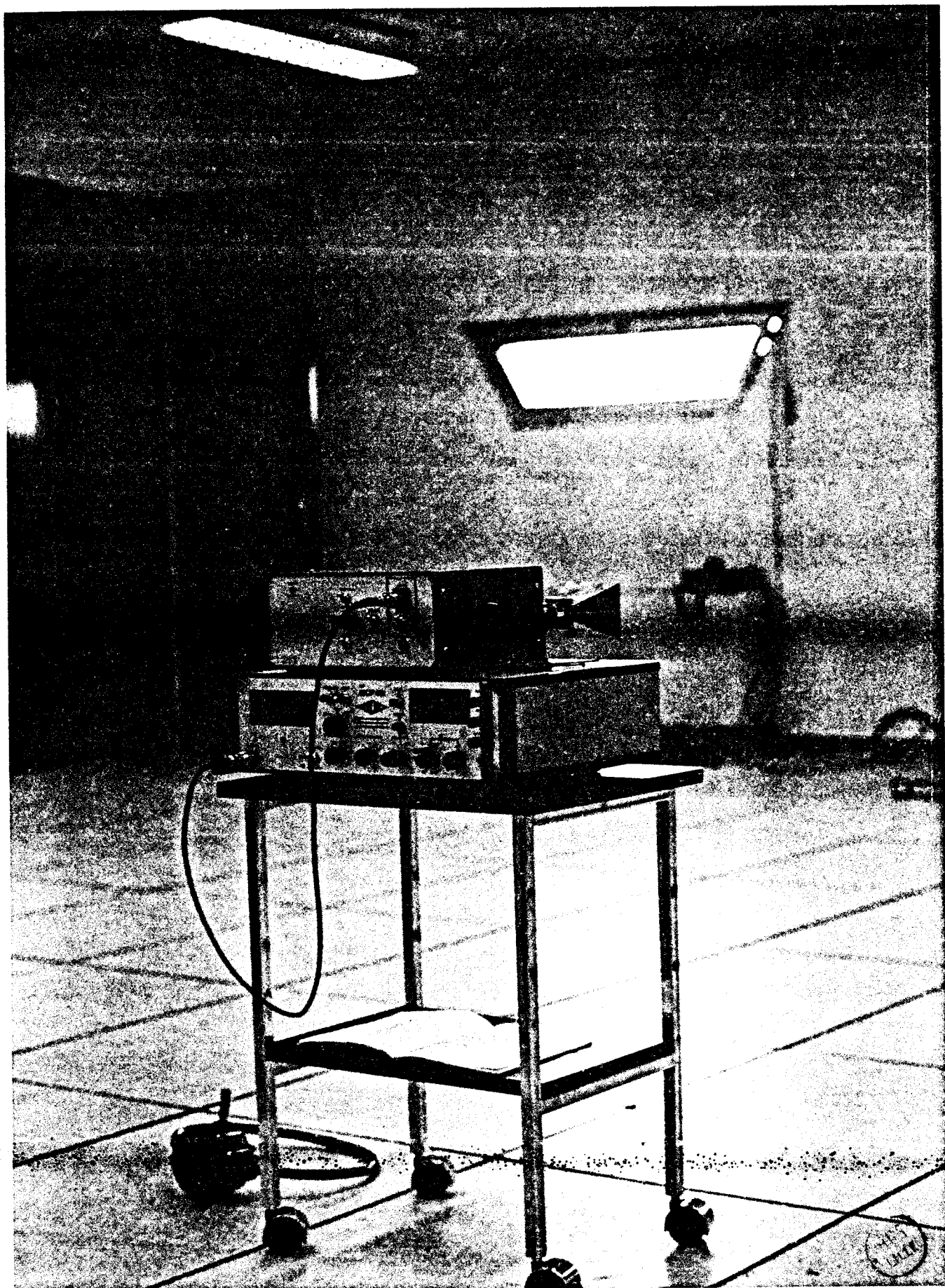
Ce champ magnétique rayonné par l'armature métallique s'atténue en raison inverse du cube de la distance d'observation (chapitre I, page 33) et n'est donc enregistrable qu'à proximité immédiate de la paroi. C'est ainsi qu'au point Z salle des équipements nous obtenons des niveaux identiques en champ électrique et magnétique.



MESURES D'EFFICACITES DE BLINDAGE

EN CENTRAL TELEPHONIQUE

10GHZ-30GHZ



EQUIPEMENT 10 GHZ

IV - EFFICACITE DE BLINDAGE DU BATIMENT EN HYPERFREQUENCES

A - *Description des équipements :*

Les appareils utilisés sont de conception et réalisation L.O.E.S.* en bande I ou C.N.E.T. en bande K. Ces appareils permettent de réaliser une liaison phonie bilatérale ou d'effectuer des mesures comparatives de champ électrique.

Les synoptiques de ces équipements sont donnés en annexe II.3 et II.4.

Les têtes hyperfréquences sont bâties autour des cavités "Microwave", les puissances d'émission sont de +14 dbm et +17 dbm à 10 et 30 GHz. Les antennes utilisées présentent des gains de +17 dbi à 10 GHz (cornet) et +35 dbi à 30 GHz (antenne cassegrain avec réflecteur parabolique de 30 cm de diamètre).

Les oscillateurs libres (diode gunn) des cavités hyperfréquences sont asservis par l'intermédiaire d'un PLL fonctionnant en basse fréquence à l'aide d'un mélangeur puis de diviseurs de fréquences.

Ces équipements sont autonomes en énergie.

On pourra se reporter aux références II.3, II.4, II.5 de la bibliographie pour de plus amples renseignements relatifs à ces équipements et aux procédés de mesures employés.

B - *Propagation du champ électromagnétique hyperfréquence à*

l'intérieur du bâtiment de télécommunications

Tous les essais hyperfréquences ont été effectués au niveau 2 (plans pages 72 et 73) du Central Téléphonique Automatique.

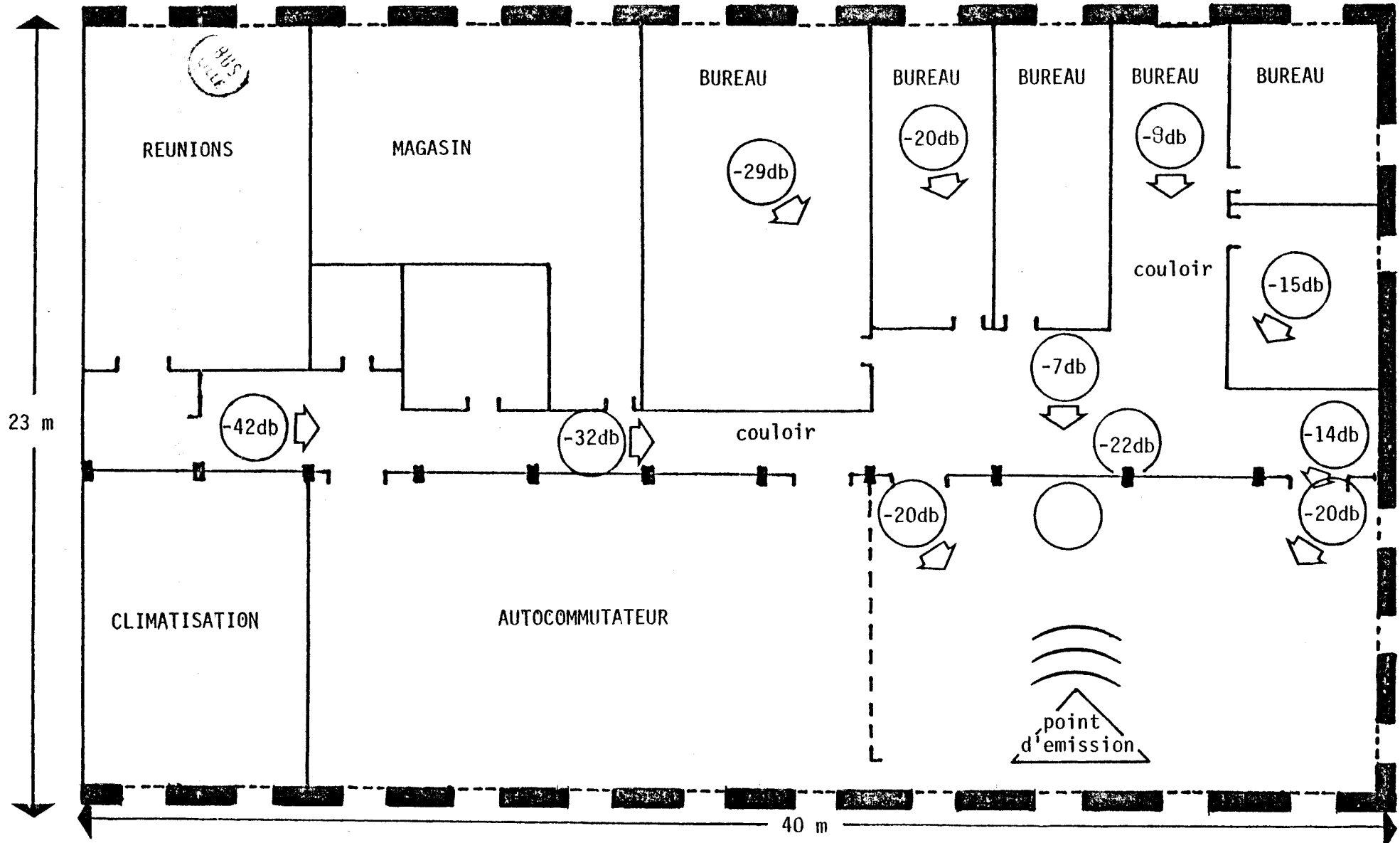
B.1. - *Résultats à 10 GHz :*

L'émetteur est initialement installé salle d'exploitation, plan HYP 1, nous mesurons l'atténuation au travers d'une paroi interne du bâtiment (plâtre épaisseur : 10 cm). Nous obtenons 7 db d'atténuation. D'autres cloisons internes apportent des atténuations variant de - 3 à - 8 db, tandis que le champ évolue peu par ailleurs dans la salle d'exploitation. Ces cloisons sont donc quasi-transparentes même à 10 GHz.

* *Laboratoire Ondes Electromagnétiques dans le Sol*

SCHEMA SIMPLIFIE DU PREMIER ETAGE (C.T.A.)

issue de secours



PLAN HYP-1

FREQUENCE D'EMISSION : 10 GHZ

Nous pouvons remarquer toutefois que le lobe principal de rayonnement est étroit. De part et d'autre du maximum, l'atténuation est rapide. De plus, un obstacle métallique masquant l'émetteur du récepteur introduit également une atténuation importante.

Lorsque l'émetteur est disposé à une extrémité de couloir, l'atténuation dans l'axe du guide surdimensionné formé par ce couloir est faible. Un embranchement à angle droit apporte toutefois 20 db d'atténuation dans la branche secondaire.

Les ouvertures constituées par les portes imposent souvent un trajet privilégié pour l'onde hyperfréquence.

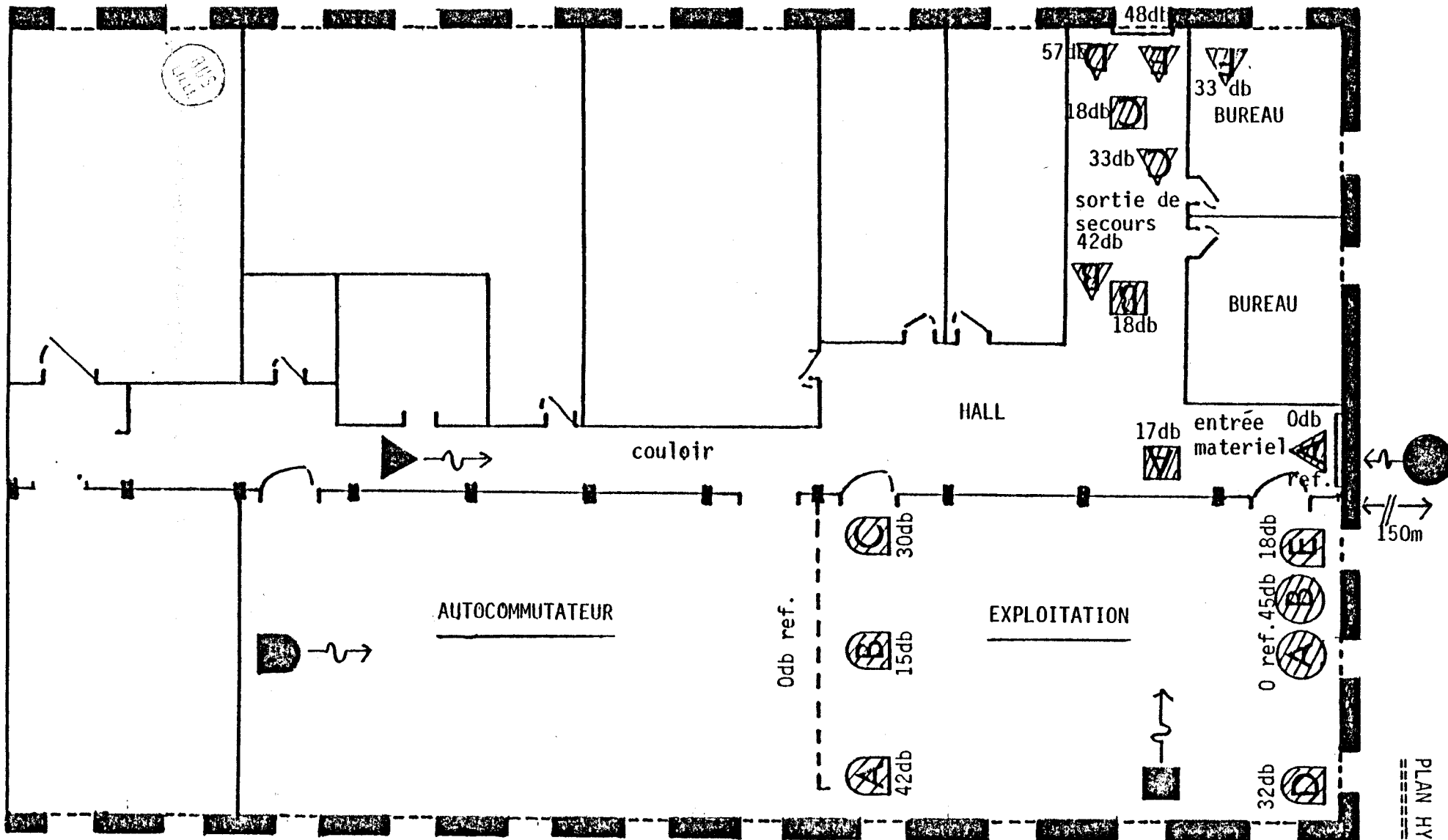
B.2.- Résultats à 30 GHz :

Sur le plan HYP 2, nous avons mentionné l'emplacement des divers points d'émission et de réception.

Une figure géométrique de base (cercle, triangle...) caractérise une série de mesures. Dans une même série, la figure géométrique totalement obscurcie représente le lieu d'émission, la même représentation hachurée indique un point de réception.

Les mesures sont délicates à interpréter du fait de la forte directivité des antennes utilisées, nous obtenons cependant les résultats suivants :

- l'atténuation à la traversée d'une cloison interne s'élève à - 16 db.
- les pertes par réflexion sur une cloison interne lorsque l'incidence est normale atteignent - 20 db.
- sur une porte métallique, la réflexion est totale. Si l'on bénéficie d'une réflexion métallique entre l'émetteur et le récepteur lorsque le trajet direct est occulté on peut trouver le maximum de champ en direction de l'objet métallique.



SCHEMATISATION DU PREMIER ETAGE (C.T. A.)

PLAN HYP-2

C. - Pénétration du champ électromagnétique hyperfréquence à

travers le bâtiment :

Nous allons mesurer dans ce paragraphe l'atténuation provoquée par la présence de la paroi extérieure sur la transmission de l'onde hyperfréquence.

L'émetteur est disposé à l'extérieur du Central Téléphonique selon la configuration représentée sur le plan HYP-3.

C.1. - Résultats à 10 GHz :

Dans un premier temps, le récepteur est déplacé selon un axe émetteur-fenêtre-point de réception (plan HYP-4). Le trajet optique reliant l'émetteur au récepteur passe de cette façon par l'ouverture. La référence 0db est prise juste derrière la fenêtre.

Il est nécessaire de noter (cf plan HYP-3) que l'émetteur est disposé en contrebas de la salle d'exploitation.

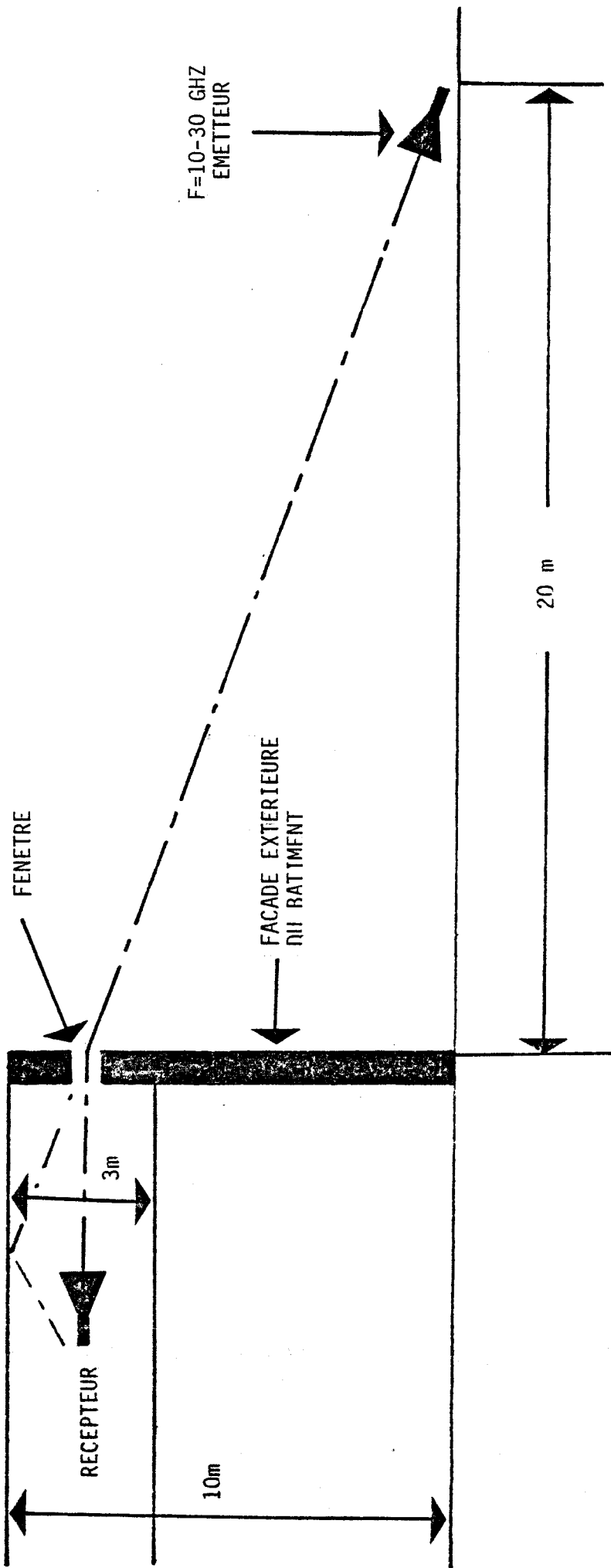
De ce fait le trajet optique dirige l'énergie hyperfréquence vers le plafond de la salle d'exploitation. Nous mettons en évidence une réflexion sur le plafond grâce au cornet directif. Il est probable que si nous avons suivi le trajet optique, les amplitudes des champs mesurés (plan HYP-4) auraient été plus importantes.

Selon un axe parallèle au précédent mais cette fois-ci passant par la paroi de béton, les atténuations relevées sont nettement plus importantes et voisines de - 25 db. Le cornet de réception doit être orienté vers une ouverture afin d'obtenir l'amplitude maximale. Quelques valeurs ont été regroupées sur le plan HYP-4.

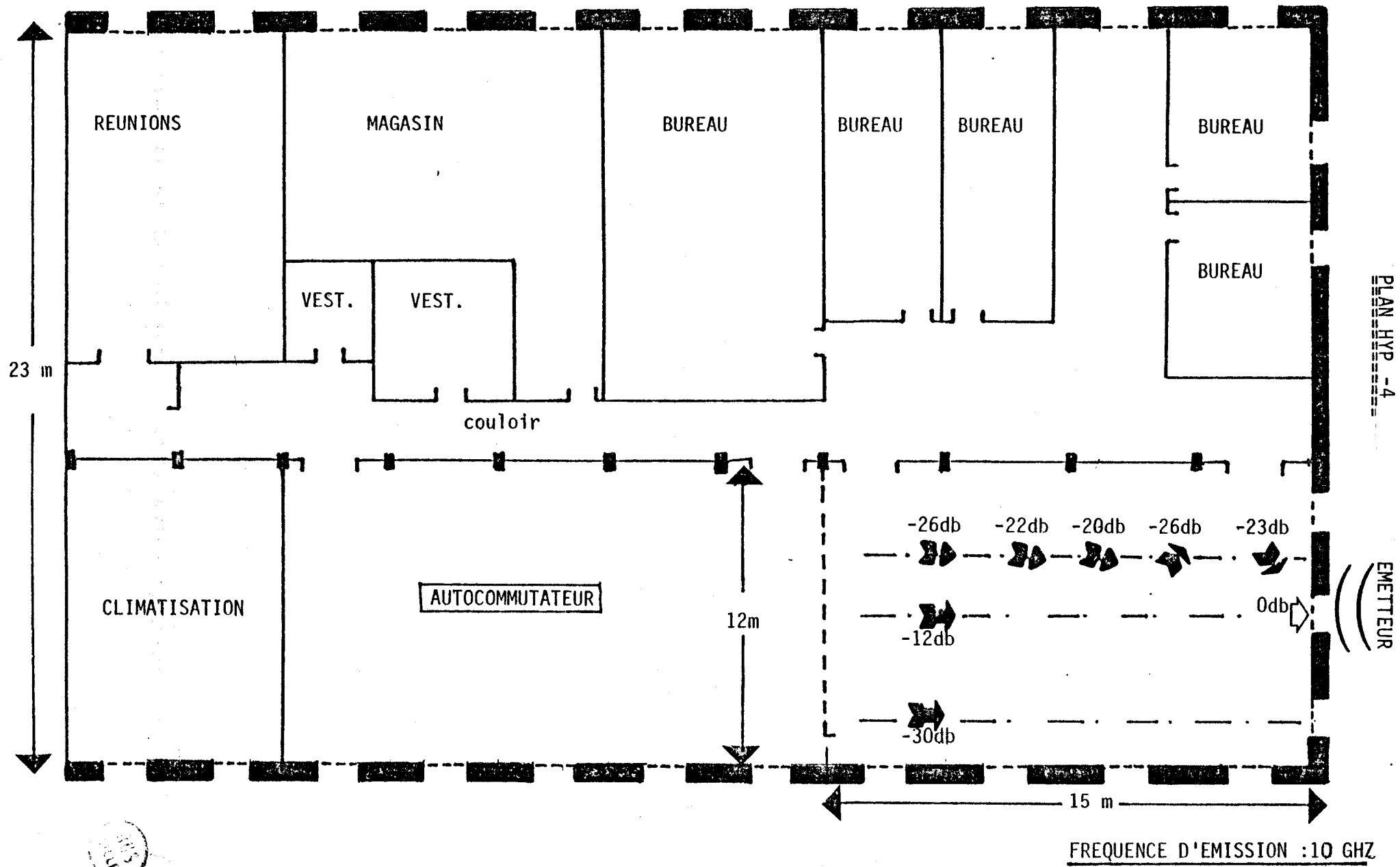
A l'ombre de la paroi illuminée, l'axe du cornet étant dirigé vers l'émetteur nous mesurons - 30 db d'affaiblissement par rapport à la référence 0db relevée derrière une fenêtre (plan HYP-3).

Lorsque les ouvertures sont totalement obturées (feuille d'aluminium cf photo page 77), on relève un champ diffus à - 20 db sous la référence. Le maximum est toutefois obtenu en direction de la paroi illuminée.

ESSAIS 10 GHZ : disposition extérieure



SCHEMA SIMPLIFIE DU PREMIER ETAGE



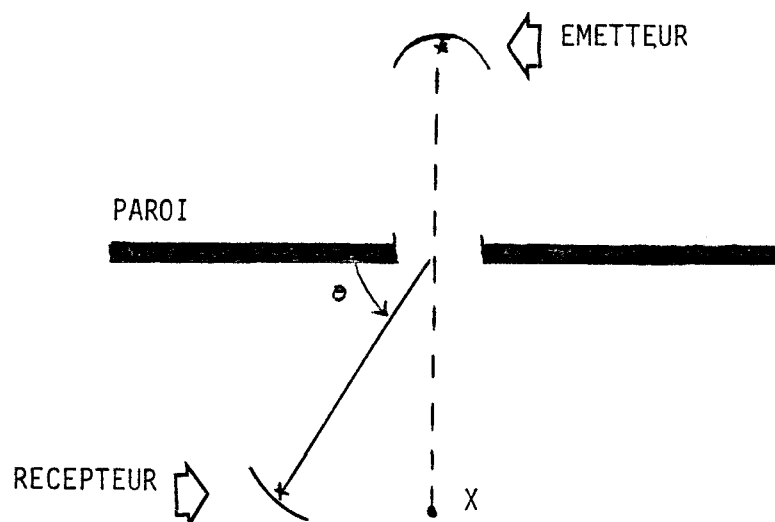
C.2. - Résultats à 30 GHz :

L'émetteur hyperfréquence est disposé à 50 m de la façade Sud du bâtiment, l'incidence est normale à la paroi. Le récepteur étalonné est disposé dans la salle d'exploitation.

L'atténuation mesurée à l'ombre de la paroi illuminée est supérieure à 45 db (la dynamique de la mesure est trop faible pour chiffrer cette mesure plus précisément).

A 30 GHz, on observe une propagation quasi-optique, l'affaiblissement obtenu est le même que celui mesuré en espace libre dès que les deux émetteurs sont en visibilité directe et ceci même à travers une ouverture de faibles dimensions (quelques cm²).

La diffraction à travers les ouvertures révèle une atténuation importante dès que l'on quitte le trajet optique suivant l'axe émetteur - ouverture. Dans l'exemple ci-dessous :



avec un angle θ de 60° , nous mesurons déjà 40 db d'atténuation par rapport à une disposition sur l'axe en x.

Il est possible de mettre en évidence un certain nombre de réflexions simples sur des objets métalliques. Les pertes par réflexion sur les murs sont élevées (20 db) et ne permettent pas de mettre en évidence dans les pièces un champ diffus créé par des réflexions multiples.

*D - Conclusion relative à l'efficacité de blindage hyperfréquence
des structures de bâtiment **

Il est possible de mettre en évidence des différences sensibles entre les comportements des diverses structures à 10 GHz ou 30 GHz.

- les atténuations mesurées à 30 GHz sont nettement plus importantes qu'à 10 GHz. Au travers d'une cloison interne nous obtenons - 7 db à 10 GHz et - 16 db à 30 GHz.

-) La pénétration du champ électromagnétique hyperfréquence dans le bâtiment s'effectue par l'intermédiaire des ouvertures (même de faibles dimensions) pratiquées dans les parois.

-) Toutefois, que ce soit en bande I ou en bande K, la propagation obéit à des lois proches de celles de l'optique géométrique. Si l'on s'écarte notablement de ces trajets, l'atténuation augmente très rapidement. A 10 GHz, nous pouvons mettre en évidence un champ diffus dans les salles produites par des réflexions multiples. A 30 GHz, une réflexion simple sur une paroi introduit déjà 20 db d'atténuation (incidence normale), de ce fait l'amplitude du champ diffus est très faible et sous la limite de détection de l'appareillage de réception.

A 10 GHz et plus encore à 30 GHz la difficulté de mesure est liée pour une bonne part au faible angle d'ouverture des antennes utilisées ($\approx 2^\circ$ à - 3 db pour l'antenne casse-grain).

* Le lecteur intéressé par ces expérimentations pourra prendre connaissance de l'intégralité des résultats obtenus en consultant la référence II.2.

Conclusion relative à la pénétration du champ électromagnétique dans une structure complexe :

La très large gamme des fréquences couvertes (5 décades) par cette étude, la multiplicité des mesures et les deux configurations retenues nous permettent d'obtenir des renseignements intéressants sur la pénétration du champ électromagnétique dans un Central Téléphonique.

A titre indicatif, nous avons calculé la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen sur tous les points de fréquence étudiés des atténuations relevées à l'intérieur des Centraux Téléphoniques Electromécanique et Automatique.

Nous obtenons ainsi : (de 100 kHz à 1 GHz)

	Central Téléphonique Electromécanique (1er étage) :	- 19 db	= 5 db
Central Télé- phonique Automatique	{	Salle d'exploitation (1er étage) :	- 19 db = 5 db
		Salle de l'autocommutateur (1er étage) :	- 22 db = 6 db
		Salle des équipements (rez de chaussée) :	- 27 db = 5 db

Ces valeurs permettent de fixer l'ordre de grandeur des atténuations susceptibles d'être obtenues.

-) Si l'on s'intéresse dans un premier temps au champ électrique, on s'aperçoit que l'atténuation importante à 100 kHz décroît d'environ 30 db dans la première décade pour se stabiliser par la suite à une valeur voisine de - 20 db par rapport au champ extérieur de référence. Vers 100 MHz, lorsque la longueur d'onde du champ électromagnétique incident est de l'ordre de grandeur des dimensions des ouvertures percées dans les parois, la pénétration à travers les ouvertures devient un phénomène important, ceci est d'autant plus marqué à 500 MHz ou bien sûr en hyperfréquences.

Le champ magnétique quant à lui est faiblement atténué en basse fréquence (\neq - 15 db). Cette atténuation croît lentement et passe par un maximum (\neq - 30 db) vers 10 MHz. En haute fréquence (30 MHz) le rapport $|\vec{E}/\vec{H}|$ tend vers 120π et l'évolution est identique à celle du champ électrique.

-) Un minimum d'atténuation est relevé entre 50 et 60 MHz probablement lié à la non-continuité galvanique des diverses armatures métalliques constituant l'ossature des parois extérieures du Central Téléphonique Automatique.

-) Si nous voulons définir une efficacité de blindage électromagnétique globale, nous pouvons rapprocher les résultats obtenus en champ magnétique et en champ électrique. Il apparaît ainsi d'une manière très schématisée deux fréquences de coupure : une fréquence de coupure basse : 1 MHz au-dessous de laquelle l'efficacité de blindage électromagnétique diminue lentement pour passer de - 20 db à 1 MHz à - 15 db à 100 kHz, ainsi qu'une fréquence haute : 100 MHz à partir de laquelle l'atténuation commence à décroître légèrement.
-) Deux remarques très générales méritent également d'être notées : près des parois illuminées ou des masses métalliques importantes, le champ magnétique est généralement important, il est donc souhaitable d'éloigner les faisceaux de câble ainsi que les équipements sensibles à ce champ. De même, à proximité immédiate des fenêtres la même conclusion s'impose. Par contre, les équipements seront bien protégés contre le rayonnement d'un champ électrique extérieur de basse fréquence (< 1 MHz).

Les résultats et les conclusions que nous avons émis dans ce chapitre ne présentent pas un caractère exhaustif, il serait intéressant d'expérimenter d'autres types d'illumination, de travailler en impulsions..., d'obtenir des renseignements sur la phase des différents signaux reçus etc. Toutefois, les résultats que nous avons présentés possèdent un intérêt dans un domaine où très peu de renseignements bibliographiques ont été publiés (réf. II.6).

Afin de clore ce chapitre, nous présentons un dernier tableau de mesures comparatives des résultats obtenus avec les deux types de Centraux Téléphoniques étudiés. Les atténuations aux fréquences directement comparables sont indiquées par des flèches. On peut observer que : bien que les deux configurations retenues soient très différentes, nous obtenons des résultats extrêmement voisins dans tout le spectre étudié. Ceci laisse à espérer une grande généralité des résultats présentés ci-dessus.

Fréquences	Atténuation moyenne: pièce A	Atténuation moyenne: pièce B	Atténuation moyenne: Central Somain	Atténuation moyenne: près de la paroi salle A	Atténuation moyenne: près des parois Somain
160 KHZ	- 14 db	- 15 db		- 14 db	
540 KHZ	- 16 db	- 20 db		- 18 db	
1.05 MHz*	- 20 db	- 15 db		- 17 db	
3 MHz	- 16 db	- 21 db		- 18 db	
4 MHz	-	-	- 18,5 db	-	- 15 db
9 MHz	- 27 db	- 34 db		- 21 db	
14 MHz	-	-	- 25 db	-	- 22 db
30 MHz	- 18 db	- 19 db	- 17 db	- 14 db	- 12,5 db
30 MHz	- 26 db	- 22 db	- 23 db	- 27 db	- 15 db
50 MHz	- 11 db	- 21 db		- 9 db	
80 MHz	- 23 db	- 33 db		- 20 db	
150 MHz	-	-	- 12 db	-	- 12 db
172 MHz	-	-	- 15 db	-	- 15 db
450 MHz	- 18 db	- 19 db	- 20 db	- 21 db	- 20 db
530 MHz	- 17 db	- 18 db		- 15 db	
950 MHz	- 21 db	- 26 db		- 19 db	

TABLEAU II-7

* Illumination différente

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE L'EFFICACITE

DE BLINDAGE DE CABLES BIFILAIRES BLINDES

I - INTRODUCTION

Les deux premiers chapîtres de notre thèse nous ont permis d'appliquer la notion d'efficacité de blindage à différentes structures élémentaires : parois, grilles, ouvertures mais également à une structure complexe, en l'occurrence un bâtiment de télécommunications.

Nous utilisons à nouveau dans ce troisième chapitre cette notion afin de déterminer l'efficacité de blindage de câbles multifilaires sous écran. En effet, les équipements électroniques susceptibles aux parasites électromagnétiques sont la plupart du temps connectés entre eux par l'intermédiaire de câbles multifilaires blindés. La seule connaissance du champ électromagnétique régnant à l'intérieur des bâtiments et donc au voisinage des appareils électroniques ne suffit pas à déterminer l'amplitude des tensions induites aux bornes des équipements interconnectés.

Pour avoir accès à ces valeurs, il est nécessaire de déterminer plusieurs paramètres :

- les courants et tensions de mode commun induits par le champ électromagnétique incident entre un conducteur ou un ensemble de conducteurs et la référence de masse (blindage).
- les courants et tensions de mode différentiels induits par le champ électromagnétique incident entre deux conducteurs internes alimentant les entrées-sorties des équipements.

Schelkunoff (Réf. III.1), Wait (Réf. III.2), Vance (Réf. III.3), Demoulin (Réf. III.4) pour ne citer que quelques uns ont apporté une importante contribution à l'étude du premier groupe de paramètres.

Nous nous intéresserons dans notre étude aux termes différentiels. A partir des raisonnements établis en mode commun, nous montrons à quels phénomènes physiques peuvent être reliés les paramètres différentiels en utilisant la théorie des lignes couplées. Puis à l'aide d'un banc de mesures adéquat, nous mettons en évidence ces termes que nous caractérisons au moyen de la notion d'impédance de transfert différentielle.

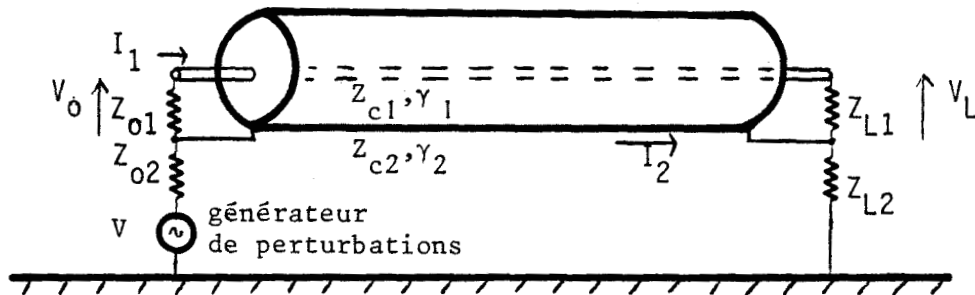
L'étape suivante nous permet par l'intermédiaire d'un raisonnement physique d'éliminer dans notre étude particulière un certain nombre de possibilités suggérées en début de chapitre comme étant susceptibles de donner naissance à ces tensions et courants perturbateurs.

Nous parvenons ainsi à isoler et à mettre en évidence le terme prépondérant de couplage. Ceci nous permet de résoudre pour une configuration de charge quelconque les systèmes d'équations différentielles des lignes couplées régissant la propagation des modes commun et différentiel sur un câble bifilaire électriquement court.

II - CARACTERISATION D'UN CABLE COAXIAL

A. - Notions d'impédance et d'admittance de transfert :

Un câble coaxial et son environnement peuvent être assimilés au schéma suivant :

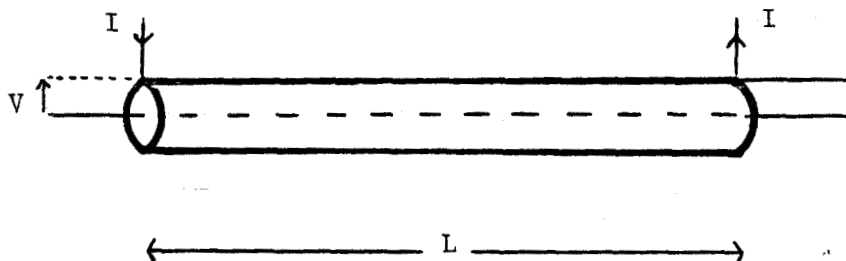


I_2 correspond au courant parasite circulant dans la gaine du câble coaxial. Ce courant fait apparaître entre l'âme et la gaine du câble les tensions V_0 et V_L .

Le choix d'une définition de l'impédance de transfert d'un câble coaxial doit satisfaire un double objectif :

- rechercher une grandeur linéique caractérisant l'efficacité de blindage du câble.
- rechercher la définition d'un paramètre primaire permettant la résolution d'un système de lignes couplées.

Injectons un courant dans la gaine du câble et court-circuitons l'âme et la gaine à une extrémité.



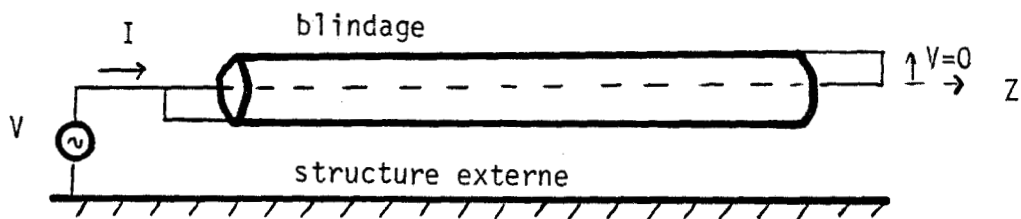
Une tension parasite apparaît à l'intérieur du blindage. Si l'on considère l'échantillon comme électriquement court, le rapport $\frac{V}{I} \times \frac{1}{L}$ constitue l'impédance de transfert (Z_t) du câble.

$$Z_t = \frac{V}{I} \times \frac{1}{L}$$

Cette impédance de transfert ne fait intervenir que les constantes physiques propres au blindage.

Lorsque le blindage présente des ouvertures (tresse à recouvrement optique inférieur à l'unité), le champ électrique extérieur modifie les densités superficielles de charge électrique. Ceci se traduit par l'apparition d'une admittance de transfert Y_t .

La définition introduite par Vance (Réf. III.3) est la suivante : l'admittance de transfert est le rapport entre le courant I induit sur le conducteur interne, lorsque le blindage est court-circuité à ce conducteur ($V = 0$) et la tension V_0 appliquée entre le conducteur interne et la structure externe. Cette définition s'applique à un câble de longueur unité.



$$Y_t = \left(\frac{1}{V} \times \frac{dI}{dz} \right)_{V=0}$$

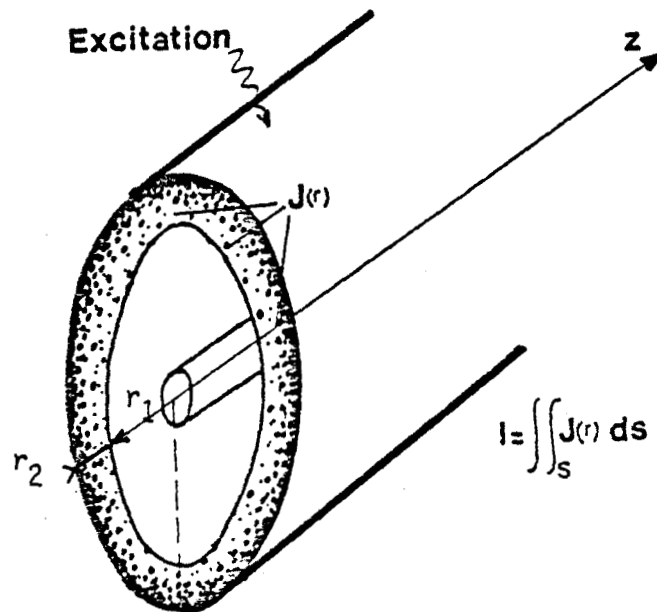
Ce rapport constitue l'admittance de transfert.

On peut ainsi remarquer que l'admittance de transfert est fonction des caractéristiques des ouvertures présentées par le blindage mais aussi du couplage existant entre ce blindage et le milieu extérieur.

B. - Câbles à blindage homogène :

Il s'agit du type de blindage le plus simple qui puisse se rencontrer. En basse fréquence, la répartition de la densité de courant est uniforme dans une section droite du blindage. L'impédance de transfert peut ainsi être confondue avec la résistance linéique du blindage.

En haute fréquence, la répartition du courant n'est plus uniforme. La densité de courant se concentre à la périphérie du blindage comme le schématise le croquis suivant :



La détermination de Z_t impose la connaissance de la loi traduisant la répartition de courant à l'intérieur du blindage.

Schelkunoff et King (réf. III.1) calculent en partant de l'équation de propagation du champ électrique dans le blindage cette loi de pénétration radiale du vecteur champ électrique dans un conducteur parfait.

Ils obtiennent finalement l'expression suivante de l'impédance de transfert d'un câble homogène :

$$Z_{t\text{hom.}} = \frac{1}{\pi \sigma_2 r_2 r_1} \times \frac{1}{J_1(\beta_2 r_1) \cdot N_1(\beta_2 r_2) - N_1(\beta_2 r_1) \cdot J_1(\beta_2 r_2)}$$

expression dans laquelle :

r_1, r_2 sont les diamètres interne et externe du blindage homogène

σ_2 sa conductivité

J_1 et N_1 les fonctions de Bessel et Neuman de 1ère espèce

$\beta_2 \neq j\omega\mu_2\sigma_2$ (conductivité importante).

Le champ \vec{E}_z décroît sur la surface interne du blindage en haute fréquence. De ce fait Z_t diminue rapidement dès que l'épaisseur de peau devient faible devant l'épaisseur du blindage.

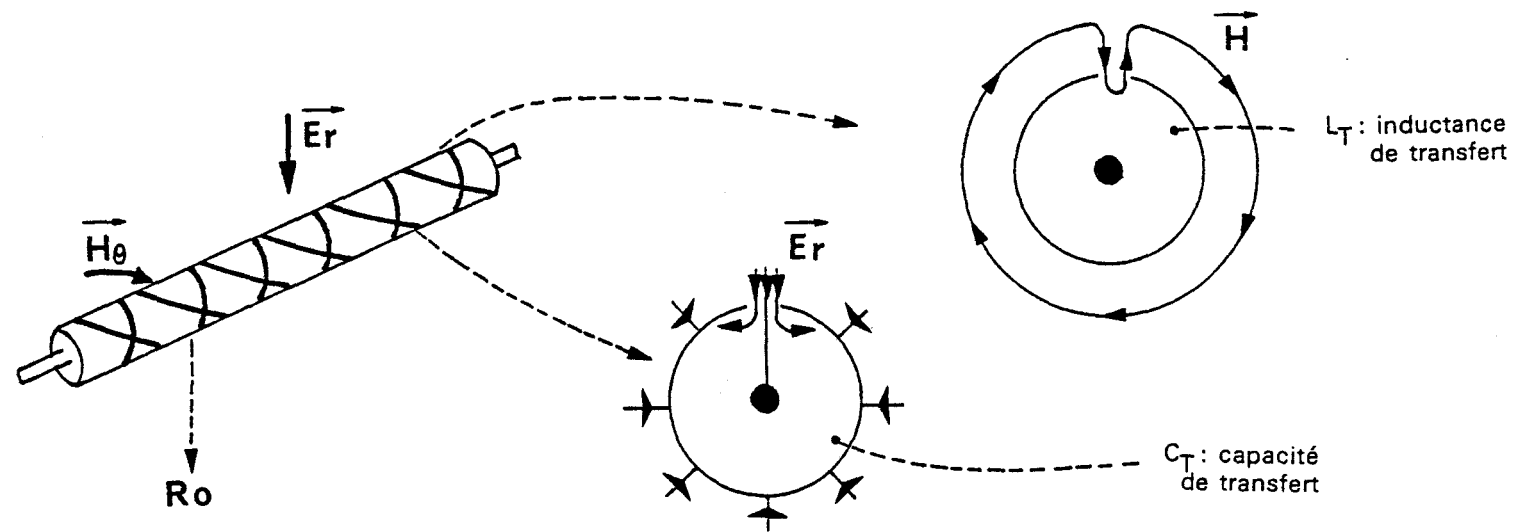
L'admittance de transfert est nulle puisque les transferts de charges électriques entre le conducteur interne et le milieu extérieur sont impossibles.

C. - Câble à tresse unique :

Dans la plupart des applications toutefois les câbles utilisés qu'ils soient coaxiaux simples, bifilaires ou multifilaires blindés reçoivent pour des impératifs mécaniques et de coût de revient des blindages tressés.

Dans le blindage homogène, l'impédance de transfert précédente ne rend compte que de la diffusion du champ électrique à travers l'épaisseur de l'écran. La tresse présente l'inconvénient d'offrir des ouvertures au croisement non jointifs des divers fuseaux qui la composent.

Les champs électrique perpendiculaire et magnétique angulaire vont pouvoir de ce fait pénétrer les tresses métalliques selon les mécanismes suggérés par les croquis suivants :



Ils vont introduire l'apparition d'une capacité de transfert : C_t et une inductance de transfert : L_t dans l'expression de Z_t .

D'autre part, les brins conducteurs enroulés en sens opposés et constitutifs des fuseaux de la tresse provoquent un couplage électromagnétique se manifestant par l'apparition d'un terme inductance de transfert L_{t_0} . L'impédance de transfert s'écrit ainsi :

$$Z_{t_0} = Z_{thom.} + jL_{t_0}\omega$$

Expression dans laquelle :

Z_{t_0} est l'impédance de transfert liée à la caractéristique de diffusion.

Aux très basses fréquences, le terme $Z_{thom.}$ prédomine, son expression s'identifie du reste à la résistance linéique de la tresse : R_0

Des nombreuses expérimentations entreprises par B. Demoulin, trois catégories de câbles se distinguent (réf.III.4.a) correspondants à trois comportements harmoniques différents des impédances et admittances de transfert. Nous rappelons ci-dessous brièvement ces trois catégories.

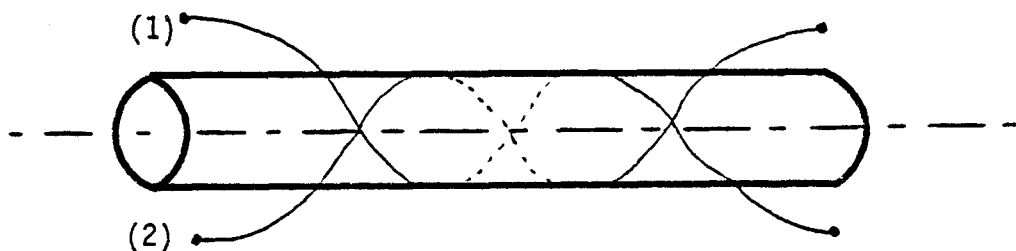
C.1. - Couplage de type diffraction :

Le champ électromagnétique diffracte à travers les ouvertures du blindage.

- . Le champ électrique perpendiculaire \vec{E}_r pénètre ainsi à travers la tresse, phénomène mis en évidence par l'apparition d'un terme admittance de transfert Y_t

$Y_t = jC_t\omega$; C_t est la capacité de transfert caractéristique du couplage entre les conducteurs internes du câble et le milieu extérieur.

- . Le champ électrique longitudinal diffuse à travers la tresse et induit un courant homogène dans toute l'épaisseur du blindage en basse fréquence puis s'orientant selon deux enroulements de sens opposés en haute fréquence comme l'indique le croquis suivant :



Nous obtenons comme précédemment une impédance de transfert de la forme :

$$Z_{t0} = Z_{thom.} + jL_{t0}\omega$$

- . Le champ magnétique radial diffracte à travers les ouvertures délimitées par les fuseaux. Ceci se traduit par l'apparition d'une inductance de transfert L_t

$$Z_t = Z_{t0} + jL_t\omega$$

Un tel comportement est caractéristique des câbles à faibles recouvrements (capacité de transfert importante) citons par exemple les câbles rayonnants à fuites. On rencontre également ces phénomènes avec des blindages à bon recouvrement et à angle de tresse voisin de 45° .

L'inductance entraîne une remontée linéaire de l'impédance de transfert, parallèlement la phase évolue pour se stabiliser vers $+\frac{\pi}{2}$

Planche III.1 est représentée une illustration de ce comportement.

C.2 - Couplage de type inductance :

Il s'agit du cas précédent (couplage de type diffraction) dans lequel on peut négliger la capacité de transfert C_T ($Y_t = 0$).

Nous obtenons deux termes :

Une impédance et une inductance de transfert dues à la diffusion du champ électrique au travers de la tresse $Z_{t0} = Z_{thom.} + jL_{t0}\omega$

Une inductance de transfert liée à la pénétration du champ magnétique dans les ouvertures : L_t

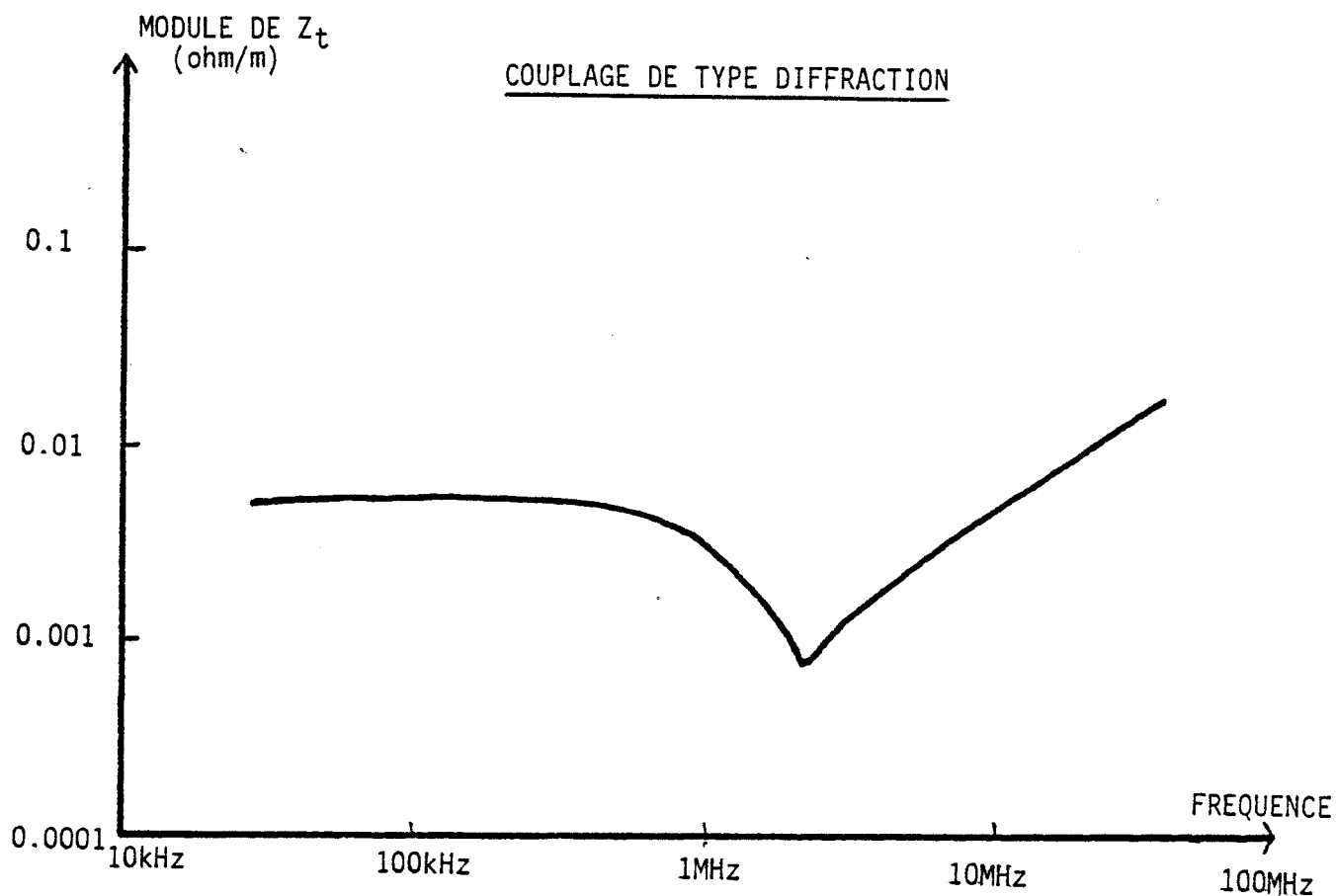
Ceci se rencontre souvent avec des blindages à recouvrement important et à angle de tressage bien supérieur à 45° . Il existe également sur les blindages composés de ruban hélicoïdaux jointifs.

Le comportement harmonique de l'impédance de transfert est identique au précédent.

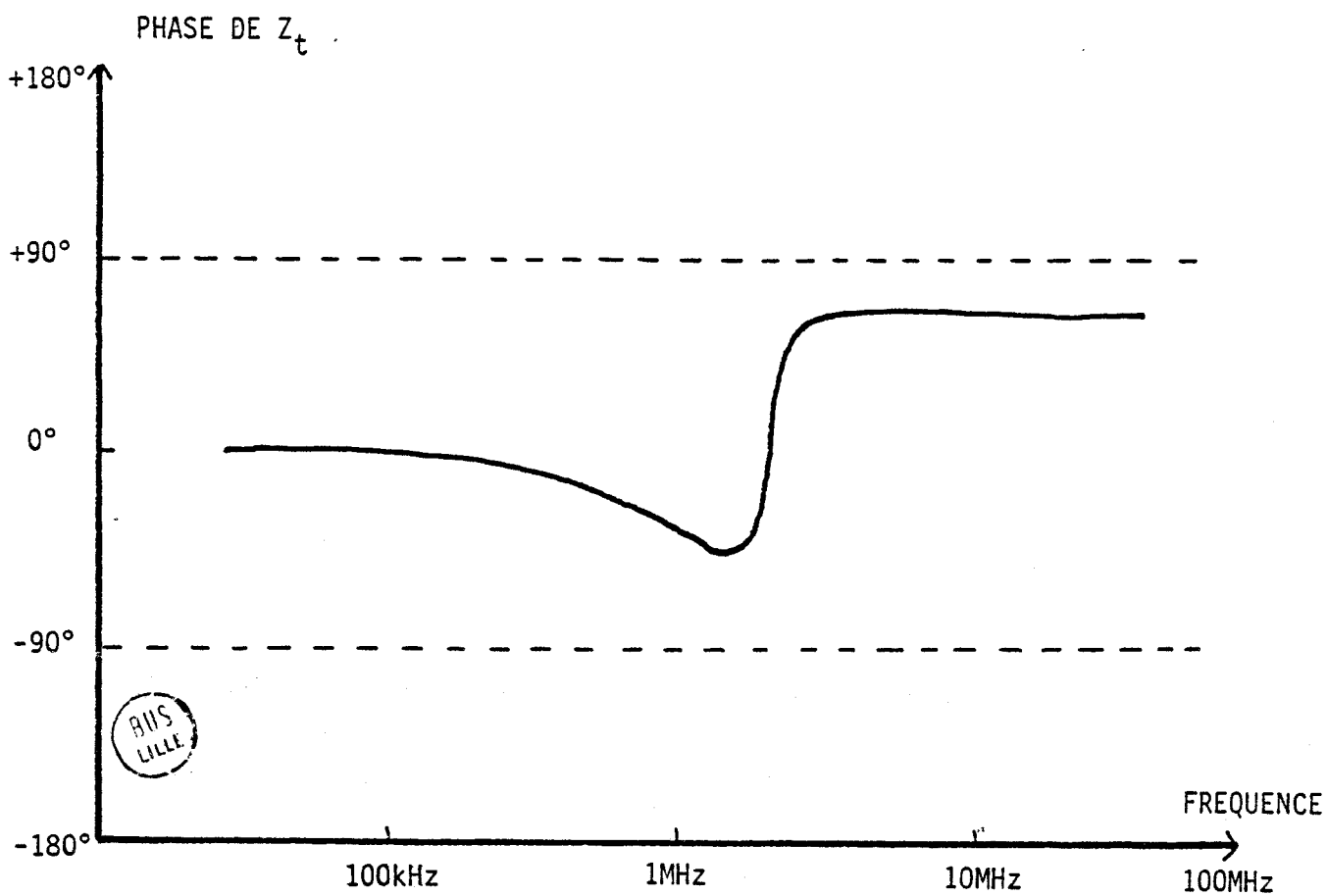
C.3 - Couplage de type induction :

Dans un blindage homogène, la composante du champ électrique intérieur au blindage est essentiellement provoquée par la diffusion du champ électrique longitudinal extérieur. Si nous considérons un blindage tressé de recouvrement total (sans ouverture), nous pouvons suivre le raisonnement suivant.

Etudions l'évolution de la répartition de la densité de courant en raisonnant sur la surface de contact d'un fuseau supérieur et d'un fuseau inférieur. Aux fréquences basses, la répartition de courant est



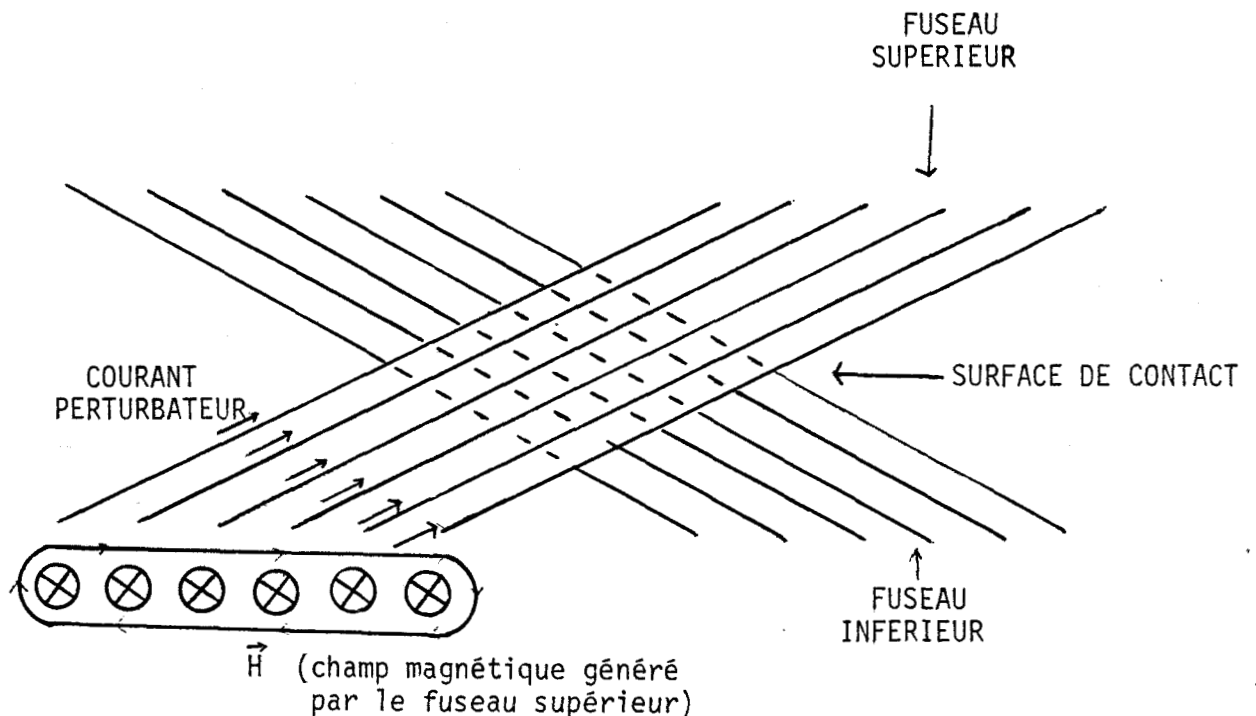
{ ANGLE DE TRESSAGE=40°
 { RECOUVREMENT OPTIQUE=0,90

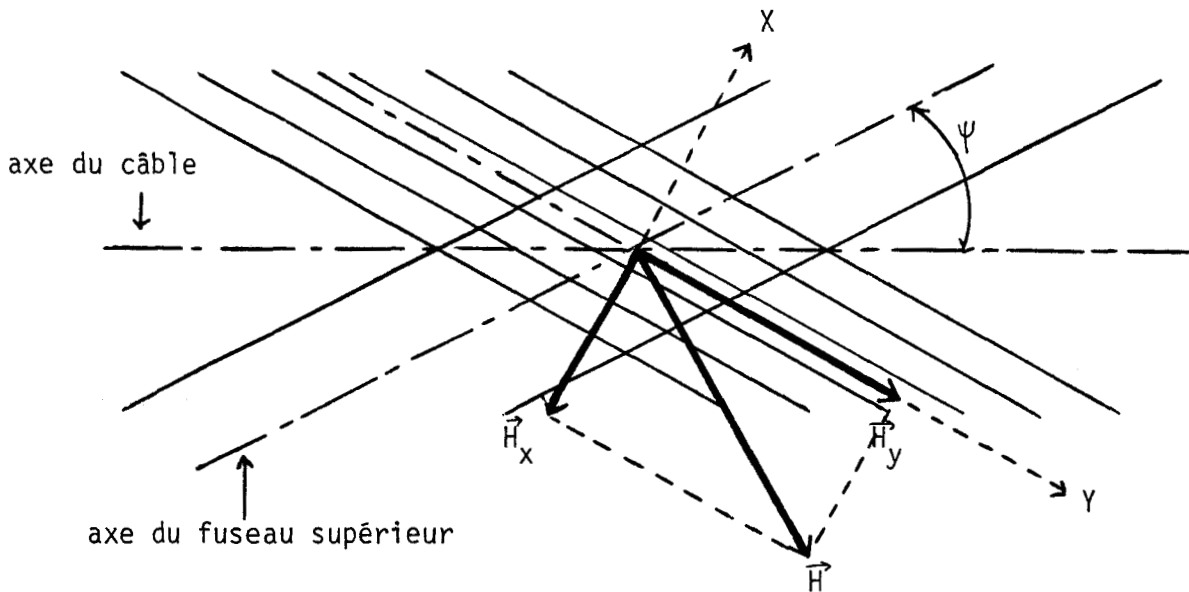


identique dans les conducteurs du fuseau supérieur et inférieur. L'impédance de transfert s'identifie à la résistance linéique de la tresse.

Aux fréquences plus élevées le champ électrique longitudinal diffuse à travers l'épaisseur de la tresse, cet effet est associé à la conduction superficielle de la tresse. La structure discontinue du blindage introduit une orientation privilégiée du courant sur la surface du fuseau supérieur. La densité de courant est donc orientée parallèlement à l'axe des conducteurs élémentaires. Dans ces conditions, il existe une composante de champ magnétique \vec{H} sous la surface du fuseau supérieur.

La densité de courant est orientée parallèlement à l'axe des conducteurs élémentaires. Il existe ainsi une composante de champ magnétique \vec{H} sous la surface du fuseau supérieur. Le champ magnétique \vec{H} se décompose en deux composantes \vec{H}_x et \vec{H}_y comme l'indiquent les figures suivantes :





Le champ magnétique induit sur le fuseau supérieur devient inducteur pour le fuseau inférieur et donne naissance à des courants de Foucault.

A leur tour, les courants de Foucault engendrent sur la surface intérieure de la tresse un champ électrique qui donne naissance aux tensions perturbatrices.

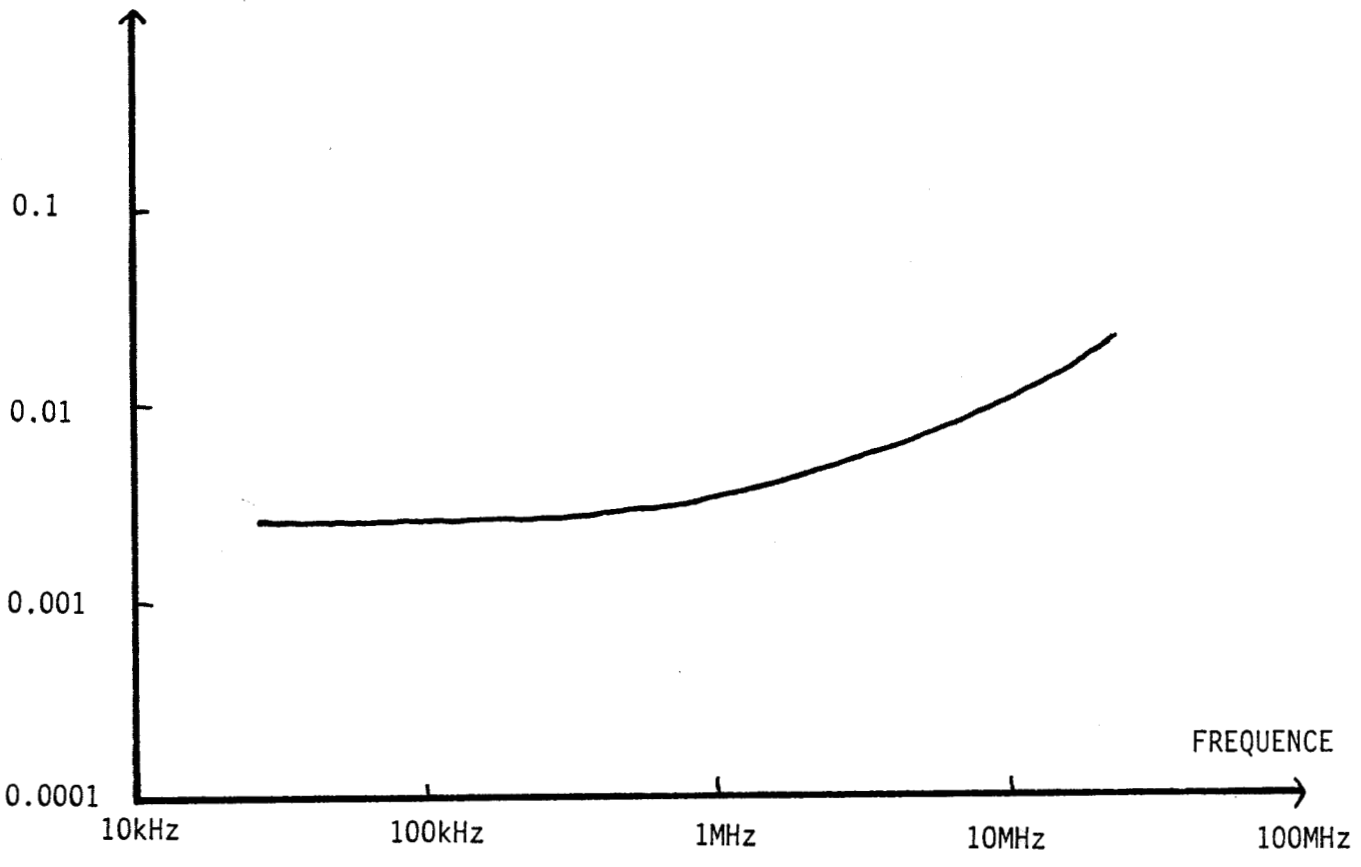
Ce type de couplage se rencontre dans le cas des blindages dont l'angle de tresse est inférieur à 45° et à bon recouvrement.

B. Demoulin montre ainsi théoriquement (réf. III.4.B) que la remontée de l'impédance de transfert est en \sqrt{F} , la phase se stabilise vers $-\frac{3\pi}{4}$ en hautes fréquences. Un tel comportement est illustré planche⁴ III.2.

La distinction des trois types de couplage est arbitraire, elle a essentiellement pour but de faciliter l'interprétation des résultats de l'expérience. Dans le cas général, il y a souvent superposition des couplages.

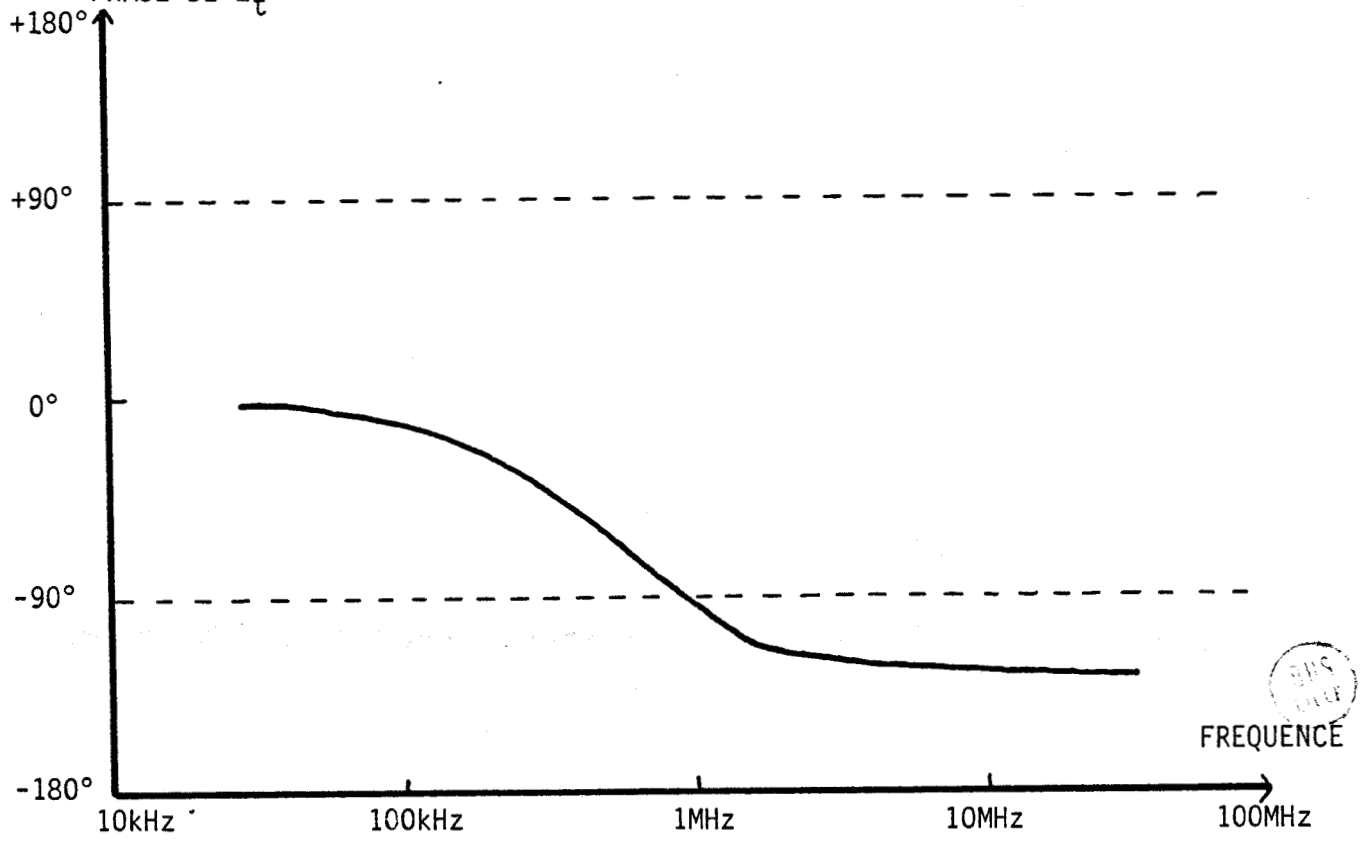
COUPLAGE DE TYPE INDUCTION

MODULE DE Z_t
(ohm/m)



{ ANGLE DE TRESSAGE=28°
RECOUVREMENT OPTIQUE=0,99

PHASE DE Z_t



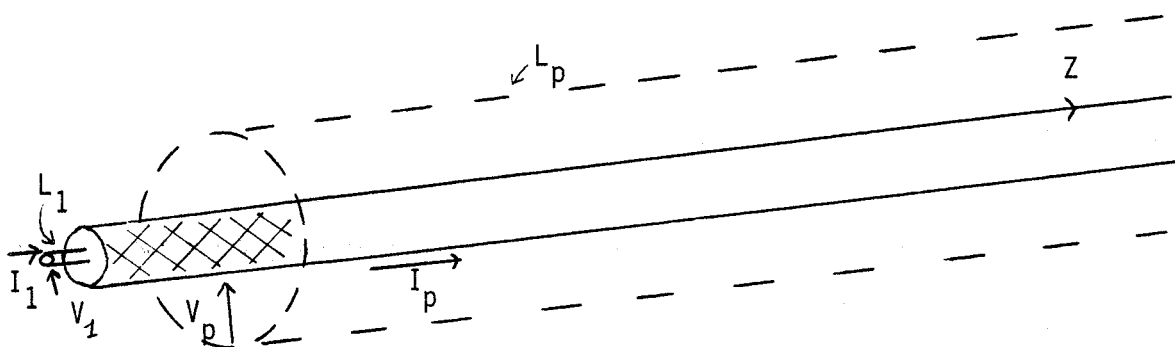
III - DEFINITIONS

A. - *Equation des lignes couplées :*

Nous pouvons d'un point de vue mathématique introduire les inductance et capacité de transfert dont nous avons indiqué précédemment l'origine physique à partir des équations différentielles des lignes couplées exprimées sous la forme suivante, relatives au croquis ci-dessous:

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dI_p}{dz} = Y_t V_1 + Y_p V_p \\ - \frac{dV_p}{dz} = - Z_t I_1 + Z_p I_p \end{array} \right.$$

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dI_1}{dz} = Y_1 V_1 + Y_t V_p \\ - \frac{dV_1}{dz} = Z_1 I_1 - Z_t I_p \end{array} \right.$$



(Z_1, Y_1) et (Z_p, Y_p) sont les constantes linéiques primaires des lignes L_1 et L_p . Z_t est l'impédance de transfert que nous exprimons comme précédemment sous la forme :

$$\rightarrow Z_t = Z_{t0} + jL_t\omega$$

$$\rightarrow Y_t = jC_t\omega : Y_t \text{ est l'admittance de transfert et } C_t \text{ la capacité de transfert}$$

Notre étude porte sur des échantillons électriquement courts. nous pourrions généralement considérer que $|\gamma_1 L|$ et $|\gamma_p L| < 1$. γ_1 , γ_p sont les constantes de propagation des lignes 1 et p.

La ligne perturbatrice L_p induit sur la ligne L_1 une perturbation. Nous négligerons la réaction de la ligne L_1 sur la ligne perturbatrice condition qui s'écrit sous la forme :

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} |Z_t I_1| \ll |Z_p I_p| \\ |Y_t V_1| \ll |Y_p V_p| \end{array} \right.$$

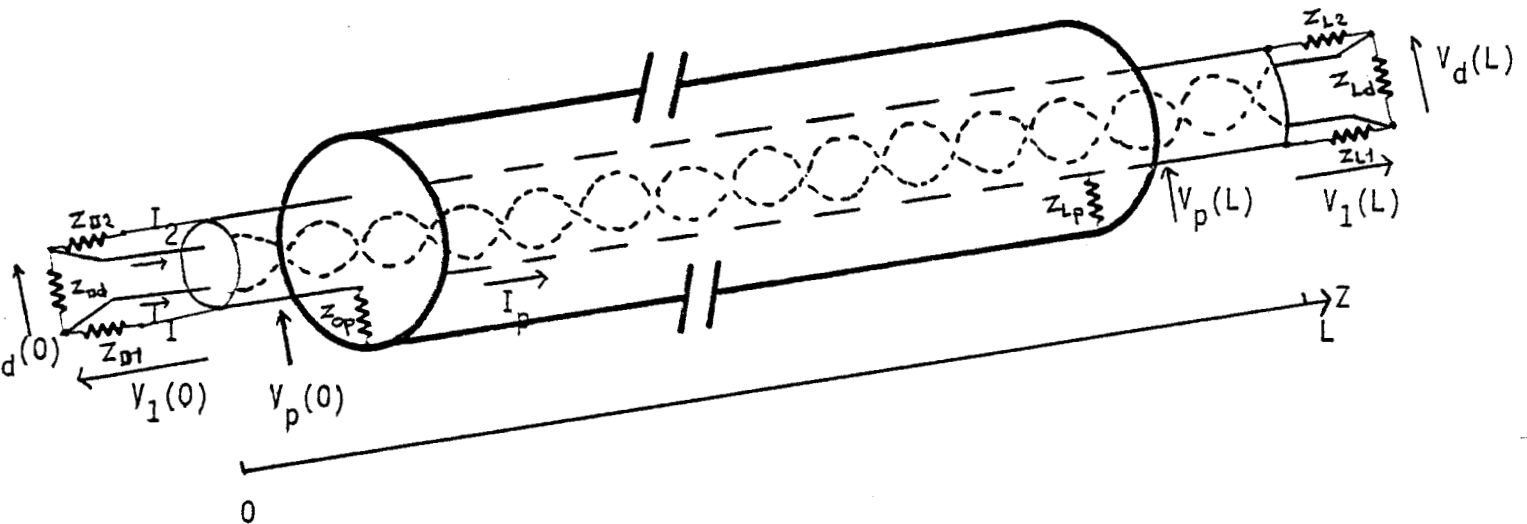
Les systèmes d'équations différentielles (1) et (2) deviennent :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_1}{dz} = Z_1 I_1 - Z_t I_p \\ -\frac{dI_1}{dz} = Y_1 V_1 + Y_t V_p \end{array} \right.$$

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_p}{dz} = Z_p I_p \\ -\frac{dI_p}{dz} = Y_p V_p \end{array} \right.$$

B. - NOTATIONS

Nous précisons sur le croquis suivant les dénominations des divers paramètres de charges de tensions et de courants qui seront utilisés ultérieurement :



* Les indications ci-dessus concernent le cas général du câble bifilaire blindé objet de l'étude. Dans le cas d'un câble coaxial nous conservons ces notations. Les paramètres différentiels introduits ci-dessus perdent dans ce cas leurs significations.

C. - *Mise en évidence des paramètres de transfert :*

La résolution des systèmes d'équations différentielles (4) et (5) conduit aux expressions suivantes :

-) en mode adapté :

$$\text{Les conditions de charge sont : } \begin{cases} Z_{01} = Z_{L1} = Z_{C1} \\ Z_{0p} = Z_{Lp} = Z_{Cp} \end{cases}$$

$$\left. \begin{aligned} Z_{C1} &= \sqrt{Z_1/Y_1} \\ Z_{Cp} &= \sqrt{Z_p/Y_p} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Impédances caractéristiques} \\ \text{des lignes 1 et p} \end{array}$$

$$(6) \quad \left\{ \begin{aligned} V_1(0, \omega) &= -\frac{I_p(0, \omega)}{2} \cdot (Z_{t0} + jL'_t \omega) \cdot \frac{1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_p)L}}{\gamma_1 + \gamma_p} \\ V_1(L, \omega) &= -\frac{I_p(0, \omega)}{2} \cdot (Z_{t0} + jL''_t \omega) \cdot \frac{1 - e^{-(\gamma_p - \gamma_1)L}}{\gamma_p - \gamma_1} \cdot e^{-\gamma_1 L} \end{aligned} \right.$$

Dans ces expressions, L'_t et L''_t sont assimilées à des inductances de transfert équivalentes :

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} L'_t &= L_t + Z_{C1} \cdot Z_{Cp} \cdot C_t \\ L''_t &= L_t - Z_{C1} \cdot Z_{Cp} \cdot C_t \end{aligned} \right.$$

A partir des informations $V_1(0,\omega)$, $V_1(L,\omega)$, $I_2(0,\omega)$ nous pouvons isoler les paramètres R_o , L_t , C_t par addition et soustraction de ces signaux. Cette technique est utilisée au laboratoire conjointement avec une méthode en impulsions associée à une transformation de Fourier.

Ce procédé n'est toutefois pas unique. En 1976 D. Merewetter (réf. III-5) propose des configurations où les impédances terminales Z_{L2} sont des circuits ouverts ou des court-circuits.

-) essai en circuit ouvert :

La configuration de charge est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{O1} = \infty \qquad Z_{L1} = Z_{C1} \\ \\ Z_{Op} = Z_{Lp} = Z_{Cp} \end{array} \right.$$

La tension en extrémité de ligne s'écrit :

$$(8) \quad V_1(L,\omega) = I_p(0,\omega) \cdot Y_t \cdot Z_{C1} \cdot Z_{Cp} \cdot L - \frac{I_p(0,\omega)}{2} \cdot \left[Y_t Z_{C1} Z_{Cp} (2\gamma_1 + \gamma_p) + Z_t \gamma_1 \right] \cdot L^2$$

Le développement limité au premier ordre nous permet de constater qu'avec ce type de montage en circuit ouvert $V_1(L,\omega)$ est proportionnelle à l'admittance de transfert Y_t .

En basses fréquences $(2\gamma_1 + \gamma_p)L \ll 1$

$$(9) \quad C_t = \frac{1}{Z_{C1} \cdot L \cdot \omega} \times \left| \frac{V_1(L,\omega)}{V_p(0,\omega)} \right|$$

-) essai en court circuit :

La nouvelle configuration de charge est :

$$\begin{cases} Z_{01} = 0 & Z_{L1} = Z_{C1} \\ Z_{0p} = Z_{Lp} = Z_{Cp} \end{cases}$$

Dans ce cas :

$$(10) \quad V_1(L, \omega) = I_p(0, \omega) \cdot Z_t(\omega) \cdot L + \frac{I_p(0, \omega)}{2} \cdot \left[Z_t(\omega) \cdot (2\gamma_1 + \gamma_p) + Y_t Z_{C1} Z_{Cp} \gamma_1 \right] \cdot L^2 \quad (10)$$

Le développement limité au premier ordre nous permet de constater que ce type de montage nous permet par la seule connaissance de $V_1(L, \omega)$ et de $I_p(0, \omega)$ d'isoler $Z_t(\omega)$.

$$(11) \quad Z_t(\omega) = \frac{1}{L} \times \frac{I_{0p}(\omega)}{V_1(L, \omega)}$$

Conclusion :

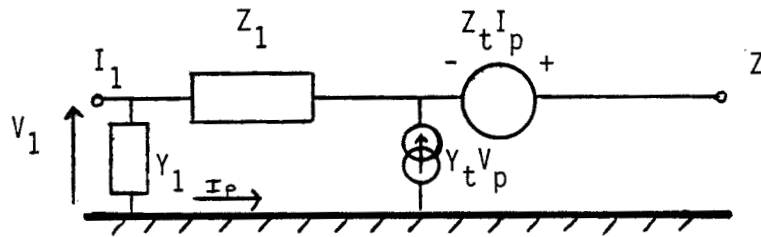
Ces deux derniers essais, bien que présentant une limitation fréquentielle par rapport au mode "totalement adapté" permettent toutefois d'obtenir des informations intéressantes concernant le comportement du câble. Cette dernière méthode est particulièrement intéressante dans le cas où un découplage très important de la mesure vis-à-vis du courant perturbateur injecté sera nécessaire.

Nous pourrions en effet installer la chaîne de mesures à l'intérieur d'une cage de Faraday et ne mesurer que la tension $V_1(L, \omega)$ en travaillant à courant constant I_p afin de déterminer $Z_t(\omega)$ et $C_t(\omega)$.

D. - Extension au câble multifilaire :

Nous pouvons reprendre la théorie des lignes de transmission utilisée par Vance et l'étendre au câble bifilaire.

Nous avons précédemment avec le câble coaxial muni d'un écran parfaitement conducteur percé d'ouvertures le schéma équivalent suivant :



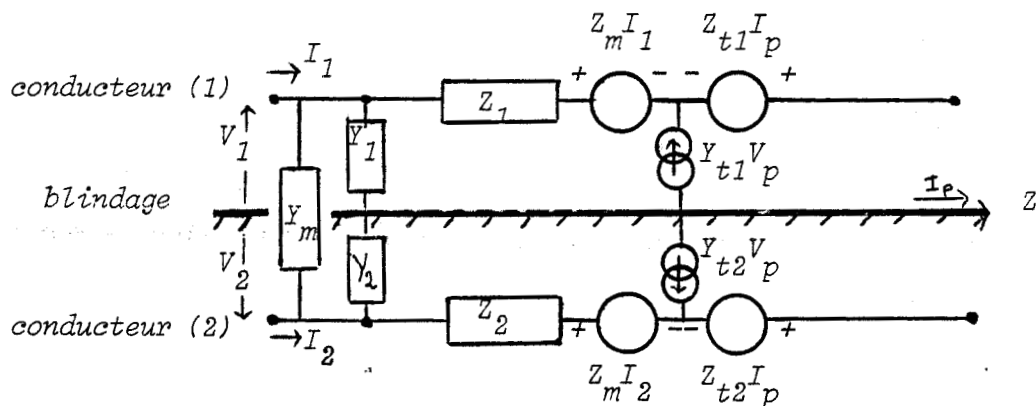
avec : Z_1 et Y_1 : les paramètres inductance et capacité linéiques de la ligne (1)

Z_t et Y_t : les impédance et inductance de transfert du câble coaxial

I_p : le courant véhiculé entre le blindage du câble et la ligne perturbatrice

V_p : la tension imposée entre le blindage du câble et la ligne perturbatrice

Dans le cas de la ligne bifilaire entourée d'un écran parfaitement conducteur nous obtenons :



Nous définissons ainsi deux types de paramètres :

paramètres intrinsèques du bifilaire sous écran	{	Z_1, Z_2, Y_1, Y_2 s'identifient aux inductance et admittance linéiques des lignes (1) et (2)
		Z_m et Y_m sont les inductance et admittance mutuelles de couplage des lignes (1) et (2) en présence de l'écran conducteur (blindage)
paramètres de couplage avec le milieu extérieur	{	Z_{t_1}, Z_{t_2} constituent les impédances de transfert des lignes (1) et (2) imposées par l'efficacité de blindage de l'écran conducteur.
		Y_{t_1}, Y_{t_2} sont les admittances de transfert des lignes (1) et (2) caractéristiques du couplage électrique de ces lignes avec le milieu extérieur par l'intermédiaire des ouvertures situées sur le blindage.

La ligne de transmission bifilaire sous écran est décrite par le système différentiel suivant.

$$(12) \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_1}{dz} = Z_1 I_1 + Z_m I_2 - Z_{t_1} I_p \\ -\frac{dI_1}{dz} = Y_1 V_1 + Y_m (V_1 - V_2) + Y_{t_1} V_p \\ -\frac{dV_2}{dz} = Z_2 I_2 + Z_m I_1 - Z_{t_2} I_p \\ -\frac{dI_2}{dz} = Y_2 V_2 + Y_m (V_2 - V_1) + Y_{t_2} V_p \end{array} \right.$$

A ces équations, nous pouvons ajouter en négligeant comme précédemment la réaction de la ligne perturbée sur la ligne perturbatrice :

$$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{dI_p}{dz} = Y_p V_p \\ - \frac{dV_p}{dz} = Z_p I_p \end{array} \right.$$

Dans ces expressions Y_p et Z_p sont les paramètres linéiques primaires de la ligne perturbatrice.

Sous forme matricielle, nous obtenons :

$$(13) \quad \begin{bmatrix} - \frac{dV_1}{dz} \\ - \frac{dV_2}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1 & Z_m \\ Z_m & Z_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Z_{t1} \\ Z_{t2} \end{bmatrix} \cdot I_p$$

$$(14) \quad \begin{bmatrix} - \frac{dI_1}{dz} \\ - \frac{dI_2}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_1 + Y_m & - Y_m \\ - Y_m & Y_2 + Y_m \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Y_{t1} \\ Y_{t2} \end{bmatrix} \cdot V_p$$

$$(15) \quad - \frac{dV_p}{dz} = Y_p \cdot V_p$$

$$(16) \quad - \frac{dI_p}{dz} = Z_p \cdot V_p$$

Expressions que nous pouvons étendre à un câble multifilaire sous écran à l'aide de matrices $(n \times n)$, n étant le nombre de conducteurs internes.

Ces expressions se mettent sous la forme matricielle suivante : nous appelons Z_i le terme inductance linéique du ième conducteur et Y_i le terme admittance linéique.

De même, nous appelons $Z(i,j)$ et $Y(i,j)$ les termes impédance et admittance mutuelles de couplage du conducteur j sur le conducteur i

$$(17) \begin{bmatrix} -\frac{dV_1}{dz} \\ \vdots \\ -\frac{dV_i}{dz} \\ \vdots \\ -\frac{dV_n}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1 & \dots & Z_{(1,i)} & \dots & Z_{(1,n)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{(i,1)} & \dots & Z_i & \dots & Z_{(i,n)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{(n,1)} & \dots & Z_{(n,i)} & \dots & Z_n \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_i \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Z_{t_1} \\ \vdots \\ Z_{t_i} \\ \vdots \\ Z_{t_n} \end{bmatrix} \cdot I_p$$

$$(18) \begin{bmatrix} -\frac{dI_1}{dz} \\ \vdots \\ -\frac{dV_i}{dz} \\ \vdots \\ -\frac{dV_n}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_1 + \sum_{j=2}^n Y_{(1,j)} & \dots & Y_{(1,i)} & \dots & Y_{(1,n)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -Y_{(i,1)} & \dots & Y_i + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n Y_{(i,j)} & \dots & Y_{(i,n)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{(n,1)} & \dots & Y_{(n,i)} & \dots & Y_n + \sum_{j=1}^n Y_{(n,j)} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_i \\ \vdots \\ V_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Y_{t_1} \\ \vdots \\ Y_{t_i} \\ \vdots \\ Y_{t_n} \end{bmatrix} \cdot V_p$$

Les coefficients de couplage mutuels $Z_{(i,j)}$ et $Y_{(i,j)}$ sont symétriques par rapport à la diagonale principale :

$$Z_{(i,j)} = Z_{(j,i)}$$

$$Y_{(i,j)} = Y_{(j,i)}$$

Afin de déterminer physiquement les termes de couplage prépondérants, limitons notre étude à un bifilaire sous écran :

Il est maintenant possible de faire apparaître les tensions et courants de mode commun et différentiel que nous définissons par les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{\text{commun}} = \frac{V_1 + V_2}{2} \\ I_{\text{commun}} = \frac{I_1 + I_2}{2} \end{array} \right. \quad \text{tension et courant de mode commun}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{\text{différentiel}} = \frac{V_1 - V_2}{2} \\ I_{\text{différentiel}} = \frac{I_1 - I_2}{2} \end{array} \right. \quad \text{tension et courant de mode différentiel}$$

Nous obtenons ainsi :

$$(19) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{2dV_c}{dz} = Z_1 I_1 + Z_2 I_2 + 2 Z_m I_c - (Z_{t1} + Z_{t2}) \cdot I_p \\ - \frac{2dI_c}{dz} = Y_1 V_1 + Y_2 V_2 + (Y_{t1} + Y_{t2}) \cdot V_p \end{array} \right.$$

$$(20) \left\{ \begin{array}{l} - \frac{2dV_d}{dz} = Z_1 I_1 - Z_2 I_2 - 2 Z_m I_d - (Z_{t1} - Z_{t2}) \cdot I_p \\ - \frac{2dI_d}{dz} = Y_1 V_1 - Y_2 V_2 + 2 Y_m V_d + (Y_{t1} - Y_{t2}) \cdot V_p \end{array} \right.$$

Revenons maintenant au problème physique initial. Considérons un bifilaire sous tresse conductrice. La réalisation mécanique de cet ensemble nous permet d'envisager certaines dissymétries (réf. III.6)

Ces défauts peuvent avoir comme origine une excentricité des deux conducteurs ou être imposés par la conception du câble. Ceux-ci auront pour conséquence de provoquer des couplages différents entre les conducteurs internes et le champ électromagnétique extérieur. En particulier, en fonction de la torsade du bifilaire et de la répartition des ouvertures délimitées par les fuseaux de la tresse nous obtiendrons des couplages différents.

Sur toutes ces hypothèses, nous reviendrons longuement ultérieurement. Notons simplement d'ores et déjà que nous pouvons envisager des termes de dissymétrie sur les paramètres linéiques ou de transfert des systèmes d'équations différentiels précédents.

$$\text{posons : } \left\{ \begin{array}{l} Y_1 = Y + \Delta Y \\ Y_2 = Y - \Delta Y \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} Z_1 = Z + \Delta Z \\ Z_2 = Z - \Delta Z \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} Z_{t1} = Z_t + \Delta Z_t \\ Z_{t2} = Z_t - \Delta Z_t \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} Y_{t1} = Y_t + \Delta Y_t \\ Y_{t2} = Y_t - \Delta Y_t \end{array} \right.$$

* le signe des quantités ΔY , ΔZ , ΔY_t , ΔZ_t est arbitraire et dépend, en fait, des dissymétries de couplage introduites sur les lignes (1) et (2).

Le système (19) s'écrit avec ces hypothèses :

$$(21) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_c}{dz} = (Z + Z_m) \cdot I_c + \Delta Z \cdot I_d - Z_t \cdot I_p \\ - \frac{dI_c}{dz} = Y \cdot V_c + \Delta Y \cdot V_d + Y_t \cdot V_p \end{array} \right.$$

De même (20) s'écrit :

$$(22) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_d}{dz} = (Z - Z_m) \cdot I_d + \Delta Z \cdot I_c - \Delta Z_t \cdot I_p \\ - \frac{dI_d}{dz} = (Y + Y_m) \cdot V_d + \Delta Y \cdot V_c + \Delta Y_t \cdot V_p \end{array} \right.$$

Ces deux systèmes d'équations différentielles (21) et (22) tiennent compte de tous les types de dissymétries qu'il est possible de rencontrer dans la structure étudiée.

En fait, si l'on veut définir les performances différentielles d'un câble, on va se heurter à de grandes difficultés de détermination de ces paramètres de dissymétrie.

Nous pouvons toutefois envisager deux cas nettement distincts :

. En faisant abstraction du couplage avec le milieu extérieur, nous pouvons considérer des dissymétries géométriques des lignes 1 et 2 imputables à une excentricité anormale des conducteurs etc... Ceci se traduira par des conversions de mode commun vers mode différentiel qui feront apparaître des tensions différentielles aux extrémités de la ligne.

Cependant, avec des échantillons électriquement courts nous montrerons que ces conversions modales sont négligeables mais que les modes différentiels enregistrés sont causés par des dissymétries de couplage des conducteurs internes avec le milieu extérieur.

Afin de caractériser ces dissymétries il importe d'avoir accès expérimentalement aux paramètres de transfert différentiels de divers câbles. Nous allons dans ce but décrire maintenant la méthode de mesures que nous avons mis au point au laboratoire afin d'accéder à ces valeurs.

IV - PRESENTATION DE LA METHODE DE MESURES

A. - *Elaboration de banc de mesures :*

La mesure de l'impédance de transfert différentielle des câbles multifilaires blindés consiste à injecter une perturbation électromagnétique à l'extérieur du blindage et à recueillir la tension différentielle qui apparaît à l'extrémité des conducteurs.

La mise en oeuvre de la mesure soulève toutefois quelques difficultés. Si l'on estime que la génération de la tension différentielle est un phénomène qui intervient au second ordre par rapport à la tension de mode commun apparaissant entre les conducteurs intérieurs et le blindage, nous devons traiter la mesure avec beaucoup d'attention. Nous serons amenés à mesurer des modules d'impédance de transfert minimum de l'ordre de $10^{-5} \Omega/m$ (câble à un blindage), c'est dire si nous devons accorder un soin particulier au découplage entre les circuits de mesure et ceux générant le signal électromagnétique perturbateur.

D'autre part, les microvoltmètres, amplificateurs ou oscilloscopes utilisés pour la mesure possèdent, via le circuit de masse, une borne d'entrée au potentiel du blindage. Pour procéder à la mesure de la tension différentielle, il est donc nécessaire de convertir ce paramètre en une tension référencée par rapport au potentiel de masse.

Afin de rendre la méthode de mesures différentielle compatible avec un procédé développé et utilisé au laboratoire par B. Demoulin, nous avons utilisé une cellule triaxiale.

Cette disposition nous a permis lors des premières investigations expérimentales de comparer nos mesures en mode commun, à celles obtenues au moyen de l'autre banc de mesures longuement éprouvé.

Dans le but de disposer d'un découplage important entre la ligne perturbatrice et la chaîne de mesures, celle-ci est placée dans une cage de Faraday. Pour la même raison, l'alimentation en énergie s'effectue de manière autonome par batteries.

Une attention toute particulière est donnée aux connecteurs d'extrémités du câble multifilaire. L'impédance de transfert propre de ces connecteurs pouvant très facilement perturber la mesure.

Etant donné la diversité des câbles que nous avons étudiés (diamètre extérieur des tresses variant de 6 mm à 20 mm), il est difficile de trouver les connecteurs spécifiques chez les constructeurs.

Nous avons travaillé avec des connecteurs de la série "N" modifiés selon la géométrie du câble à tester. Nous obtenons de cette manière une excellente "étanchéité" haute fréquence.

La phase suivante de l'élaboration du banc de mesures a requis l'élaboration d'un adaptateur à transistor à effet de champ afin d'assurer la transition symétrique - asymétrique au niveau de la mesure des tensions différentielles en extrémité de ligne. Nous nous affranchissons ainsi du problème de référence de masse évoqué précédemment.

Cet adaptateur présente les caractéristiques suivantes :

Gain : - 1 (0 db, π) $\Delta\varphi = 10^\circ$ à 50 MHz

Bande passante à 3 db : $\left\{ \begin{array}{l} + 1 \text{ db} \\ - 2 \text{ db} \end{array} \right.$ 1 kHz (réjection du 50 Hz) - 100 MHz

Impédance d'entrée sym. : Zed sans charge additionnelle : 15 Ω à 100 kHz

Impédance de sortie : 50 Ω assymétrique

Réjection de mode commun en mode différentiel = - 55 db à 100 kHz, - 20 db à 50 MHz.

Nous donnons en annexe : le schéma et l'implantation de l'adaptateur ainsi que l'évolution harmonique des paramètres gain et réjection de mode commun puis, la réponse impulsionnelle du dispositif dans deux configurations de charge.

Le banc de mesures présente la configuration générale décrite planche III.3. Après mesures, les informations $V_1(L, \omega)$, $I_2(0, \omega)$ sont transposées par l'opérateur sur un ordinateur associé à une table traçante qui permet de tracer directement les évolutions harmoniques de l'impédance de transfert de mode commun ou différentiel, les capacités de transfert de mode commun ou différentiel etc ... Le laboratoire est maintenant doté d'un vecteur-mètre ZPV qui permettra de terminer l'automatisation du banc de mesures. Nous obtiendrons l'information de phase en mode différentiel et la possibilité de mesurer des modules d'impédances de transfert de mode commun plus faibles ($10^{-6} \Omega/m$) que jusqu'alors en impulsions. Cet ensemble fournira l'analyse en temps réel, possibilité exclue par les méthodes utilisées jusqu'ici.

Parallèlement à cette technique en régime harmonique, nous avons utilisé la méthode en impulsions développée par B. Demoulin au laboratoire. Nous rappelons brièvement qu'à partir des informations $V_1(0)$, $V_1(L)$, $I_2(0)$ il est possible comme nous l'avons vu page 119 d'extraire les différents paramètres de transfert. La méthode en impulsions alliée à une transformation rapide de Fourier permet de reconstituer l'évolution fréquentielle du module et de la phase de l'impédance et de l'admittance de transfert de mode commun.

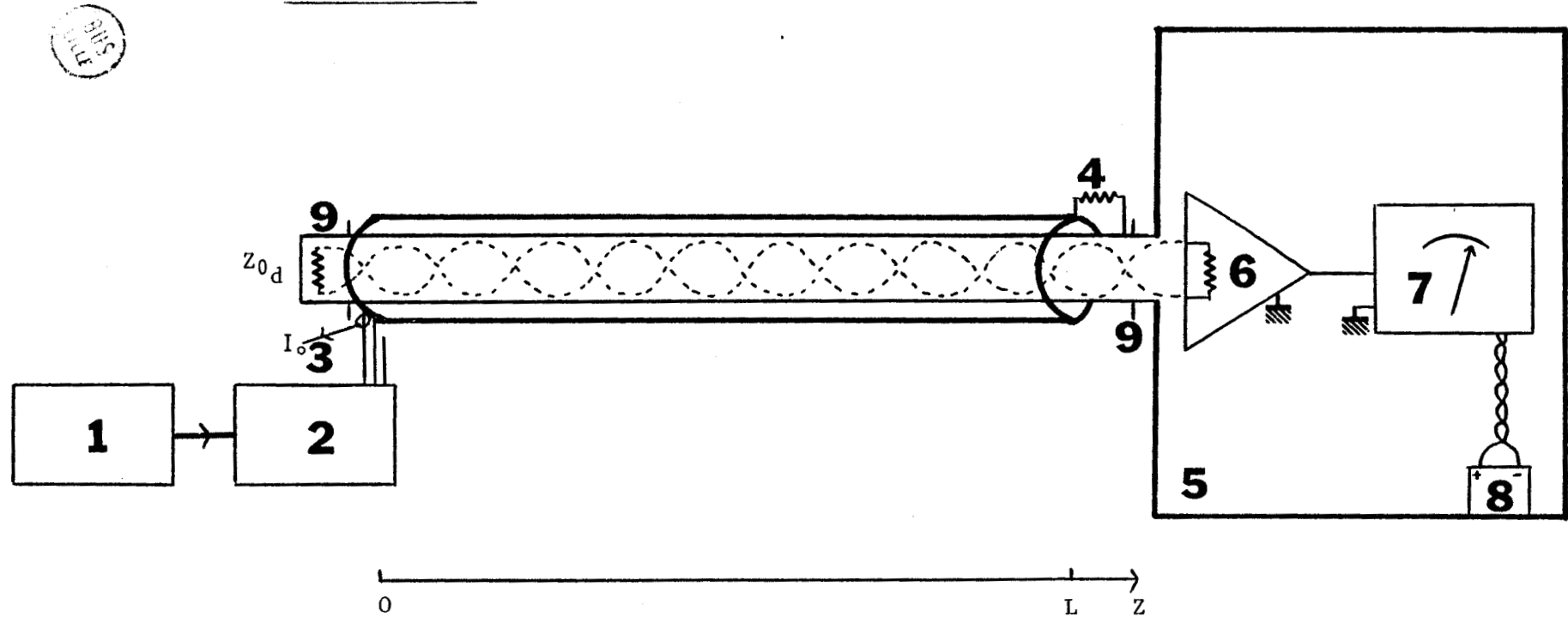
Nous donnons le schéma synoptique de ce banc de mesures planche III.4, on pourra se référer pour plus de détails aux différentes publications traitant de ce sujet citées en bibliographie (Réf. III.4.c ; III.7).

B. - Mise en oeuvre expérimentale :

Chaque tronçon de câble de longueur voisine de 1 m est monté à l'intérieur d'une ligne perturbatrice. Ces câbles sont munis à chaque extrémité de connecteurs "N" modifiés afin de permettre en début de ligne d'imposer la configuration de charge nécessitée par l'étude. L'extrémité opposée traverse la cloison de la cage de Faraday avant d'atteindre l'entrée de la chaîne de mesures.

L'adaptation est réalisée par une méthode de réflectométrie.

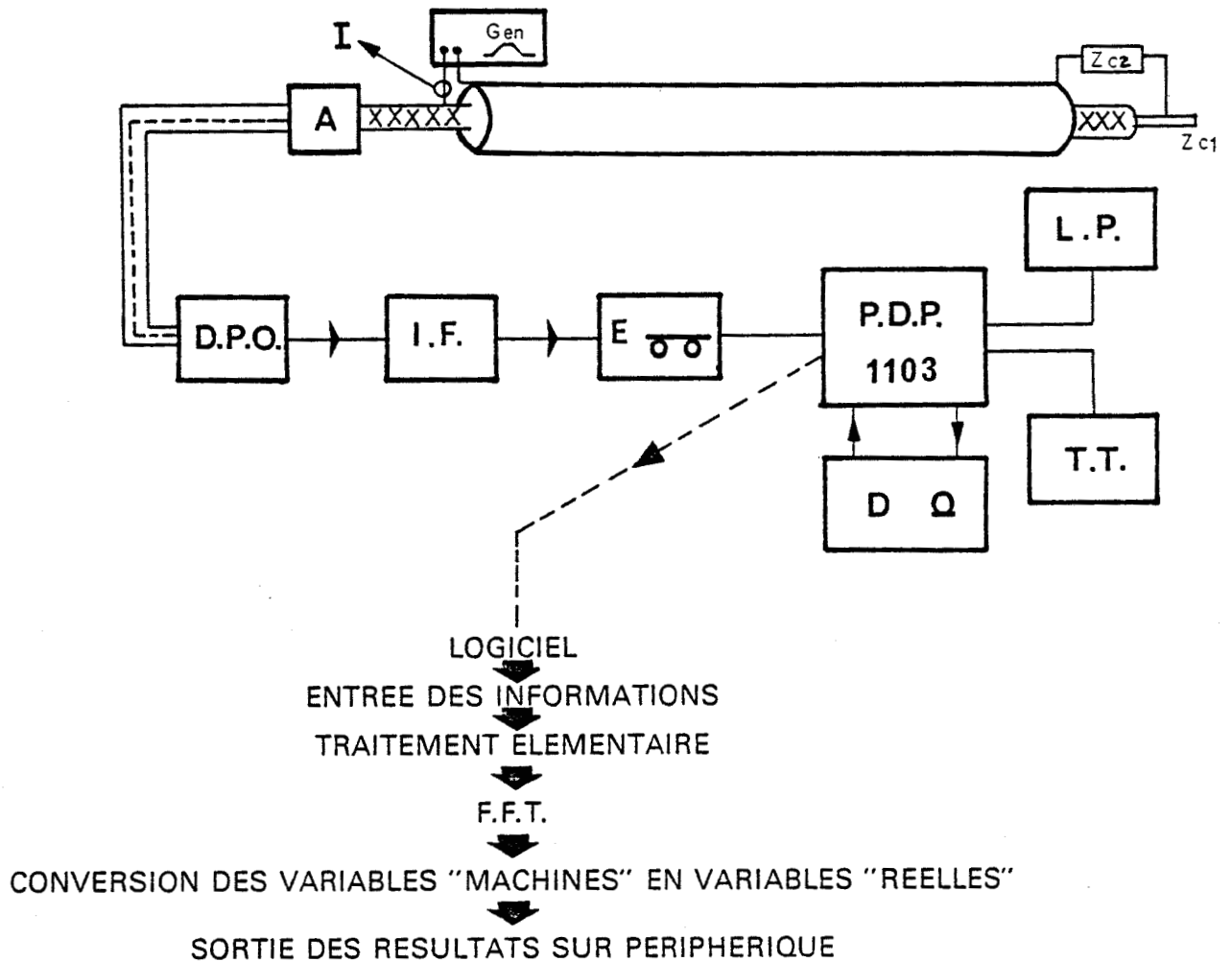
PLANCHE III-3



- (1) Synthétiseur programmable HP3325A
- (2) Ampli de puissance ENI 240L (10W)
- (3) Sonde de courant à effet Hall P 6042
- (4) Charge résistive de puissance Bird
- (5) Cage de Faraday
- (6) Adaptateur symétrique-assyétrique (voir annexe)
- (7) Microvoltmètre HF - vecteurmètre
- (8) Alimentation autonome de la chaîne de mesures
- (9) Connecteurs d'extrémités

PLAN SYNOPTIQUE DE LA CHAÎNE DE MESURES DES PARAMÈTRES DE TRANSFERT
DE MODE COMMUN ET DE MODE DIFFÉRENTIEL

banc de mesures des paramètres de transfert de structures coaxiales



Les symboles apparaissant dans le synoptique correspondant aux équipements suivants :

- A : Amplificateur large bande faible bruit.
- DPO : Oscilloscope à échantillonnage et mémoire numérique.
- IF : Interface.
- E : Enregistreur magnétique.
- PDP 11/03 : Calculateur et périphériques associés

Conclusion

Les essais comparatifs avec la méthode en impulsions ont montré qu'il nous était possible à l'aide de cette configuration d'isoler et de mesurer les paramètres de transfert de mode commun, mais aussi de connaître l'évolution fréquentielle du module de l'impédance de transfert différentielle d'un câble multifilaire dans une bande de fréquences allant de 10 kHz à 50 MHz. La sensibilité du banc de mesures permet de mesurer une impédance de transfert de $5 \times 10^{-6} \Omega/m$, valeur suffisante pour l'étude des câbles possédant un seul blindage.

Il est nécessaire de préciser que la mesure en impulsions des paramètres de transfert différentiels est rendue impossible par l'insuffisance de l'immunité haute fréquence des connecteurs, câbles et appareils nécessaires à la mesure de la tension différentielle en début de ligne (V_{od}).

Nous rappelons également que la méthode en impulsions nécessite le fonctionnement en large bande de la chaîne de mesures. Cet impératif ne permet donc pas la détection de faibles niveaux comme il est possible de l'obtenir d'une chaîne de mesures sélective.

Avec ces moyens expérimentaux, nous nous proposons maintenant d'entreprendre une étude des différents couplages donnant naissance à l'impédance de transfert différentielle.

V - ETUDE A L'AIDE D'UN CABLE A BLINDAGE HOMOGENE

L'expérimentation sur un blindage homogène percé ou non d'ouvertures est d'un grand intérêt pour notre étude puisqu'elle permet d'isoler facilement différents modes de couplage.

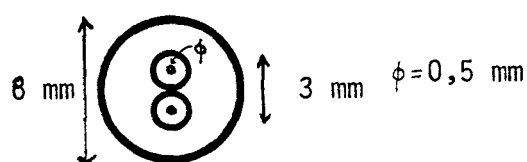
Nous rappelons que dans un blindage homogène, le seul phénomène de couplage existant entre un champ électromagnétique externe et l'intérieur du câble est réalisé par la diffusion du champ électrique longitudinal au travers du blindage (cf p. 117)

L'étude décrite ci-dessous a nécessité la réalisation de quelques modèles expérimentaux que nous décrirons au fur et à mesure. Cependant, le blindage est dans tous les cas constitué d'un tube de laiton de diamètre intérieur 6 mm et de diamètre extérieur 8 mm.

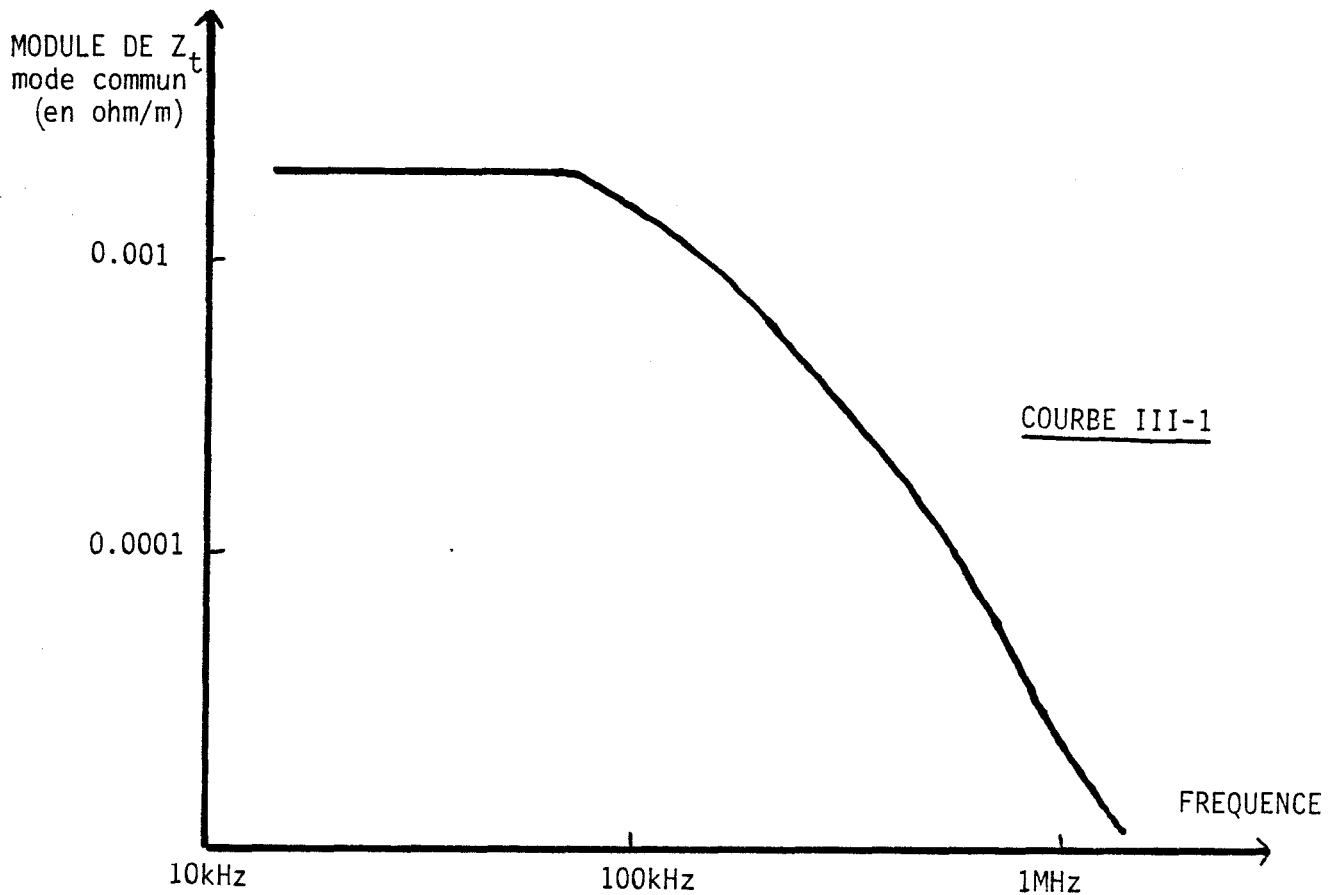
Dans la gamme de fréquences étudiée, l'épaisseur de peau varie de 650μ (10 kHz) à 9μ (50 MHz). Nous mettrons ainsi facilement en évidence la résistance linéique du blindage en basse fréquence ainsi que le couplage par diffusion en haute fréquence.

A. - Recherche d'un mode différentiel lié au couplage par diffusion

Le câble utilisé présente la configuration suivante :



Les conducteurs centraux ont un diamètre faible devant le diamètre interne du blindage. Nous appellerons cette disposition : "structure centrée". Les deux conducteurs sont torsadés et forment deux hélices enroulées en sens contraire, le pas de chacune d'elles est égal à 3 cm.



-) la courbe ci-dessus représente l'évolution fréquentielle du module de l'impédance de transfert de mode commun. Afin d'effectuer ces essais, les conducteurs centraux sont court-circuités en $z = 0$ et $z = L$.

L'expression de l'impédance de transfert prend successivement les formes suivantes :

Dans la partie constante de la courbe elle se confond avec la résistance en continu du blindage :

$$Z_t = R_o = \frac{1}{2\pi e \cdot d_i \cdot \sigma}$$

d_i = diamètre intérieur du blindage

e = épaisseur du blindage

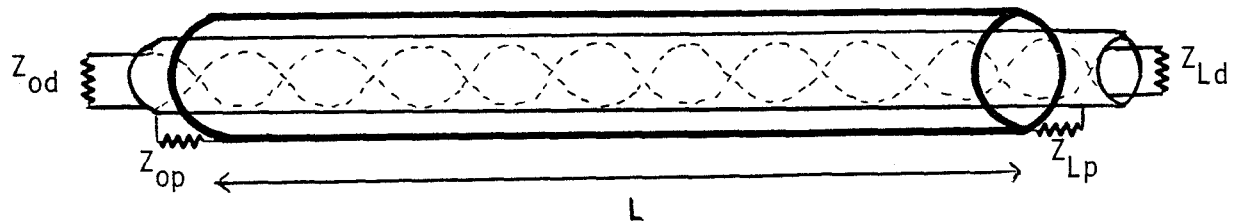
σ = conductivité du matériau constituant le blindage.

En hautes fréquences, la décroissance prend l'expression indiquée p.118 pour tendre asymptotiquement vers la forme :

$$Z_t = \frac{R_o \cdot (1 + j) \cdot \frac{x}{2}}{\text{sh}(1 + j) \cdot \frac{x}{2}}$$

$$x = 2e \cdot \sqrt{\pi \cdot F \cdot \mu \cdot \sigma}$$

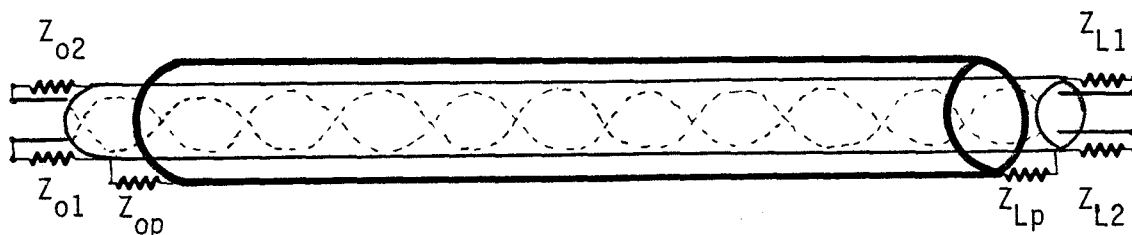
-)



Avec la configuration ci-dessus, en mode différentiel, il ne nous est pas possible de mettre en évidence une tension $V_d(L, \omega)$ dans toute la gamme étudiée (15 kHz - 50 MHz). Le rapport $V_d(L, \omega)/(I_2(0, \omega) \times L)$ est inférieur à $5 \times 10^{-6} \Omega/m$.

Conclusion : ceci nous permet de conclure que l'effet du couplage par diffusion, s'il existe, est très faible puisqu'il n'est pas mesurable à partir de la méthode développée.

Nous avons ensuite mesuré l'évolution harmonique de $V_1(L, \omega)$ dans la configuration suivante :



Nous adaptons cette fois simultanément les modes communs et différentiel sur notre échantillon de câble.

Chaque câble est chargé en $z = 0$ et $z = L$ sur son impédance caractéristique de mode commun : $Z_{C1} = Z_{O1} = Z_{L1}$. Le mode différentiel est adapté en $z = 0$ et $z = L$ par les impédances $Z_{O1} + Z_{O2}$, $Z_{L1} + Z_{L2}$ valeurs proches de l'impédance caractéristique de mode différentiel Z_{cd} déterminée par une méthode de réflectométrie.

Avec cette configuration, il circule des courants I_1, I_2 de mode commun sur chacun des conducteurs (1) et (2). Il ne nous est toutefois pas possible de déceler une tension $V_d(L, \omega)$ avec cette configuration.

Conclusion : Sur cet échantillon électriquement court, la tension $V_d(L, \omega)$ inexistante ou trop faible pour être mesurée indique une conversion modale nulle ou extrêmement faible.

Les termes ΔZ et ΔY des systèmes d'équations différentielles (21) et (22) sont dès lors négligeables dans notre étude. Nous obtenons ainsi :

$$(23) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_c}{dz} = (Z + Z_m) \cdot I_c - Z_t \cdot I_p \\ - \frac{dI_c}{dz} = Y \cdot V_c + Y_t \cdot V_p \end{array} \right.$$

$$(24) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_d}{dz} = (Z - Z_m) \cdot I_d - \Delta Z_t \cdot I_p \\ - \frac{dI_d}{dz} = (Y + Y_m) \cdot V_d + \Delta Y_t \cdot V_p \end{array} \right.$$

B. - Mise en oeuvre de couplages supplémentaires à l'aide d'un réseau d'ouvertures pratiquées sur le blindage homogène :

Afin de permettre un couplage autre que celui par diffusion, un réseau d'ouvertures est créé sur le blindage homogène. Ces ouvertures sont pratiquées sur une génératrice du câble. Elles sont réparties uniformément avec un espacement de 15 mm. Une ouverture élémentaire est circulaire et de diamètre 2 mm. Nous obtenons ainsi de faibles interactions entre les ouvertures.

Dans cette configuration, nous favorisons la pénétration du champ électrique perpendiculaire \vec{E}_r ainsi que du champ magnétique angulaire \vec{H}_θ comme le précisent les croquis de la page 119.

En hautes fréquences, la diffraction par les ouvertures se traduit par l'apparition d'une inductance ($L_t = 0,16 \text{ nH/m}$) et une capacité de transfert $C_T = 0,03 \text{ pF/m}$ en mode commun. Ces résultats apparaissent sur les courbes III.2 et III.3.

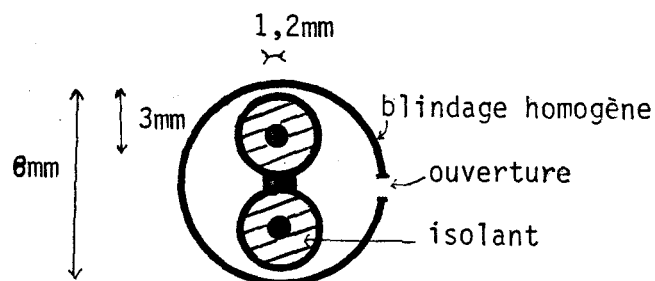
Les termes de couplage supplémentaires introduits par l'intermédiaire des ouvertures nous permettent de mettre maintenant en évidence une tension $V_d(L, \omega)$ d'amplitude mesurable. L'évolution harmonique de l'impédance de transfert différentielle peut se modéliser sous la forme d'un terme unique de type inductance de transfert différentielle (L_{td}). Dans notre exemple : $L_{td} = 0,016 \text{ nH/m}$. $C_{td} = 2 \times 10^{-4} \text{ pF/m}$; le couplage capacitif est très faible. Ces résultats apparaissent sur les courbes III.2 et III.4.

Conclusion : Dans cette nouvelle configuration nous avons introduit des couplages par le champ électrique perpendiculaire \vec{E}_r et par le champ magnétique \vec{H}_θ angulaire, ceux-ci nous ont permis de mettre en évidence une évolution harmonique du module de l'impédance de transfert différentielle modélisable par un terme $|Z_{td}| = L_{td}\omega$. Nous pouvons conclure que ces termes de couplage supplémentaires induisent à travers le blindage du câble le mode différentiel dont nous cherchions l'origine physique.

C. - Recherche des dissymétries de couplage électrique et magnétique

Afin de faire évoluer ces couplages nous effectuons l'essai suivant : deux conducteurs non torsadés sont placés à l'intérieur du blindage. Nous adaptions uniquement le mode différentiel, le courant de mode commun est nul ($Z_{01} = Z_{02} = Z_{L1} = Z_{L2} = \infty$) et $Z_{0d} = Z_{Ld} = Z_{cd}$.

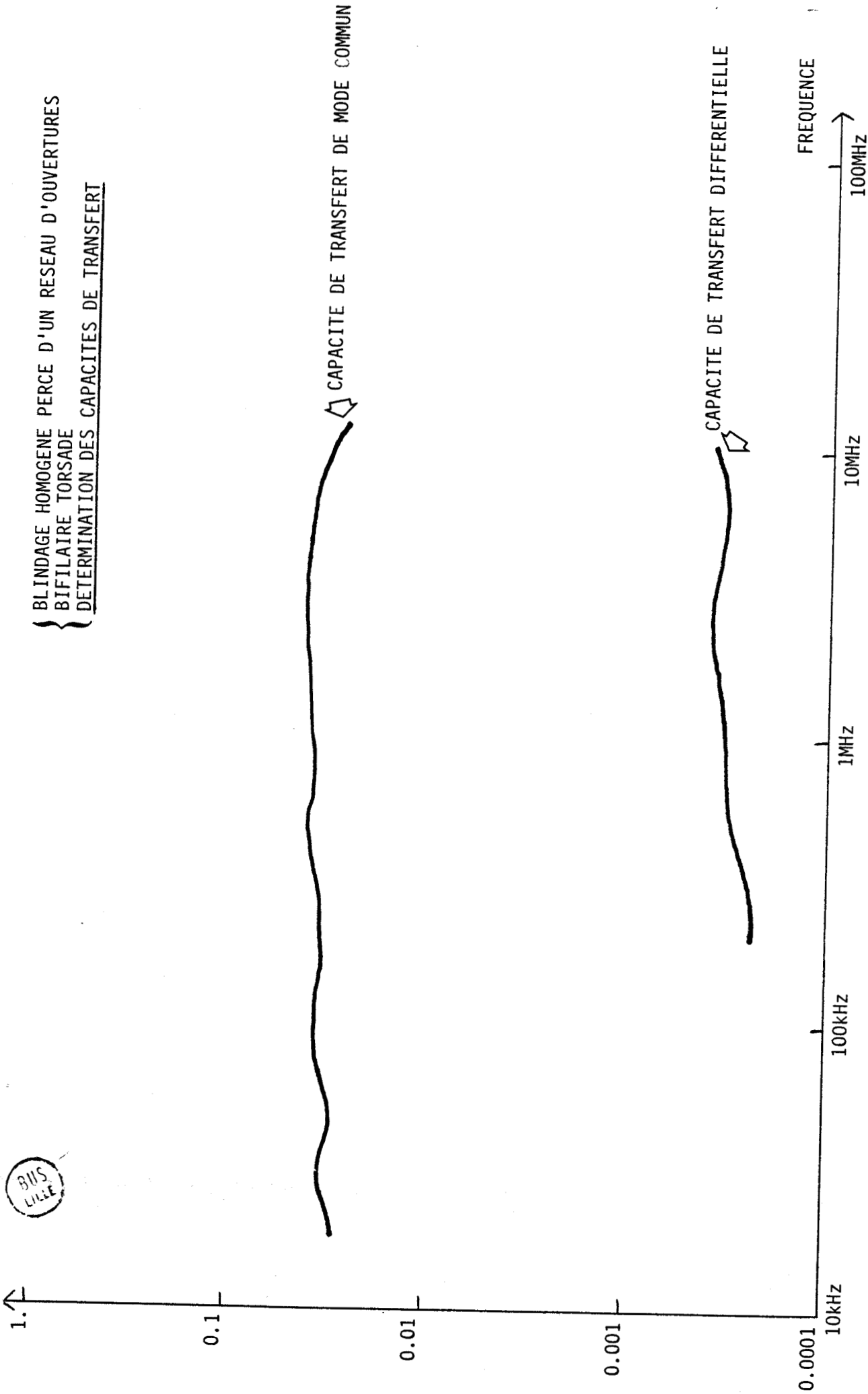
Les données géométriques de ce câble sont les suivantes :



CAPACITE DE TRANSFERT
(en pF/m)

BIS
LISE

BLINDAGE HOMOGENE PERCE D'UN RESEAU D'OUVERTURES
BIFILAIRE TORSADE
DETERMINATION DES CAPACITES DE TRANSFERT

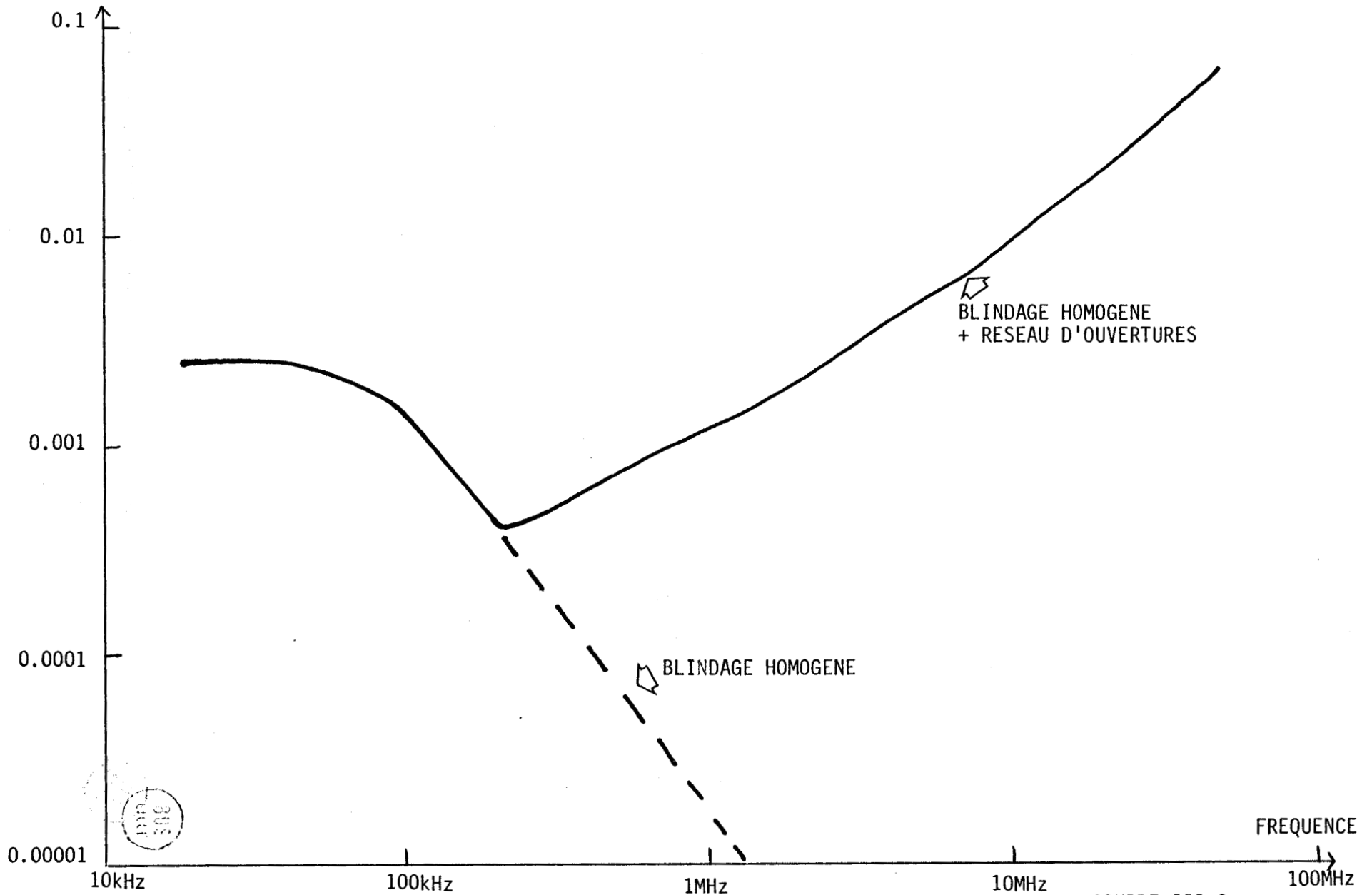


CAPACITE DE TRANSFERT DIFFERENTIELLE

COURBE III-2

MODULE DE Z_t
(ohm/m)

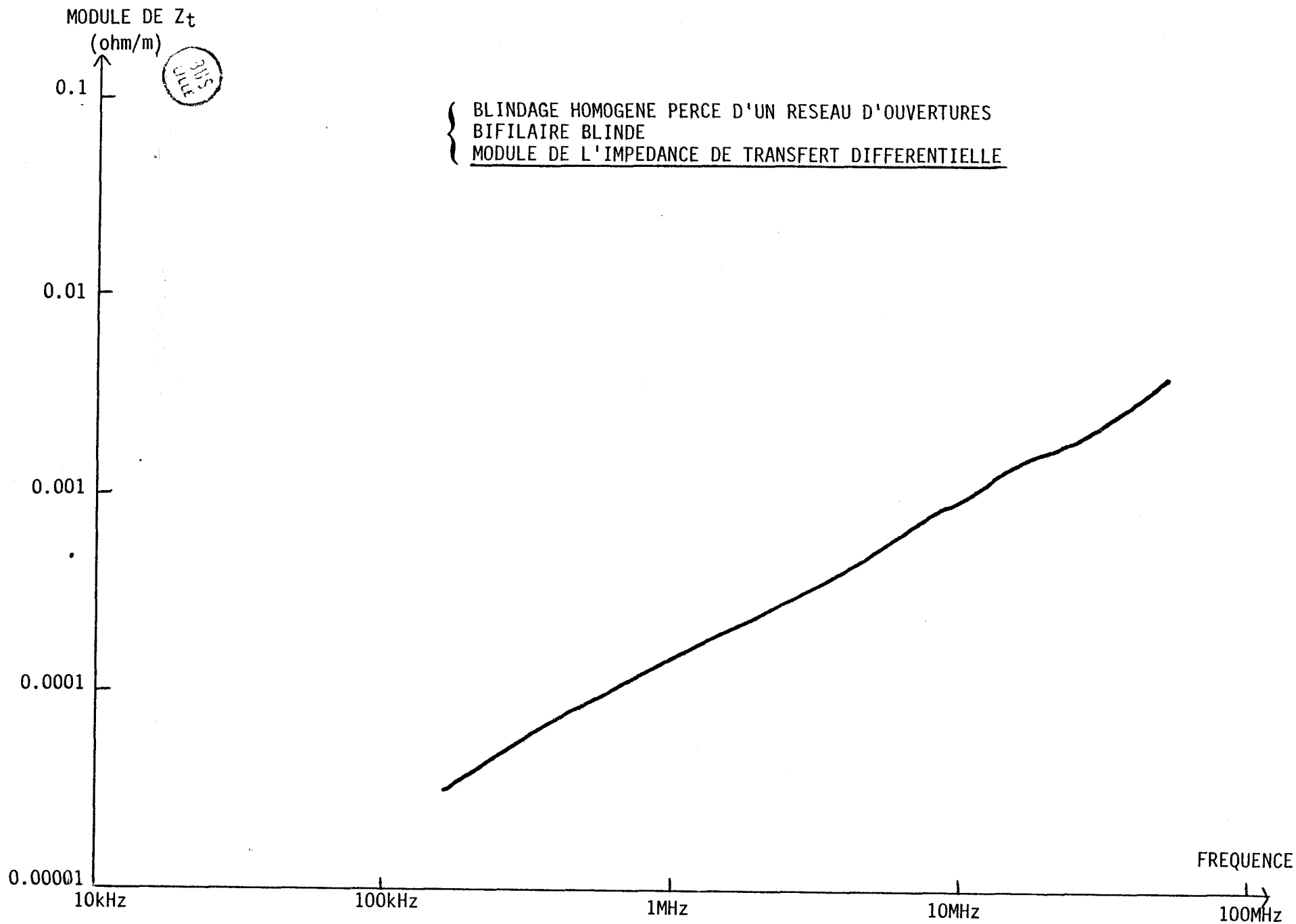
{ IMPEDANCES DE TRANSFERT DE MODE COMMUN
BIFILAIRE: CONDUCTEURS INTERNES COURT-CIRCUITES



BLINDAGE HOMOGENE
+ RESEAU D'OUVERTURES

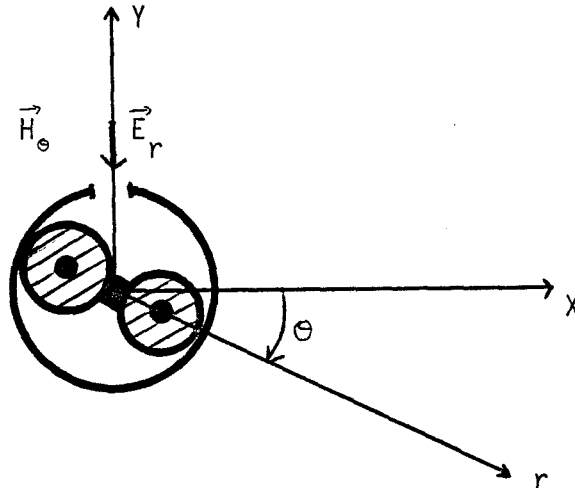
BLINDAGE HOMOGENE

COURBE III-3



COURBE III-4

Nous nous proposons de faire varier l'orientation du plan défini par les deux conducteurs à l'intérieur du cylindre percé d'ouvertures comme le schématise le croquis ci-dessous :



Selon l'orientation, θ variant de 0 à $\frac{\pi}{2}$, la boucle constituée du bifilaire chargé à ses deux extrémités sur son impédance caractéristique intercepte un flux magnétique variable.

Les variations $\{V_1(L, \omega)\}_{\omega = \omega_0} = f(\theta)$ nous permettront de mettre en évidence les répercussions de ces changements de couplage sur l'évolution de la tension de mode différentiel $V_d(L, \omega)$ recueillie en bout de ligne ($z = L$).

Ces évolutions harmoniques sont tracées en $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$ courbe III.5. Dans tout le spectre de fréquences, nous notons un écart constant égal à 12 db. Nous obtenons en $\theta = \frac{\pi}{2}$ un couplage maximum avec la perturbation extérieure.

Les capacités de transfert différentielles ont également été mesurées en chaque point de fréquence et pour les deux dispositions $\theta = 0$, $\theta = \frac{\pi}{2}$. Ces mesures apparaissent courbe III.6.

Nous obtenons des capacités de transfert différentielles pratiquement identiques dans ces deux dispositions : $C_{td} = 10^{-2}$ pF/m.

MODULE DE Z_t DIFFERENTIELLE
(ohm/m)

RECHERCHE D'UNE DISSYMETRIE DE COUPLAGE MAGNETIQUE



0,1

0,01

0,001

0,0001

0,00001

10kHz

100kHz

1MHz

10MHz

100MHz

$\theta = +90^\circ$ (1)

$\theta = 0^\circ$ (2)

(1): $L_{td} = 0,14 \text{ nH/m}$

(2): $L_{td} = 0,032 \text{ nH/m}$

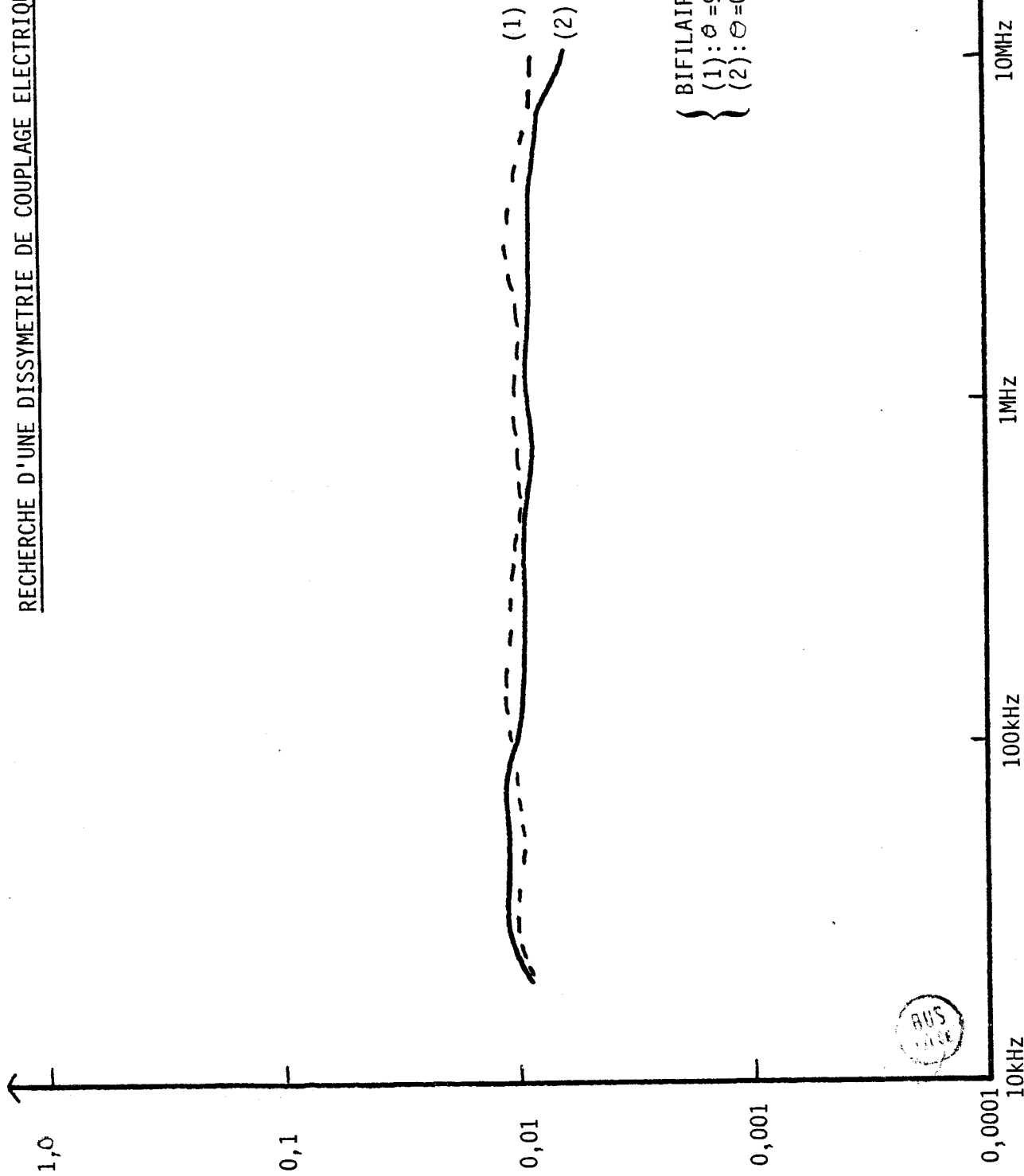
BIFILAIRE NON TORSADE

FREQUENCE

COURBE III-5

CAPACITE DE TRANSFERT
DIFFERENTIELLE (en pF/m)

RECHERCHE D'UNE DISSYMETRIE DE COUPLAGE ELECTRIQUE



Conclusion :

Nous obtenons de cette expérimentation que le couplage par le champ électrique extérieur est peu perturbé par l'orientation du plan de la boucle puisque nous relevons des capacités de transfert différentielles similaires avec les deux configurations : $\theta = 0$, $\theta = \frac{\pi}{2}$ (courbes III-6) : $C_{td} = 10^{-2}$ pF/m.

Le terme ΔY_t devient négligeable dans les systèmes d'équations différentielles (23) et (24).

Nous obtenons maintenant :

$$(25) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_c}{dz} = (Z + Z_m) \cdot I_c - Z_t \cdot I_p \\ - \frac{dI_c}{dz} = Y \cdot V_c + Y_t \cdot V_p \end{array} \right.$$

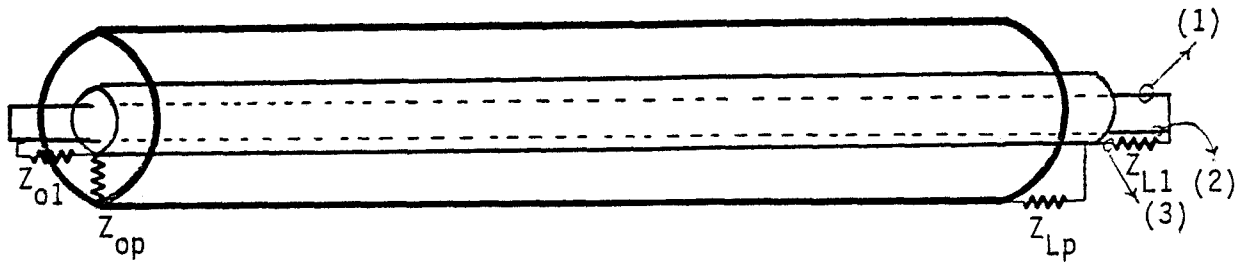
$$(26) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_d}{dz} = (Z - Z_m) \cdot I_d - \Delta Z_t \cdot I_p \\ - \frac{dI_d}{dz} = (Y + Y_m) \cdot V_d \end{array} \right.$$

. Par contre la nature du bifilaire détermine fortement la capacité de transfert différentielle. Avec une configuration de charge symétrique, en passant de la structure précédente à la structure centrée torsadée, nous obtenons une réjection de 35 db du couplage capacitif. Nous expliquerons ce résultat paragraphe (E).

. Le couplage avec le champ magnétique angulaire \vec{H}_θ extérieur évolue avec la disposition envisagée. Nous obtenons une impédance de transfert différentielle maximum lorsque $\theta = \pi/2$ ce qui a priori implique un couplage magnétique maximum. Nous allons maintenant valider cette hypothèse.

D. - Recherche du couplage magnétique maximum







Afin de procéder à la validation de cette hypothèse nous avons mesuré les courants de court-circuit 1, 2 et 3 de la boucle constituée du bifilaire refermé sur lui-même à ses deux extrémités. Ces courants sont mesurés pour les deux dispositions $\theta = 0$, $\theta = \frac{\pi}{2}$.



La mesure des amplitudes des courants 1 et 2 en fonction de l'angle θ nous permet de déterminer la position donnant le couplage magnétique maximum. La comparaison de ces résultats avec les valeurs obtenues en position 3 permet d'isoler les comportements de la boucle constituée par le bifilaire et de la boucle formée d'un conducteur et du blindage homogène percé d'ouvertures.

Ces courants 1, 2 et 3 sont référencés à une amplitude de courant perturbateur égale à 1A.

Nous relevons les valeurs suivantes :

Configuration	Fréquence							
	200kHz	500kHz	1MHz	2MHz	5MHz	10MHz	20MHz	
 $\theta = \frac{\pi}{2}$ (1) I_{cc}	0,80mA	0,80mA	0,78mA	0,78mA	0,75mA	0,75mA	0,75mA	
 $\theta = 0$ (1) I_{cc}	0,22mA	0,22mA	0,18mA	0,17mA	0,17mA	0,17mA	0,17mA	
 $\theta = \frac{\pi}{2}$ (2) I_{cc}	0,80mA	0,80mA	0,77mA	0,77mA	0,74mA	0,75mA	0,75mA	
 $\theta = 0$ (2) I_{cc}	0,20mA	0,21mA	0,19mA	0,19mA	0,17mA	0,17mA	0,17mA	
 $\theta = \frac{\pi}{2}$ (3) I	6,2μA	1,8μA	3,8μA	7,2μA	16,3μA	35,8μA		
 $\theta = 0$ (3) I	5,7μA	1,6μA	3,2μA	7,0μA	15,9μA	31,2μA		

Lorsque $\theta = 0$ nous mesurons en 1 et 2 des courants égaux et invariants avec la fréquence. En considérant en première approximation un champ magnétique uniforme illuminant le bifilaire, le flux ϕ intercepté par la boucle constituée du bifilaire en court-circuit s'écrit :

$$\phi_{\text{int}} = \iint_{S_{\text{bifilaire}}} B_{\text{int}} \cdot ds \quad \phi_{\text{int}} = B_{\text{int}} \cdot S_{\text{bifilaire}}$$

Le courant de court-circuit ne dépend pas de la fréquence, il s'écrit en régime sinusoïdal :

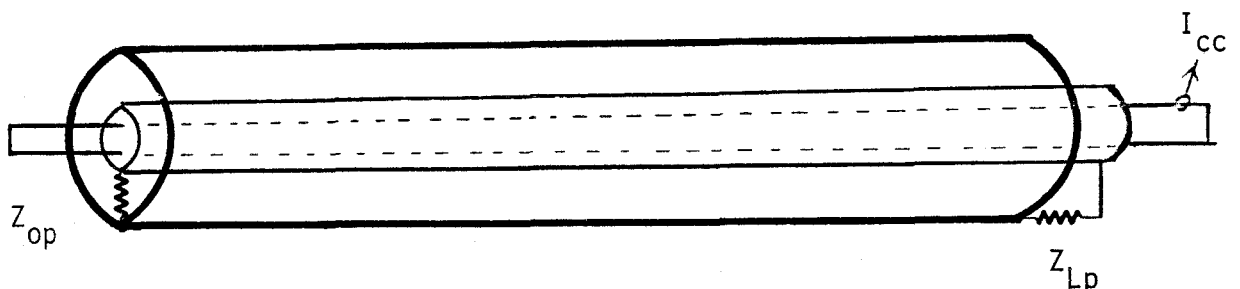
$$I_{\text{cc}} = - \frac{j\omega \phi_{\text{int}}}{jL\omega} \quad \text{expression dans laquelle } L \text{ est l'inductance linéique du bifilaire sous écran.}$$

Le courant de court-circuit I_{cc} est maximum en $\theta = \frac{\pi}{2}$, la variation ΔI_{cc} atteint 12 ± 1 db lorsque θ évolue de $\frac{\pi}{2}$ à 0.

Cette variation est directement liée à la différence de flux magnétique interceptée par la boucle et donc à la variation de couplage magnétique.

La mesure des courants 3 révèle des amplitudes très inférieures à celles obtenues aux points 1 et 2. Les courants 1 et 2 sont effectivement ceux circulant dans la boucle constituée du bifilaire court-circuité. Nous avons accès aux tensions de mode commun $V_1(L, \omega)$ par l'expression $V_1(L, \omega) = I_3(\omega) \times Z_{L1}$, nous vérifions ultérieurement (paragraphe F) ce résultat.

Ces essais ont été repris avec la configuration suivante, en isolant le bifilaire :



Nous obtenons les résultats ci-dessous :

disposition ^F	200 kHz	500 kHz	1MHz	2MHz	5MHz	10MHz
$I_{cc}(\theta = 0)$	0,78mA	0,78mA	0,82mA	0,82mA	0,80mA	0,76mA
$I_{cc}(\theta = \frac{\pi}{2})$	0,22mA	0,22mA	0,20mA	0,20mA	0,18mA	0,20mA

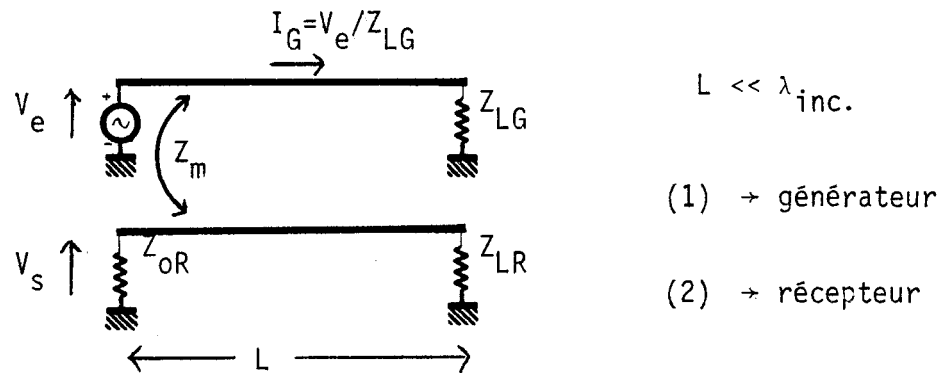
L'écart entre les deux dispositions $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\theta = 0$ atteint à nouveau 12 db.

Conclusion : A l'aide de cette expérimentation nous validons l'hypothèse précédente d'un couplage magnétique maximum en $\theta = \frac{\pi}{2}$ ce qui conduit à une impédance de transfert différentielle maximum² dans cette configuration.

E. - Influence de la torsade :

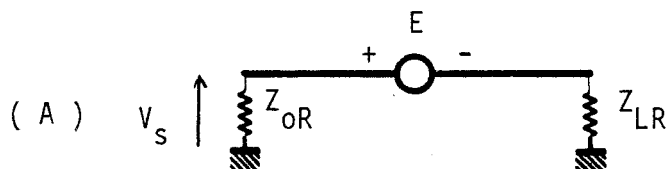
Dans leur grande majorité, les câbles bifilaires blindés que nous étudions sont torsadés. Cette caractéristique est courante depuis de nombreuses années lorsque l'on veut réduire le couplage avec l'environnement extérieur. Etudions dans un premier temps le couplage mutuel de deux conducteurs non torsadés. Le premier conducteur (1) sera considéré comme générateur le second (2) comme récepteur.

Lorsque la longueur L des conducteurs est petite devant la longueur d'onde du champ électromagnétique incident, nous pouvons distinguer les couplages capacitif et inductif. (réf. III.8 et III.9).



Le champ magnétique induit dans la boucle constituée de la ligne réceptrice et du plan de masse une tension. Nous assimilerons le problème à un couplage de type inductif.

Nous pouvons mettre la ligne réceptrice sous la forme du schéma équivalent suivant :



$$E = j \cdot \omega \cdot Z_m \cdot I_G \cdot L \quad \text{expression où } Z_m \text{ est l'inductance mutuelle de couplage entre les deux lignes par unité de longueur.}$$

Il existe d'autre part, un couplage capacitif entre les deux fils qui se traduit par l'apparition d'une capacité mutuelle de couplage. Nous obtiendrons dans ce cas un nouveau circuit équivalent :

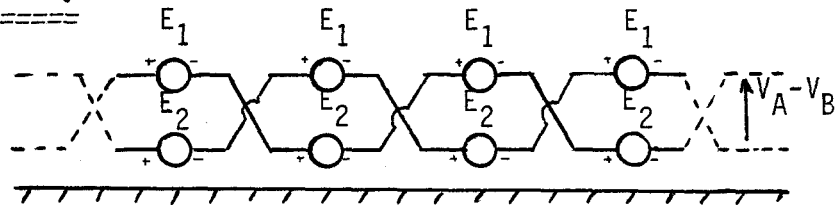


C_m est dans ce cas la capacité mutuelle régnant entre les deux lignes par unité de longueur.

$$I = j \cdot \omega \cdot C_m \cdot V_G \cdot L$$

Considérons maintenant une paire torsadée que nous pouvons schématiser par les croquis ci-dessous :

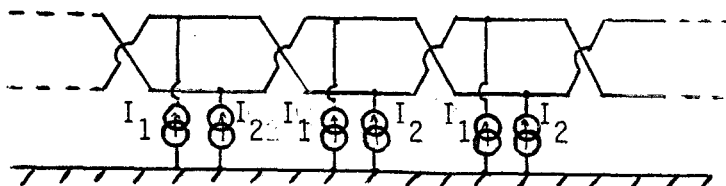
Couplage inductif



Nous obtenons ainsi une cascade de générateurs de tension identiques à celui décrit précédemment (A). Il est particulièrement intéressant de noter que si l'on dispose d'un nombre pair de cellules élémentaires la tension $V_A - V_B$ sera nulle ou très faible. Par contre si le nombre de cellules est impair, $V_A - V_B$ s'identifie à $E_1 - E_2$, tension équivalente à celle délivrée par une cellule élémentaire.

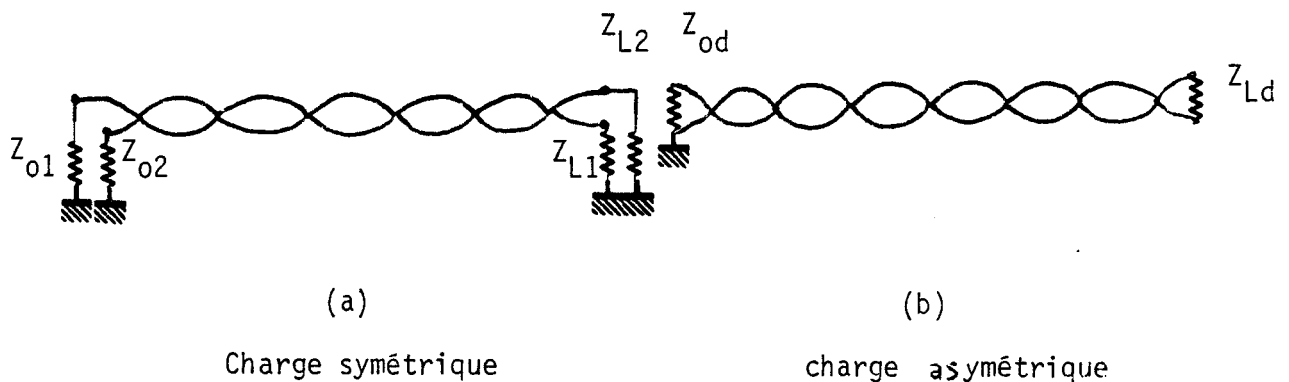
Ceci explique physiquement pourquoi une paire torsadée tend à réduire le couplage inductif.

Couplage capacitif



Nous obtenons dans ce cas une succession de cellules élémentaires correspondants au schéma équivalent (B).

Il est aisé de constater que selon le type de charge employé : symétrique (a) ou asymétrique (b) nous obtiendrons une réduction importante ou négligeable du couplage capacitif puisque les configurations de charge des générateurs de courant I_1 et I_2 seront ou semblables ou très différentes.



Le couplage capacitif est relié à la dissymétrie de charge introduite sur l'un et l'autre conducteur. Avec une charge symétrique, nous obtiendrons ainsi une réduction sensible des couplage inductif et capacitif.

La paire torsadée que nous étudions est disposée sous un blindage, essayons de définir l'influence de ce blindage sur le comportement que nous venons de décrire.

Nous avons montré que le terme de diffusion traduisant la pénétration du champ électrique longitudinal n'intervient pas dans la création du mode différentiel. Abandonnons donc ce type de couplage.

Il subsiste les termes de couplage par diffraction. Le champ magnétique régnant à l'intérieur du blindage est indépendant de la fréquence. Il est en effet rayonné par un réseau d'ouvertures faiblement couplées dont le rayonnement peut être assimilé à celui de n dipôles équivalents en régime quasi-statique à ces ouvertures.

Le flux intercepté par le bifilaire s'écrit comme précédemment

$$\phi_i = \iint_{S_{\text{bifilaire}}} \vec{B}_{\text{int}} \cdot \vec{ds}$$

Le courant de court-circuit de la boucle s'écrit également

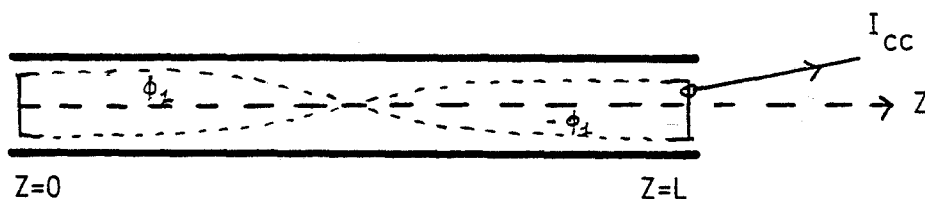
$$I_{\text{cc}} = - \frac{j\omega \phi}{jL\omega}, \text{ la tension différentielle en } z = L \text{ s'écrit :}$$

$$V_D(L, \omega) = - \frac{-j\omega \phi}{(jL\omega + Z_{O_d} + Z_{L_d})} \times Z_{L_d}$$

Ce module de l'impédance $jL\omega$ présentée par la boucle est très faible devant Z_{0d} et Z_{Ld} et d'autre part avec une charge différentielle symétrique : $Z_{0d} = Z_{Ld}$ nous obtenons ainsi :

$$V_d(L, \omega) = - \frac{1}{2} j\omega \phi \quad \text{étant indépendant de la fréquence}$$

Effectuons une demi-torsade sur le bifilaire. Nous obtenons la configuration décrite ci-dessous :



Les flux interceptés par les deux cellules ($0 < z < \frac{L}{2}$; $\frac{L}{2} < z < L$) vont se retrancher et s'annuler si l'on considère une répartition uniforme du flux magnétique à l'intérieur du blindage.

Expérimentalement, nous relevons une diminution très importante (- 40 db) du courant de court-circuit enregistré dans cette configuration.

On conçoit de cette façon que si nous réduisons le pas de l'enroulement du bifilaire à une valeur très petite, le flux intercepté par chaque cellule élémentaire sera de faible amplitude. Ainsi, une variation d'un nombre pair à impair de cellules élémentaires ne produira qu'une faible variation des niveaux $V_d(L, \omega)$ enregistrés.

Pour étayer ce raisonnement, nous avons utilisé la "structure centrée" qui, nous le rappelons, possède un pas d'enroulement égal à 3 cm.

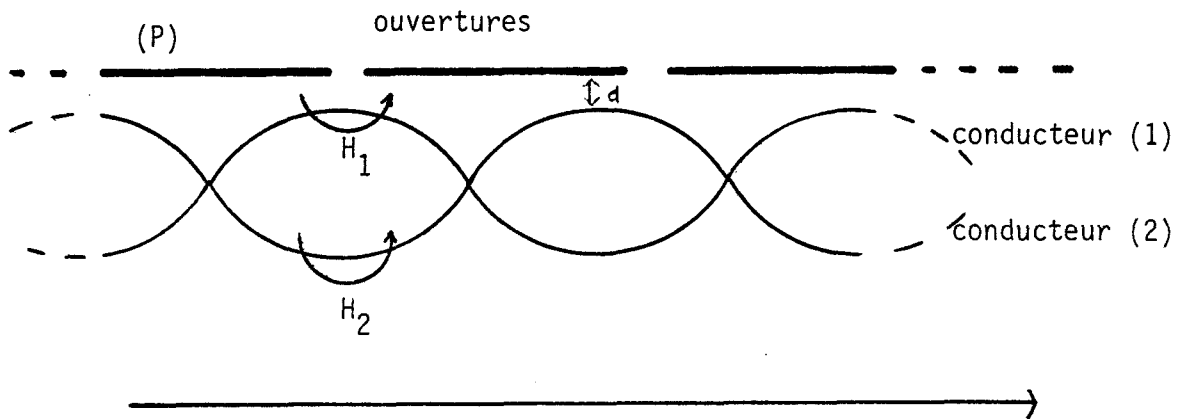
Cet échantillon a été dimensionné afin d'obtenir une longueur totale correspondant à un nombre pair puis impair de cellules élémentaires. Nous n'avons relevé aucune variation notable des tensions différentielles.

Le paramètre impédance de transfert différentiel présente un caractère linéique continu. C'est une caractéristique macroscopique du couple bifilaire - blindage.

* Ce raisonnement nous conduit à considérer que le mode différentiel relevé sur un bifilaire torsadé blindé est induit par l'interaction du champ magnétique angulaire extérieur avec un paramètre de dissymétrie de couplage uniformément réparti le long du câble.

*F. - Mise en évidence d'une variation d'impédance de transfert
de mode commun*

Considérons le problème à trois dimensions suivant.
Soit (P) un plan percé d'ouvertures uniformément distribuées.

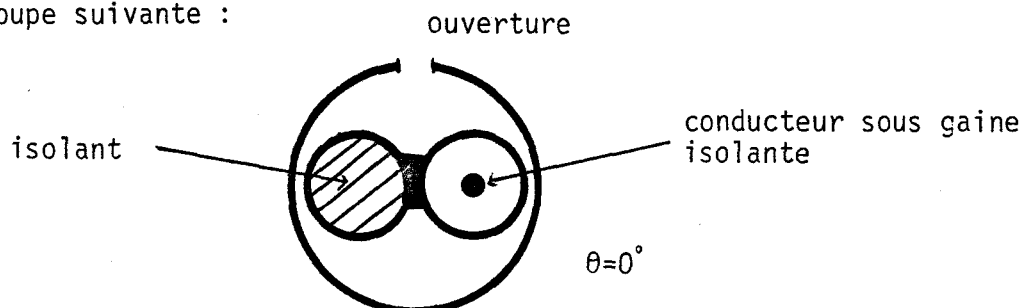


Le plan percé d'ouvertures est illuminé par un champ magnétique H_{incident} . A l'ombre de ce plan, nous disposons un câble bifilaire dont le plan est perpendiculaire à (P).

Nous mettons en évidence sur ce dessin la dissymétrie de couplage existante entre les conducteurs (1) et (2). Cette variation sera plus sensible pour des valeurs faibles de d . Cette dissymétrie de couplage est liée à la répartition des ouvertures sur le blindage ainsi qu'au pas de la torsade du bifilaire.

Nous allons maintenant chercher à mettre en évidence cette variation de couplage sur une structure idéalement dissymétrisée.

Nous avons réalisé à cette intention une structure coaxiale excentrée. En fait nous avons utilisé le bifilaire dont nous avons remplacé un des conducteurs par un matériau isolant comme le précise la vue en coupe suivante :











Comme précédemment, nous pouvons faire varier l'angle θ (p. 153) et travailler en fonction de la fréquence. Les positions relatives du conducteur et des ouvertures du blindage vont ainsi pouvoir être modifiées et nous pourrions éventuellement mesurer une variation de l'impédance de transfert de mode commun correspondant à des couplages magnétiques différents.

Les résultats de ces diverses expérimentations apparaissent sur le tableau de la page suivante.

Les 5ème et 6ème configurations du tableau correspondent au câble bifilaire à deux conducteurs précédents court-circuités aux deux extrémités $z = 0$, $z = L$. La 7ème configuration correspond à la structure centrée également court-circuitée en $z = 0$ et $z = L$.

* En basse fréquence, le paramètre impédance de transfert est constant quelque soit la configuration. Il s'agit d'une caractéristique du blindage qui n'est pas altérée par la disposition interne des conducteurs. En haute fréquence, les comportements correspondent tous à des évolutions fréquentielles modélisables par un terme inductance de transfert.

* La remarque essentielle que suggère ces expérimentations est l'importante variation de l'inductance de transfert de mode commun enregistrée lorsque le conducteur est disposé au voisinage des ouvertures. Dans les autres dispositions, l'inductance de transfert est quasi constante.

 Fréquence Configuration	20 kHz 50 kHz 200 kHz 500 kHz 1 MHz 2 MHz 5 MHz 10 MHz
Générateur (1)  0=-90°	$2,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $1,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,9 \times 10^{-3} \Omega/m$ $7,2 \times 10^{-3} \Omega/m$ $1,5 \times 10^{-2} \Omega/m$
(2)  0=0°	$2,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $7,5 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,9 \times 10^{-4} \Omega/m$ $3,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $7,3 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,8 \times 10^{-3} \Omega/m$ $4,0 \times 10^{-3} \Omega/m$
(3)  0=90°	$2,3 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,3 \times 10^{-3} \Omega/m$ $7,2 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $3,6 \times 10^{-4} \Omega/m$ $7,5 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,8 \times 10^{-3} \Omega/m$ $3,9 \times 10^{-3} \Omega/m$
(4)  0=180°	$2,3 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,3 \times 10^{-3} \Omega/m$ $7,2 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $3,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $7,5 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,6 \times 10^{-3} \Omega/m$ $3,9 \times 10^{-3} \Omega/m$
(5)  0=90°	$2,6 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,6 \times 10^{-3} \Omega/m$ $7,6 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,9 \times 10^{-4} \Omega/m$ $4,0 \times 10^{-4} \Omega/m$ $7,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,9 \times 10^{-3} \Omega/m$ $4,1 \times 10^{-3} \Omega/m$
(6)  0=0°	$2,6 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,6 \times 10^{-3} \Omega/m$ $6,4 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,6 \times 10^{-4} \Omega/m$ $3,4 \times 10^{-4} \Omega/m$ $7,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $1,7 \times 10^{-3} \Omega/m$ $3,6 \times 10^{-3} \Omega/m$
(7)  torsade	$2,5 \times 10^{-3} \Omega/m$ $2,5 \times 10^{-3} \Omega/m$ $6,8 \times 10^{-4} \Omega/m$ $3,6 \times 10^{-4} \Omega/m$ $7,9 \times 10^{-4} \Omega/m$ $2 \times 10^{-3} \Omega/m$ $4,4 \times 10^{-3} \Omega/m$ $8,1 \times 10^{-3} \Omega/m$

(5) et (6) : bifilaire à deux conducteurs c.c. en Z=0 et Z=L

Fréquence								
Disposition	20 kHz	50 kHz	200 kHz	500 kHz	1 MHz	2 MHz	5 MHz	10 MHz
$(Z_{t(1)}/Z_{t(2)})$ db	0 db	0 db	- 1,2db	+12,5db	+11,5db	+12db	+12db	+11,5db
$(Z_{t(2)}/Z_{t(3)})$ db	+0,5db	+0,5 db	+ 0,5db	+ 0,5db	+ 0,5db	+0,5db	0 db	+ 0,5db
$(Z_{t(5)}/Z_{t(6)})$ db	0 db	0 db	+ 1,5db	+ 1,5db	+ 1,5db	0 db	+ 1db	+ 1 db
$(Z_{t(2)}/Z_{t(6)})$ db	- 1 db	- 1 db	+1,5db	+ 1,5db	+ 1 db	-0,5db	+0,5db	+ 1 db

Ce tableau confirme les conclusions précédentes puisque aux incertitudes de mesures près, nous ne pouvons mettre en évidence de variation de l'inductance de transfert de mode commun que dans la disposition "conducteur proche des ouvertures". Avec notre exemple, la variation atteint + 12 db.

Nous validons ainsi dans le système d'équations différentielles(26) la présence du terme ΔZ_t que nous avons introduit en début de chapitre. Rappelons maintenant les équations différentielles qui régissent le comportement de notre échantillon :

$$(25) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{\partial V_c}{\partial z} = (Z + Z_m) \cdot I_c - Z_t \cdot I_p \\ - \frac{\partial I_c}{\partial z} = Y \cdot V_c + Y_t \cdot V_p \end{array} \right.$$

$$(26) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{\partial V_d}{\partial z} = (Z - Z_m) \cdot I_d - \Delta Z_t \cdot I_p \\ - \frac{\partial I_d}{\partial z} = (Y + Y_m) \cdot V_d \end{array} \right.$$

$$\text{Ligne perturbatrice} \quad (27) \quad \left\{ \begin{array}{l} - \frac{\partial V_P}{\partial z} = Y_P \cdot V_P \\ - \frac{\partial I_P}{\partial z} = Z_P \cdot V_P \end{array} \right.$$

VI - EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES COURANTS ET TENSIONS DE MODE COMMUN

ET DIFFERENTIEL

La résolution des systèmes différentiels (25), (26) et (27) précédents conduit aux expressions suivantes :

A. - *Configuration de charge quelconque :*

En mode différentiel

Nous utilisons les conditions aux limites sur les deux extrémités du câble :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_d(0) = + Z_{0d} I_d(0) \\ V_d(L) = - Z_{Ld} I_d(L) \end{array} \right. \quad Z_{0d} = Z_{Ld} = Z_d$$

$$\left\{ \begin{aligned} I_d(z, \omega) &= - \frac{(\gamma_p + \gamma_m) \Delta Z_t}{\gamma_p^2 - \gamma_d^2} \times I_p(0, \omega) \cdot (\lambda_1 e^{-\gamma_d z} + \lambda_2 e^{+\gamma_d z} + e^{-\gamma_p z}) \\ V_d(z, \omega) &= + \frac{\Delta Z_t}{\gamma_p^2 - \gamma_d^2} \times I_p(0, \omega) \cdot (-\gamma_d \lambda_1 e^{-\gamma_d z} + \gamma_d \lambda_2 e^{+\gamma_d z} - \gamma_p e^{-\gamma_p z}) \end{aligned} \right.$$

$$\text{avec : } \lambda_1 = \frac{(\gamma_p + k) \cdot (\gamma_d + k) e^{-\gamma_p L} - (\gamma_p - k) \cdot (\gamma_d - k) e^{\gamma L}}{(\gamma_d - k)^2 \cdot e^{\gamma_d L} - (\gamma_d + k)^2 \cdot e^{-\gamma_d L}}$$

$$\lambda_2 = \frac{(\gamma_p + k) \cdot (\gamma_d - k) e^{-\gamma_p L} - (\gamma_p - k) \cdot (\gamma_d + k) e^{-\gamma_d L}}{(\gamma_d - k)^2 \cdot e^{\gamma_d L} - (\gamma_d + k)^2 \cdot e^{-\gamma_d L}}$$

Les constantes de propagation γ_p et γ_d s'écrivent :

$$\gamma_p^2 = \frac{Z_p}{Y_p} \quad ; \quad \gamma_d^2 = (\gamma + \gamma_m) \cdot (Z - Z_m)$$

Nous avons posé $k = Z_d \cdot (\gamma + \gamma_m)$

En mode commun

Nous utilisons les conditions aux limites sur les deux extrémités du câble suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} V_c(0) &= - Z_{01} \times I_c(0) \\ V_c(L) &= + Z_{L1} \times I_c(L) \end{aligned} \right. \quad Z_{01} = Z_{L1} = Z_c$$

$$\left\{ \begin{aligned} I_c(z) &= I_p(0) \left(\beta_1 \cdot e^{-\gamma_c z} + \beta_2 \cdot e^{\gamma_c z} + \beta_3 \cdot e^{-\gamma_p z} \right) \\ V_c(z) &= -\frac{I_p(0)}{\gamma} \cdot \left(-\gamma_c \beta_1 \cdot e^{-\gamma_c z} + \gamma_c \beta_2 \cdot e^{\gamma_c z} - (\gamma_p \beta_3 + \beta_4) \cdot e^{-\gamma_p z} \right) \end{aligned} \right.$$

$$\beta_1 = -\frac{[\beta_3(\gamma_p + Z_c Y) - k] \cdot (\gamma_c + Z_c Y) e^{\gamma_c L} - [\beta_3(\gamma_p - Z_c Y) - k] \cdot (\gamma_c - Z_c Y) e^{-\gamma_p L}}{(\gamma_c + Z_c Y)^2 \cdot e^{\gamma_c L} - (\gamma_c - Z_c Y)^2 \cdot e^{-\gamma_c L}}$$

$$\beta_2 = \frac{(\gamma_c - Z_c Y) \cdot [\beta_3(\gamma_p + Z_c Y) - k] \cdot e^{-\gamma_c L} - (\gamma_c + Z_c Y) \cdot [\beta_3(\gamma_p - Z_c Y) - k] \cdot e^{-\gamma_p L}}{(\gamma_c - Z_c Y)^2 \cdot e^{-\gamma_c L} - (\gamma_c + Z_c Y)^2 \cdot e^{\gamma_c L}}$$

$$\beta_3 = \frac{Z_{CP} Y_t Y - Z_t Y}{\gamma_p^2 - \gamma_c^2}$$

$$\beta_4 = \beta_3(\gamma_p - Z_c Y)$$

Nous avons posé $k = Y_t \cdot Z_{CP}$

Les constantes de propagation γ_p et γ_c s'écrivent :

$$\gamma_p^2 = \frac{Z_p}{Y_p} \quad \gamma_c^2 = Y \cdot (Z + Z_m)$$

B. - Configuration de charge adaptée :

En mode commun les extrémités du câble sont chargées sur une impédance Z_C telle que $Z_C = \frac{\gamma_C}{Y}$

Les constantes $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4$ se simplifient et s'écrivent :

$$k = Y_t \cdot Z_{CP} \left\{ \begin{array}{l} \beta_1 = + \frac{1}{2\gamma_C} \cdot [k - \beta_3(\gamma_P + \gamma_C)] \\ \beta_2 = - \frac{1}{2\gamma_C} [k - \beta_3(\gamma_P - \gamma_C)] \cdot e^{-(\gamma_P + \gamma_C)L} \\ \beta_3 = \frac{Z_{CP} \cdot Y_t \cdot \gamma_P - Z_t Y}{\gamma_P^2 - \gamma_C^2} \\ \beta_4 = \beta_3(\gamma_P - \gamma_C) \end{array} \right.$$

L'expression $V_C(L, \omega)$ en mode adapté ne permet pas d'extraire facilement le terme Z_t . Par un essai en court-circuit nous pouvons, comme dans le cas du câble coaxial (p.131) extraire le paramètre Z_t .

La configuration de charge retenue est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{O1} = 0 \\ Z_{L1} = Z_C = \frac{\gamma_C}{Y} \\ Z_{LP} = 0 \end{array} \right.$$

Nous obtenons l'expression de $V_C(z)$ suivante :

$$V_C(z) = + \frac{I_P(0) \cdot Z_t}{\gamma_p^2 - \gamma_0^2} \times \left[\left[-\frac{(\gamma_p - \gamma_0)}{2} e^{-(\gamma_0 + \gamma_p)L} - \gamma_p \right] \cdot e^{-\gamma_0 z} + \left[\frac{\gamma_p - \gamma_0}{2} e^{-(\gamma_0 + \gamma_p)L} + \gamma_p \right] \cdot e^{-\gamma_p z} \right]$$

en $z = L$ $V_C(L)$ s'écrit :

$$V_C(L) = \frac{I_P(0) \times Z_t}{\gamma_p^2 - \gamma_0^2} \left[\frac{\gamma_p - \gamma_0}{2} \cdot (e^{-\gamma_p L} - e^{-(2\gamma_0 + \gamma_p)L}) + \gamma_p \cdot (e^{-\gamma_0 L} - e^{-\gamma_p L}) \right]$$

Un développement limité au premier ordre permet d'extraire facilement l'information Z_t :

$$Z_t = \frac{1}{L} \cdot \frac{V_C(L)}{I_P(0)} \cdot \left[\frac{\gamma_0 + \gamma_p}{\gamma_0 - \gamma_p} \right]$$

En mode différentiel les extrémités des câbles sont chargées sur une impédance Z_d telle que $Z_d = \frac{\gamma_d}{\gamma + \gamma_m}$

Les constantes λ_1, λ_2 se simplifient également, nous trouvons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 = -\frac{\gamma_p + \gamma_d}{2\gamma_d} \cdot e^{(\gamma_d - \gamma_p)L} \\ \lambda_2 = \frac{\gamma_p - \gamma_d}{2\gamma_d} \end{array} \right.$$

En mode adapté, nous pouvons calculer les tensions $V_C(L, \omega)$ et $V_d(L, \omega)$. Nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_C(L, \omega) = \frac{1}{2} \frac{I_P(0, \omega)}{\gamma} \left[\left[k - \beta_3(\gamma_p + \gamma_C) \right] e^{-\gamma_0 L} \left[k + \beta_3(3\gamma_p - \gamma_C) \right] \cdot e^{-\gamma_p L} \right] \\ V_d(L, \omega) = -\frac{1}{2} \cdot \Delta Z_t \cdot I_P(0, \omega) \cdot \frac{1}{\gamma_p + \gamma_d} \cdot (e^{-\gamma_p L} - e^{-\gamma_d L}) \end{array} \right.$$

Nous avons obtenu précédemment (p. 167) qu'une dissymétrie des conducteurs internes du bifilaire blindé se traduit par une variation de couplage avec le champ magnétique perturbateur extérieur \vec{H}_θ . Nous mettons ainsi en évidence une variation d'inductance de transfert de mode commun entre les deux conducteurs (1) et (2).

L'impédance de transfert s'écrit donc :

$$\text{pour le conducteur (1)} \quad Z_{t(1)} = R_0 + jL_{t(1)}\omega$$

$$\text{pour le conducteur (2)} \quad Z_{t(2)} = R_0 + jL_{t(2)}\omega$$

Le facteur de dissymétrie $\Delta Z_t = Z_{t(1)} - Z_{t(2)}$ s'identifie à :

$$\Delta Z_t = j\omega (L_{t(1)} - L_{t(2)}) = j\omega \Delta L_t$$

La nouvelle expression de $V_d(L, \omega)$ est :

$$V_d(L, \omega) = -\frac{1}{2} j\omega \Delta L_t \cdot I_p(0, \omega) \cdot \frac{1}{\gamma_p + \gamma_d} \cdot (e^{-\gamma_p L} - e^{-\gamma_d L})$$

Le développement limité au premier ordre nous permet d'obtenir :

$$V_d(L, \omega) = \frac{1}{2} j\omega \Delta L_t \cdot I_p(0, \omega) \cdot L$$

Or nous avons vu en début de chapitre que l'impédance de transfert différentielle s'écrit :

$$Z_{td} = \frac{2}{L} \cdot \frac{V_d(L, \omega)}{I_p(0, \omega)}$$

Le terme Z_{td} s'identifie donc à ΔZ_t

Conclusion : L'impédance de transfert différentielle est directement liée à la variation d'inductance de transfert de mode commun existant entre les conducteurs du bifilaire. Cette variation d'inductance de transfert est créée par les dissymétries de couplage magnétique entre les conducteurs internes et le champ magnétique angulaire extérieur.

IV - GENERALISATION A UN BLINDAGE TRESSE

Nous présentons dans ce sous-chapitre des résultats d'exploitation obtenus à partir de trois échantillons de câbles (Réf. III.10). Ces échantillons correspondent à des configurations typiques.

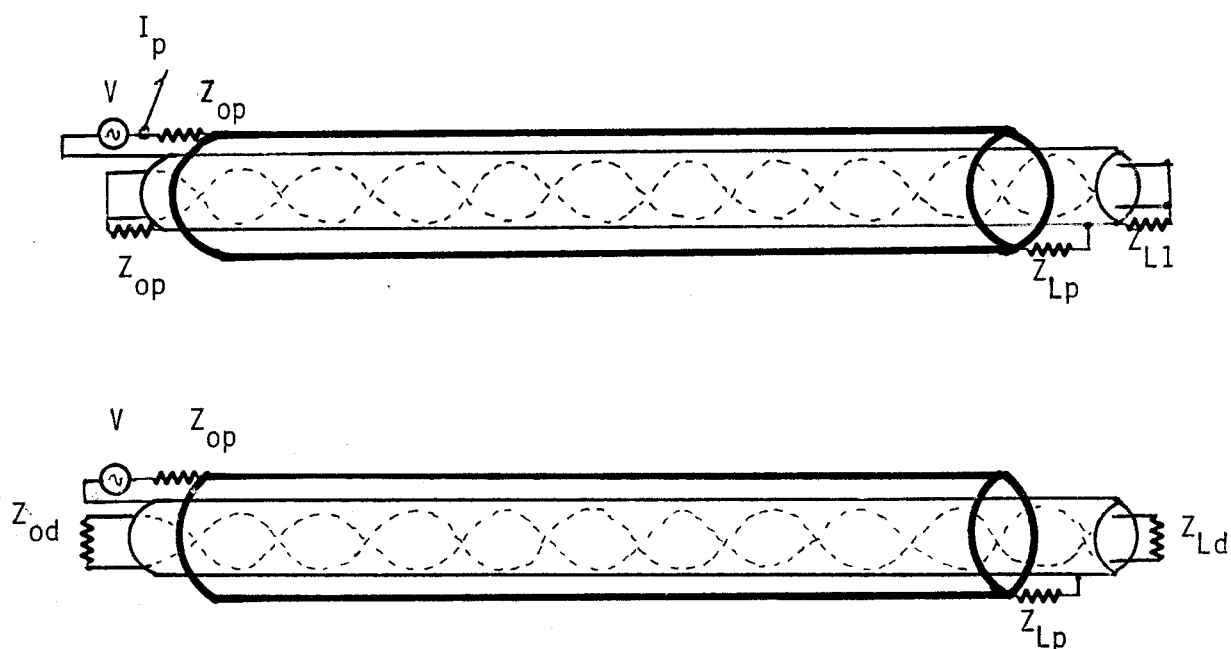
Un premier câble (échantillon n° 1) est constitué de deux conducteurs de diamètre 2 mm torsadés au pas de 3 cm. Le blindage est formé d'une couche de conducteurs décrivant une hélice à grand pas d'enroulement.

. L'échantillon n° 2 présente des paramètres géométriques similaires au précédent. Il est toutefois recouvert d'un blindage tressé. L'angle de tressage est proche de 45°.

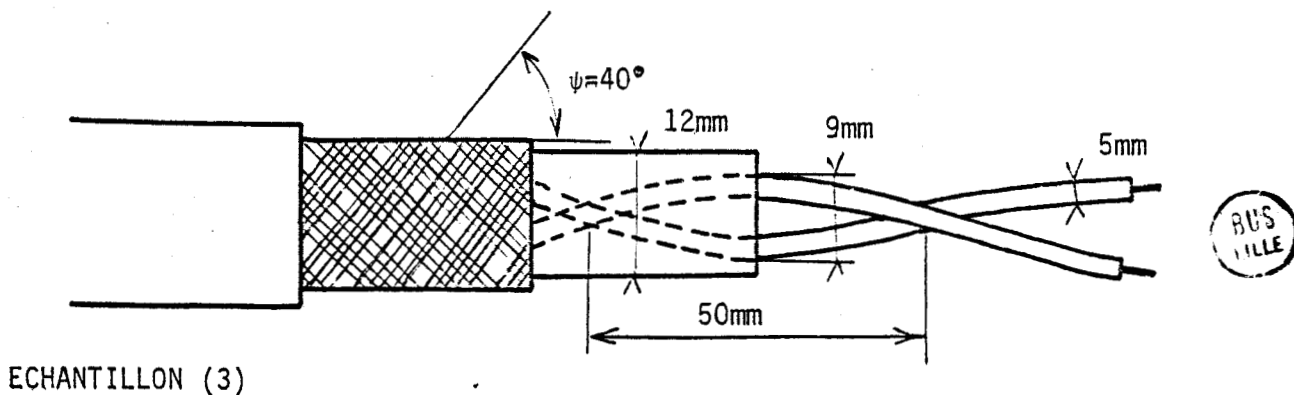
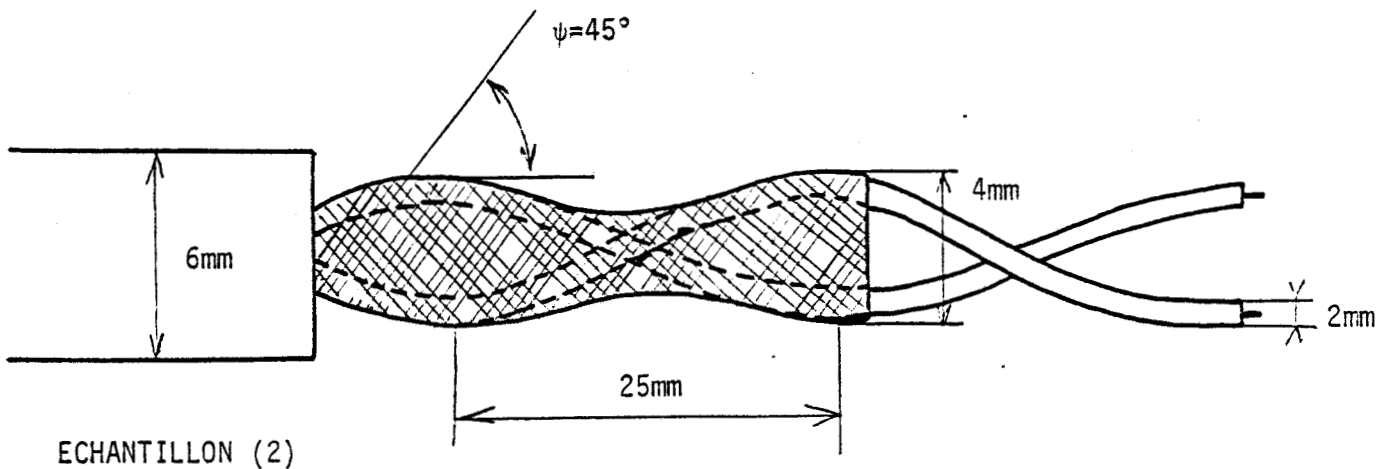
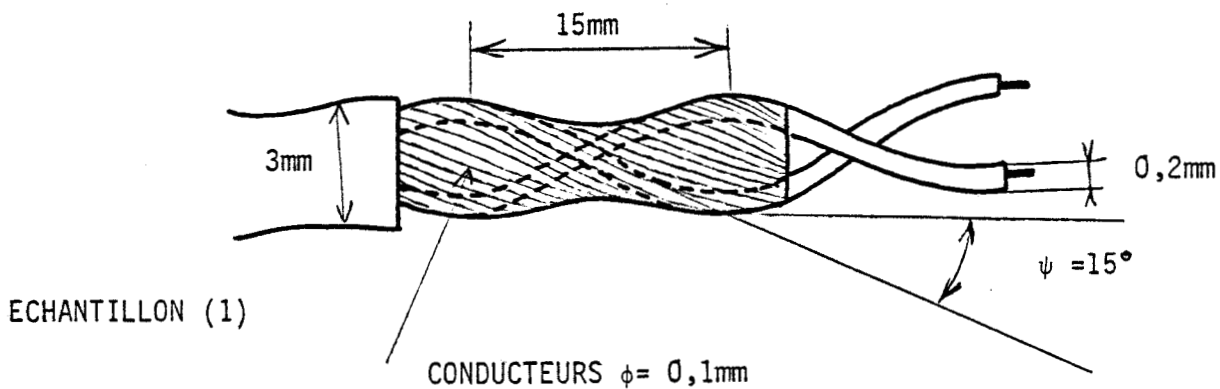
. Le troisième échantillon est composé de deux conducteurs rigides multibrins torsadés entourés d'une gaine diélectrique puis d'un blindage tressé à fort recouvrement. L'angle de tressage est voisin de 40°.

Les données géométriques relatives à ces trois câbles apparaissent planche III.5.

Les configurations de charge utilisées en mode commun puis en mode différentiel sont les suivantes :



DONNEES GEOMETRIQUES DES ECHANTILLONS TESTES



Les résultats des mesures de module et de phase en mode commun apparaissent courbe III.8 et III.9.

En basse fréquence, nous obtenons dans les trois cas le terme constant R_0 du module de l'impédance de transfert caractéristique de la diffusion du champ électrique longitudinal à travers le blindage.

En haute fréquence, les échantillons 1 et 2 produisent une remontée linéaire du module de l'impédance de transfert tandis que la phase Z_t se stabilise vers $+\frac{\pi}{2}$. Le comportement est caractéristique d'un couplage de type inductance (cf p. 121)

L'échantillon 3 présente un comportement de type induction (cf p.121) l'évolution haute fréquence du module de l'impédance de transfert s'effectue selon une loi variant en \sqrt{F} .

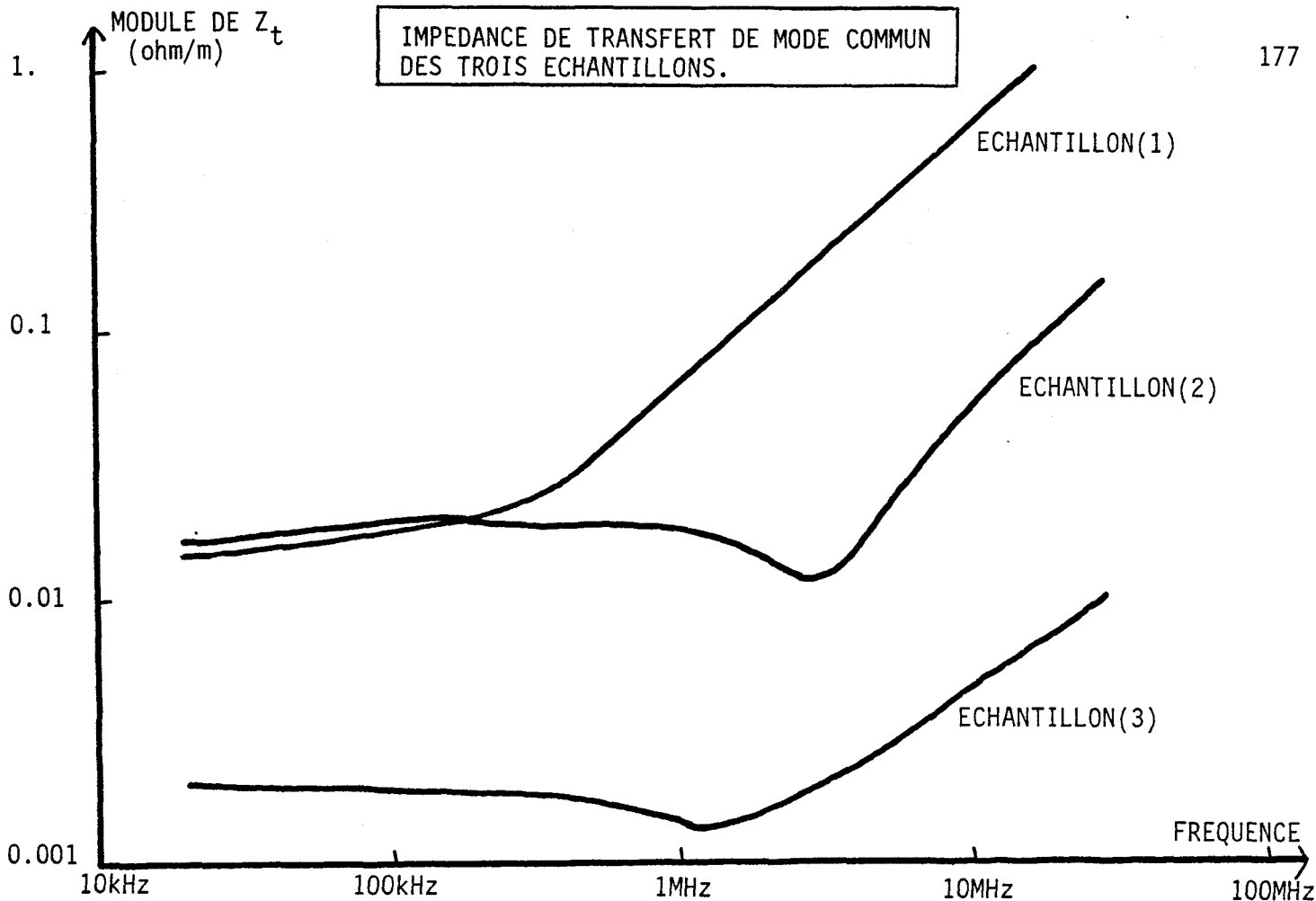
Parallèlement la phase évolue vers $-\frac{3\pi}{4}$.

L'évolution harmonique du module de l'impédance de transfert différentielle de chacun des trois échantillons tests est tracée sur la courbe III.10.

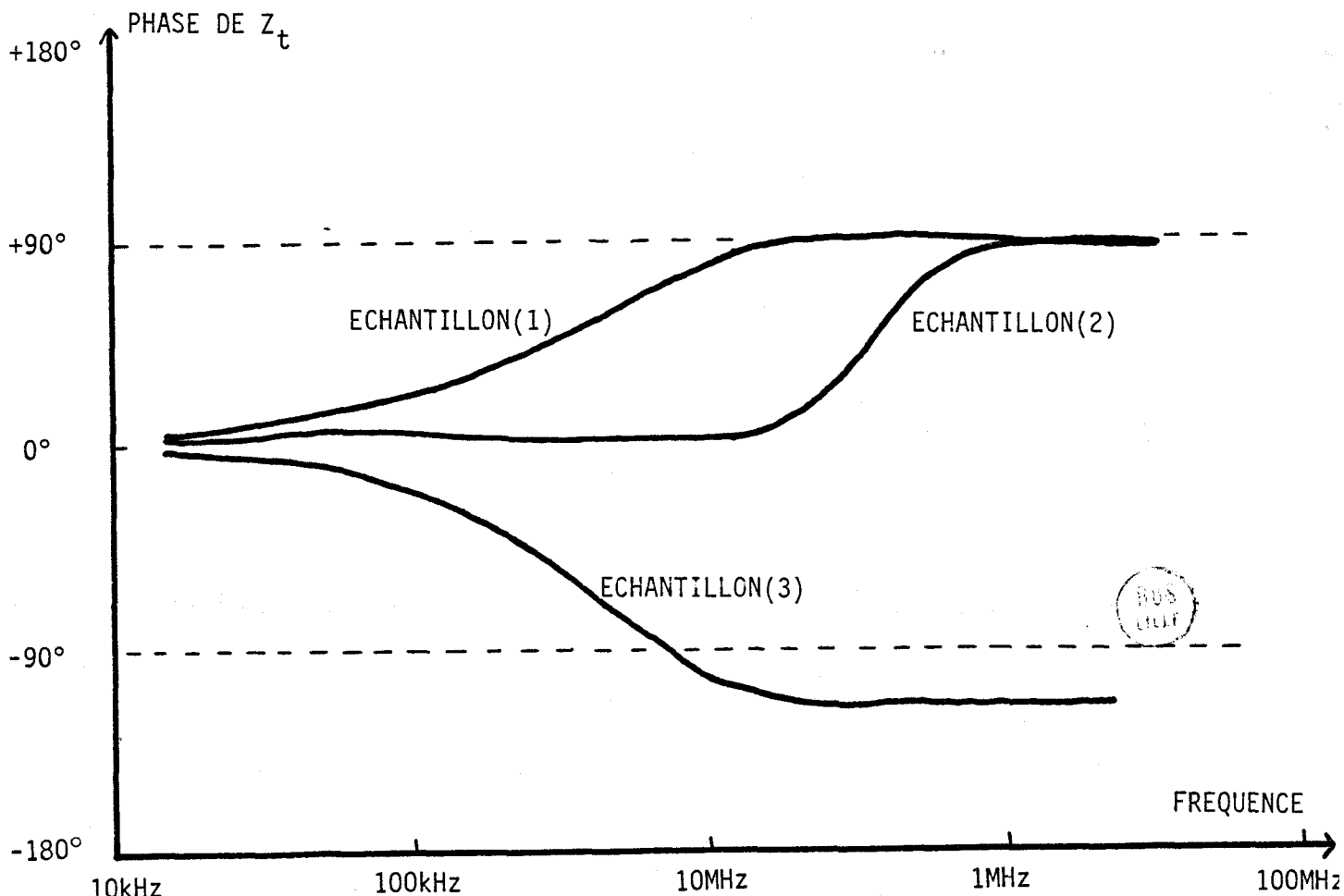
Regroupons dans un tableau tous les renseignements recueillis à propos de ces câbles.

échantillon	1	2	3
angle de tresse	15°	45°	40°
recouvrement optique	1	0,90	0,90
Résistance linéique du blindage R_0	$2 \times 10^{-2} \Omega/m$	$2 \times 10^{-2} \Omega/m$	$0,15 \times 10^{-2} \Omega/m$
Inductance de transfert mode commun	9 nH/m	0,8 nH/m	évolution de $ Z_t $ en \sqrt{F}
Capacité de transfert mode commun	pas d'ouverture	0,1 pF/m	6×10^{-3} pF/m
Terme constant dans l'expression de l'impédance de transfert différentiel	0	0	0
Inductance de transfert différentielle	1,6nH/m	0,32nH/m	évolution de $ Z_{td} $ en \sqrt{F}

IMPEDANCE DE TRANSFERT DE MODE COMMUN
DES TROIS ECHANTILLONS.



COURBE III-8



COURBE III-9

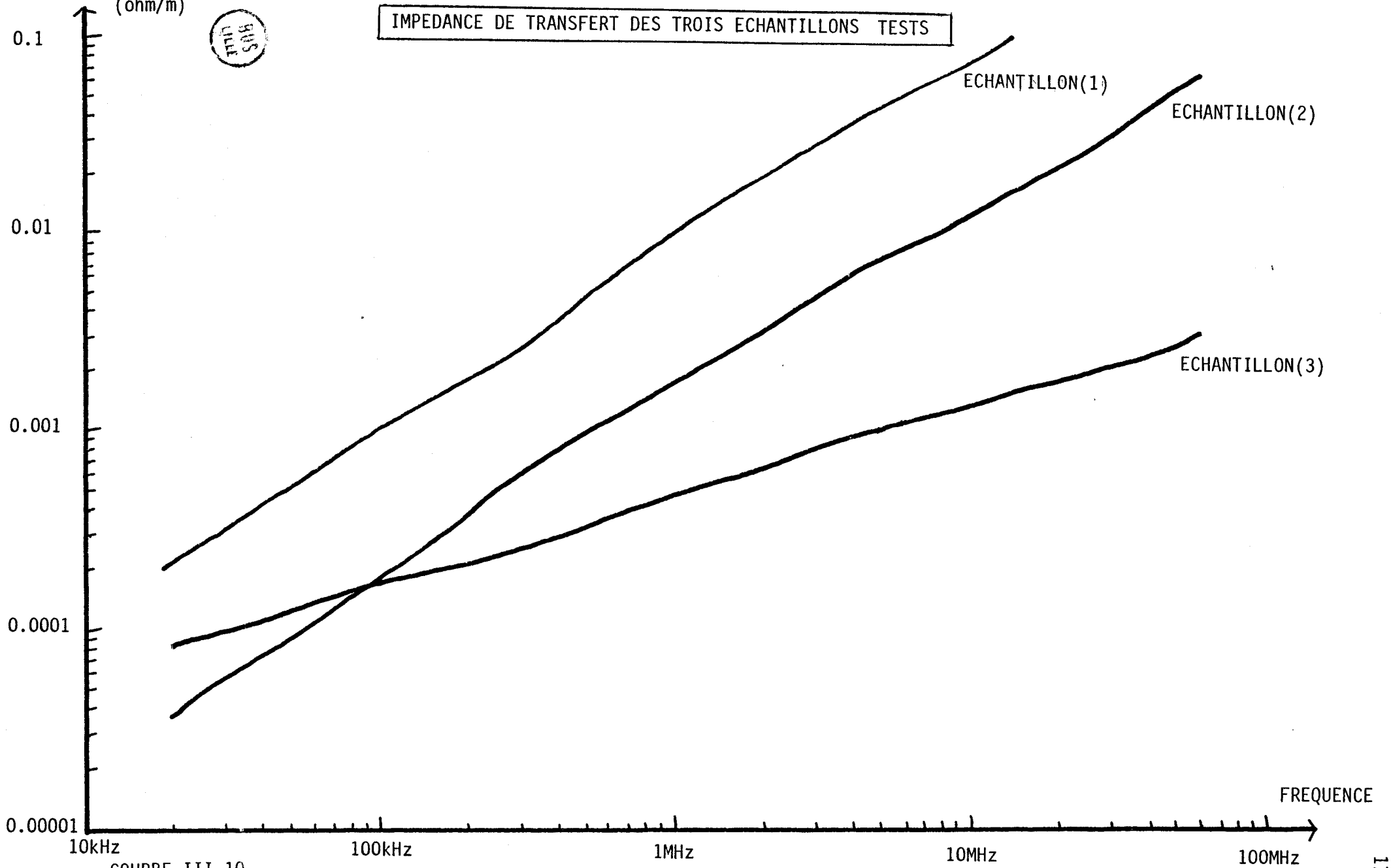


MODULE DE Z_t DIFFERENTIELLE

(ohm/m)



IMPEDANCE DE TRANSFERT DES TROIS ECHANTILLONS TESTS



COURBE III-10

Pour les échantillons 1 et 2, l'impédance de transfert différentielle est modélisable par un terme $|Z_{td}| = L_{td}\omega$.

L_{td} s'identifie au terme ΔL_t de la p.165 induit par les différences de couplage magnétique sur les deux conducteurs internes du bifilaire blindé.

Nous obtenons en effet par la mesure :

$$L_{td} \times \omega = \frac{2}{L} \times \frac{V_d(L, \omega)}{I_p(0, \omega)}$$

analytiquement nous avons (p. 173)

$$j\omega \Delta L_t = \frac{2}{L} \times \frac{V_d(L, \omega)}{I_p(0, \omega)}$$

Sur l'échantillon 3, nous vérifions que le comportement harmonique du module de l'impédance de transfert différentielle est homothétique du comportement haute fréquence du module de l'impédance de transfert de mode commun.

L'expression de l'impédance de transfert de mode commun dans ce cas (angle de tressage $\psi < 45^\circ$) s'écrit analytiquement (couplage de type induction cf p. 121):

$$Z_t(\omega) = R_0 + k' \sqrt{\omega} \cdot e^{j\frac{\pi}{4}}$$

k' est une constante dépendant de l'angle de tressage ψ et des paramètres géométriques des fuseaux en contact de la tresse.

Physiquement, nous pouvons considérer par analogie avec le blindage homogène percé d'ouvertures que les dissymétries de couplage des deux conducteurs avec le champ magnétique \vec{H}_θ extérieur entraînent un écart constant en haute fréquence des impédances de transfert de mode commun présentées par chacun des deux conducteurs internes.

$$\Delta Z_t(\omega)_{HF} = \alpha$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{t1}(\omega) = R_0 + \frac{\alpha}{2} \cdot k' \cdot \sqrt{\omega} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \\ Z_{t2}(\omega) = R_0 - \frac{\alpha}{2} \cdot k' \cdot \sqrt{\omega} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \end{array} \right.$$

$$Z_t(\omega) = Z_{t1}(\omega) - Z_{t2}(\omega) = k' \cdot \sqrt{\omega} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}}$$

$V_d(\omega)$ s'écrit maintenant :

$$V_d(L, \omega) = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot k' \cdot \sqrt{\omega} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \cdot I_p(0)$$

L'évolution fréquentielle de l'impédance de transfert différentielle s'effectue ainsi selon une loi variant en \sqrt{F} .

VIII - CONCLUSION

L'étude que nous avons menée dans ce chapitre nous a permis de déterminer l'origine physique de l'impédance de transfert de mode différentiel sur un échantillon "électriquement court" grâce à un raisonnement dont nous rappelons le cheminement.

- . A partir de l'expérimentation sur un câble homogène, nous montrons que le couplage de type diffusion ne contribue quasiment pas à la création du mode différentiel.
- . En conservant le blindage homogène mais en adaptant cette fois-ci simultanément les modes commun et différentiel, nous ne pouvons pas non plus mettre en évidence de tension différentielle.
Nous montrons ainsi que les conversions modales sont négligeables sur ces échantillons courts. Ceci nous permet de négliger les variations des paramètres linéiques primaires des lignes (1) et (2).
- . Lorsque le blindage homogène est percé d'un réseau d'ouvertures, nous introduisons un couplage supplémentaire avec le champ électrique perpendiculaire (\vec{E}_r) et le champ magnétique angulaire (\vec{H}_θ) extérieurs.
Avec ces couplages supplémentaires, nous mettons en évidence une impédance de transfert différentielle dont l'évolution harmonique est modélisable par un terme unique de la forme inductance de transfert différentielle.
- . A partir d'un échantillon de câble non torsadé nous relevons une variation importante de l'inductance de transfert différentielle lorsque les plans définis par le câble bifilaire et par les ouvertures sont parallèles ou perpendiculaires (L_{td} maximum dans ce dernier cas). Ceci indique un couplage important avec le champ magnétique extérieur \vec{H}_θ .
Par contre, la capacité de transfert différentielle n'est que faiblement altérée. Nous obtenons de la sorte un couplage capacitif évoluant peu avec la disposition interne du bifilaire.

- . Lorsque le câble bifilaire possède une torsade dont le pas d'enroulement est petit devant la longueur de l'échantillon, nous montrons que le paramètre de transfert différentiel est linéique. Ceci nous conduit à considérer que le mode différentiel relevé est induit par l'interaction du champ magnétique angulaire extérieur avec un paramètre de dissymétrie de couplage que l'on peut considérer d'un point de vue macroscopique comme uniformément réparti le long du câble.
- . A l'aide d'une structure coaxiale excentrée, nous parvenons à mettre en évidence une variation importante du paramètre inductance de transfert de mode commun lorsque l'âme du câble est disposée près des ouvertures. Nous montrons ainsi l'existence d'un terme :

$\Delta Z_t = j\omega \times (\Delta L_t)$ de mode commun entre les conducteurs internes du bifilaire.

- . Après avoir résolu les systèmes d'équations régissant les modes commun et différentiel sur un échantillon électriquement court, nous montrons que l'expression de l'impédance de transfert différentielle s'identifie au terme $j\omega\Delta L_t$ précédent.
- . Puis, à l'aide de divers échantillons de câbles, nous généralisons ces résultats. Nous indiquons en particulier que lorsque l'évolution harmonique de l'impédance de transfert de mode commun est en \sqrt{F} (couplage de type induction), nous obtenons également une variation en \sqrt{F} de l'impédance de transfert différentielle.

C O N C L U S I O N G E N E R A L E

Le travail que nous venons d'exposer constitue une contribution à l'étude des perturbations électromagnétiques induites sur des équipements électroniques installés à l'intérieur de bâtiments de télécommunications.

Nous avons présenté trois modèles théoriques permettant d'étudier dans la gamme de fréquences couverte par l'I.E.M.N.* la pénétration du champ électromagnétique à travers une paroi conductrice, une grille infinie composée de conducteurs parallèles ou une petite ouverture de forme quelconque. Ces trois modèles théoriques ont été validés par des simulations expérimentales de type hyperfréquence ou par des essais en simulateur d'I.E.M.

La pénétration d'une onde électromagnétique à travers une paroi homogène nous a permis de mettre en évidence pour des configurations usuelles (épaisseur de la paroi : 20 cm, conductivité 10^{-2} mho/m) une atténuation modérée de l'ordre de 5 à 15 db selon la polarisation et l'angle d'incidence de l'onde.

Au voisinage d'une grille le champ magnétique est intense et provoqué par la circulation des courants sur les barreaux. Ces courants sont induits par la composante de champ électrique incident colinéaire aux barreaux. Lorsque les grilles sont croisées et soudées aux intersections, nous mettons en évidence deux effets distincts: Le rayonnement de type grille analogue au précédent et également un rayonnement de type ouvertures juxtaposées.

L'étude théorique et expérimentale du rayonnement d'une ouverture a permis de définir la géométrie optimale de l'ouverture en vue d'une efficacité de blindage maximum vis-à-vis du champ électrique ou du champ magnétique.

Dans une seconde partie, nous avons utilisé les trois modèles décrits précédemment afin d'étudier l'efficacité de blindage de structures complexes en l'occurrence les Centraux Téléphoniques.

* I.E.M. : Impulsion ElectroMagnétique

Nous avons indiqué que l'atténuation en champ électrique de telles structures est importante aux basses fréquences (- 50 db à 100 kHz) et diminue progressivement pour atteindre une valeur voisine de - 20 db de 1 MHz à 100 MHz. Au delà, la pénétration à travers les ouvertures (fenêtres) provoque une augmentation des champs transmis dans les bâtiments.

Le champ magnétique quant à lui est faiblement atténué en basse fréquence (- 15 db). Cette atténuation croît lentement et passe par un maximum (- 30 db) vers 10 MHz. Aux hautes fréquences (> 30 MHz), l'impédance d'onde tend vers 120π et l'évolution fréquentielle est identique à celle du champ électrique.

Il est également nécessaire de souligner l'importance de la continuité électrique de l'armature métallique du bâtiment si l'on veut éviter à certaines fréquences (40 - 60 MHz) une diminution importante de l'efficacité de blindage.

La seule connaissance du champ électromagnétique régnant à l'intérieur des bâtiments et donc au voisinage des appareils électroniques ne suffit pas à déterminer l'amplitude des tensions induites aux bornes des équipements interconnectés. Dans le troisième chapitre, nous mettons en évidence les phénomènes de couplage existants entre un champ électromagnétique perturbateur extérieur et un câble multifilaire blindé. Nous mesurons ainsi grâce à un banc de mesures adéquat les tensions perturbatrices induites entre les conducteurs internes du bifilaire blindé. Nous montrons alors que sur des échantillons électriquement courts, le terme de couplage prépondérant est celui produit par le champ magnétique extérieur illuminant le blindage. Nous relierons ensuite l'impédance de transfert de mode différentiel à la variation d'inductance de transfert de mode commun existant entre les conducteurs internes et le blindage. Cette variation d'inductance de transfert de mode commun voit son origine dans les dissymétries géométriques des conducteurs vis-à-vis de l'axe du câble ou vis-à-vis de la répartition statistique des ouvertures le long d'une tresse.

Ces réponses suggèrent maintenant d'autres questions. En particulier, à partir des amplitudes des champs transmis dans les bâtiments et des paramètres de transfert différentiels des câbles multifilaires blindés, il reste à déterminer l'amplitude des tensions différentielles recueillies au niveau des équipements. Il sera ainsi possible de définir les seuils de fonctionnements erratiques ou de destructions d'appareillages électroniques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE I

- REF. I.1. : 2ème rapport d'avancement sur : "*L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications*".
Pénétration d'une onde électromagnétique plane à travers une paroi conductrice de dimensions transversales infinies.
S. Nader, B. Demoulin, P. Degauque
Convention CNET-USTL, Janvier 1980.
- I.1.1. p. 5-6
I.1.2. p. 7
I.1.3. p. 8
- REF. I.2. : J.A. Straton : "*Théorie de l'électromagnétisme*". Dunod.
- REF. I.3. : B. Demoulin : "*La Transformée de Fourier : Application à l'analyse des signaux dans le domaine temporel*" Journée d'étude sur la Transformée de Fourier. CNET Issy les Moulineaux Novembre 1979.
- REF. I.4. : C. Rodière, M. Crochet : "*Illumination de structures au sol par une impulsion de champ électromagnétique au moyen d'un simulateur de type cornet*".
Aérospatiale - Les Mureaux.
Publication aux Journées Nationales sur la Compatibilité Electromagnétique - Lille 27-28-29 Janvier 1981.
- REF. I.5. : L.W. Ricketts, J.E. Bridges and J.M. Letta : "*E.M.P. Radiations and Prospective techniques*"
John Willey and Son 1976.
- REF. I.6. : A. Picard : "*Diverses applications des chaînes de transmission électro-optiques dans le cadre du durcissement à l'IEM*".
Aérospatiale - Les Mureaux.
Communication aux Journées Nationales sur la Compatibilité Electromagnétique - Lille 27 - 28 - 29 Janvier 1981.

REF.I.7. : 7ème rapport d'avancement sur : "*L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications*"
Pénétration du champ électromagnétique à travers des parois homogènes - Compte-rendu des essais effectués en simulateur à Lannion.
M. Heddebaut, P. Degauque, B. Demoulin
Convention CNET-USTL, Juillet 1981.

REF.I.8. : 3ème rapport d'avancement sur : "*L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications*".
Pénétration d'une onde électromagnétique à travers une grille métallique plane de dimensions transversales infinies.
S. Nader, B. Demoulin, P. Degauque.
Convention CNET-USTL, Juin 1980.

I.8.1. p.A1.A2

I.8.2. p.A3.A4

I.8.3. p. 8-10 et A9-A14

REF.I.9. : "*Etude expérimentale du rayonnement d'une balise équipée d'une antenne parabolique à 10 GHz*".
M. Heddebaut, P. Degauque.
Rapport d'activité : Communauté Urbaine de Lille/USTL.

REF.I.10 : "*Emetteur-récepteur et Mesures de champs 10 GHz*"
M. Lutun, A. Lorthioir.
Projet EUDIL, 3ème année Mesures.

REF.I.11 : 6ème rapport d'avancement sur : "*L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications*".
Pénétration du champ électromagnétique à travers des grilles.
Compte rendu des essais effectués en simulateur à Lannion.
M. Heddebaut, B. Demoulin, P. Degauque
Convention CNET-USTL. Avril 1981.

REF. I.12. : *"Diffraction par des ouvertures dans la paroi d'un obstacle"*

W. Tabbara.

Annales des Télécommunications - tome 34, n° 5 - 6.

REF. I.13. : 5ème rapport d'avancement sur : *"L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications"*.

Pénétration d'une onde électromagnétique à travers un plan infini percé d'une ouverture de forme quelconque.

M. Heddebaut, P. Degauque, B. Demoulin.

Convention CNET-USTL. Février 1981.

REF. I.14. : 4ème rapport d'avancement sur : *"L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications"*.

Pénétration du champ électromagnétique à travers des grilles et ouvertures.

M. Heddebaut, P. Degauque, B. Demoulin.

Convention CNET-USTL, février 1981.

REF. I.15. : *"Diffraction des ondes électromagnétiques par des ouvertures distribuées sur une structure coaxiale - Application aux télécommunications"*.

B. Demoulin, P. Degauque, M. Heddebaut.

Colloque optique hertzienne et diélectrique Toulouse - Septembre 1981.

* Le lecteur trouvera en bibliographie des cinq rapports d'avancement cités plus haut une description plus complète des articles et ouvrages consultés lors de ces études.

Références bibliographiques du chapitre II

=====

- REF. II.1. : huitième rapport d'avancement sur : "*L'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications*".
Pénétration du champ électromagnétique dans un bâtiment de télécommunications - compte-rendu des essais effectués au Central Téléphonique Electromécanique de Somain (59).
M. Heddebaut, P. Degauque, B. Demoulin - J. Hamelin (CNET)
Contrat CNET - USTL, Octobre 1981.
- REF. II.2. : *Pénétration du champ électromagnétique dans un bâtiment de télécommunications* - Compte-rendu des essais effectués au Central Téléphonique Automatique de Lens (62).
M. Heddebaut, P. Degauque, B. Demoulin - J. Hamelin (CNET)
Contrat CNET - USTL, Juin 1982.
- REF. II.3. : "*Emetteur - Récepteur et Mesures de champs 10 GHz*"
Projet EUDIL, 3ème année mesures.
M. Lutun, A. Lorthioir, Juin 1982.
- REF. II.4. : Note technique CNET NT/LAB/MER/39
Raccordement d'abonnés par ondes millimétriques - Liaison expérimentale à 31 GHz.
S. Meyer, A. Bourgeois.
- REF. II.5. : "*Etude expérimentale du rayonnement d'une balise équipée d'une antenne parabolique à 10 GHz*".
Rapport contrat Communauté Urbaine de Lille - USTL.
M. Heddebaut, P. Degauque.
- REF. II.6. : "*Atténuation of Electric and Magnetic fields by buildings*"
A.A. Smith.
IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. Vol. EMC-20
Aug. 1978, p. 411-418.

REF. II.7. : Antennas : Theory and Practice
S. Schelkunoff, H. Fris
John Wiley and Sons Inc. 1952.

REF. II.8. : M. Heddebaut, P. Degauque, B. Demoulin, J. Hamelin (CNET)
*E.M. Shielding provided by walls. Application to télécommuni-
cations buildings.*
Présenté à IEEE International Symposium - URSI meeting NEMP
meeting.
Albuquerque, 24-28 mai 1982.

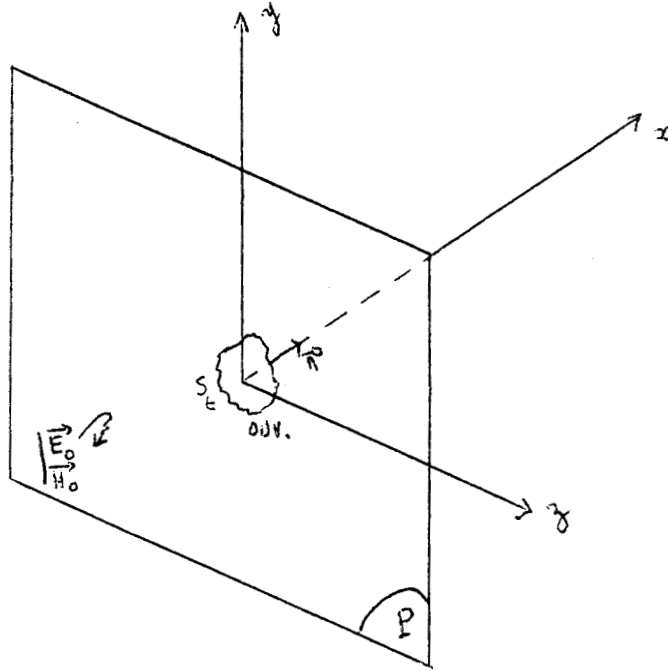
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE III

- Réf. III-1 : S.A. SCHELKUNOFF : *"The Electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields"* Bell system Technical Journal - octobre 1934.
- Réf. III-2 : J.R. WAIT : *"Electromagnetic theory of the loosely braided coaxial cable"* IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques Vol. MTT 24, 28 - Sept. 76, avril 80.
- Réf. III-3 : E.F. VANCE : *"Coupling to shielded cables"*
Editeur John Wiley and Sons.
- Réf. III-4 : B. DEMOULIN : *"Etude de la pénétration des ondes électromagnétiques à travers des blindages homogènes ou des tresses à structure coaxiale"*.
Thèse doctorat d'Etat - Lille 1981.
- III.4.a : paragraphe IV-1
III.4.b : P. 174-183
III.4.c : P.73-103
- Réf. III-5 : D.E. MEREWETHER and T.F. Ezell : *"The effect of mutual inductance and mutual capacitance on the transient response of braided shield coaxial cable"*
I.E.E.E. Trans. on Electromagnetic Compatibility
Vol. EMC - 18 N° 1, February 1976 p 15-20.
- Réf. III-6 : J.D. MILLET : *"Contribution à l'étude théorique et expérimentale des courants induits dans les câbles bifilaires blindés illuminés par une impulsion électromagnétique"*.
Thèse 3ème cycle - Université Paris VI. Décembre 1981.
- Réf. III-7 : B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE : *"Etude expérimentale du blindage des tresses de câbles coaxiaux : méthode en impulsions"*
Rapport interne USTL. Mai 1980.
- Réf. III-8 : C.R. PAUL, M.B. JOLLY : *"Crosstalk in balanced, twisted pair circuits"*
I.E.E.E. Trans. on Electromagnetic Compatibility.
Vol. EMC 24, n° 3. Août 1982.

Réf. III-9 : C.R. PAUL : *"On the superposition of inductive and capacitive coupling in crosstalk - prediction models"*
I.E.E.E. Trans. on Electromagnetic Compatibility.
Vol. EMC 24 N° 3. Août 1982.

Réf. III-10 : B. DEMOULIN, M. HEDDEBAUT et P. DEGAUQUE : *"Caractérisation des paramètres de transfert des câbles coaxiaux surblindés et bifilaires blindés"*
Contrat CEA/USTL : Etude des niveaux parasites et aide à la décision pour le choix des solutions de blindage.
Rapport d'avancement. Juin 1982.

ANNEXE I-1

RAYONNEMENT D'UNE OUVERTURE:I.A. CONDITIONS AUX LIMITES DU PROBLEME :

Considérons une ouverture découpée dans un plan métallique parfait conducteur électrique.

Appelons \vec{E}_0, \vec{H}_0 le champ électromagnétique existant en présence de la paroi métallique mais sans ouverture.

\vec{E}_1, \vec{H}_1 le champ rayonné par l'ouverture en $x < 0$
 \vec{E}_2, \vec{H}_2 celui rayonné par l'ouverture en $x > 0$

Le champ résultant \vec{E}, \vec{H} en $x < 0$ s'écrit donc :

$$x < 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1 \\ \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 \end{array} \right. \quad (1)$$

en $x > 0$ nous obtenons uniquement

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{H} = \vec{H}_2 \\ \vec{E} = \vec{E}_2 \end{array} \right. \quad (2)$$

. Les conditions aux limites sur le plan métallique conducteur parfait s'écrivent hors de l'ouverture et en $x = 0$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{n} \wedge (\vec{E}_0 + \vec{E}_1) = 0 \\ \vec{n} \cdot (\vec{H}_0 + \vec{H}_1) = 0 \end{array} \right. \quad (3)$$

Par hypothèse la composante tangentielle du champ électromagnétique \vec{E}_0 est nulle $\vec{n} \wedge \vec{E}_0 = 0$. Cependant, nous verrons par la suite qu'il existe dans le plan de l'ouverture une composante tangentielle de champ diffracté E_{1T} due à la modification par la présence de l'ouverture de la distribution des courants induits sur la plaque métallique.

- Les composantes normales du champ électrique et tangentielles du champ magnétique sont quant à elles continues dans l'ouverture :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{0x} + E_{1x} = E_{2x} \\ H_{0y} + H_{1y} = H_{2y} \\ H_{0z} + H_{1z} = H_{2z} \end{array} \right. \quad (4)$$

hors de l'ouverture mais toujours en $x = 0$, les composantes tangentielles du champ électrique et normale du champ magnétique rayonnées par l'ouverture satisfont aux conditions aux limites sur un plan métallique parfait :

$$\text{en } x = 0 \left\{ \begin{array}{l} E_{1y} = E_{2y} = 0 \\ E_{1z} = E_{2z} = 0 \\ H_{1x} = H_{2x} = 0 \end{array} \right. \quad (5)$$

Les composantes E_{1x} et E_{2x} dues à l'ouverture doivent avoir un module symétrique par rapport au plan P ($\theta |E_{1x}| = |E_{2x}|$). Mais dans le plan P : $E_{0x} + E_{1x} = E_{2x}$, il faut donc $E_{1x} = -E_{2x}$. On obtient donc $E_{2x}(0, y, z) = -E_{1x}(0, y, z) = \frac{1}{2} E_{0x}(0, y, z)$. (7)

Le même raisonnement pourrait être fait sur les composantes H_{1y} et H_{1z} on aboutit ainsi à l'ensemble des relations suivantes :

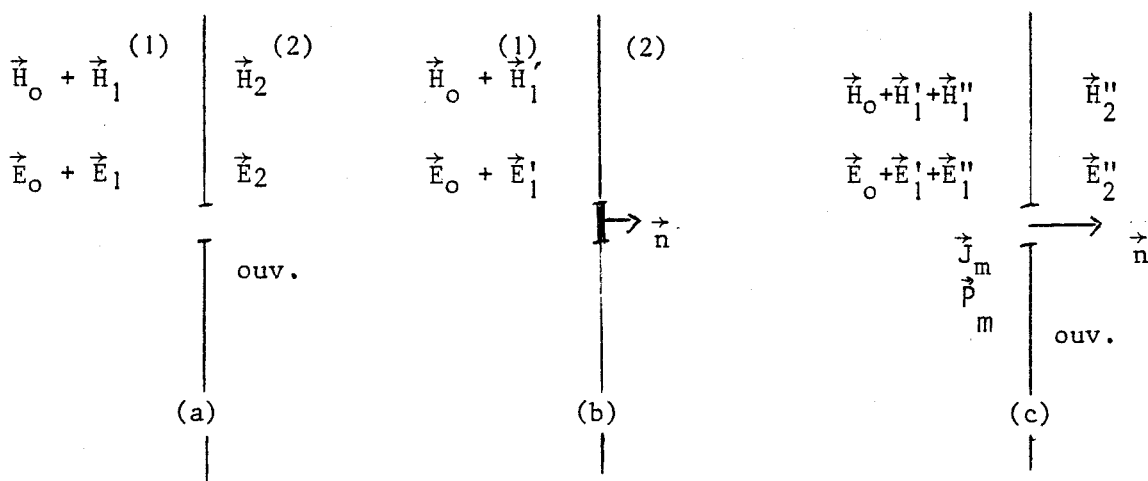
$$\left\{ \begin{array}{l} H_{1y}(-x, y, z) = -H_{2y}(x, y, z) \\ H_{1z}(-x, y, z) = -H_{2z}(x, y, z) \\ E_{1x}(-x, y, z) = -E_{2x}(x, y, z) \end{array} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{2z}(0, y, z) = \frac{1}{2} H_{0z}(0, y, z) \\ E_{2x}(0, y, z) = \frac{1}{2} E_{0x}(0, y, z) \end{array} \right. \quad (9)$$

Ces expressions permettent de connaître les relations liant le champ incident au champ dans l'ouverture.

I.B. PRINCIPE D'EQUIVALENCE :

Considérons le champ incident \vec{E}_0, \vec{H}_0 et l'ouverture (a)



Fermons l'ouverture par un matériau magnétique parfaitement conducteur (b) le champ en (1) et (2) devient :

$$\left. \begin{array}{l} \vec{H}_0 + \vec{H}'_1 \\ \vec{E}_0 + \vec{E}'_1 \end{array} \right\} \text{ en (1) } \quad \left. \begin{array}{l} \vec{H}_2 = 0 \\ \vec{E}_2 = 0 \end{array} \right\} \text{ en (2)}$$

Cette fois-ci, la présence du matériau magnétique canalise localement les lignes de champ magnétique dans l'ouverture.

La discontinuité introduite par l'ouverture obturée par un conducteur magnétique parfait introduit les distributions de charge et de courants magnétiques :

$$(10) \quad \begin{cases} P_m = \mu_0 \cdot \vec{n} \cdot (\vec{H}_0 + \vec{H}'_1) \\ \vec{J}_m = -\vec{n} \wedge (\vec{E}_0 + \vec{E}'_1) \end{cases}$$

Si maintenant nous enlevons le conducteur magnétique parfait, l'ouverture étant illuminée par le champ $\vec{H}_0 + \vec{H}'_1$, $\vec{E}_0 + \vec{E}'_1$, il nous faut introduire une densité de charges $-P_m$ et un courant magnétique $-\vec{J}_m$ pour être ramené au problème initial.

Le champ électromagnétique s'écrit donc alors :

$$\text{dans le milieu } \begin{cases} 1 & \begin{cases} \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}'_1 + \vec{H}''_1 \\ \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'_1 + \vec{E}''_1 \end{cases} \end{cases} \quad \text{dans le milieu } \begin{cases} 2 & \begin{cases} \vec{H}_2 = \vec{H}''_2 \\ \vec{E}_2 = \vec{E}''_2 \end{cases} \end{cases}$$

Appliquons les conditions aux limites sur l'ouverture :

$$(11) \quad \begin{cases} \vec{n} \cdot \vec{H}''_2 = \vec{n} \cdot (\vec{H}_0 + \vec{H}'_1 + \vec{H}''_1) \\ \vec{n} \wedge \vec{E}''_2 = \vec{n} \wedge (\vec{E}'_1 + \vec{E}''_1) \end{cases} \quad \vec{n} \wedge \vec{E}_0 = 0 \text{ par hypothèse}$$

$$\text{avec (10) nous obtenons } \begin{cases} \vec{n} \cdot (\vec{H}''_1 - \vec{H}''_2) = \vec{n} \cdot (\vec{H}_0 + \vec{H}'_1) = -\frac{P_m}{\mu_0} \\ \vec{n} \wedge (\vec{E}''_1 - \vec{E}''_2) = \vec{n} \wedge (\vec{E}_0 + \vec{E}'_1) = \vec{J}_m \end{cases} \quad (12)$$

I.C. DIPOLE MAGNETIQUE EQUIVALENT A L'OUVERTURE :

Le champ électromagnétique à l'ombre de l'ouverture peut être exprimé à l'aide des équations de Maxwell:

$$(13) \quad \begin{cases} \text{rot } \vec{E}_2'' - j\omega\mu_0\vec{H}_2'' = -\vec{J}_m\delta(x) \\ \text{rot } \vec{H}_2'' - j\omega\epsilon_0\vec{E}_2'' = 0 \end{cases} \quad \begin{array}{l} \vec{J}_m \text{ étant le terme source de} \\ \text{l'équation de propagation.} \end{array}$$

Considérons le rayonnement de l'ouverture percée dans le plan métallique. Les composantes \vec{E}_1'' et \vec{E}_2'' rayonnées sont égales à priori vu la symétrie du problème. Même raisonnement avec \vec{H}_1'' et \vec{H}_2'' .

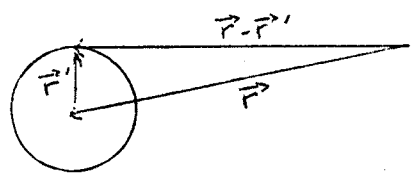
$$\text{Nous avons écrit } \vec{n}\wedge(\vec{E}_1'' - \vec{E}_2'') = \vec{J}_m$$

$$(14) \quad \begin{cases} \vec{n}\wedge\vec{E}_1'' = \frac{\vec{J}_m}{2} & \vec{n}\wedge\vec{E}_2'' = -\frac{\vec{J}_m}{2} \\ \vec{n}\cdot\vec{H}_1'' = -\frac{P_m}{2\mu_0} & \vec{n}\cdot\vec{H}_2'' = \frac{P_m}{2\mu_0} \end{cases}$$

\vec{E}_2'' et \vec{H}_2'' s'expriment également à l'aide des potentiels vecteur et scalaire \vec{F} et ψ associés.

$$(15) \quad \begin{cases} \vec{E}_2'' = \text{rot } \vec{F} \\ \vec{H}_2'' = -\frac{j\omega}{c}\vec{F} - \text{grad } \psi, \text{ où } c \text{ est la vitesse de la lumière.} \end{cases}$$

Le potentiel scalaire ψ peut alors s'exprimer en fonction de la densité magnétique de charges P_m

$$(16) \quad \psi = \frac{1}{4\pi\mu} \iint_{\text{ouv}} \frac{P_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} ds$$


avec (14) : $P_m = 2\mu_0\vec{n}\cdot\vec{H}_2'' = 2\mu_0 H_{2n}''$ nous obtenons en effectuant le développement limité de la fonction à intégrer ($|\vec{r}| \gg |\vec{r}'|$)

$$(17) \quad \psi = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\vec{r}}{r^2} \cdot \iint_{\text{ouv}} H_{2n}'' \cdot ds + \frac{1}{2\pi r^3} \cdot \iint_{\text{ouv}} |\vec{r}'|^2 \cdot H_{2n}'' \cdot ds$$

Dans l'hypothèse quasi-statique nous considérons que (15) - $\frac{j\omega}{c} \vec{F} \ll \text{grad } \psi$ c'est-à-dire : $\vec{H}_2 = - \text{grad } \psi$.

Cette hypothèse supplémentaire suppose donc que la distance ouverture-point d'observation est faible vis-à-vis de la longueur d'onde en espace libre du champ \vec{E}_0, \vec{H}_0 , le point d'observation est cependant toujours situé à une distance x très supérieure aux dimensions transversales de l'ouverture.

Pour calculer le premier terme de (17), nous repartons de l'équation de Maxwell $\text{rot } \vec{E}_2'' - j\omega\mu\vec{H}_2'' = \vec{J}_m\delta(x)$

En prenant l'intégrale double de cette équation sur la surface de l'ouverture on obtient :

$$\iint_{\text{ouv}} \text{rot } \vec{E}_2'' \cdot \vec{n} \, ds - j\omega\mu \iint_{\text{ouv}} \vec{H}_2'' \cdot \vec{n} \, ds = - \iint_{\text{ouv}} \vec{J}_m \cdot \vec{n} \, ds$$

ou $\iint_{\text{ouv}} \text{rot } \vec{E}_2'' \cdot \vec{n} \, ds = \oint_c \vec{E}_2'' \cdot d\vec{l} = 0$ car sur le pourtour de l'ouverture

la composante tangentielle du champ électrique est nulle. Il reste à calculer

$$\iint \vec{J}_m \cdot \vec{n} \, ds, \text{ pour cela remplaçons } \vec{J}_m \text{ par sa valeur donnée par (14)}$$

$$\text{Par conséquent } \iint_{\text{ouv}} \vec{H}_2'' \cdot \vec{n} \, ds = 0$$

Le potentiel scalaire ψ s'écrit alors :

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \cdot \iint_{\text{ouv}} \vec{r}' \cdot \vec{H}_{2n}(\vec{r}) \, ds$$

Le potentiel scalaire d'un dipôle magnétique s'écrivant de manière générale

$$\psi(x', y', z') = \frac{1}{4\pi} \cdot \vec{m} \cdot \text{grad } \left(\frac{1}{r}\right) \text{ où } \vec{m} \text{ est le moment magnétique du dipôle.}$$

On voit que la quantité $\iint_{\text{ouv}} \vec{r}' \cdot \vec{H}_{2n}(\vec{r}) \, ds$ s'identifie à $\frac{1}{2} \vec{m}$

Le rayonnement de notre ouverture est donc vis-à-vis du champ magnétique \vec{H}_0 équivalent à celui d'un dipôle de moment $\frac{1}{2} \vec{m}$

I.D. CALCUL DU MOMENT DIPOLAIRE EQUIVALENT :

La plupart des ouvertures rencontrées possèdent un centre de symétrie. Nous pouvons choisir un repère O_{xyz} de manière à confondre les axes \vec{O}_y et \vec{O}_z sur les axes de symétrie de l'ouverture.

$$\text{On peut ainsi écrire } \vec{m} = \alpha_{my} \vec{a}_y H_{0y} + \alpha_{mz} \vec{a}_z H_{0z}$$

où \vec{a}_y et \vec{a}_z sont des vecteurs unitaires de y et de z et m_y, m_z les polarisabilités magnétiques du dipôle magnétique de moment $\frac{1}{2}\vec{m}$ selon les axes y et z. Développons le calcul suivant y, il en serait de même pour z. La composante m_y du moment équivalent s'écrit donc :

$$(18) m_y = \iint_{\text{ouv}} (\vec{a}_y \cdot \vec{r}') H_{2yn}(\vec{r}') ds = \iint_{\text{ouv}} y' \cdot H_{2yn}(\vec{r}') ds$$

-> H_{1y} et H_{2y} sont les composantes rayonnées suivant y par le dipôle équivalent à l'ouverture de part et d'autre du plan délimitant les milieux (1) et (2) ces composantes dérivent du potentiel scalaire " ψ_y "

$$H_{1y} = -\frac{\partial \psi_y}{\partial y} \quad H_{2y} = \frac{\partial \psi_y}{\partial y}$$

le signe moins traduit la condition aux limites (8) dans l'ouverture, nous avons (9) :

$$\left. \begin{array}{l} H_{2y}(x=0) = \frac{H_{0y}}{2} \\ \text{donc } \frac{H_{0y}}{2} = \frac{\partial \psi_y(x=0)}{\partial y} \end{array} \right\} \rightarrow \psi_y(0, y, z) = \frac{y}{2} H_{0y} + K \quad (19)$$

Ceci suppose évidemment que l'ouverture soit suffisamment petite pour que le champ incident soit uniforme dans l'ouverture. La constante d'intégration K est nulle puisque lorsque $H_{0y} = 0, \psi_y = 0$.

-> D'autre part sur le plan métallique conducteur parfait infiniment mince

$$\frac{\partial \psi_y}{\partial x} = 0$$

-> A l'infini $\psi_y(\vec{r}) \xrightarrow[r \rightarrow \infty]{} 0$

+ Appliquons le théorème de Green à un volume contenant l'ouverture

$$\left\{ \begin{aligned} \iiint_V \psi_y(\vec{r}) \operatorname{div}(\vec{r}' - \vec{r}) \, d\tau - \frac{1}{\mu_0} \iiint_V P_m(\vec{r}) G(\vec{r}' | \vec{r}) \, d\tau = \\ \iint_{\text{ouv}} \psi_y(\vec{r}) \frac{\partial G(\vec{r}' | \vec{r})}{\partial x'} - \iint_{\text{ouv}} G(\vec{r}' | \vec{r}) \frac{\partial \psi_y(\vec{r})}{\partial x'} \, ds \end{aligned} \right.$$

prenons une fonction de Green satisfaisant l'approximation quasi-statique :

$$G(\vec{r}' | \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

Lorsque le volume est limité à la surface de l'ouverture

$$\frac{\partial G}{\partial x'} = 0 \text{ en } x' = 0$$

$$(20) \quad \psi_y(\vec{r}) = \frac{-1}{4\pi} \cdot \iint_{\text{ouv}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot \left(\frac{\partial \psi_y}{\partial x'} \right)_{x'=0} \, ds$$

La dérivée contenue sous le signe somme peut s'exprimer comme le produit d'une fonction inconnue et de la composante H_{Oy} .

$$(21) \quad - \left(\frac{\partial y}{\partial x'} \right)_{x'=0} = f(y', z') \cdot H_{Oy}$$

Le potentiel $\Psi_y(\vec{r})$ qui s'identifie à l'intégrale est le potentiel dans l'ouverture.

Nous savons (19) que : $\psi_y(0, y, z) = \frac{y}{2} \cdot H_{Oy}$

$$(20) \text{ s'écrit : } \frac{y}{2} \cdot H_{Oy} = \frac{-1}{4\pi} \cdot \iint_{\text{ouv}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot \left(\frac{\partial y}{\partial x'} \right) \cdot ds$$

$$\text{avec (21) nous obtenons : } y = \frac{1}{2\pi} \cdot \iint_{\text{ouv}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot f(y', z') \cdot ds$$

$$\text{soit encore : } y = \frac{1}{2\pi} \times \iint_{\text{ouv}} \frac{f(y', z')}{\sqrt{(z-z')^2 + (y-y')^2}} dy' dz' \quad (22)$$

La résolution de cette équation intégrale permet de trouver la fonction f et de déterminer ensuite la polarisabilité α_m , en effet :

$$\begin{aligned} \text{à partir de (18) : } & \left\{ m_y = \iint_{\text{ouv}} y \cdot H_{2yn}(\vec{r}') ds \right. \\ \text{et (21) : } & \left. \text{avec } H_{2yn}(\vec{r}') = - \left(\frac{\partial \psi_y}{\partial y} \right) = f(y', z') \cdot H_{0y} \right. \end{aligned}$$

Le moment magnétique dipolaire s'écrivant $\vec{m} = \alpha_{my} \cdot \vec{a}_y \cdot H_{0y} + \alpha_{mz} \cdot \vec{a}_z \cdot H_{0y}$ nous obtenons :

$$\alpha_{my} = \iint_{\text{ouv}} y \cdot f(y', z') ds$$

Nous remarquons que la fonction f est homogène à y^2 et α_m homogène à y^3 . La polarisabilité sera donc une fonction variant avec le cube de la dimension de l'ouverture parallèle à \vec{H}_{inc} .

De la même manière la polarisabilité α_{mz} s'écrit :

$$\alpha_{mz} = \iint_{\text{ouv}} z \cdot f(y', z') ds.$$

II. DIPOLE ELECTRIQUE EQUIVALENT A L'OUVERTURE :

Reprenons I.B et considérons un problème de type électrique.
Le moment magnétique du dipôle équivalent s'exprime ainsi sous la forme :

$$\vec{m} = 2 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \vec{r}' \wedge \Lambda \vec{J}_e ds \quad (22)$$

où \vec{J}_e est la densité de courant électrique en surface.

Utilisons le principe de dualité pour écrire :

$$\vec{m} = 2 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \vec{r}' \wedge \vec{J}_e ds \quad \vec{p} = 2 \xi_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \vec{r}' \wedge \vec{J}_m ds \quad (23)$$

expression dans laquelle \vec{p} est le moment électrique du dipôle équivalent au rayonnement de l'ouverture.

\vec{p} s'écrit avec (14)

$$\vec{p} = - \xi_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \vec{r}' \wedge (\vec{n} \wedge \vec{E}_2'') ds \quad (24)$$

\vec{E}_2'' est relié au potentiel électrostatique par :

$$\vec{E}_2'' = - \vec{\text{grad}} \phi$$

soit
$$\vec{p} = \xi_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \vec{r}' \wedge (\vec{n} \wedge \vec{\text{grad}} \phi) ds$$

$$\vec{p} = \xi_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \vec{n} (\vec{r}' \cdot \vec{\text{grad}} \phi) ds \quad (\vec{n}' \cdot \vec{r}' = 0)$$

$$\vec{p} = \xi_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \nabla_t (\vec{r}' \cdot \phi) ds - \vec{n} \xi_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \phi \nabla_t \vec{r}' ds \quad (25)$$

Pour calculer le premier terme, utilisons le théorème d'Ostrogradski sur le volume défini par l'ouverture d'épaisseur (x) .

$$\iint_{\text{ouv.}} \nabla_t(\vec{r}' \cdot \phi) ds = \int_{\substack{\text{contour} \\ \text{de l'ouv.}}} \vec{r} \phi d\vec{l}$$

Par hypothèse le potentiel électrostatique est nul sur le pourtour de l'ouverture.

\vec{p} s'identifie au deuxième terme :

$$\vec{p} = -\vec{n} \cdot \epsilon_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} \phi \cdot \nabla_t \vec{r}' ds \quad (26)$$

\vec{r}' s'exprime à l'aide des coordonnées cartésiennes attachées à l'ouverture

$$\vec{r}' = \vec{a}_y y + \vec{a}_z z \quad (\vec{a}_y, \vec{a}_z \text{ vecteurs unitaires})$$

Le moment électrique du dipôle équivalent à l'ouverture s'écrit finalement

$$p = -\epsilon_0 \iint_{\text{ouv.}} \phi \cdot ds \quad (27)$$

Ce dipôle électrique caractérise la pénétration du champ électrique normal à l'ouverture à travers celle-ci. Il reste à calculer $\iint_{\text{ouv.}} \phi ds$.

Nous pouvons relier les composantes E_{1x} et E_{2x} (5) dans l'ouverture à l'aide du potentiel électrostatique ϕ :

$$E_{1x} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad E_{2x} = \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

Dans l'ouverture, la charge électrique est nulle, l'application du théorème de GREEN permet d'écrire :

$$\phi(0, y, z) = \iint_{\text{ouv.}} \phi \frac{\partial G}{\partial n} ds - \iint_{\text{ouv.}} \frac{G \partial \phi}{\partial n} ds \quad (28)$$

En appliquant le théorème d'Ostrogradski, on montre que $\iint_{\text{ouv.}} \frac{G \partial \phi}{\partial n} ds = 0$

$$\phi(0, y, z) = \iint_{\text{ouv.}} \phi \frac{\partial G}{\partial n} ds \quad (29)$$

ou encore $\phi(0, y, z) = \frac{1}{2} \iint_{\text{ouv.}} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \phi(0, y', z') ds$ (i.e. (16))

$(0, y', z')$ peut s'écrire à l'aide de la fonction $g(y', z')$

$$\phi(0, y', z') = g(y', z') \cdot E_{0n} \quad (30)$$

\vec{p} s'écrit maintenant : $p = -\epsilon_0 \cdot \iint_{\text{ouv.}} g(y', z') \cdot E_{0n} ds$

en $x = 0$: $E_{2x} = -E_{1x} = \frac{1}{2} E_{0n}$ (6)

condition qui s'écrit : $x \rightarrow 0 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{E_{0n}}{2}$

g est donc solution de l'équation intégrale :

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\pi} \iint_{\text{ouv.}} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) g(y', z') ds \right] \quad (31)$$

la polarisabilité électrique α_e s'écrit : $\alpha_e = \iint_{\text{ouv.}} g(y, z) dy dz$ (32)

$$(27) \text{ devient : } \vec{p} = - \sum_o \alpha_e \vec{E}_{0n}$$

$$\text{avec } \alpha_e = \iint_{\text{ouv.}} g(y,z) dy dz$$

où $g(y,z)$ satisfait à l'équation intégrale (31) :

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\pi} \iint_{\text{ouv.}} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \cdot g(y', z') ds \right] = 1$$

ANNEXE II-1

Caractéristique de l'antenne rhombic utilisée
en émission décimétrique

L'antenne utilisée se présente d'une manière générale comme celle illustrée figure 1 :

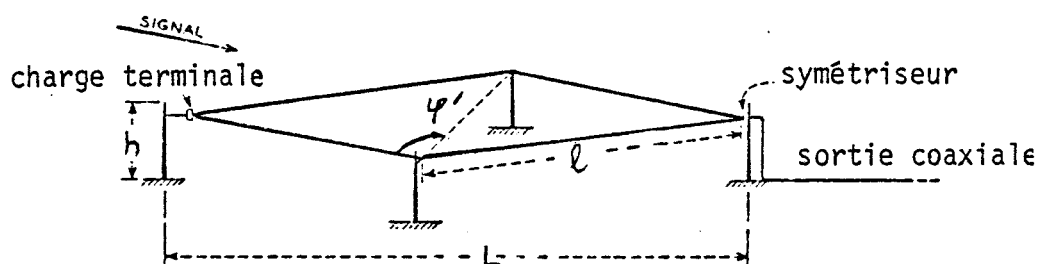
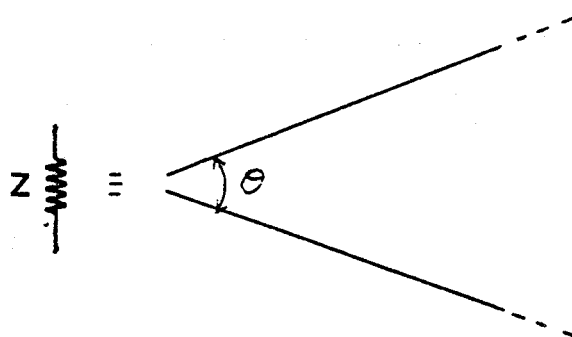


Figure 1

Afin de limiter la surface au sol d'une telle antenne la longueur d'un côté du losange (l) a été ramenée à 50 m. La hauteur au-dessus du sol est de huit mètres, l'antenne est suspendue à quatre pylônes télescopiques haubannés en trois nappes. La résistance terminale (R_0) est de 600Ω (50 w). Nous avons intercalé entre le câble coaxial et l'antenne proprement dite un transformateur symétriseur large bande. Cette disposition nous permet d'obtenir au niveau de l'émetteur un taux d'ondes stationnaires faible dans une large bande de fréquences.

L'impédance d'entrée présentée par deux fils infiniment longs et divergents d'une manière monotone est donnée par la formule suivante :

$$\text{réf. (1)} \quad Z = 120 \times \left[\left(\text{Log} \left(\frac{\lambda}{2\pi a} \right) - 0,6 + \text{Log} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right) \right) \right] - j 170$$



$a =$ diamètre du fil

L'expérience montre que pour une antenne rhombic terminée sur son impédance caractéristique où les réflexions sont donc faibles, cette formule analytique permet une bonne approximation.

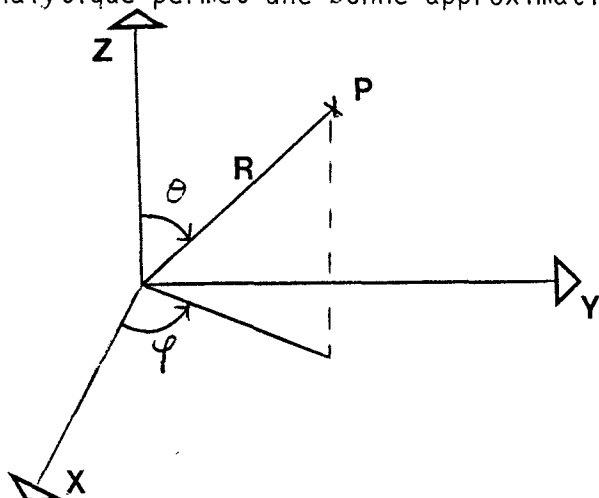


Figure 2 :
 } y colinéaire au grand
 } axe du losange.

En considérant le repère précédent (Figure 2), l'amplitude du champ rayonné en un point P est obtenu à l'aide des relations ci-dessous :

$$A_{(P)} = 240, \pi \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \cdot \cos^2 \varphi' \times \frac{\sin^2 u_1}{u_1} \times \frac{\sin^2 u_2}{u_2} \times I^2$$

réf. : (1)

$$\text{avec : } \begin{cases} u_1 &= \frac{\pi l}{\lambda} \times (1 - \sin \theta \cdot \cos(\varphi - \varphi')) \\ u_2 &= \frac{\pi l}{\lambda} \times (1 + \sin \theta \cdot \cos(\varphi + \varphi')) \end{cases}$$

Ces formules s'appliquent à un rayonnement en espace libre et considèrent une atténuation uniforme des courant $I(l)$ entre l'extrémité générateur et la charge terminale.

φ' est généralement choisi afin que le rayonnement soit maximum selon y nous avons choisi : $\varphi = \theta = \pi/2$

$$A_{(P)} = 240, \pi \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \cdot \cos^2 \varphi' \cdot \frac{\sin^4 \frac{l}{\lambda} (1 - \sin \varphi')}{\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin \varphi')^2} \times I^2$$

En dérivant par rapport à φ' nous obtenons en écrivant : $\frac{d A(P)}{d \varphi'} = 0$

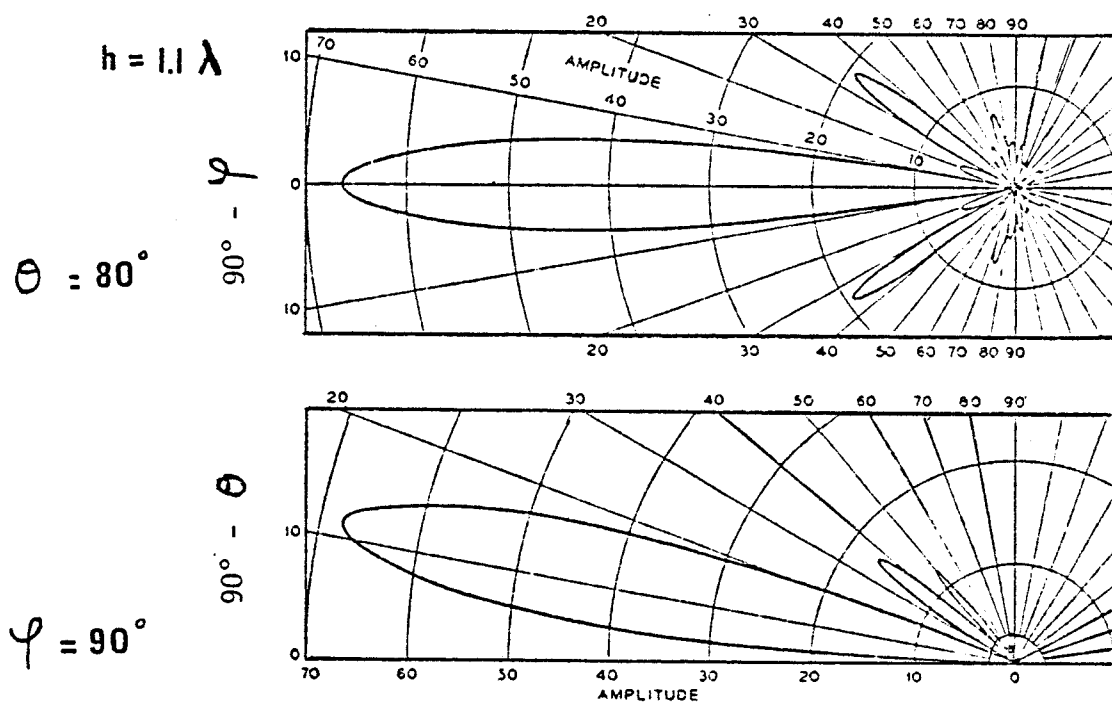
$$\tan \left[\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin \varphi') \right] = \frac{2\pi l}{\lambda} \times \cos^2 \varphi'$$

Ce qui donne accès aux valeurs de φ' en fonction du rapport l/λ

Si nous nous intéressons au diagramme de rayonnement dans le plan vertical, nous constatons que les relations u_1 et u_2 sont lentement variables en fonction de θ au voisinage de $\theta = \frac{\pi}{2}$. Le lobe principal dans le plan vertical est donc assez large, ceci est d'ailleurs une caractéristique de toutes les antennes alimentées par une extrémité. Cette particularité est d'ailleurs exploitée lors de l'utilisation de cette antenne dans des circuits radios opérant en haute fréquence. L'angle d'arrivée des signaux varie en effet considérablement en fonction du temps selon l'évolution des couches ionosphériques.

En présence du sol, les expressions précédentes se modifient. L'angle de départ de l'antenne évolue en fonction du rapport hauteur de l'antenne sur la longueur d'onde (h/λ) nous donnons ci après un exemple de diagramme de rayonnement où :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda = 16 \text{ m} \\ 1/\lambda = 6 \\ \varphi' = 70^\circ \end{array} \right.$$

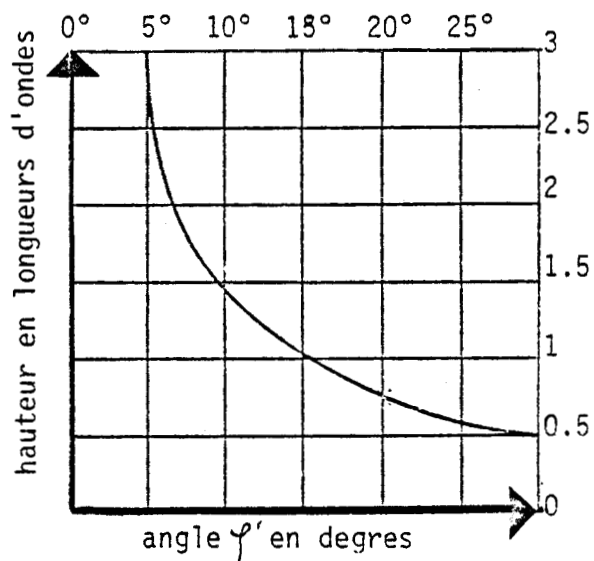


réf. (2)

Figure 3

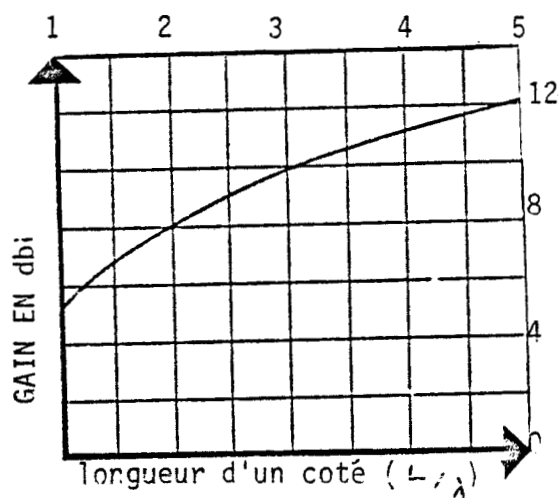
Nous voyons que cette fois-ci nous obtenons un champ nul sous incidence rasante.

L'abaque ci-dessous permet de définir la hauteur de l'antenne nécessaire afin d'obtenir un maximum de champ rayonné pour un angle de départ fixé. Pour des hauteurs très grandes, nous retrouvons le cas de l'espace libre où l'angle de départ est quasi-nul.



réf. (2)

Lorsque cet angle de départ est imposé, il reste à définir le gain que l'on souhaite obtenir de cette antenne:

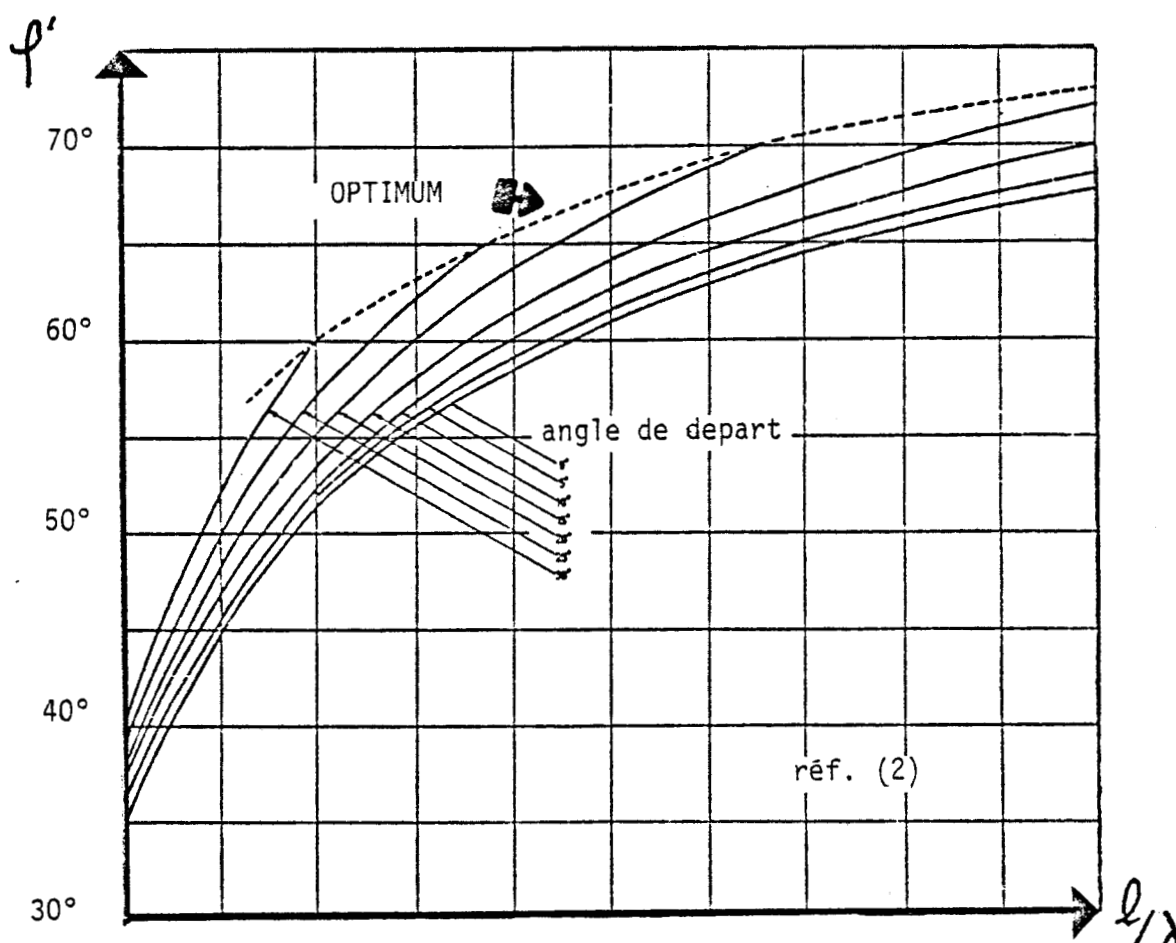


réf. (2)

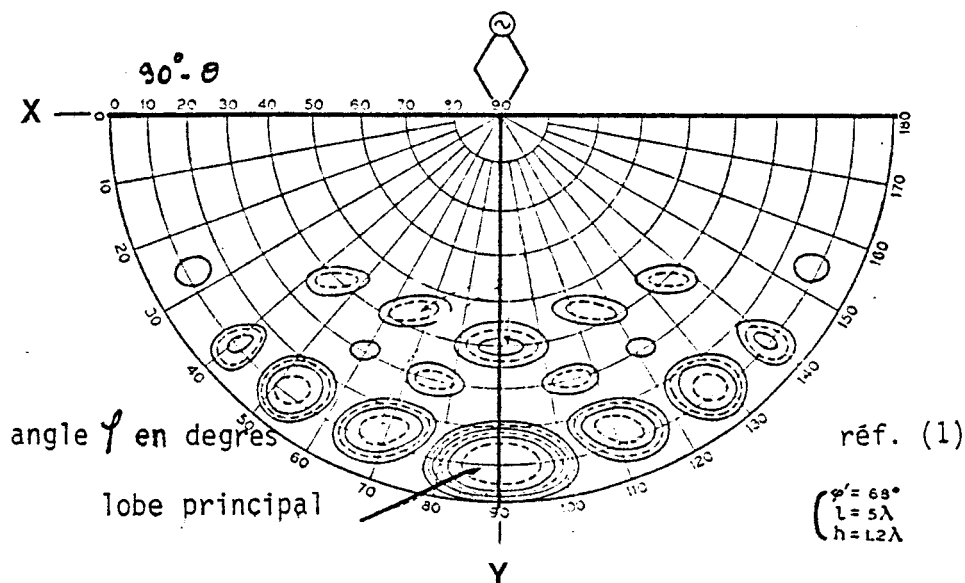
Cette abaque nous permet de connaître avec une précision suffisante le développement à donner à l'aérien afin d'obtenir le gain souhaité.

Enfin reste à définir en présence du sol l'angle ψ' permettant d'obtenir un maximum de rayonnement selon un angle de départ donné. Il n'est ainsi plus possible de dissocier le paramètre hauteur du sol de ceux déterminant le gain de l'antenne, c'est-à-dire : nombre de longueurs d'ondes inscrites sur chaque côté du losange et angle ψ' .

L'abaque ci-dessous nous permet après avoir déterminé l/λ et l'angle de départ de connaître ψ' .



Il est également intéressant de noter l'importance des lobes secondaires dans le cas de la rhombic. Approximativement la moitié de l'énergie est rayonnée par ceux-ci. L'importance de ces lobes secondaires est d'ailleurs plus marquée qu'avec d'autres types d'antennes. Sur la figure ci-après nous donnons un exemple de diagramme de rayonnement dans le cas d'une antenne au dessus d'un plan parfaitement conducteur.



En calculant le flux du vecteur de Poynting autour d'une sphère de grand diamètre centrée sur l'antenne, Gray (1) montre que dans le cas d'une antenne isolée dans l'espace, où l'affaiblissement des courants se propageant le long des fils est une fonction uniformément décroissante de la distance générateur point d'observation la puissance rayonnée s'écrit :

$$P_{\text{ray.}} = 120 \cdot (\log(2 \cdot \beta l \cdot \cos^2 \varphi') + 0,577) I_0^2$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Le gain de l'antenne s'écrit alors :

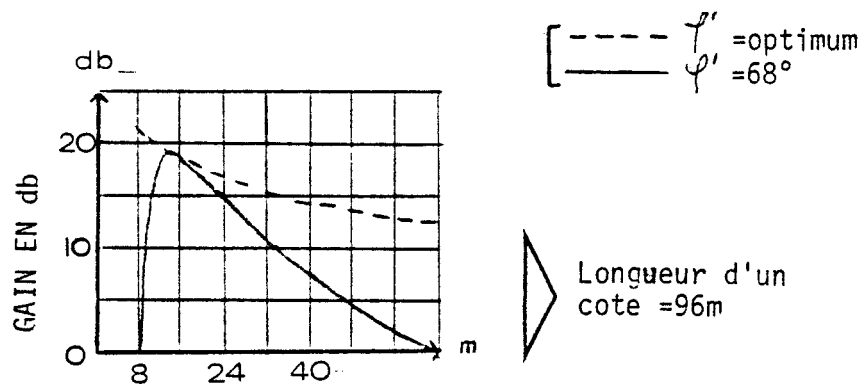
$$g = \frac{8 \cdot (\beta l - u') \cdot \sin^4 u'}{u' \cdot (\log(2 \cdot \beta l \cdot \cos^2 \varphi') + 0,577)} \quad ; \quad g_{\text{db}} = 10 \log g$$

$$\text{avec } u' = \frac{\pi l}{\lambda} \cdot (1 - \sin^2 \varphi')$$

Lorsque l'on utilise l'antenne à une fréquence différente de celle pour laquelle elle a été optimisée l'angle φ' devient non optimum, la réduction de gain s'écrit dans le cas de l'antenne précédente :

$$\frac{g(\varphi'_{\text{opt}})}{g(\varphi')} = \frac{\cos^2 \varphi'_{\text{opt}} \left(\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin^2 \varphi'_{\text{opt}}) \right)^2 \sin^4 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot (1 - \sin^2 \varphi'_{\text{opt}}) \right)}{\cos^2 \varphi' \left(\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin^2 \varphi'_{\text{opt}}) \right)^2 \sin^4 \left(\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin^2 \varphi') \right)}$$

Une telle réduction de gain se produira lorsque l'antenne sera utilisée dans une large bande de fréquences. Nous donnons ci-dessous un exemple d'évolution du gain en fonction de la fréquence lorsque l'antenne est optimisée pour les fréquences hautes.



Dans cet exemple où $l=96\text{m}$ et $\varphi' = 68^\circ$ nous constatons un affaiblissement de 5 db pour une variation d'un octave à partir de la fréquence optimum.

- (1) : ANTENNAS "Théory and Practice"
 S. Schelkunoff, H. Friis
 John Wiley and Sons Inc. 1952.
- (2) : A.R.R.L. "Antenna book"
 ARRL Newington Connecticut.

A N N E X E II-2

Matériel utilisé lors de la campagne de mesures
(100 kHz - 1 GHz)

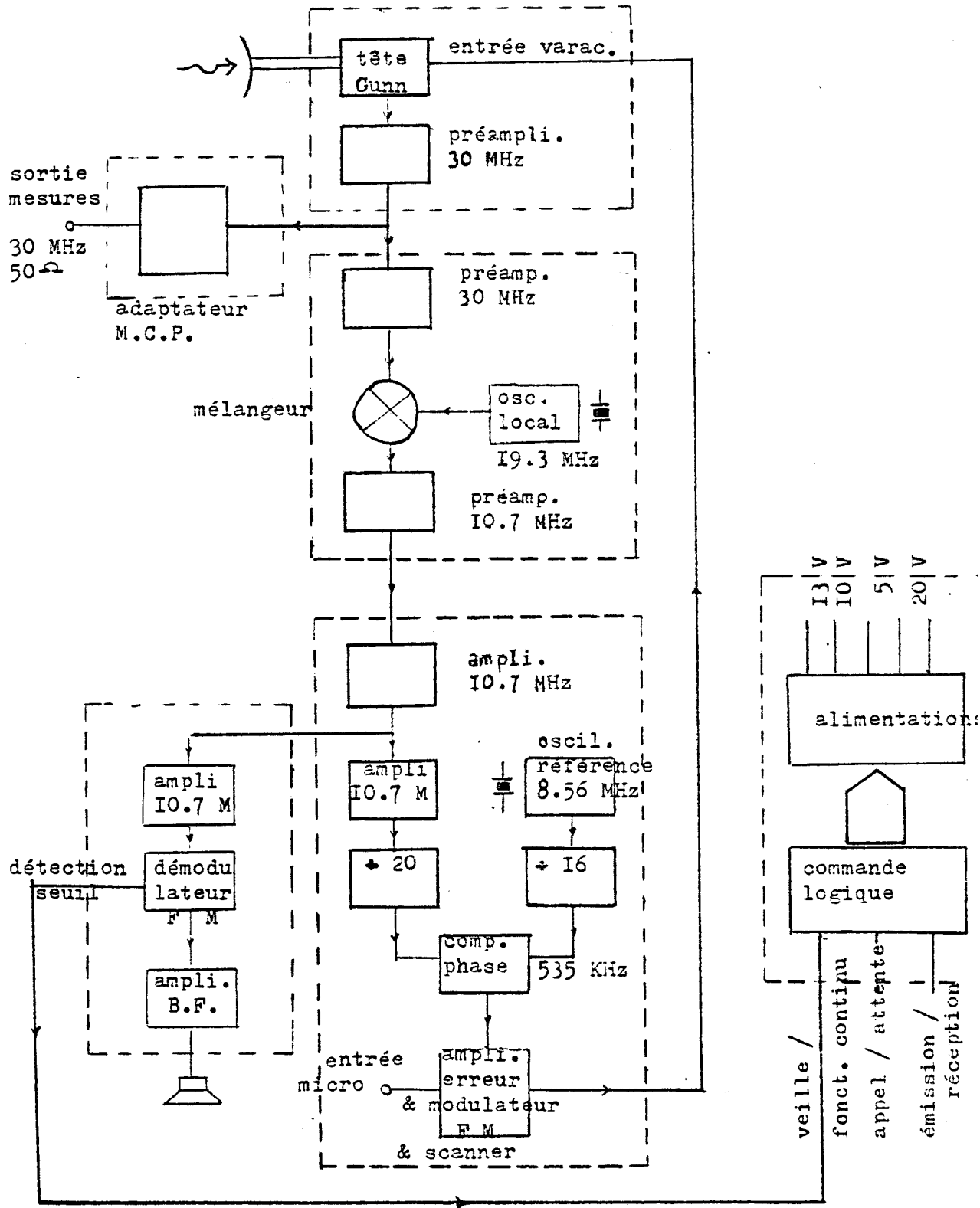
- ⇒ 1° Emission :
- Synthétiseur utilisé dans la gamme 1 MHz - 100 MHz niveau de sortie 1 mW HF_{eff} / 50 Ω
 - Amplificateur Ailtech 5020 1 MHz - 200 MHz 50 W HF_{eff} / 50 Ω (G_p = 60 db)
 - Générateur Sanders 450 MHz - 1 GHz 100 mW HF_{eff} / 50 Ω

- Antennes :
- Rhombic (voir annexe II-1)
 - Yagi 8 éléments 100 MHz
 - Yagi 2I éléments 450 MHz - dipôles 1 GHz

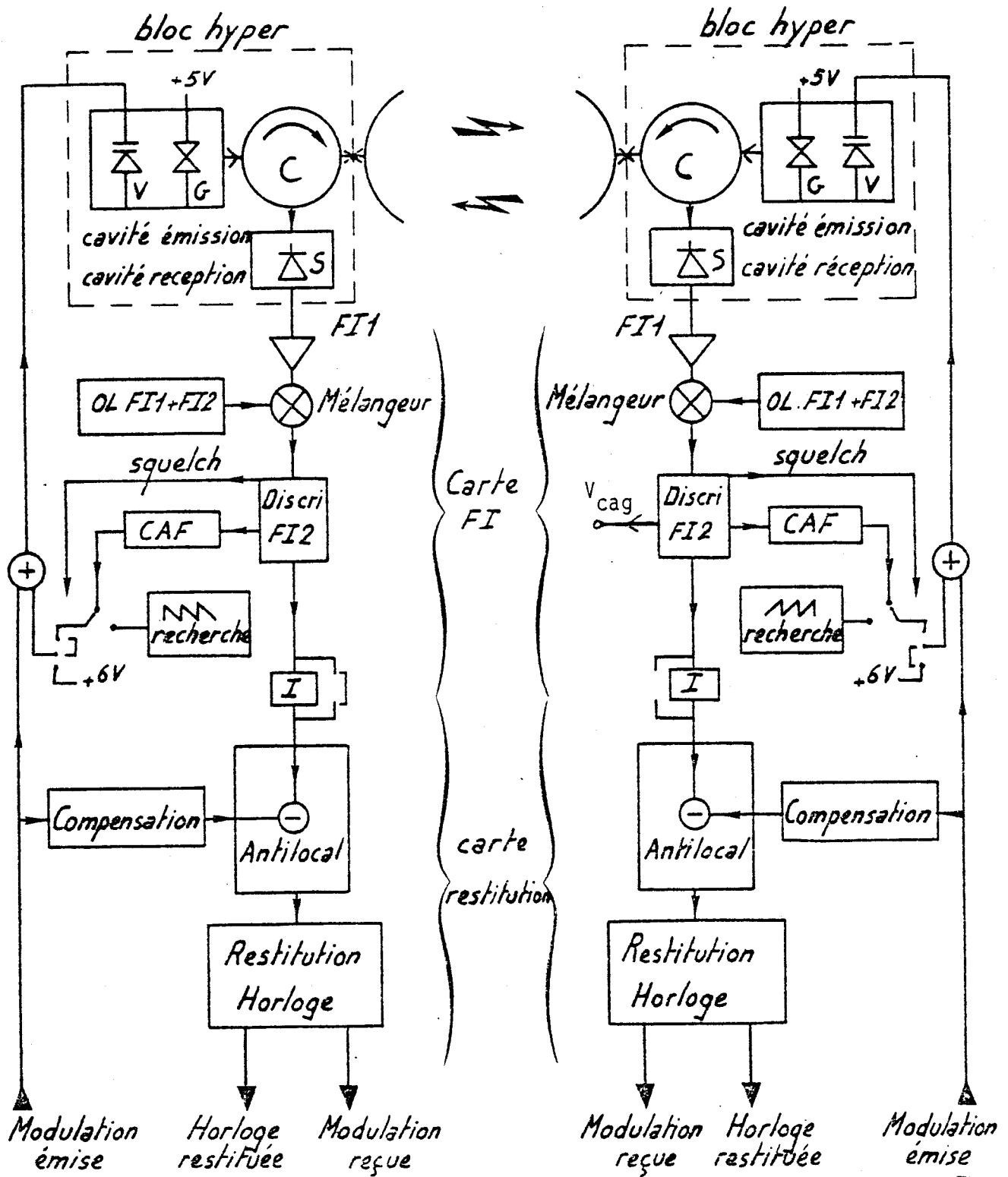
- ⇒ 2° Mesures :
- Mesureur de champs Singer 10 kHz - 30 MHz
 - Mesureur de champs Singer 30 MHz - 1 GHz
 - Mesureur de champs Télec MCP 1 15 kHz - 450 MHz
 - Mesureur de champs Télec MCP 20 25 MHz - 1 GHz

- Capteurs :
- Cadre magnétique 150 kHz - 30 MHz CT 2 Télec
 - Résonateur magnétique 150 kHz - 550 kHz
 - Antenne fouet électrique (1 m) + adaptateur Télec
 - Dipôles Télec (DT 3 à DT 6) de 30 MHz à 1,1 GHz.

- ⇒ 3° Equipements annexes :
- camion laboratoire
 - pylônes pneumatiques télescopiques
 - groupes électrogènes



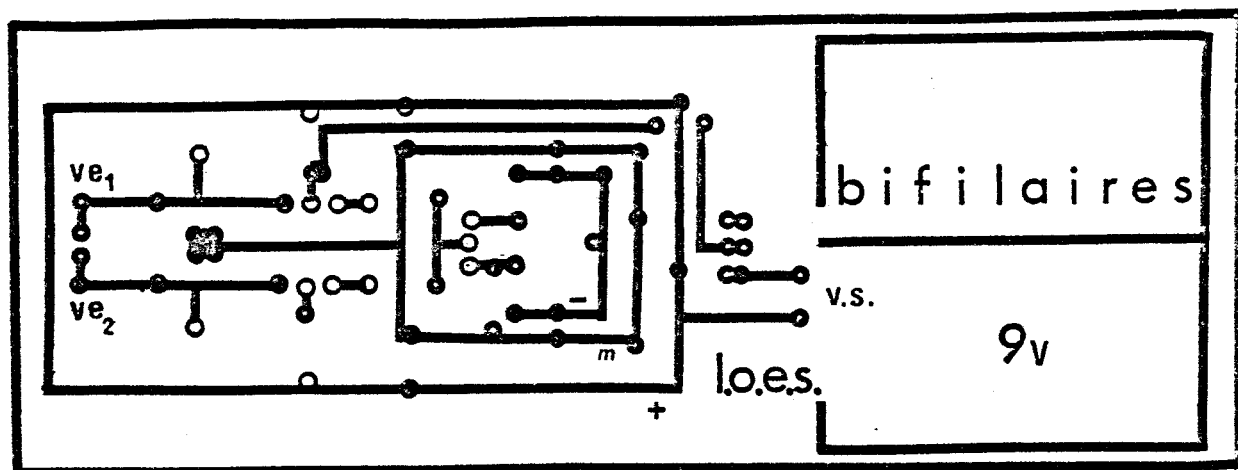
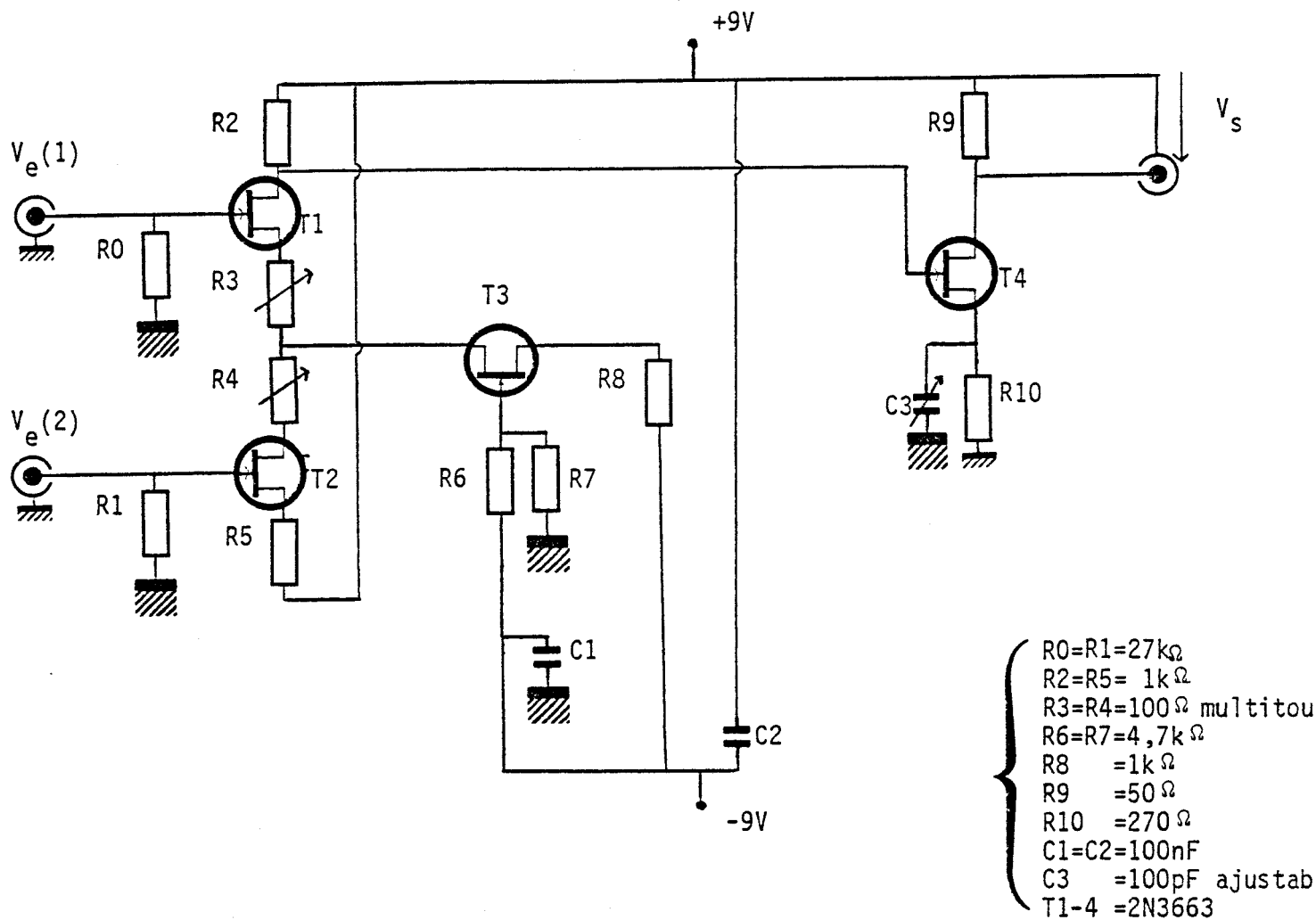
* PLAN SYNOPTIQUE DU MESUREUR DE CHAMPS 10 GHZ (L.O.E.S.)



SYNOPTIQUE DE L'EQUIPEMENT 30 GHZ (CNET). émetteur et récepteur

BUS LILLE

ANNEXE III-1

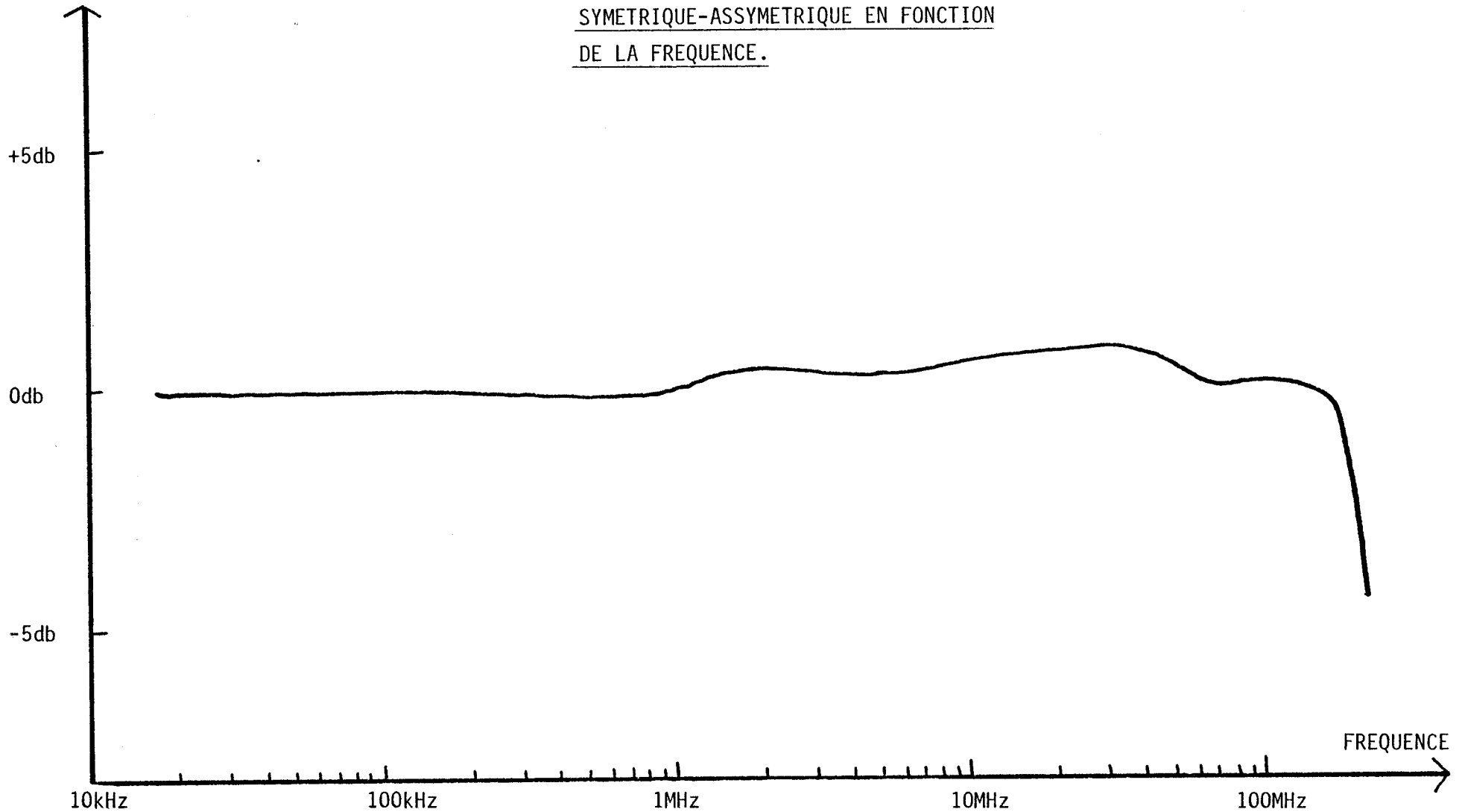


SCHEMA DE PRINCIPE DE L'ADAPTATEUR DESTINE A LA MESURE DES IMPEDANCES DE TRANSFERT DIFFERENTIELLES



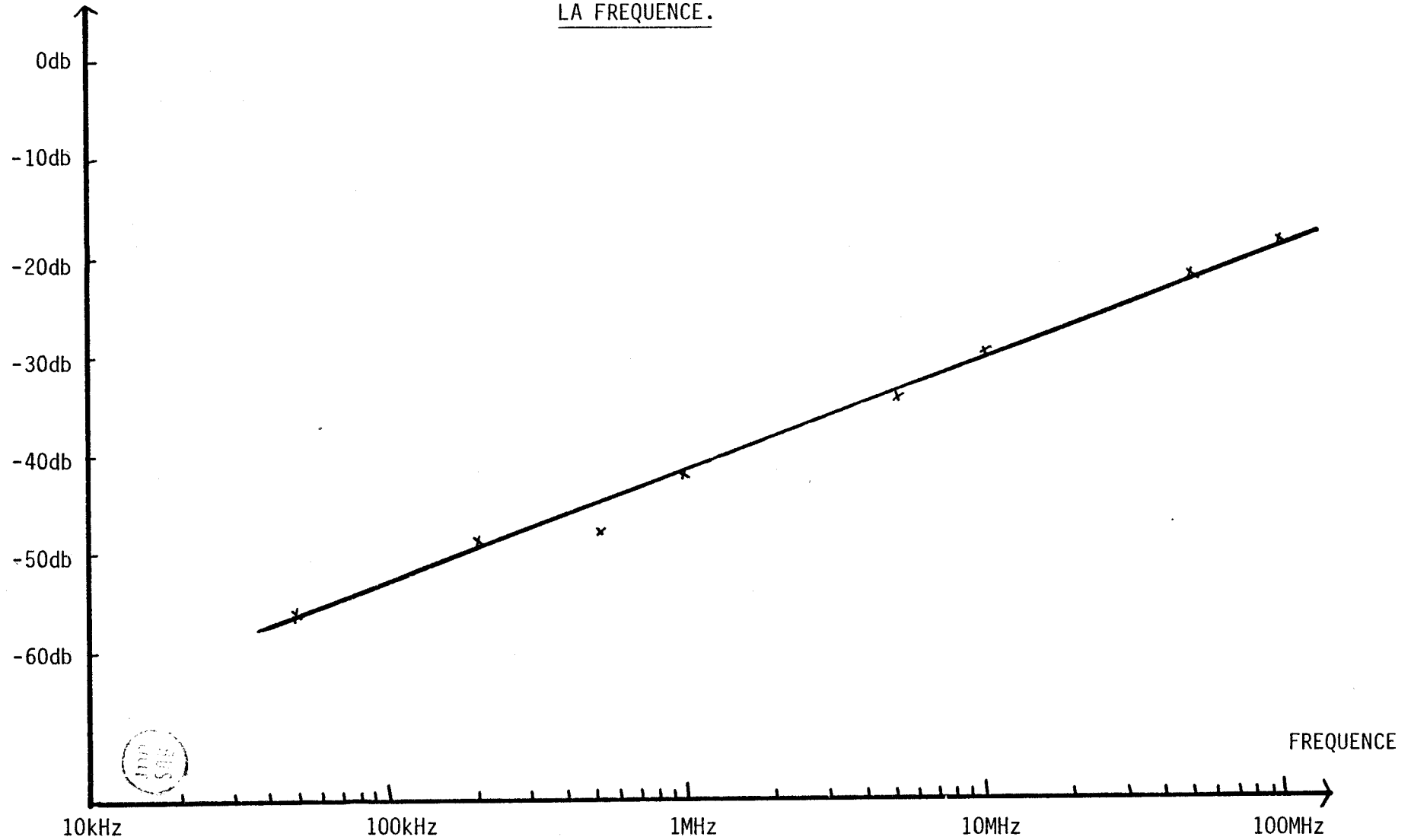
MODULE DU GAIN
DE L'AMPLI DIFFERENTIEL

MODULE DU GAIN DE L'ADAPTATEUR
SYMETRIQUE-ASSYMETRIQUE EN FONCTION
DE LA FREQUENCE.



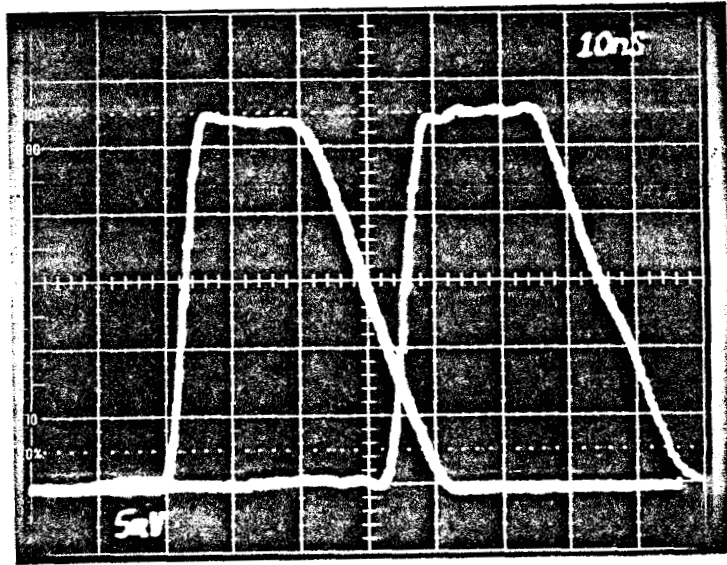
REJECTION DE MODE COMMUN DE L'ADAPTATEUR
SYMETRIQUE-ASSYMETRIQUE EN FONCTION DE
LA FREQUENCE.

REJECTION EN db

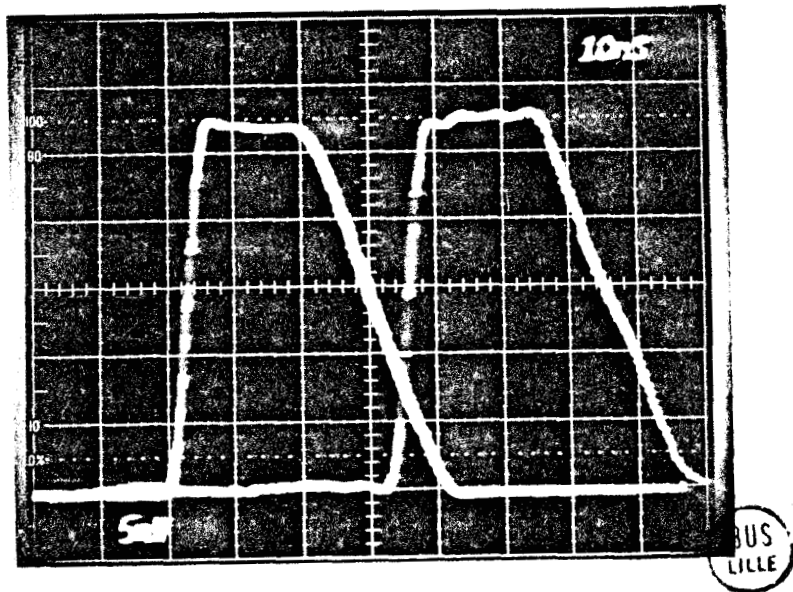


REPONSE EN REGIME D'IMPULSIONS DE L'ADAPTATEUR
SYMETRIQUE-ASSYMETRIQUE.

CHARGE D'ENTREE
DIFFERENTIELLE
=50Ω



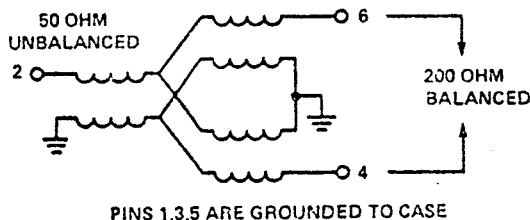
CHARGE D'ENTREE
DIFFERENTIELLE
=100Ω



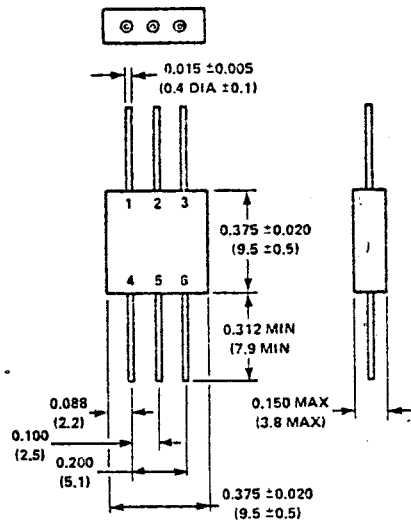
ANNEXE III-2

Symétriseur utilisé pour l'adaptation des charges différentielles par une méthode de réflectométrie.

Le transformateur-symétriseur est monté à l'intérieur d'une fiche de standard "N" modifiée.



MECHANICAL DATA



UNLESS OTHERWISE NOTED, .XXX = ±0.010
*(.X = ±0.3)

WEIGHT (APPROX.): 0.07 OUNCES 1.98 GRAMS

*DIMENSIONS IN () ARE IN MM

FINISH: CASE - GOLD ELECTROPLATED PER MIL-G-45204 TYPE I, CLASS I
COVER - PLATED WITH ELECTROLESS NICKEL PER MIL-C-25074B CLASS I, 0.00012 INCH THICK

LEADS (WELDABLE AND SOLDERABLE): GOLD PLATED PER MIL-G-45204, TYPE I, CLASS I

Fréquences d'utilisation 500kHz-1GHz

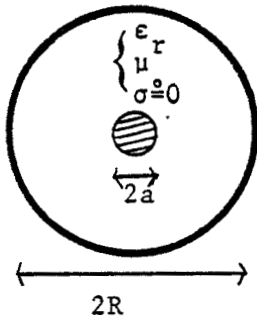


FORMULAIRE

Expressions des constantes linéiques primaires (lignes sans pertes)

=====

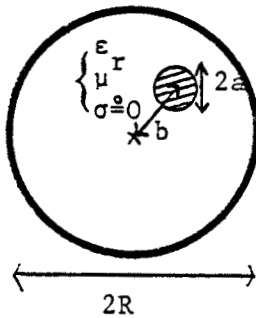
- Câble coaxial centré, blindage parfaitement conducteur :



. Capacité linéique : $C = \frac{2\pi \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0}{\text{Log}\left(\frac{R}{a}\right)}$

. Inductance linéique : $L = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \text{Log}\left(\frac{R}{a}\right)$

- Câble coaxial excentré, blindage parfaitement conducteur (a << R) :

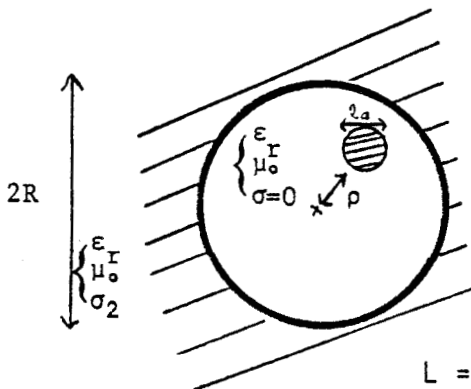


. Capacité linéique : $C = 2\pi \cdot \epsilon_r \times \frac{\epsilon_0}{\text{Log}(\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 1})}$

. Inductance linéique : $L = \frac{\mu_0}{2\pi} \times \text{Log}(\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 1})$

$$\alpha = \frac{a^2 + R^2 - b^2}{2aR}$$

- Câble coaxial excentré, blindage conducteur :



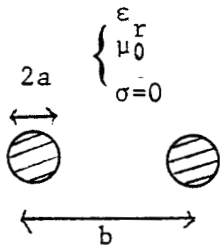
. Capacité linéique $C = 2\pi \cdot \epsilon_r \times \frac{1}{\text{Argch}\left(\frac{R^2 + a^2 - o^2}{2aR}\right)}$

. Inductance linéique :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \text{Log}\left(\frac{R}{\rho+a}\right) + \frac{1}{\gamma_1 R} \frac{k_0(\gamma_1 R)}{k_1(\gamma_1 R)} \times \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \left(\frac{\rho}{\rho+a}\right)^n - \frac{\rho(\rho+a)^n}{b^{2n}} \times \frac{k_{n-1}(\gamma_1 R)}{k_{n+1}(\gamma_1 R)}\right)$$

k_n est la fonction de Bessel modifiée de 2^e espèce.

γ_1 la constante de propagation dans le milieu (1).

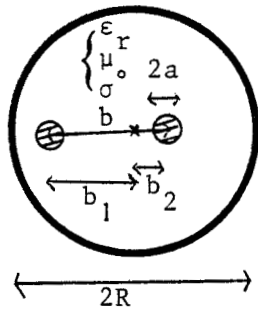


- Ligne bifilaire isolée dans l'espace :

.Capacité linéique : $C = \frac{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{\text{Log } \frac{b}{a}}$

.Inductance linéique : $L = \frac{\mu_0}{\pi} \times \text{Log } \left(\frac{b}{a} \right)$

- Ligne bifilaire sous écran parfaitement conducteur
($2a_i \ll b$)



. Capacité linéique du conducteur (i)

$$C_i = 2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \times \frac{1}{\text{Log } (\alpha_i + \sqrt{\alpha_i^2 - 1})}$$

. Inductance linéique du conducteur (i)

$$L_i = \frac{\mu_0}{2\pi} \times \text{Log } (\alpha_i + \sqrt{\alpha_i^2 - 1})$$

avec $\alpha_i = \frac{a_i^2 + R^2 - b_i^2}{2a_i \times R}$

. Capacité mutuelle de couplage entre les conducteurs (1) et (2)
($a_1 = a_2 = a$)

$$C_m = \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \times \frac{1}{\text{Log} \left(\frac{b}{a} \times \frac{(2R)^2 - b^2}{(2R)^2 + b^2} \right)}$$

. Inductance mutuelle de couplage entre les conducteurs (1) et (2)
($a_1 = a_2 = a$)

$$L_m = \frac{\mu_0}{\pi} \times \text{Log} \left(\frac{b}{a} \times \frac{(2R)^2 - b^2}{(2R)^2 + b^2} \right)$$

* On retrouve les expressions de L_m et C_m du bifilaire isolé dans l'espace en faisant $R \rightarrow \infty$