N° d'ordre 61

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

pour obtenir le titre de Docteur 3me Cycle

par

JACQUES FONTAINE
Ingénieur I. S. E. N.

mention electronique

★

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude théorique et expérimentale de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le sol

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 Octobre 1966, devant la COMMISSION D'EXAMEN

M. R. GABILLARD	Président
M. A. LEBRUN	Examinateur
M. E. CONSTANT	Examinateur

FACULTE DES SCIENCES DE LILLE

Doyens Honoraires : MM. LEFEBVRE, PRUVOST, PARREAU

Professeurs honoraires : MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPELLON, CHAUDRON, CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE FLEURY, P.GERMAIN, KAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET, A.MICHEL NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, WIEMANN, ZAMANSKY

Doyen : TILLIEU, Professeur de Physique

Assesseurs : M. DURCHON, Professeur de Zoologie
M. HEUBEL, Professeur de Chimie Minérale

Professeurs : MM. BACCHUS, Astronomie Calcul numérique
BECART, Physique
BERKER, Mécanique des Fluides
BLOCH, Psychophysiologie
BONNEMAN-BEMIA, Chimie et Physico-Chimie Industrielles
BONTE, Géologie Appliquée
BOUISSET, Physiologie animale
BOURIQUET, Botanique
CELET, Géologie
CORSIN, Paléobotanique
DECUYPER, Mathématiques
DEDECKER, Mathématiques
DEFRETIN, Biologie marine
DEHORS, Physique Industrielle
DELATTRE, Géologie
DELEAU, Géologie
DELHAYE, Chimie minérale
DESCOMBES, Calcul différentiel et intégral
GABILLARD, Radioèlectricité
GERMAIN, Chimie Générale, et Chimie Organique
GLACET, Chimie
GONTIER, Mécanique des Fluides
HEIM de BALSAC, Zoologie
HOCQUETTE, Botanique Générale et Appliquée
LEBEGUE, Botanique
Mme LEBEGUE, Physique
MM. LEBRUN, Radioèlectricité
Mlle LENOBLE, Physique
MM LIEBAERT, Radioèlectricité
LINDER, Botanique
LUCQUIN, Chimie
MARION, Chimie
Mlle MARQUET, Mathématiques

MM MARTINOT LAGARDE, Mécanique des Fluides
MAUREL, Chimie
MENNESSIER, Géologie
MONTREUIL, Chimie Biologie
PEREZ, Physique
PHAM MAU QUAN, Mécanique Générale
POITOU, Algèbre Supérieure
POUZET, Mathématiques
PROUVOST, Géologie
ROUELLE, Physique et Electricité Industrielles
SAVARD, Chimie Générale
SCHALLER, Zoologie
SCHILTZ, Physique
Mme SCHWARTZ, Mathématiques
MM TRIDOT, Chimie minérale appliquée
VIVIER, Zoologie
WATERLOT, Géologie et Minéralogie
WERTHEIMER, Physique

Maitres de Conférences :

MM ANDRE, Zoologie
BEAUFILS, Chimie générale et organique
BLANCHARD, Chimie de la Houille
BOILLET, Physique générale
BOUGHON, Mathématiques
BUI TRONG LIEU, Mathématiques
CHASTRETTE, Chimie Générale
COMBET, Mathématiques
CONSTANT, Physique
DANZE, Géologie
DEVRAINNE, Chimie Minérale
Mme DRAN, Chimie de la Houille
MM FOURET, Physique
GAVORET, Physique Théorique
HERZ, Mathématiques
HUARD DE LA MARRE, Calcul Numérique
LACOMBE, Mathématiques
MAES, Physique
MONTARIOL, Chimie
MORIAMEZ, Physique
MOUVIER, Chimie
NGUYEN PHONG CHAU, Physique
PANET, Physique et Electricité Industrielles
POUZET, Mathématiques
RAUZY, Mathématiques
SAASA, Physique
SEGARD, Chimie Biologique
TUDO, Chimie Minérale
VAILLANT, Calcul des Probabilités
VAZART, Botanique
VIDAL, Physique Industrielle

Conseiller d'Administration Universitaire : M. LEGROS

Attaché Principal : M. FACON

Attachés d'Administration : MM. COLLIGNON, JANS, LEROY

A MA FEMME

A MES PARENTS

Ce travail m'a été confié par Monsieur le Professeur GABILLARD, Directeur du Laboratoire de Radioélectricité et Electronique de la Faculté des Sciences de LILLE. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sentiments de profonde gratitude pour la constante attention qu'il a témoignée à mon égard et pour m'avoir guidé dans cette étude.

La réalisation du matériel nécessaire ainsi que les mesures sur le terrain s'est effectuée avec l'appui d'une équipe de recherches dont nous désirons remercier tous les membres et en particulier MM DESBRANDES et LOUAGE, ingénieurs à l'I.F.P. et MM DUBUS, MARCHANT et PODVIN.
Cette équipe a bénéficié de l'aide de l'Institut Français du Pétrole et de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais.

Nous tenons à remercier ces deux organismes et tout spécialement MM LARBRE, Directeur Technique de l'I.F.P. et LABBE, Directeur de la Division Forage de cet institut, ainsi que Monsieur l'Ingénieur VITUREAU de la D.R.M.E.

Monsieur le Professeur LEBRUN et Monsieur CONSTANT, Maître de Conférences, m'ont fait l'honneur de juger mon travail ; je leur en suis vivement reconnaissant et les remercie pour l'intérêt et la sympathie qu'ils m'ont témoignés tout au long de cette étude.

Que tous mes camarades et le personnel du Laboratoire, pour l'aide constante qu'ils m'ont apportée, veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

S O M M A I R E

I N T R O D U C T I O N

Le sol constitue pour les ondes électromagnétiques un milieu de propagation extrêmement complexe. Il est à la fois absorbant et dispersif.

La mesure de la vitesse de propagation d'un train d'onde constitue un moyen d'étude des propriétés de ce milieu. Cette mesure se heurte cependant à de nombreuses difficultées tant théoriques qu'expérimentales que nous exposerons dans cette thèse.

Notre travail se situe dans le cadre des recherches entreprises depuis I96I par l'équipe du Professeur GABILLARD à l'initiative de l'Institut Français du Pétrole, et poursuivies depuis I964 avec le soutien financier de la D.R.M.E.(*)

Nous allons exposer dans une première partie de notre thèse, les difficultés à surmonter pour effectuer une mesure directe de vitesse de phase des ondes électromagnétiques dans le sol, et les conditions dans lesquelles se sont effectuées nos mesures.

Dans une seconde partie, nous traiterons le problème théorique de la vitesse de propagation de la phase en nous limitant aux conditions particulières de nos expériences. Nous donnerons les moyens d'interpréter nos mesures.

En dernier lieu, nous exposerons la partie expérimentale de notre travail en mettant l'accent sur l'originalité de la méthode de mesure et nous donnerons un certain nombre de résultats expérimentaux que nous avons pu exploiter et interpréter de façon satisfaisante.

(*) Contrat D.R.M.E. N° I96-64

P R E M I E R E P A R T I E

DIFFICULTES RENCONTREES ET CONDITIONS EXPERIMENTALES POUR LA MESURE DE VITESSE DE PROPAGATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DANS LE SOL

I - Difficultés à surmonter pour mesurer la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le sol.

Le relevé expérimental de la courbe de dispersion d'un milieu, nécessite la mesure de la longueur d'onde en fonction de la fréquence de l'onde électromagnétique se propageant dans le milieu.

Dans l'air, la mesure d'une longueur d'onde ne présente aucune difficulté. Il suffit, par exemple, d'installer deux récepteurs identiques espacés de la distance ℓ et de mesurer le déphasage de l'onde qu'ils reçoivent d'un même émetteur éloigné. On ajuste ℓ jusqu'à ce que le déphasage soit égal à 2π.

Mais pour des ondes se propageant dans le sol, il est impossible de se déplacer librement dans le milieu de propagation et on ne dispose la plupart du temps que d'un seul emplacement de récepteur possible, imposé par la structure de la mine ou des cavités naturelles dans lesquelles on opère. Il y a donc intérêt, au lieu de mesurer une longueur d'onde, de chercher plutôt à mesurer le temps de parcours, c'est-à-dire, la vitesse de propagation de l'onde entre deux points accessibles du sous-sol où on installera l'émetteur et le récepteur. On choisira, par exemple, de faire la mesure entre deux galeries de mines ou entre la surface et un point enterré.

Pour mesurer le temps de propagation d'une onde, il faut que celle-ci soit limitée dans le temps. On ne pourra donc pas travailler en onde sinusoïdale entretenue et on devra utiliser un train d'onde de durée bien définie. L'enveloppe de ce train d'onde devra être choisie de manière à ce que sa vitesse de propagation soit reliée d'une manière simple aux vitesses de phases du groupe d'ondes qui le constitue et pour qu'il ne se déforme pas au cours de sa propagation dans le sol. De tels impératifs nous ont fait choisir un groupe d'ondes basse fréquence dont l'enveloppe est une courbe de Gauss. Nous en verrons la raison dans la troisième partie de cette thèse.

La mise en évidence du temps de propagation à l'oscilloscope, par exemple, nécessite de disposer au poste récepteur, d'un signal de référence indiquant l'instant de départ du groupe d'ondes de la station émettrice. L'obtention de ce signal, dans les conditions expérimentales que nous nous sommes fixées, présente de grandes difficultés, les moyens conventionnels nous étant interdits pour plusieurs raisons que nous allons examiner.

I - Il serait possible de relier les deux postes émetteur et récepteur par un câble coaxial transmettant le signal de référence. Mais l'usage de ce câble branché entre le poste d'émission et le poste de réception, perturberait profondément le milieu de propagation en formant guide d'ondes coaxial dont le conducteur central est le câble lui-même et le conducteur extérieur, le milieu environnant. Le récepteur ne verrait plus le groupe d'ondes se propageant dans le sol, mais serait saturé par le signal se propageant beaucoup plus vite et sans atténuation dans la ligne coaxiale ainsi formée entre les deux postes de mesure.

2 - Dans le cas où la mesure s'effectuerait entre deux stations situées à la surface du sol, les antennes émettrices et réceptrices étant disposées à l'intérieur de puits de forage, le signal de référence pourrait être transmis par onde radio se propageant dans l'air à la vitesse de la lumière.

3 - Mais, pour une mesure s'effectuant entre deux galeries de mines éloignées (conditions de nos expériences), nous avons dû mettre au point un dispositif expérimental ne nécessitant pas la transmission d'un signal de référence, mais utilisant une technique de répondeur. La station réceptrice est alors équipée d'un répondeur qui réémet vers la station émettrice, un signal identique à celui qu'elle reçoit. C'est à cette dernière station que l'on mesure le temps de parcours aller et retour. Mais, il se présente une autre difficulté. Les deux stations n'étant séparées que d'une à deux longueurs d'onde, la durée ΔT du groupe d'ondes est plus grande que le temps de parcours Δt.

Si le répondeur retransmettait instantanément le signal, la première station recevrait la réponse avant d'avoir fini d'émettre et son récepteur non découplé de l'émetteur serait saturé.

La réalisation d'un répondeur instantané présente d'ailleurs la même difficulté. Pour éviter cette difficulté, nous avons cherché à découpler les voies de transmission de l'aller et du retour du signal. Il suffit pour cela de transmettre le signal dans un sens à l'aide d'une polarisation horizontale par exemple et dans l'autre sens à l'aide d'une polarisation verticale. Des essais réalisés dans ce sens se sont montrés négatifs, le découplage obtenu étant nettement insuffisant. D'ailleurs, la structure du terrain n'ayant pas la même symétrie, lorsqu'il s'agit d'une antenne verticale et d'une antenne horizontale, ce procédé n'est pas valable.

En définitive, nous avons mis au point une méthode de réponse différée dont nous exposons le principe dans la troisième partie de cette thèse. La réponse est obtenue à l'aide d'un émetteur identique à celui de l'autre poste, produisant un groupe d'ondes de même forme que le signal reçu et dont l'émission est déclenchée, non pas par le signal reçu dont le rapport signal sur bruit est mauvais, mais grâce à une horloge à quartz calée sur la même fréquence que celle synchronisant l'émission de l'autre station. C'est dans ce principe que réside toute l'originalité de cette méthode imaginée par le Professeur GABILLARD et qui nous a permis d'obtenir de très bons résultats.

II - Conditions expérimentales

Les conditions expérimentales nous sont dictées par la nécessité de réaliser une mesure de la vitesse des ondes qui se sont propagées en ligne directe à travers le sol entre les deux stations et non celle d'ondes qui auraient suivi un chemin détourné empruntant le canal atmosphérique.

Il fallait donc, choisir une propagation au sein de la roche tout en utilisant des cavités souterraines existantes. Nous avons, jusqu'à présent, utilisé comme champ d'expérience, une mine de gypse du Bassin Parisien située sous le plateau de l'Hautil" près de Pontoise. Dans ce gisement, nous avons la possibilité de réaliser des transmissions par ondes souterraines à polarisation verticale, canalisées par un sandwich marne-gypse ; ceci sur des étendues de plusieurs kilomètres entre les galeries de la mine et celles d'autres carrières ou champignonnières indépendantes, sans aucune communication entre elles.

La figure I représente la coupe transversale du plateau et permet de situer le gisement de gypse dans lequel se fait la propagation, par rapport à l'ensemble des couches géologiques différentes.

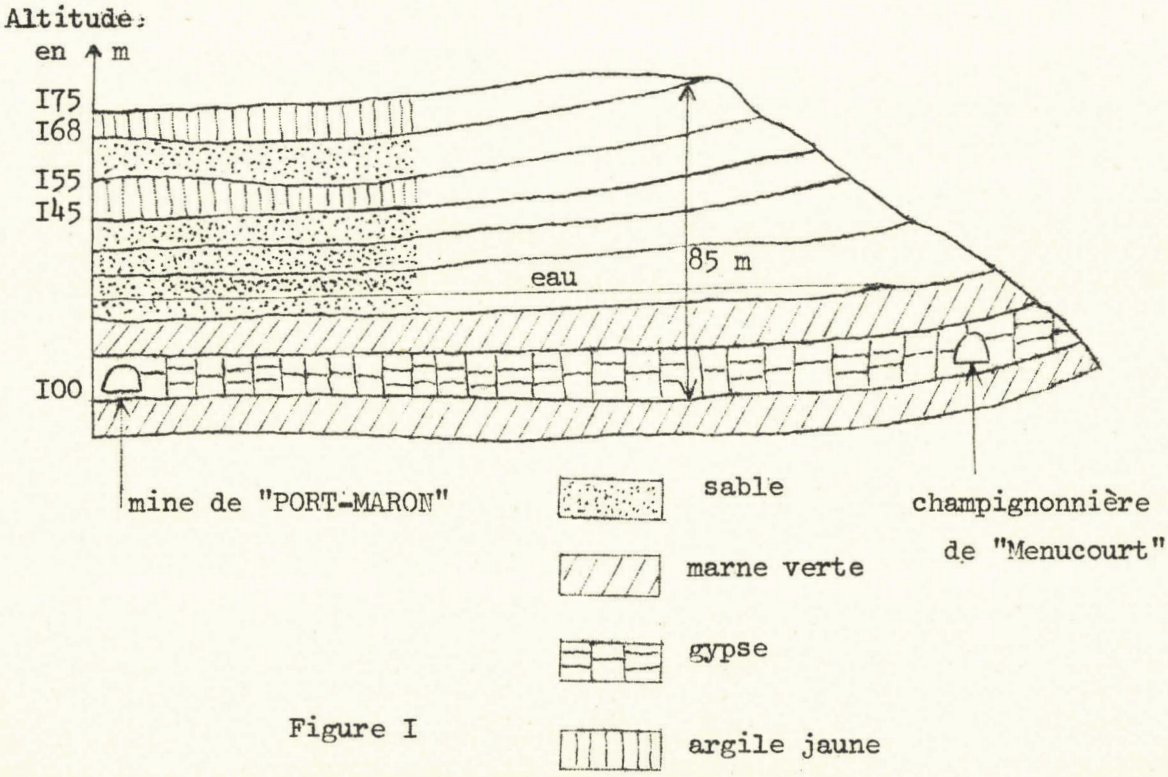


Figure I

D E U X I E M E P A R T I E

ETUDE THEORIQUE DE LA VITESSE DE PHASE D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DANS UN MILIEU ABSORBANT

INTRODUCTION

Le terrain d'expérience sur lequel nous avons réalisé nos mesures peut être représenté par un milieu idéal dont la structure est un sandwich à trois couches :

- La couche de gypse dans laquelle se fait la propagation de résistivité élevée(σ^{-I}= I 000Ωm)
- Les couches supérieures et inférieures de marnes très conductrices(σ^{-I}= 5 à IOΩm).

Les antennes d'émission et de réception entre lesquelles nous avons mesuré la vitesse de propagation d'un train d'onde étaient essentiellement des dipoles verticaux traversant la couche de gypse et mis à la masse dans les couches adjacentes de marnes : figure 2.

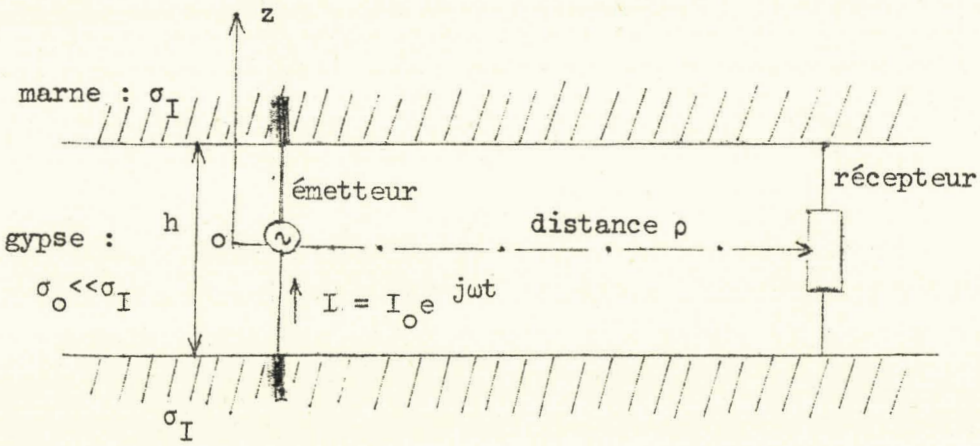


Figure 2

σ_I et σ_2 sont les conductivités respectives des milieux considérés

Le travail théorique que nous allons exposer a pour but d'établir une relation entre les mesures brutes des temps de propagation de signaux que nous avons relevées expérimentalement, et les caractéristiques de dispersion du milieu de propagation (le gypse dans notre cas).

Dans un premier chapitre, nous rappelons la théorie classique de la propagation d'une onde plane dans un milieu homogène et nous introduisons la notion de courbe de dispersion du milieu de propagation.

Dans le second chapitre, nous montrons que dans le cas d'une onde cylindrique, la vitesse de propagation au voisinage de l'antenne est une notion complexe. On peut, en effet, définir une vitesse locale de propagation qui varie avec la distance. Les vitesses de propagation mesurées ne sont donc que des vitesses apparentes qu'il convient de corriger pour aboutir à la courbe de dispersion du milieu. Nous exposons la manière d'effectuer cette correction.

Dans un dernier chapitre, nous montrons qu'il est possible en première approximation, d'assimiler le rayonnement des dipôles que nous utilisons à celui d'un long fil produisant une onde cylindrique, étudiée dans le second chapitre. Nous avons, en fait, utilisé le procédé de correction exposé dans ce second chapitre pour extraire la courbe de dispersion de nos résultats expérimentaux. Ceci ne constitue en fait qu'une approximation qui suppose que les couches externes du sandwich aient une conductivité infinie. Un prolongement possible de cette thèse serait une étude théorique tenant compte de la conductivité finie des couches de marnes et de leur épaisseur limitée ainsi que de l'effet de l'interface air-sol qui joue un rôle.

CHAPITRE I

PROPAGATION D'UNE ONDE PLANE DANS UN MILIEU ABSORBANT

I-I- Courbe de dispersion du milieu

L'étude de la propagation d'une onde plane dans un milieu de conductibilité élevée va nous permettre de mettre en évidence la loi de dispersion d'un tel milieu et de définir les notions de vitesse de phase et vitesse de groupe.

Dans la théorie électromagnétique utilisée pour l'étude des problèmes de propagation dans un sol idéal, homogène et isotrope, le milieu est représenté par trois constantes :

- la perméabilité magnétique μ
- la constante diélectrique ε
- la conductibilité σ.

La théorie électromagnétique se développe à partir des équations de Maxwell qui établissent entre les vecteurs :

$\vec{D}$: excitation du champ électrique

$\vec{H}$: " " " magnétique

$\vec{E}$: champ électrique

$\vec{B}$: " magnétique

$\vec{J}$: densité volumique du courant induit

et le scalaire ρ: densité volumique des charges réparties dans l'espace,

Les relations dynamique suivantes :

$$\vec{rot}\ \vec{H} = \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} + \vec{J} + \frac{\partial D}{\partial t} \qquad (I)$$

$$\vec{rot}\ \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (2)$$

$$\mathrm{Div}\ \vec{D} = \rho \qquad (3)$$

$$\mathrm{Div}\ \vec{B} = 0 \qquad (4)$$

Les vecteurs $\vec{D}$ et $\vec{H}$ apparaissent comme la cause des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ et l'on admet qu'il existe entre causes et effets, les relations de proportionnalités :

$$\vec{E} = \frac{I}{\varepsilon}\ \vec{D} \qquad (5)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \qquad (6)$$

Le champ électrique $\vec{E}$ est à son tour cause du courant induit de densité volumique $\vec{J}$ et on a la relation :

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \qquad (7)$$

Le vecteur $\frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t}$ est la densité de courant active $\vec{J}_o$ que les émetteurs font circuler dans les antennes.

L'étude de la propagation d'une onde plane implique que nous soyons très éloigné du système d'antennes émettrices.

Les relations (I) et (2) prennent alors la forme suivante, sous laquelle nous les utiliserons :

$$\vec{rot}\ \vec{H} = \sigma\vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad (8)$$

$$\vec{rot}\ \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad (9)$$

Un calcul classique permet, par élimination du vecteur $\vec{E}$ ou $\vec{H}$ entre les deux équations de Maxwell (8)et (9), d'obtenir l'équation d'onde de $\vec{E}$ ou $\vec{H}$:

$$\Delta\vec{E} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad (IO)$$

Dans le cas d'une onde plane,se propageant dans une direction oz, cette équation d'onde se réduit à l'expression :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \qquad (II)$$

Dans toute l'étude que nous poursuivons, nous nous limiterons au cas où le courant de déplacement est négligeable ce qui revient à dire que la conductibilité σ du milieu absorbant est beaucoup plus grande que le produit $\omega\varepsilon$, où ω est la pulsation de l'onde supposée sinusoïdale :

$$\sigma >> \omega\varepsilon \qquad (I2)$$

ou encore $f << f_c$ avec $f_c = \dfrac{\sigma}{2\pi\varepsilon}$ (I3) : fréquence caractéristique du milieu (I)*

L'équation (I2) se réduit alors à l'expression

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \qquad (I4)$$

* Référence bibliographique.

On vérifie aisément qu'une onde progressive du type

$$E = E_o \, e^{2\pi i(kz-\nu t)} \qquad (I5)$$

est solution de l'équation (I4) à condition qu'il existe entre le nombre d'onde k et la fréquence ν la relation :

$$\nu = \frac{2\pi}{i\mu\sigma} \, k^2 \qquad (I6)$$

En effet, si on reporte la solution (I5) dans l'équation (I4) nous avons :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = - 4\pi^2 k^2 E \quad ,$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = - 2\pi i \nu E \quad ,$$

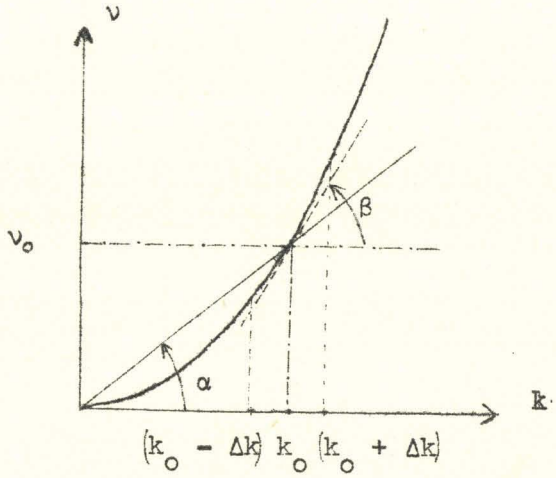


Figure 3

et l'équation (I4) devient :

$$-4\pi^2 k^2 E + \mu\sigma\, 2\pi i\, \nu E = 0$$

soit

$$2\pi\,(i\mu\sigma\nu - 2\pi k^2)\, E = 0$$

ce qui entraîne bien la relation (I6) :

$$\nu = \frac{2\pi k^2}{i\,\mu\sigma}$$

Nous avons donc une loi parabolique reliant la fréquence au nombre d'onde k. Cette relation s'appelle loi de dispersion, (figure 3).

Cette loi de dispersion non linéaire entraîne que des ondes planes de fréquences différentes se propagent à des vitesses de phase différentes. Il en résulte qu'un signal non monochromatique va se déformer au cours de sa propagation.

I-2- Vitesse de phase :

Pour une onde plane monochromatique de fréquence ν, correspond une longueur d'onde $\lambda = I/k$.

La vitesse de phase de cette onde est définie par la relation :

$V_\phi = \lambda\nu$ (I7) ce qui correspond dans le diagramme réel $\nu = f\,(I/\lambda)$ à : $V_\phi = \mathrm{tg}\,\alpha$ (I8) (voir figure 3).

I-3 Vitesse de groupe : V_g

Si, au lieu de considérer une onde monochromatique, on étudie la propagation d'un paquet d'ondes monochromatiques dont les nombres d'onde sont compris entre $k_o + \Delta k$ et $k_o - \Delta k$, $2\Delta k$ étant l'étendue spectrale, et si Δk est petit, la vitesse de groupe du paquet d'ondes sera définie par :

$$V_g = \left(\frac{\partial \nu}{\partial k}\right)_{k=k_o} \qquad \text{Formule de Lord Raleigh} \quad \text{(II) (III)}$$

ou encore

$$V_g = \operatorname{tg} \beta \quad \text{(I9)}$$

On voit donc que dans le cas d'un milieu absorbant dont la loi de dispersion est parabolique, la vitesse de groupe d'un paquet d'onde de fréquence centrale ν_o sera égale au double de la vitesse de phase.

$$V_g = 2V_\phi$$

CHAPITRE II

VITESSE DE PROPAGATION D'UNE ONDE CYLINDRIQUE CREEE PAR UNE ANTENNE VERTICALE DE LONGUEUR INDEFINIE DANS UN MILIEU INFINI.

I. Détermination du potentiel vecteur

L'étude de la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu conducteur, nécessite la connaissance des composantes du champ électrique $\vec{E}$ ou du champ magnétique $\vec{B}$.

Ces composantes sont obtenues à partir d'un potentiel vectoriel, dit vecteur de Hertz $\vec{\Pi}$ que l'on détermine en tous points de l'espace.
pour tous les points situés en dehors des antennes émettrices on a les relations

$$\vec{E} = \overrightarrow{rot.rot\,\pi} \qquad |20|$$

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot\,\alpha\pi} \qquad |2I|$$

avec $\alpha = \mu\varepsilon\frac{\partial}{\partial t} + \mu\sigma$ ## $\mu\sigma$ en courant sinusoïdal basse fréquence. Le vecteur de Hertz $\vec{\Pi}$ doit vérifier l'équation d'onde ; équation différentielle aux dérivées partielles qui traduit mathématiquement l'ensemble des équations de MAXWELL relatives au milieu de propagation. (IV)

$$\Box\,\vec{\Pi} = 0 \qquad |22| \qquad \text{en dehors des antennes}$$

avec : $\Box$: d'alembertien ; $\Box = \Delta - k^2$

Δ laplacien

$$k^2 = \mu\sigma\frac{\partial}{\partial t} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2}{\partial t^2} = j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon) = \gamma^2 \quad \text{en alternatif}$$

γ^2 est le facteur de propagation et aux basses fréquences
$\gamma^2 = j\omega\mu\sigma$

Cette équation s'intègre dans le système de coordonnées choisi, par le procédé classique de la séparation des variables, et permet d'obtenir $\vec{\pi}$ et par suite $\vec{E}$ et $\vec{B}$. (V)

Dans le cas particulier que nous traitons, où l'antenne est constituée d'un fil vertical de longueur indéfinie plongé dans un milieu infini, nous nous placerons en coordonnées cylindriques étant donnée la symétrie de révolution qui existe autour de l'antenne.

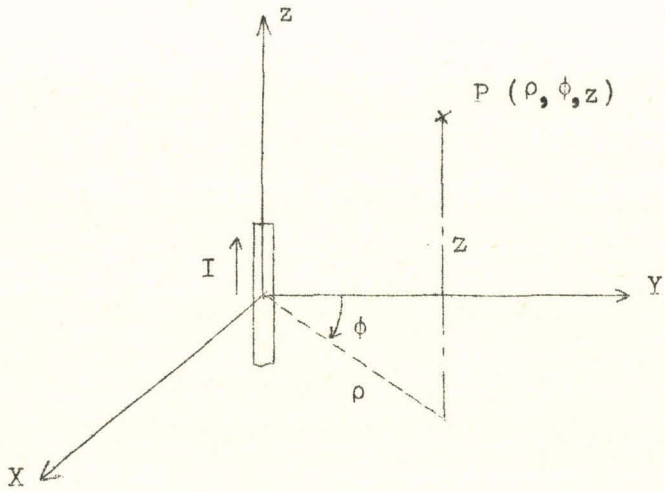


fig.4.

Il n'y aura de courant que suivant l'axe oz matérialisé par l'antenne, donc une seule composante du vecteur de Hertz $\vec{\Pi}$ suivant oz, qui peut s'écrire en séparant les variables sous la forme :

$$\Pi_z = R(\rho) \times \Phi(\phi) \times Z(z) = R.\Phi.Z \qquad |23|$$

L'intégration de l'équation d'onde donne la solution générale de Π_z sous la forme :

$$\Pi_z = \Phi_I \cos n\phi \left[A_\lambda e^{-uz} + B_\lambda e^{uz} \right] \times \left[AJ_n(\rho\lambda) + BY_n(\rho\lambda) \right] \qquad |24|$$

avec : $u = \sqrt{\lambda^2 + \gamma^2}$

$\gamma^2 = j\omega\mu\sigma$ facteur de propagation du milieu considéré de conductivité σ

λ^2 : paramètre d'intégration réel ou complexe que l'on choisira de manière à ce que soient satisfaites les conditions aux limites.

$J_n(\rho\lambda)$ et $Y_n(\rho\lambda)$ sont des fonctions de BESSEL de première et de seconde espèce d'ordre n ; n étant un paramètre (du même type que λ) imposé par la structure du milieu de propagation.

A_λ, B_λ, A, B, sont des constantes généralement fonction de λ qu'il faut déterminer dans chaque cas particulier en tenant compte des conditions aux limites.

Faisons maintenant le choix de ces constantes dans le cas de l'antenne verticale indéfinie que nous considérons.

a) <u>Choix du paramètre λ</u>

Puisque le fil d'antenne est de longueur indéfinie et que l'on suppose la fréquence assez basse pour que la phase du courant en chaque point de l'antenne soit pratiquement la même, il n'y a pas de raisons pour que se produise une propagation dans la direction oz. Autrement dit le potentiel ne doit pas dépendre de la coordonnée z. Ceci impose $u = 0$ et par conséquence : $\lambda = \sqrt{-\gamma^2} = \sqrt{-j\omega\mu\sigma}$

b) <u>Choix du paramètre n</u>

Comme nous sommes en présence d'une symétrie de révolution autour de l'axe oz matérialisé par l'antenne, on doit prendre zéro comme valeur de n pour que le vecteur de Hertz $\vec{\Pi}_z$ soit indépendant de l'angle .

Dans ces conditions il nous reste à choisir A et B de manière à faire apparaître une propagation dans le sens radial et à respecter les conditions aux limites, qui, ici, imposent simplement au vecteur $\vec{\Pi}_z$ de tendre vers zéro lorsqu'on s'éloigne indéfiniment de l'antenne.

or la solution générale de Π_z est de la forme :

$$\Pi_z = \Pi_o \left[A\, J_o(\rho\lambda) + B(\rho\lambda)\right] \qquad |25|$$

puisque:

$u = 0$ et $n = 0$

La quantité $\rho\lambda$ étant complexe :

$$(\rho\lambda = j^{3/2}\sqrt{\omega\mu\sigma}\,.\rho = \frac{j - I}{\sqrt{2}}\, x \quad ; \quad \text{avec} \quad x = \sqrt{\omega\mu\sigma}\,.\,\rho\,,\ n^{bre}\text{réel})$$

les fonctions de BESSEL $J_o(j^{3/2}x)$ et $Y_o(j^{3/2}x)$ tendent vers l'infini lorsque x tend vers l'infini.

On ne peut donc pas utiliser ces fonctions de BESSEL comme solution de l'équation d'onde. Pour palier à cet inconvénient, on utilise une combinaison particulière des fonctions de BESSEL appelée fonction de BESSEL de 3ème espèce ou fonction de HANKEL :

$$J_o\,(\rho\lambda) + j\ Y_o(\rho\lambda) = H_o^1\,(\rho\lambda)$$

$$J_o\,(\rho\lambda) - j(Y_o(\rho\lambda) = H_o^2(\rho\lambda) \qquad |26|$$

$\rho\lambda$ ayant une partie imaginaire positive, on démontre que :

$$\lim_{\rho\lambda\to\infty} H_o^1(\lambda\rho) = 0$$

La fonction $H_o^1(\lambda\rho)$ peut alors convenir comme solution. On doit choisir pour valeurs des constantes d'intégration: $A = I$, $B = j$.

L'expression du potentiel de Hertz est finalement :

$$\Pi_z = \Pi_o H_o^1\,(\lambda\rho) \qquad |27|$$

ou en remplaçant $\rho\lambda$ par sa valeur :

$$\Pi_z = \Pi_o\, H_o^1(j^{3/2}x) \qquad |28|$$

avec $x = \rho\ \sqrt{\omega\mu\sigma}$

Nous obtenons ainsi une expression dont on peut aisément calculer les valeurs en fonction de x. Nous n'avons pas trouvé de table donnant directement la fonction de HANKEL $H_o^1 (j^{3/2}x)$, mais il est possible de tourner la difficulté en exprimant $H_o^1(j^{3/2}x)$ en fonction des fonctions de KELVIN, par la relation suivante :

$$K_o (x\, j^{I/2}) = j \frac{\pi}{2} H_o^1(x\, j^{3/2}) \qquad |29|$$

d'où

$$H_o^1 (j^{3/2}x) = - j \frac{2}{\pi} K_o (x\, j^{I/2}) \qquad |30|$$

les fonctions de KELVIN sont tabulées à partir de la relation :

$$K_o(j^{I/2}x) = Ker(x) + j\, Kei(x) \qquad |3I|$$

Les tables donnent en effet Ker(x) et Kei(x). (VI)

II. Calcul des composantes du champ électromagnétique

Exprimons maintenant les composantes du champ $\vec{E}$ et du champ $\vec{B}$. Nous savons qu'à partir de $\vec{\Pi}$ l'on détermine $\vec{E}$ et $\vec{B}$ à l'aide des relations :

$$\vec{E} = rot.rot\pi$$

$$\vec{E} = rot\alpha'\pi \quad \neq\neq \quad \mu\sigma rot\pi$$

Comme il n'existe qu'une seule composante de $\vec{\Pi}$ suivant oz :

on a :

$$B\phi = \mu\sigma \frac{\partial}{\partial\rho} \Pi_z \qquad |32|$$

$$E_\rho = - \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial\rho\partial z} \qquad |33|$$

$$E_z = \left[\frac{I}{\rho} \frac{\partial \Pi_z}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial \rho^2} \right] \qquad |34|$$

L'expression entre crochets de la relation (34) peut s'écrire à partir de la formule donnant le laplacien de Π_z en coordonnées cylindriques.

$$\frac{I}{\rho} \frac{\partial \Pi_z}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial \rho^2} = \Delta \Pi_z - \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2}$$

où l'équation d'onde donne : $\Delta \Pi_z - \gamma^2 \Pi_z = 0$

d'où on tire :

$$E_z = \gamma^2 \Pi_z - \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2} \qquad |35|$$

Mais de plus $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ puisqu'il n'y a pas de propagation suivant oz.

En définitive :

$$\left| \begin{array}{l} E_z = \gamma^2 \Pi_z = j\omega\mu\sigma \Pi_z \\ B_\phi = \mu\sigma \frac{\partial}{\partial \rho} \Pi_z \\ E = 0 \end{array} \right. \qquad |36|$$

Pour le calcul de la vitesse de propagation de l'onde cylindrique, seule nous intéresse la composante E_z du champ électromagnétique.

$$E_z = \gamma^2 \Pi_z = j\omega\mu\sigma \Pi_z$$

en remplaçant Π_z par sa valeur, nous obtenons :

$$E_z = \frac{2\omega\mu\sigma}{\pi} \Pi_o \left[\ker(x) + j \, \mathrm{Kei}(x) \right] \qquad |37|$$

Il reste à déterminer la constante Π_o.

Pour cela nous allons calculer à partir de la relation |36| la composante du champ magnétique transversal H_ϕ et nous lui imposerons de vérifier le théorème d'Ampère en courant continu.

Ceci signifie que nous devons avoir, pour $\omega = 0$:

$$H_\phi = \frac{I}{2\pi\rho} \qquad |38|$$

or, nous avons par ailleurs d'après |36|

$$H_\phi = + \sigma_o \frac{\partial}{\partial\rho} (\Pi_z)$$

lorsque $\omega \to 0$; $x = \sqrt{\omega\mu\sigma_o} \cdot \rho \to 0$
et nous avons,

$$\mathrm{Ker}(x) \simeq - (\log \frac{x}{2} + \gamma)$$

où γ = constante d'EULER = 0,577 ...

$$\text{et} \quad \mathrm{Kei}(x) \simeq - \frac{\pi}{4}$$

L'expression de Π_z devient donc, pour $\omega \to 0$:

$$\Pi_z = \frac{2}{\pi} \Pi_o \left[- \frac{\pi}{4} + j(\log \frac{x}{2} + \gamma) \right]$$

$$\text{ou} \quad = 2j \frac{\Pi_o}{\pi} \left[\log \frac{x}{2} + \gamma + j \frac{\pi}{4} \right] \qquad |39|$$

$$\text{et} \quad |H_\phi|_{\omega=0} = \frac{2j}{\pi} \frac{\sigma_o}{\rho} \Pi_o \qquad |40|$$

en identifiant |38| et |40| nous obtenons la valeur de Π_o :

$$\Pi_o = -j \frac{I}{4\sigma_o}$$

l'expression du potentiel de Hertz s'écrit en définitive :

$$\boxed{\Pi_z = -\frac{I}{2\pi\sigma_o}\left[\mathrm{Ker}(x) + j\mathrm{Kei}(x)\right]} \qquad |41|$$

et la composante verticale du champ électrique devient :

$$\boxed{E_z = \frac{\omega\mu I}{2\pi}\left[\mathrm{Kei}(x) - j\mathrm{Ker}(x)\right]} \qquad |42|$$

ou encore :

$$E_z = \frac{\omega\mu I}{2\pi} B(x)\, e^{-j\,\psi(x)}$$

avec :

$$B(x) = \sqrt{\mathrm{Ker}(x)^2 + \mathrm{Kei}(x)^2}$$

$$\psi(x) = \mathrm{Arctg}\,\frac{\mathrm{Ker}(x)}{\mathrm{Kei}(x)} \qquad |43|$$

III. Détermination de la vitesse de phase de l'onde cylindrique crée par une antenne verticale indéfinie dans un milieu infini de conductivité σ_o.

III.I. Vitesse locale de propagation de la phase de l'onde électromagnétique (VII)

Si on rétablit le facteur temps $e^{j\omega t}$ dans l'expression du champ électrique, on a :

$$E_z = E_o\, B(x)\, e^{j(\omega t - \psi(x))}$$

où $E_o.B(x)$ est le terme d'amplitude ; avec $E_o = \frac{\omega\mu I}{2\pi}$

Si on représente la répartition de l'amplitude du champ électrique aux instants t et Δt en fonction de la distance ρ, nous avons la figure suivante :

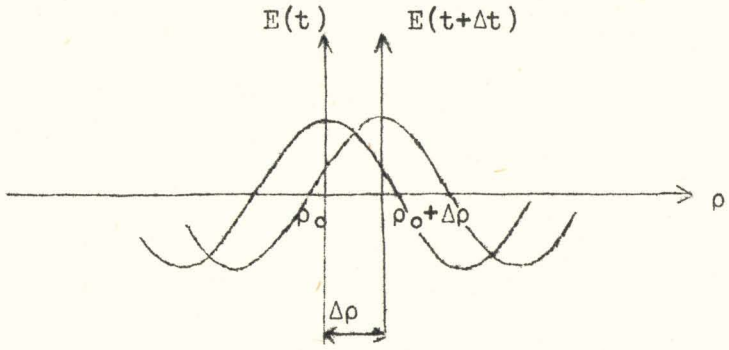


fig.5.

Par définition, la vitesse de propagation de la phase de l'onde est donnée par :

$$V_\phi = \frac{\Delta\rho}{\Delta t} \qquad |44|$$

Nous allons voir qu'au voisinage de l'antenne, cette vitesse est fonction de la distance ρ. Il s'agit donc d'"une vitesse locale".

A une distance ρ_o de l'origine, E(t) à l'instant t, a une certaine phase $\phi = \omega t - \psi(x)$ |45|

Si on se déplace de $\Delta\rho$, à la distance $\rho_o + \Delta\rho$, on retrouve la même phase ϕ au temps $t + \Delta t$ tel que :

$$\phi = \omega(t + \Delta t) - (\psi + \Delta\psi) \qquad |46|$$

avec $\Delta\psi = \frac{\partial\psi}{\partial x} \cdot \Delta x$, puisque ψ est une fonction de x.

Nous avions posé $x = \rho\sqrt{\omega\mu\sigma}$. Pour utiliser une notation plus classique, faisant apparaître une grandeur fondamentale δ, profondeur de pénétration, nous poserons :

$$\eta = \frac{\rho}{\delta} \qquad \text{avec} \qquad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \qquad |47|$$

Nous avons alors ;

$$x = \sqrt{2} \, . \eta$$

et on pourra exprimer la fonction $\psi(x)$ en fonction de η. Par la suite, nous utiliserons la fonction :

$$\Phi(\eta) = \psi(\sqrt{2} \, . \eta) = \psi(x)$$

c'est cette fonction $\Phi(\eta)$ que nous avons tracé fig. 6 . et qui servira dans le calcul de la vitesse réelle de phase.

Ainsi : $$\Delta\psi = \frac{\partial\psi}{\partial x} \Delta x = \Delta\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial\eta} \Delta\eta = \frac{\partial\Phi}{\partial\eta} \frac{\Delta\rho}{\delta}$$

Pour que les expressions |45| et |46| soient égales, il faut avoir :

$$\omega\Delta t - \frac{\partial\phi}{\partial\eta} \cdot \frac{\Delta\rho}{\delta} = 0 \qquad |48|$$

Nous voyons que l'on peut tirer de cette équation, la valeur de la vitesse de phase :

$$V_\phi = \frac{\Delta\rho}{\Delta t} = \omega\delta \times \frac{I}{\frac{\partial\Phi}{\partial\eta}} \qquad 49$$

D'après la fig. 6 . représentant $\Phi(\eta)$, nous constatons que la dérivée de cette fonction dépend de η et par suite que la vitesse de phase V_ϕ dépend de η c'est-à-dire de la distance ρ.

Remarquons qu'au voisinage de l'antenne, la dérivée varie beaucoup avec la distance, en particulier pour des distances inférieures à la profondeur de pénétration δ, où $\eta \leq I$.

III.2. Vitesse de propagation apparente et réelle

Calculons maintenant le temps de parcours de la phase, entre l'antenne émettrice et un point situé à une distance ρ_o.

abaque donnant $\Phi = f(\eta)$.

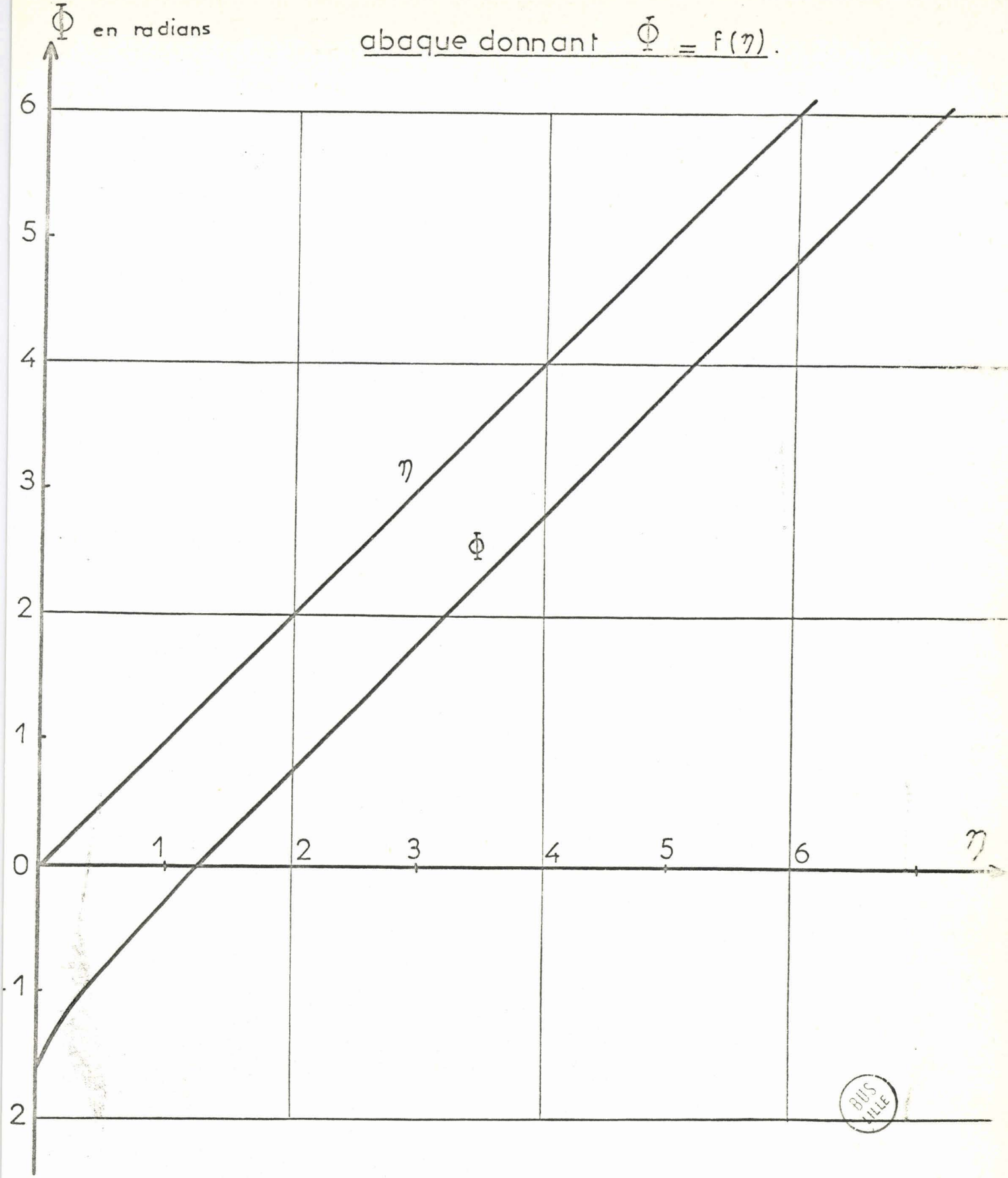


FIG. 6.

A toute valeur de ρ, correspond une valeur de η, donc une valeur instantanée de la vitesse :

$$V(\eta) = \omega\delta \frac{I}{\frac{\partial \Phi}{\partial \eta}}$$

Pour parcourir une distance $\Delta\rho$, la phase de l'onde utilisera le temps:

$$dt = \frac{I}{V(\eta)} d\rho = \frac{\delta}{V(\eta)} d\eta = \frac{\delta}{\omega\delta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} d\eta$$

le temps total utilisé sera donc :

$$\Delta t = \int_{o}^{\eta_o} \frac{\delta}{\omega\delta} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} d\eta = \frac{\delta}{\omega\delta} \Phi_o(\eta_o)$$

La valeur de la vitesse mesurée par les appareils de mesure, entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice distante de ρ_o sera donc une "vitesse apparente" égale à :

$$V_a = \frac{\rho_o}{\Delta t} = \omega\delta \frac{\rho_o}{\delta} \frac{I}{\Phi_o}$$

d'où

$$\boxed{V_a = \omega\delta \times \frac{\eta_o}{\phi_o}} \qquad |50|$$

D'après la fig.6. représentant $\Phi(\eta)$, on voit que V_a tend vers une valeur limite $\omega\delta$ lorsque η augmente.

Nous poserons : $V_{\phi\infty} = \omega\delta$ |5I|

$V_{\phi\infty}$ est la vitesse "réelle" de propagation de la phase de l'onde. Cette vitesse réelle est la vitesse de phase théorique que l'on peut calculer connaissant la conductivité σ du milieu et la fréquence f de l'onde :

$$V_{\phi\infty} = \omega\delta = f\lambda = \sqrt{\frac{4\pi}{\mu\sigma} f}$$

Remarquons que $V_{\phi\infty}$ est la vitesse de propagation de la phase d'une onde plane dans le même milieu. C'est évidemment cette vitesse que l'on cherchera à obtenir et à relier aux propriétés physiques du milieu de propagation.

En définitive la vitesse apparente que l'on mesure directement en mesurant le temps de parcours de la phase du dipole émetteur au point de réception ρ_o est égale à :

$$\boxed{V_a = V_{\phi\infty} \times \frac{\eta_o}{\Phi_o}}$$

Conséquences expérimentales

Il est nécessaire d'extraire $V_{\phi\infty}$, seule caractéristique physique du milieu de propagation indépendante du système d'émission, de la vitesse apparente résultant des mesures expérimentales.

Or : $V_{\phi\infty} = 2\pi\delta f$. Il faut donc pouvoir calculer la profondeur de pénétration δ à partir des mesures effectuées. On peut écrire que :

$$V_{\phi\infty} = 2\pi\delta f = 2\pi\rho f \frac{I}{\eta}$$

d'où il en résulte que V_a prend la forme :

$$V_a = 2\pi\rho f \frac{I}{\Phi}$$

pour chaque mesure de V_a on peut donc calculer :

$$\Phi = \frac{2\pi\rho f}{V_a}$$

l'abaque $\Phi = f(\eta)$ de la fig.6. donne ensuite η d'où on déduit δ, puis σ la conductivité du milieu.

Le procédé expérimental, utilisé pour la mesure de la vitesse apparente V_a est décrit dans la troisième partie de cette thèse.

CHAPITRE III

CAS D'UN DIPOLE PLACE DANS UN MILIEU DE CONDUCTIVITE σ_o, COMPRIS ENTRE DEUX MILIEUX DE CONDUCTIVITE σ_I

I - Détermination du vecteur de Hertz

Nous venons de traiter le problème d'une antenne verticale infinie dans un milieu infini. Nous avons vu, en fait, que l'idéalisation théorique du terrain que nous avons utilisé, est un milieu à trois couches représenté figure 7.

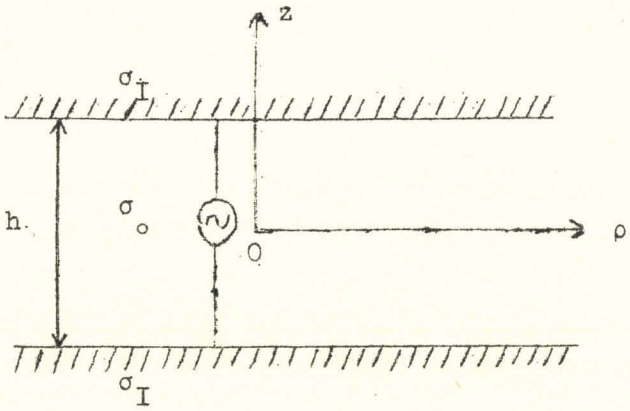


Fig. 7

Ce milieu forme un sandwich dont la couche centrale a une conductivité σ_o et une hauteur h. Les couches adjacentes sont supposées symétriques de conductivité $\sigma_I >> \sigma_o$ et d'épaisseur indéfinie.

Pour une première approximation, nous n'avons pas tenu compte de l'influence de l'interface air-sol car les terrains situés au dessus du sandwich sont de conductivité assez élevée et les ondes s'y absorbent rapidement.

Nous allons déterminer l'expression du vecteur de Hertz dans le milieu central en nous plaçant en coordonnées cylindriques comme dans le problème précédent.

Nous admettons que l'antenne peut être considérée comme un dipôle émetteur élémentaire, puisque sa hauteur h est très petite devant la distance ρ.

Nous savons que, dans le cas d'un milieu infini, le dipôle élémentaire donne naisssance à un vecteur de Hertz $\vec{\pi}$ qui vérifie l'équation d'onde $\Box \vec{\pi} = 0$ et qui a pour expression

$$\vec{\pi} = P_o \frac{e^{-\gamma_o r}}{r} \qquad (52)$$

avec $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$

$$\gamma_o = \sqrt{j \omega \mu \sigma_o}$$

$$P_o = \frac{I h}{4\pi\sigma_o}$$

A cause de la position verticale du dipôle suivant l'axe oz, le vecteur $\vec{\pi}$ n'a qu'une composante suivant oz : π_z.

Dans un milieu stratifié horizontal, nous avons dans le milieu central, un potentiel de hertz que nous noterons :

$$\pi_{zo} = \pi_o$$

Dans les milieux adjacents, les potentiels sont identiques et se noteront $\pi_{zI} = \pi_I$.

Plaçons nous dans le milieu central et cherchons à exprimer le potentiel π_o. Si ce milieu était seul, infini, on aurait :

$\pi_o = \pi_o^p =$ potentiel primaire du type:

$$\pi_o^p = \frac{I\, d\ell}{4\pi\sigma_o} \; \frac{e^{-\gamma_o r}}{r}$$

Mais, il y a les deux interfaces symétriques qui vont agir en réfractant et en réfléchissant l'onde. Elles interviennent donc en ajoutant à l'expression du potentiel primaire π_o^p , un terme supplémentaire qu'on appelera potentiel secondaire $\pi_o^s\,(\rho, z)$.

Dans les milieux externes, le potentiel primaire n'existe pas , seul un potentiel secondaire produit par réfraction sur les interfaces intervient :

$$\pi_I = \pi_I^s\,(\rho\ z) \qquad (53)$$

En définitive, pour le milieu central, le potentiel de Hertz est de la forme :

$$\pi_o = \frac{I\, d\ell}{4\pi\sigma_o} \; \frac{e^{-\gamma_o r}}{r} + \pi_o^s\,(\rho\ z) \qquad (54)$$

Chaque terme de cette expression doit satisfaire l'équation d'onde : $(\Delta - \gamma^2)\pi = 0$.

$$(\Delta - \gamma^2)\pi_o^s(\rho z) = 0$$

$$\text{et} \quad (\Delta - \gamma^2)\pi_I^s(\rho z) = 0$$

or, nous connaissons la solution générale d'une telle équation :

$$\pi(\rho z \phi) = \phi\cos(n\phi)\left[A_\lambda e^{-uz} + B_\lambda e^{uz}\right] \times \left[A J_n(\rho\lambda) + B Y_n(\rho\lambda)\right] \qquad (55)$$

- le nombre n définit la variation de π autour de l'axe oz, c'est-à-dire par rapport à ϕ.

- λ est un paramètre d'intégration

- $u = \sqrt{\lambda^2 + \gamma^2}$ avec $\gamma^2 = j\omega\mu\sigma$ (dans l'approximation faite des basses fréquences).

Remarquons tout de suite que les potentiels secondaires π_o^s et π_I^s doivent rester finis lorsque ρ tend vers zéro. Pour satisfaire cette condition, il faut éliminer la solution particulière en $Y_n(\rho\lambda)$ c'est-à-dire faire $B = 0$.

Dans le cas particulier que nous traitons, d'un dipole vertical dans un milieu stratifié horizontal, quelques remarques s'imposent pour la détermination des contantes n, λ, A_λ, B_λ.

a) <u>Détermination de n</u> :

Il existe une symétrie de résolution autour de l'axe oz puisque l'antenne matérialise cet axe : figure 9.

Le potentiel de Hertz ne va donc pas dépendre de l'angle ϕ et nous avons :

$$n = 0$$

b) <u>Détermination de λ</u> :

Le paramètre λ est un paramètre d'intégration.

On démontre dans le cas d'une onde plane arrivant sur une interface que λ dépend de l'angle d'incidence θ sur l'interface.

Dans le cas présent comme l'antenne émet dans toutes les directions, il y a une infinité de valeur de l'angle d'incidence θ comprises entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ et λ peut donc prendre une infinité de valeur comprise entre 0 et ∞.

La solution générale va donc s'exprimer par une combinaison linéaire de toutes les solutions particulières correspondant à chaque valeur de λ :

$$\pi(r\phi z) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} A_\lambda e^{-uz} + B_\lambda e^{uz} \quad A J_o (\rho\lambda)$$

et en passant à la limite

$$\pi (r\phi z) = \int_0^\infty (A_\lambda e^{-uz} + B_\lambda e^{uz}) A J_o (\rho\lambda) \, d\lambda$$

c) <u>détermination de A_λ et B_λ</u> :

Dans le milieu central, nous avons, par raison de symétrie, $A_o(\lambda) = B_o(\lambda) = \frac{C_o}{2}(\lambda)$ et la solution s'exprime en $C_o \, Ch(u_o z.)$

Dans les milieux supérieur et inférieur, le potentiel doit s'annuller à l'infini ce qui impose :

- dans le milieu supérieur où z>0 à faire

$$B_I(\lambda) = 0$$

- dans le milieu inférieur où z<0 à faire

$$A_I(\lambda) = 0$$

Les fonctions potentielles s'écrivent donc :

pour le milieu central :

$$\pi_o = P_o \frac{e^{-\gamma_o r}}{r} + \int_o^\infty C_o(\lambda)\, CH\,(\nu_o z)\, J_o(\lambda\rho)\, d\lambda \qquad (56)$$

Dans les milieux externes :

$$\pi_I = \int_o^\infty A_I(\lambda)\, e^{\pm U_I z}\, J_o(\lambda\rho)\, d\lambda \qquad (57)$$

$$\text{avec } P_o = \frac{I d\ell}{4\pi\sigma_o}$$

Il serait préférable d'exprimer entièrement l'expression du potentiel central sous la forme d'une intégrale.

Nous savons que le potentiel primaire π_o^p satisfait l'équation d'onde et peut donc également s'écrire sous la forme d'une composition d'un nombre infini de solutions particulières de cette équation ; en faisant :

$z = 0$, $\frac{e^{-\gamma_o \rho}}{\rho} = \int_o^\infty f(\lambda)\, J_o(\lambda\rho)\, d\lambda$; il reste à déterminer $f(\lambda)$.

Pour cela, on fait appel à la transformée de Fourrier-Bessel qui fait correspondre deux fonctions $f(\lambda)$ et $g(\rho)$ de la façon suivante :

$$g(\rho) = \int_0^\infty f(\lambda)\, J_0(\lambda\rho)\, \lambda\, d\lambda$$

$$\text{et } f(\lambda) = \int_0^\infty g(\rho)\, J_0(\lambda\rho)\, \rho\, d\rho$$

La transformation est parfaitement symétrique.

Si on utilise cette transformation pour la fonction $g(\rho) = \dfrac{e^{-\gamma\rho}}{\rho}$, on est ramené pour la fonction $f(\lambda)$, à une intégrale classique de WEBER et on a :

$$f(\lambda) = \frac{\lambda}{\sqrt{\gamma^2 + \lambda^2}} = \frac{\lambda}{u}$$

Le potentiel de Hertz dans le milieu central prend donc la forme suivante :

$$\pi_0 = \int_0^\infty P_0 \left[\frac{\lambda}{u_0}\, e^{-u_0 z} + C_0(\lambda)\, ch(u_0 z) \right] \left[J_0(\lambda\rho) \right] d\lambda \qquad (58)$$

Dans les milieux externes, le potentiel de Hertz garde la même expression (57)

$$\pi_I = \int_0^\infty A_I(\lambda)\, e^{-u_I z} \cdot J_0(\lambda\rho)\, d\lambda .$$

Le problème revient donc uniquement à déterminer les fonctions $C_0(\lambda)$ et $A_I(\lambda)$ pour que les conditions aux limites sur les interfaces soient vérifiées.

d) Détermination de $C_o(\lambda)$

On détermine $C_o(\lambda)$ en écrivant que les composantes tangentielles du champ électrique et du champ magnétique sont identiques de part et d'autre de chaque interface.

La structure étant symétrique, nous n'avons à nous préoccuper que d'une seule interface, par exemple, l'interface supérieure.

Nous devons avoir les égalités suivantes :

$$H_{To}\Big|_{z=\frac{h}{2}} = H_{T_I}\Big|_{z=\frac{h}{2}} \qquad (59)$$

$$E_{T_o}\Big|_{z=\frac{h}{2}} = E_{T_I}\Big|_{z=\frac{h}{2}} \qquad (60)$$

Ces champs dérivent du vecteur de potentiel $\vec{\pi}$ qui n'a qu'une seule composante suivant oz. Leurs expressions sont données par les formules (20) et (2I) du second chapitre :

$$\vec{H} = \sigma \ \vec{rot} \ \vec{\pi_z}$$

$$\vec{E} = \vec{rot} \ \vec{rot} \ \vec{\pi}$$

Le rotationnel doit être exprimé en coordonnées cylindriques et d'après les relations (32), (33) .

On a :

$$H_T = H_\phi = \sigma \frac{\partial}{\partial \rho} \pi_z \qquad (61)$$

et

$$E_T = E_\rho = -\frac{\partial^2 \pi_z}{\partial \rho \cdot \partial_z} \qquad (62)$$

Les égalités (59) et (60) étant valables quel que soit ρ , elles prennent la forme suivante, d'après (61) et (62) :

$$\sigma_o \pi_{zo} \Big|_{\frac{h}{2}} = \sigma_I \pi_{zI} \Big|_{\frac{h}{2}}$$ soit en multipliant les deux membres par $j\omega\mu$:

$$\gamma_o^2 \pi_o \Big|_{z = \frac{h}{2}}^{\text{pour}} = \gamma_I^2 \pi_I \Big|_{z = \frac{h}{2}}^{\text{pour}} \qquad (63)$$

et

$$\frac{\partial \pi_o}{\partial_z} \Big|_{z = \frac{h}{2}} = \frac{\partial \pi_I}{\partial_z} \Big|_{z = \frac{h}{2}} \qquad (64)$$

et éliminant A_I entre (63) et (64) nous obtenons :

$$(65) \quad C_o = P_o \frac{\lambda}{u_o} e^{-u_o \frac{h}{2}} \frac{\gamma_I^2 u_o - \gamma_o^2 u_I}{\gamma_o^2 u_I \operatorname{Ch} u_o \frac{h}{2} + \gamma_I^2 u_o \operatorname{sh} u_o \frac{h}{2}}$$

expression qui peut se simplifier en divisant numérateur et dénominateur par $j\omega\mu$; si on reporte cette valeur dans (58), on obtient l'expression du potentiel dans la couche centrale .

$$(66)\quad \pi_o = P_o \int_o^{\infty} \frac{\lambda}{u_o} \left[e^{-u_o z} + \frac{\sigma_I\, u_o - \sigma_o\, u_I}{\sigma_o u_I \operatorname{Ch} u_o \frac{h}{2} + \sigma_I u_o \operatorname{s}\, h u_o \frac{h}{2}} \operatorname{ch} u_o z \right] J_o(\lambda\rho)\, d\lambda$$

$$\text{avec} \quad P_o = \frac{I\, h}{4\pi\sigma_o}$$

$$u_o = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_o^2}$$

$$u_I = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_I^2}$$

II <u>Détermination des composantes du champ électromagnétique</u>

Pour l'étude de la vitesse de phase de l'onde créée par le dipole dans le milieu central, seule nous intéresse l'expression du champ électrique ou magnétique à l'intérieur de ce milieu. De plus, nous pouvons calculer son expression pour $z = 0$ en nous plaçant au centre du milieu central.

En faisant $z = 0$, et en posant $x = u_o \frac{h}{2}$, l'expression (66) peut se transformer et devient :

$$\pi_{\substack{o \\ z=0}} = P_o \int_o^{\infty} \frac{\lambda}{u_o} \coth(\alpha + x)\, J_o(\lambda\rho)\, d\lambda \qquad (67)$$

$$\text{avec } \alpha = \operatorname{Arg\,th} \frac{\gamma_o^2\, u_I}{\gamma_I^2\, u_o}$$

Cherchons à intégrer cette expression. Pour cela nous allons exprimer $\coth(\alpha + x)$, sous une autre forme :

$$\coth(\alpha + x) = \frac{I + e^{-2(x+\alpha)}}{I - e^{-2(x+\alpha)}} = \frac{I + u}{I - u}$$

avec $u = e^{-2(x+\alpha)}$

et $\coth(\alpha + x)$ se développe en série :

$$\frac{I + u}{I - u} = I + 2u + 2u^2 + \ldots\ldots 2u^P.$$

On est donc ramené à une série d'intégrales :

$$\pi_o = P_o\left[\int_o^\infty \frac{\lambda}{u_o} J_o(\lambda\rho)d\lambda + 2\sum_{p=I}^{p=\infty}\int_o^\infty \frac{\lambda}{u_o} e^{-2p(\alpha + \frac{u_o h}{2})} J_o(\lambda\rho)\, d\lambda\right.$$

or :

$$e^{-2\alpha} = \frac{\gamma_o^2 u_o - \gamma_o u_I}{\gamma_o^2 u_I + \gamma_I^2 u_o} = \frac{\sigma_I u_o - \sigma_o u_I}{\sigma_I u_o + \sigma_o u_I}$$

En définitive, l'expression du vecteur de hertz est donnée par :

$$\pi_{o(z=0)} = P_o\left\{\int_o^\infty \left[\frac{\lambda}{u_o} J_o(\lambda\rho)\right]d\lambda + 2\sum_{p=I}^{p=\infty}\int_o^\infty \frac{\lambda}{u_o} e^{-pu_o h}\left(\frac{\sigma_I u_o - \sigma_o u_I}{\sigma_I u_o + \sigma_o u_I}\right) J_o(\lambda\rho)d\lambda\right\} \quad (68)$$

La première intégrale $\int_o^\infty \frac{\lambda}{u_o} J_o(\lambda\rho)\, d\lambda$ est une intégrale de Weber bien connue et a pour valeur :

$$\frac{e^{-\gamma_o\rho}}{\rho}$$

Elle exprime simplement le potentiel primaire. L'intégrale qui apparaît dans la série est une intégrale complexe qu'il ne sera facile d'intégrer que dans certains cas particuliers que nous allons définir.

Remarquons, que si dans cette intégrale, on isole

$e^{-2\alpha p} = \left(\frac{\sigma_I u_o - \sigma_o u_I}{\sigma_I u_o + \sigma_o u_I}\right)^p$, et si on suppose ce facteur constant lorsque

λ varie de 0 à ∞ , il reste une intégrale classique de Weber :

$$\int_o^\infty \frac{\lambda}{u_o} e^{-pu_o h} J_o(\lambda\rho)\, d\lambda = \frac{e^{-\gamma_o\sqrt{\rho^2+p^2h^2}}}{\sqrt{\rho^2+p^2h^2}}$$

et l'expression (68) devient :

$$\pi_o = P_o\left[\frac{e^{-\gamma_o\rho}}{\rho} + 2\sum_{p=I}^{\infty} e^{-2\alpha p}\,\frac{e^{-\gamma_o\sqrt{\rho^2+p^2h^2}}}{\sqrt{\rho^2+p^2h^2}}\right] \qquad (69)$$

L'approximation faite n'est valable en toute rigueur, que lorsque ω tend vers 0. Dans ces conditions $u_o \to \lambda$

$u_I \to \lambda$

et $e^{-2p\alpha} = \left(\frac{\sigma_I - \sigma_o}{\sigma_I + \sigma_o}\right)^p = k^p$

k : coefficient de réflexion sur les interfaces.

Pour une pulsation ω différente de zéro, le facteur $e^{-2\alpha}$ passe de la valeur :

$\frac{\sqrt{\sigma_I} - \sqrt{\sigma_o}}{\sqrt{\sigma_I} + \sqrt{\sigma_o}}$ lorsque $\lambda = 0$, à la valeur : $\frac{\sigma_I - \sigma_o}{\sigma_I + \sigma_o} = k$ . . .

lorsque λ devient beaucoup plus grand que $\omega\mu\sigma_I$ et $\omega\mu\rho$.

Nous voyons donc, que si $\sigma_o << \sigma_I$, ces deux valeurs sont très peu différentes et on peut considérer le facteur $e^{-2\alpha}$ comme une constante et prendre :

$$e^{-2\alpha} = K = \frac{\sigma_I - \sigma_o}{\sigma_I + \sigma_o}$$

Dans le cas où cette approximation est acceptable, le vecteur de Hertz π_o s'écrit :

$$\pi_o = P_o \left[\frac{e^{-\gamma_o \rho}}{\rho} + 2 \sum_{p=I}^{\infty} K^p \frac{e^{-\gamma_o \sqrt{\rho^2 + p^2 h^2}}}{\sqrt{\rho^2 + p^2 h^2}} \right] \qquad (70)$$

et les composantes E_z et H_ϕ du champ électromagnétique sont données par .

$$E_z = - \frac{I}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \pi_o}{\partial \rho} \right)$$

$$H_\phi = - \sigma_o \frac{\partial \pi_o}{\partial \rho}$$

En effectuant ces dérivations sur l'expression (70) du potentiel, on obtient : (VIII)

$$H_\phi = \frac{\sigma_o P_o}{\rho^2} \left[(I+\gamma_o \rho)\, e^{-\gamma_o \rho} + 2 \sum_{p=I}^{\infty} K^p \frac{\rho^3}{R_p^3} (I+\gamma_o R_p)\, e^{-\gamma_o R_p} \right] \qquad (7I)$$

$$E_z = -P_o \left[\frac{I}{\rho^3} (I+\gamma_o \rho + \gamma_o^2 \rho^2) e^{-\gamma_o \rho} + 2 \sum_{p=I}^{\infty} K^p \left\{ \frac{\rho^2}{R_p^5} (3+3\gamma_o R_p + \gamma_o^2 R_p^2) - \frac{2}{R_p^3} (I+\gamma_o R_p) \right\} \ldots \right.$$

$$\left. \ldots e^{-\gamma_o R_p} \right] \qquad (72)$$

avec $p_o = \frac{Ih}{4\pi\sigma_o}$, $\gamma_o^2 = j\omega\sigma_o$, $R_p = \sqrt{\rho^2 + p^2 h^2}$, $K = \frac{\sigma_I - \sigma_o}{\sigma_I + \sigma_o}$

Il est possible à l'aide d'un calcul machine assez complexe, de tabuler E_z et H_ϕ, en séparant leur partie réelle et imaginaire :

$R\begin{bmatrix} E_z \\ H_\phi \end{bmatrix}$ et $I\begin{bmatrix} E_z \\ H_\phi \end{bmatrix}$ en fonction de ρ et des paramètres h, ω, σ_I, σ_o.

Ainsi, en mettant le champ électrique E_z sous la forme :

$$E_z = \left[R^2 + I^2\right] e^{j(\omega t - \phi)} \text{ avec } \phi = \text{Arctg}\,\frac{I}{R} \quad ,$$

On peut comme dans le cas de l'antenne infinie, évaluer la vitesse de phase $V_{\phi\infty}$ à partir de la mesure du temps de propagation. On utiliserait pour cela comme au chapitre II la fonction $\Phi(\eta) = \text{Arctg}\,\frac{[I]}{[R]}$ qui permet de corriger la vitesse apparente en vitesse réelle de phase.

Mais nous allons voir que dans le cas d'un sandwich à contracte de conductivité élevée, c'est à dire, lorsque $\sigma_I >> \sigma_o$ (et c'est le cas pour nos mesures : $\sigma_I/\sigma_o = 100$); on peut presque assimiler l'émission du dipôle verticale dans le sandwitch, à celle d'une antenne infinie plongée dans un milieu de conductivité σ_o.

Examinons pour cela, l'expression (70) du potentiel de Hertz π_o. On reconnaît dans cette expression, la série infinie des images du dipole émetteur données par les réflexions successives sur les interfaces supérieures et inférieures.

On peut, en effet, remplacer le milieu stratifié à trois couches de la figure 9 a), par un milieu infini de conductivité σ_o, qui serait excité par le dipole de hauteur h parcouru par un courant I_o et par toutes les images successives formant une file de dipoles de hauteur h, parcourus par des courants KI_o, $K^2 I_o \ldots, K^p I_o$: figure 9 b).

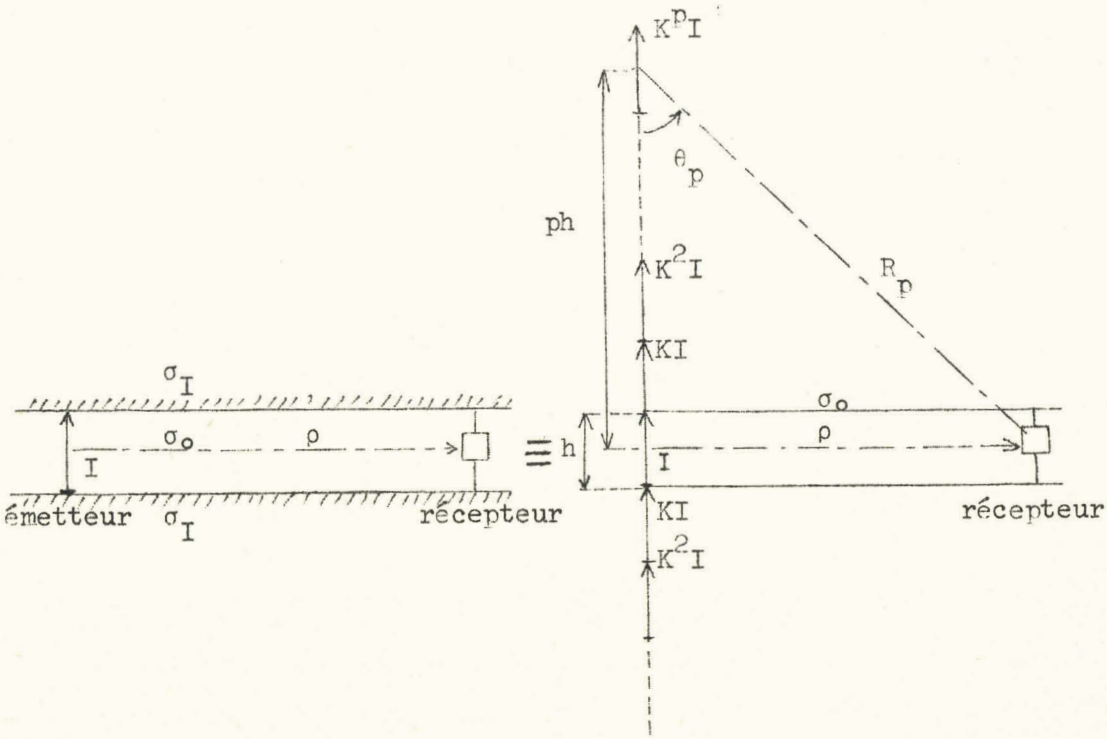


Figure 9 a).

Figure 9 b).

Avec un contraste de conductivité très grand le coefficient de réflexion K est très voisin de I. Le courant dans les dipoles images ne décroît donc que très lentement, et il devient possible d'admettre que tout se passe comme si on avait un fil de longueur infinie parcouru par un courant I_o, placé dans un milieu homogène infini de conductivité σ_o. Cette approximation ne reste évidemment valable que si le récepteur n'est pas placé trop loin de l'émetteur.

L'interprétation théorique de nos expériences, où nous sommes dans le cas d'un sandwich constitué d'une couche centrale de gypse mauvais conducteur, encadré de deux couches de marnes très conductrices pourra donc se faire simplement à l'aide de la théorie de l'antenne infinie dans un milieu infini, traitée au chapitre II.

T R O I S I E M E P A R T I E

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VITESSE DE PROPAGATION DE LA PHASE

D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DANS LE SOL

TROISIEME PARTIE

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VITESSE DE PROPAGATION DE LA PHASE D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DANS LE SOL

CHAPITRE I

PRINCIPE DE LA MESURE DE VITESSE DE PROPAGATION DE LA PHASE D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DANS LE SOL

I.I. Choix d'un train d'onde ne se déformant pas trop dans le sol

Au chapitre I de la partie théorique, nous avons étudié la propagation d'une onde plane dans un milieu de conductivité σ , ce qui nous a permis de mettre en évidence la loi de dispersion d'un tel milieu et de définir les notions de vitesse de phase et de vitesse de groupe. Nous avons constaté, en particulier, que la loi de dispersion est non linéaire et que des ondes planes de fréquences différentes se propagent à des vitesses de phase différentes. Il en résulte qu'un signal non monochromatique se déforme au cours de sa propagation et que son enveloppe se propage à une vitesse différente de la phase, appelée vitesse de groupe.

Toutes ces conditions nous obligent maintenant à choisir un train d'onde dont l'étendue spectrale sera très faible et dont l'enveloppe ne se déformera pas de trop en fonction de la distance de propagation, pour que l'on puisse comparer le signal émis et le signal reçu et mettre en évidence leur différence de phase.

Le type de groupe d'onde qui satisfait le mieux à ces conditions est un train d'onde dont l'enveloppe est une courbe de gauss, figure IO. L'intensité spectrale de ce genre de groupe d'onde est :

$$E(\nu) = E_o \cdot e^{-\frac{(\nu - \nu_o)^2}{\Delta\nu}} \qquad (74)$$

où $\Delta\nu$ est la demi largeur du spectre et

ν est la fréquence centrale.

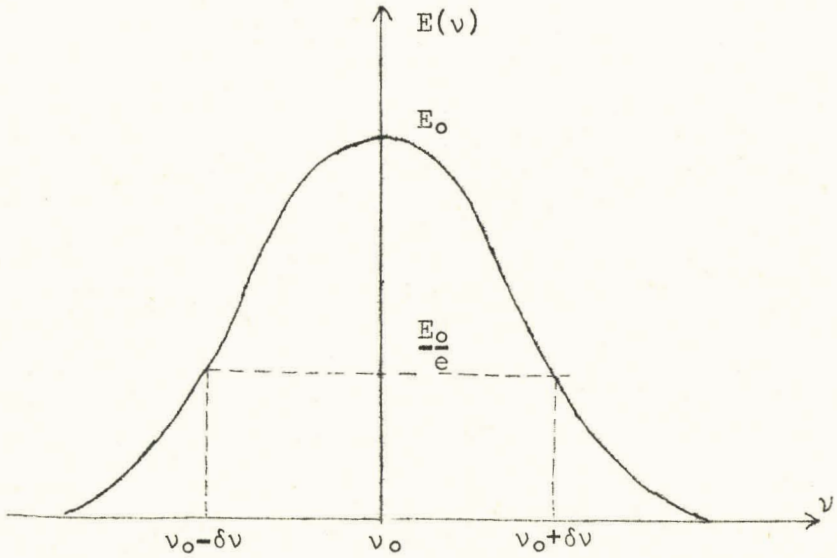


Figure IO

Dans le cas d'une onde plane, l'expression mathématique du train d'onde de la figure IO, en fonction du temps et de la distance z sera de la forme :

$$\mathcal{E}(z,t) = E_o \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{-(\nu-\nu_o)^2}{\Delta\nu^2}} \cdot e^{2\pi i(kz-\nu t)} \, d\nu \qquad (75)$$

où k est le nombre d'onde. (voir chapitre I, sur les ondes planes).

L'intégration de cette expression aboutit à la forme suivante :

$$\mathcal{E}(z,t) = \sqrt{\pi}\,\Delta\nu\, E_o \left(I + \frac{\alpha}{2}\right) e^{-z/\delta\left(I - \frac{\alpha}{2}\right)} \times \ldots$$

$$\ldots \quad e^{-\frac{\left(t - \frac{z}{V_g}\right)^2}{(I - \alpha)\, T^2}} \times e^{-2\pi i \nu_o (I - 2\alpha)\left(t - \frac{z}{V_\phi}\right)} \times \ldots$$

$$\ldots \quad e^{i\alpha\left[\frac{t^2}{T^2} + \frac{I}{2}\right]} \qquad (76)$$

avec V_ϕ = vitesse de phase de l'onde = $2\pi\delta\nu_o$

ν_ϕ = fréquence de l'onde porteuse

V_g = vitesse de groupe = $2\,(I - \alpha)\; V_\phi$

δ = épaisseur de peau = $\sqrt{\dfrac{I}{\pi\,\mu\sigma\,\nu_o}}$

$T = \dfrac{I}{\pi\,\Delta\,\nu}$

$\alpha = \dfrac{I}{8}\,\dfrac{\Delta\nu^2}{\nu_o^2}\,\dfrac{z}{\delta}$: on suppose que $\alpha \ll I$

<u>Forme initiale du paquet d'onde pour z = 0</u>

Si $z = o \rightarrow \alpha = 0$ et l'expression (76) se réduit à $\mathcal{E}(o,t) = \sqrt{\pi}\Delta\nu \ldots$

$$\ldots \times E_o e^{-\frac{t^2}{T^2}} \cdot e^{-2\pi i \nu_o t} \qquad (77)$$

La figure II montre la forme initiale du signal. C'est un train d'onde dont l'enveloppe est en forme de courbe de gauss. La durée de ce train d'onde est pratiquement égale à 2T et la pseudo fréquence de ses oscillations est ν_o.

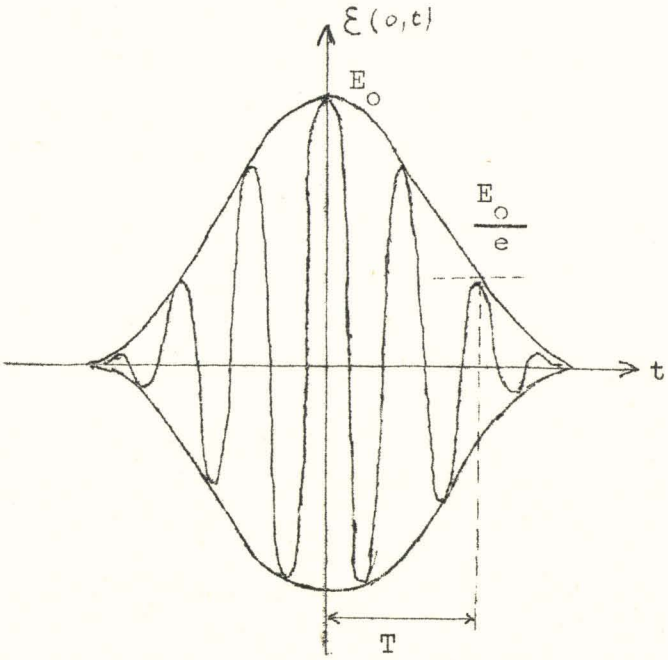


Figure II

<u>Expression du paquet d'onde à la distance z</u>

Si $\alpha = \frac{I}{8} \frac{\Delta\nu^2}{\nu_o^2} \frac{z}{\delta} \ll I$ c'est à dire si $\Delta\nu$ est très petit et ν_o suffisamment grand, avec z = quêlques δ, l'expression du train d'onde est :

$$\mathcal{E}(z,t) = \sqrt{\pi}\,\Delta\nu E_o \cdot \underbrace{e^{-\frac{z}{\delta}}}_{\text{terme d'atténuation dans le sol}} \times \underbrace{e^{-\frac{(t-\frac{z}{V_g})^2}{T^2}}}_{\text{terme dû au déplacement de l'onde par rapport à l'enveloppe}} \times \underbrace{\cos\omega(t-\frac{z}{V_\phi})}_{\text{terme de phase}} \qquad (78)$$

On voit que le paquet d'onde a son enveloppe qui se propage à la vitesse V_g et que son amplitude diminue exponentiellement avec la distance de parcours. De plus, on voit que si α reste petit devant I, la largeur de l'enveloppe en forme de courbe de gauss, qui en toute rigueur, est égale à $(I - \alpha)\ T$, reste constante en fonction de la distance z ; ce qui se produit si z ne dépasse pas quelques fois la distance de pénétration δ.

La forme du train d'onde ne se déformant pratiquement pas au cours de la propagation, on pourrait envisager à l'aide de ce train d'onde de mesurer la vitesse de groupe en déterminant le déplacement de l'enveloppe du train d'onde qui s'est propagé dans le sol par rapport à un signal de référence synchrone du signal émis. Mais la précision sur la détermination du sommet de l'enveloppe n'est pas excellente. Nous allons montrer qu'il est préférable de mesurer la vitesse de phase en déterminant l'écart des pseudo-sinusoïdes du signal par rapport à celles du signal de référence. Le maximum de l'enveloppe sert alors à identifier la sinusoïde sur laquelle se fait la mesure.

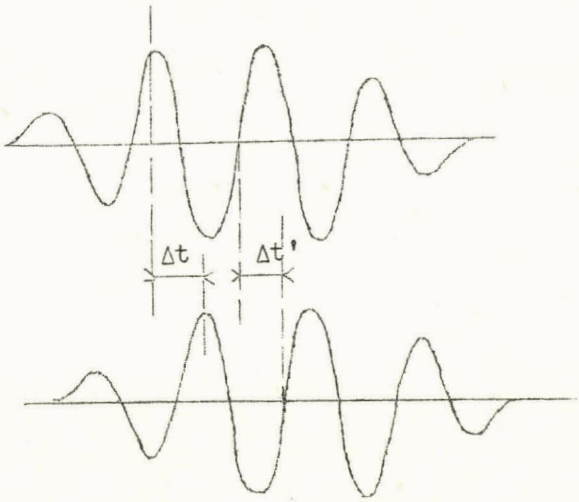
On remarque en effet, que la fonction $\varepsilon(z,t)$ est périodique, et passe par zéro lorsque :

$$\omega t - \frac{\omega z}{V_\phi} = (2K + I)\ \frac{\pi}{2} \quad \text{c'est à dire pour}$$

$$t = (2k + I)\ \frac{T_o}{4} + \frac{z}{V_\phi}$$

Les zéros de même ordre k de la fonction $\varepsilon\ (z,t)$ se déplacent donc à la vitesse de phase V_ϕ . On démontre également que les maximums se déplacent sensiblement à la même vitesse de phase lorsque $\alpha \ll I$. Mais la comparaison de position d'un maximum est en général moins précise que celle des zéros de la fonction.

La figure I2 met en évidence les déplacements relatifs des maximums et des zéros du train d'onde.



$\Delta t = \Delta t'$ = temps de propagation

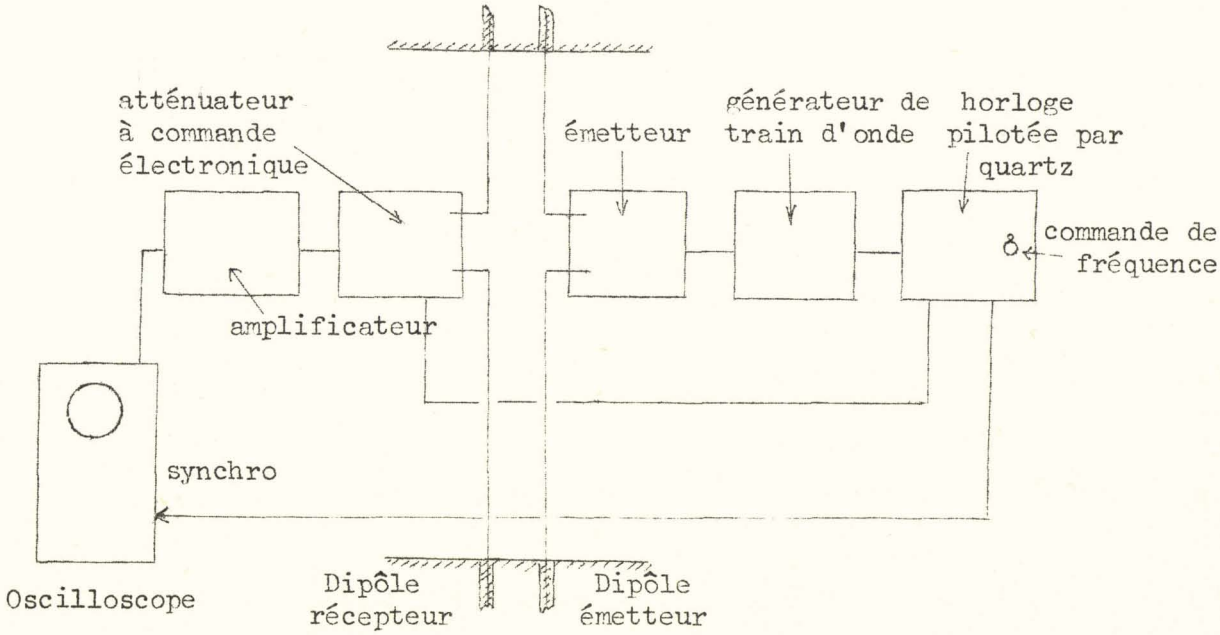
Figure I2

I.2. Principe de la méthode de mesure

La mesure du temps de propagation s'effectue entre deux stations absolument identiques.

Le bloc diagramme de l'une d'elle est représenté figure I3.

L'âme du dispositif est une horloge à quartz qui commande un générateur de train d'onde, un commutateur de gain à commande électronique et qui synchronise un oscilloscope.



Bloc diagramme d'une station de mesure

Figure I3.

Chaque station émet un groupe d'onde de même pseudo-fréquence ν_o et de même largeur, dont la période de récurrence T, figure I5a, est définie par l'horloge à quartz. Le groupe d'onde n'est émis que durant la première demi-période $\frac{T}{2}$.

On peut, en déphasant les signaux de synchronisation (c'est-à-dire en laissant agir pendant un certain temps, un léger décalage des fréquences des deux horloges), obtenir que l'émission des groupes donde de chacune des stations se décale dans le temps de telle sorte que chaque station puisse recevoir le signal provenant de l'autre pendant la demi-période où elle n'émet rien.
Elle agit alors comme un répondeur différé dont on peut ajuster exactement le temps de retard.

Si l'une des deux stations réémet un groupe d'onde décalé de T/2 par rapport à celui qu'elle reçoit, figure I4, l'autre station observera

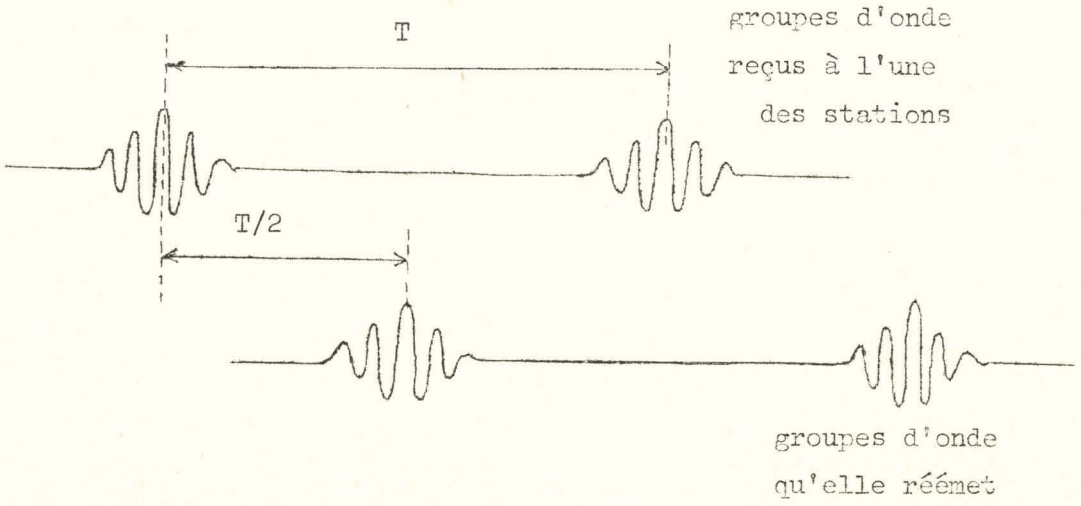
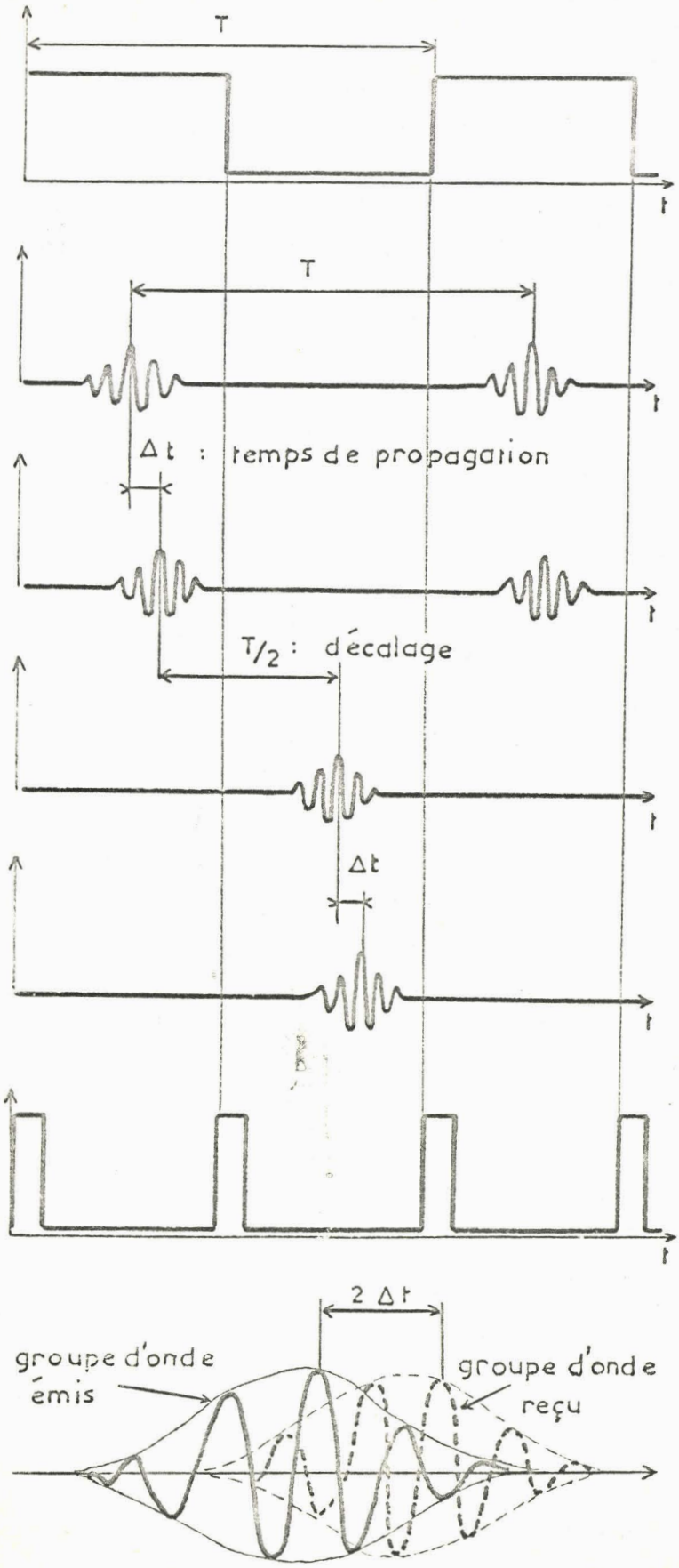


Figure I4.

compte tenu des temps de propagation aller et retour ($2\Delta t$), un décalage dans le temps des groupes reçu et émis égal à $T/2 + 2\Delta t$, figure I5. Ainsi, chaque poste reçoit successivement le train d'onde qu'il émet et celui provenant de l'autre poste.

La figure I5 donne la séquence dans le temps des signaux aux diverses stations lors de la mesure.

La station I émet des groupes d'onde B produits à partir des signaux de synchronisation A délivrés par l'horloge. Ces groupes se propagent dans le sol et sont captés par la station II, un instant Δt plus tard (signaux C).



A signal délivré par l'horloge de la station I

B groupe d'onde émis par la station I

C groupe d'onde reçu à la station II

D groupe d'onde émis à la station II

E groupe d'onde reçu à la station I

F signal de syncronisation de l'oscilloscope de la station I

G oscillogramme obtenu à la station I

Figure 15

Cette station II réémet des groupes d'onde (signaux D) identiques aux précédents, mais décalés de T/2 par rapport à ceux reçus. Les groupes d'onde que cette station émet sont reçus à la première station au bout du temps Δt (signaux E).

A cette première station, il existe par conséquent, un décalage entre le groupe émis (signal B) et le groupe reçu (signal E) égal à $T/2 + 2\Delta t$.

Le système que nous allons décrire maintenant, permet de réaliser ces conditions et de mettre en évidence, directement sur l'écran de l'oscilloscope, le temps de propagation cherché.

I.2.I. Système récepteur à commutateur de gain.

Remarquons, qu'entre le dipole récepteur et l'oscilloscope, il est indispensable d'intercaler un commutateur de gain, commandé par l'horloge, figure I6. Celui-ci atténue fortement le signal local pendant le temps d'émission de la station et laisse passer sans affaiblissement, le signal reçu pendant le temps d'émission de l'autre station.

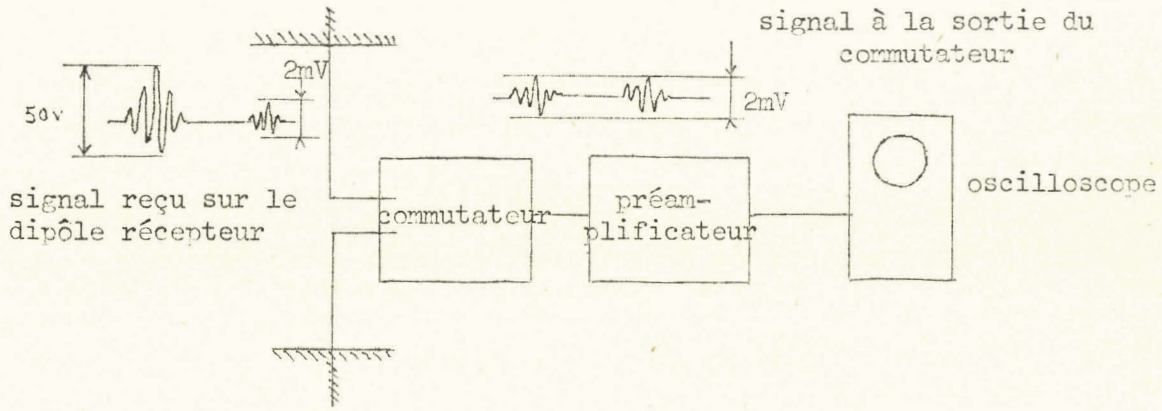


Figure I6.

Ce commutateur, qui est en fait un atténuateur n'entrant en jeu que durant les demi-périodes d'émission du signal local, permet d'obtenir la même amplitude sur l'écran de l'oscilloscope pour le signal local (de quelques dizaines de volts) et le signal provenant de l'autre station, qui s'est atténué au cours de la propagation et n'est plus que de quelques millivolts.

I.2.2. Observation à l'oscilloscope

Si l'oscilloscope a une vitesse de balayage dont la période est voisine ou égale à T/2, et s'il est déclenché par l'horloge toutes les demi-périodes T/2, figure I5 F, on observera sur l'écran, une représentation double trace montrant l'un au dessus de l'autre le signal local et le signal provenant de l'autre station, décalés de $2\Delta t$ si on se trouve à la station de mesure, figure I5 G. Le temps T/2 de décalage, imposé par le déphasage des deux horloges, et qui constitue toute l'originalité de la méthode de répondeur différé, est ainsi retranché artificiellement lors de l'observation des signaux.

A la station II, on devra réaliser sur l'écran de l'oscilloscope, la coïncidence des deux groupes d'onde. Cette coïncidence n'est pas forcément réalisée à la mise en marche des deux stations.

I.2.3. Technique de mise en coïncidence.

Pour réaliser cette coïncidence, l'opérateur de la station II modifie la fréquence de son horloge pour que le groupe d'onde qu'il émet se décale par rapport au groupe qu'il reçoit. Sur l'écran de l'oscilloscope, il voit le signal reçu défiler devant le signal émis. Quand ces deux signaux sont en coïncidence, il retouche la fréquence de son horloge pour qu'ils s'immobilisent l'un par rapport à l'autre.

L'opérateur de la station I observe alors un décalage égal à $2\Delta t$.

Remarquons que tout déphasage introduit par la chaîne de réception n'est pas observé à l'oscilloscope puisqu'il intervient à la fois sur le signal local et sur le signal reçu de l'autre station. Seul le déphasage, entre l'état atténué et l'état non atténué du commutateur de gain, entre en jeu.

Un étalonnage en fréquence de ce déphasage permet d'éliminer celui-ci au cours du dépouillement des mesures.

I.2.4. Technique d'enregistrement simultané des oscillogrammes, aux deux stations.

L'opérateur de la station I observe toujours un décalage, mais ne sait pas à priori si la coïncidence est faite à la station II. Il est, par conséquent, nécessaire de le prévenir lorsque celle-ci est réalisée.

Une procédure de mesure est alors convenue :

dès que la station II a réalisé la coïncidence, elle prévient par liaison radio à travers le sol, qu'elle est prête pour la mesure. Les deux stations synchronisent leurs chronomètres, et deux minutes après un top de départ, deux photos simultanées d'oscillogramme sont prises aux deux stations.

Ce laps de temps de deux minutes aura permis à l'opérateur de la station II de recaler les deux groupes d'ondes, si la fréquence des horloges avait légèrement varié pendant le contact radio.

Les deux photos simultanées aux station I et II sont nécessaires de façon à ce qu'il n'y ait aucune erreur possible : on pourra, ainsi, tenir compte d'un léger décalage pouvant apparaître à la station de synchronisation.

C H A P I T R E II

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

II.I. Généralités

Nous venons de voir que la mesure directe de la vitesse de propagation des groupes d'onde, nécessite deux stations absolument identiques. L'appareillage mis en jeu a donc dû être réalisé en double exemplaire.

La manipulation se déroule dans un environnement très difficile : les appareils doivent être capables de supporter les chocs mécaniques dus à leur transport jusqu'aux lieux souterrains où ils sont utilisés. Ils doivent fonctionner aussi bien dans l'atmosphère froide et humide d'une carrière souterraine, qu'à la surface du sol où la température ambiante peut varier de 0° à 35°.

Il est, de plus,difficile d'alimenter les appareils sur le secteur E.D.F. On pourrait apporter sur les lieux où se déroule la mesure, un câble d'alimentation secteur ou un groupe électrogène, mais ceux-ci induisent dans le sol des courants parasites importants qui constituent un bruit d'interférence difficile à éliminer. On a donc intérêt à utiliser des appareils alimentés entièrement sur batteries d'accumulateurs ou sur piles.

Tous les appareils sont donc pour ces diverses raisons, entièrement transistorisés.

II Description des diverses parties de l'appareillage

Chaque station de mesure possède un système émetteur et un système récepteur comme le montre le bloc diagramme de la figure I3.

Nous allons donner une description rapide des appareils et leurs caractéristiques. Une description plus complète de l'appareillage est donnée dans le mémoire de J.P. DUBUS, (IX).

II.I. Système émetteur

II.I.I. L'amplificateur de puissance et l'antenne d'émission

Le signal à transmettre est amplifié par un amplificateur de puissance qui fournit un courant que l'on injecte dans le sol au moyen de deux électrodes constituant le dipôle émetteur. Ces électrodes sont mises à la masse au plafond et au plancher de la galerie de mine, de manière à pénétrer dans les couches de marnes. On abaisse ainsi considérablement la résistance de ces prises de terre et le courant que l'on peut faire passer dans l'antenne est important.

Caractéristiques des prises de terre :

Les prises de terre sont constituées de piquets de laiton de gros diamètre (Ø = 30mm) que l'on introduit dans des forages effectués au plafond et au plancher. Pour diminuer au maximum la résistance des prises de terre, on bloque le piquet dans son forage à l'aide de chiffons imbibés d'eau salée ou de boue conductrice. On a également intérêt à brancher plusieurs électrodes voisines en parallèle.

Caractéristiques de l'amplificateur de puissance :

L'amplificateur de puissance que nous avons utilisé est un amplificateur à transistor délivrant une puissance de 200 watts ou de 400 watts suivant qu'il est alimenté sur I2 ou 24 volts. Il a été conçu et réalisé par D. PODVIN. La description détaillée de cet amplificateur est donnée dans la notice technique rédifée au laboratoire (X)

Pour adapter la résistance des prises de terre (qui dépend beaucoup de la nature du terrain) à l'impédance de sortie des transistors de puissance, l'amplificateur est muni d'un transformateur permettant de multiples combinaisons d'impédances. Il permet de réaliser l'adaptation à des charges comprises entre IΩ et 235Ω.

A pleine puissance, en régime sinusoïdal entretenu, la bande passante est de IOOhz à I 000 Hz.

Pour un fonctionnement en groupe d'onde, le courant crête peut être beaucoup plus grand qu'en régime permanent et on peut obtenir un fonctionnement correct jusqu'à IO kHz et même I6 kHz.

Système correcteur à la sortie de l'amplificateur

Remarquons que le groupe d'ondes en forme de courbe de gauss possède une valeur moyenne non nulle. Cette composante continue ne peut être transmises par le transformateur de sortie de l'amplificateur de puissance. Suivant la largeur du groupe d'ondes, cette composante continue est plus ou moins importante et le retour au zéro du potentiel moyen après l'émission du groupe d'ondes, fait apparaître sur les électrodes un signal transitoire qui prolonge le signal émis au delà de la demi période, comme le montre la figure I7.

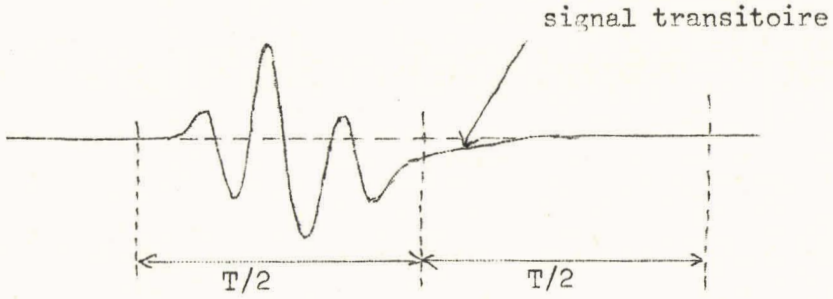


Figure I7

Ce transitoire perturbe fortement le récepteur. En effet, si le signal émis n'est pas tout à fait nul pendant la demi-période où le commutateur est en position non atténuée, il est amplifiée fortement par la chaîne de réception qui risque d'être saturée.

Pour corriger cette déformation, il faut agir légèrement sur la forme du groupe d'onde pour ramener celui-ci à une valeur moyenne parfaitement nulle. On injecte pour cela, dans le secondaire du transformateur, un courant continu qui sature plus ou moins le transformateur. Le groupe d'ondes est alors légèrement écrêté positivement ou négativement suivant le sens du courant injecté, et sa valeur moyenne est ainsi rendue nulle.

Pour injecter le courant continu dans le secondaire du transformateur, on a recours à un circuit redresseur de la figure I8, que l'on connecte aux bornes d'un des enroulements secondaires.

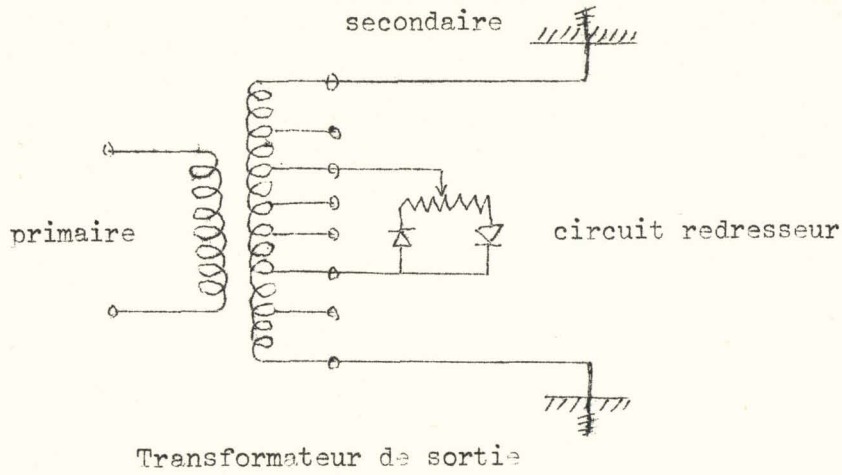


Figure I8

Pour les mêmes raisons que précédemment, concernant la réception durant la demi-période non atténuée, il est nécessaire de polariser les transistors de puissance en classe B. Ainsi, lorsqu'il n'y a pas de signal à l'entrée de l'amplificateur de puissance, le courant émis et, en particulier le courant de bruit des transistors de puissance, est bien nul dans l'antenne.

Signalons que l'amplificateur de puissance est utilisé pour les communications en phonie, transmises à travers le sol entre les deux stations de mesure. Il induit directement dans le sol un courant proportionnel au signal de modulation de la parole qui se transmet sans porteuse. La bande passante de l'amplificateur est largement suffisante pour que la réception soit parfaitement intelligible.

II.I.2. Le générateur de groupe d'onde

Pour obtenir un groupe d'onde (figure I5.B.), il faut disposer d'un signal de période de récurrence T, ayant la forme de l'enveloppe qui module en amplitude, un signal sinusoïdal de fréquence F_o. Pour que les fréquences F_o et I/T soient définies de façon très stables par la même horloge à quartz, on a choisi de faire $I/T = F_o/64$.

Le schéma de principe du générateur de groupe d'onde est représenté figure I9.

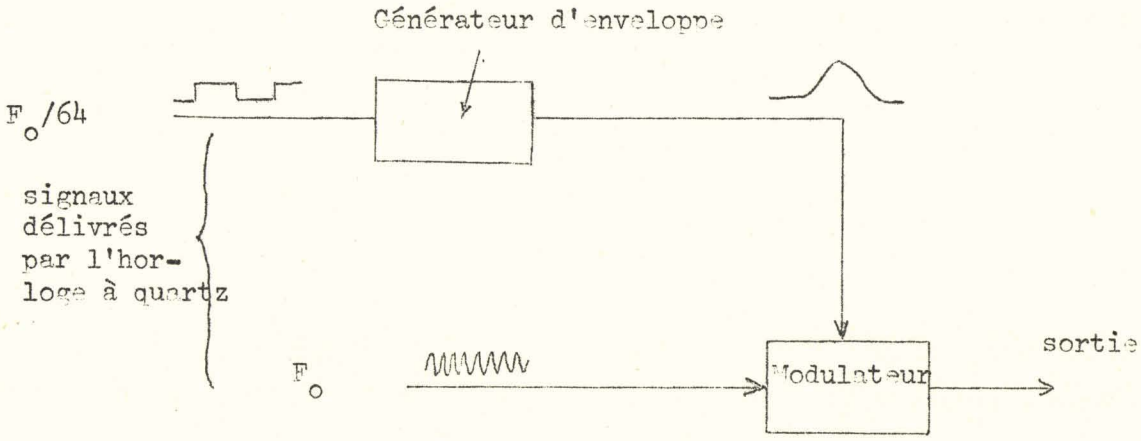


Figure I9

L'enveloppe est obtenue par détection de la courbe de résonance d'un circuit oscillant L.C, excité par un oscillateur modulé linéairement en fréquence. La courbe de réponse ainsi obtenue est une courbe de Lorentz que l'on peut approximer à une courbe de gauss à la suite des diverses distorsions introduites par amplification et par le modulateur.

Le modulateur est réalisé grâce à un amplificateur à gain variable.

<u>Les caractéristiques du générateur de groupe d'onde sont les suivantes</u> :

- alimentation sur batteries d'accumulateurs I2 V
- la fréquence F_o peut varier de I à 20 kHz
- la largeur de l'enveloppe est telle, que le groupe d'onde se compose de 2 à 6 périodes du signal sinusoïdal de fréquence F_o
- la période de répétition des groupes d'onde est égale à $T = \frac{64}{F_o}$

II.I.3. L'horloge à quartz

L'horloge à quartz délivre simultanément :

- Un signal sinusoïdal de fréquence F_o, appliqué au générateur de groupe d'onde.
- un signal rectangulaire de fréquence $F_o/64$ permettant de commander le générateur de groupe d'ondes et le commutateur dé gain.
- un signal rectangulaire de fréquence $F_o/32$ permettant la synchronisation de l'oscilloscope.

Les fréquences sinusoïdales disponibles à la sortie de l'horloge sont :

F_o = I - I,25 - 2 - 2,5 - 4 - 5 - 8 - IO - I2,5 - I6 - 20
25 KHz.

La stabilité est de IO^{-6} par heure et permet de réaliser la condition de synchronisme entre les deux horloges identiques intervenant dans la manipulation. Cette stabilité est obtenue grâce à des quartz logés dans une enceinte thermostatée.

Des $\frac{\Delta F}{F}$ de l'ordre de $2.IO^{-4}$ peuvent être obtenues et permettent de réaliser le décalage dans le temps de l'émission des groupes d'onde d'une station par rapport à l'autre.

II.2. Système récepteur

II.2.I. Antenne réceptrice :

L'antenne d'émission ne peut être utilisée à la réception puisqu'elle est chargée par le transformateur de l'amplificateur de puissance qui présente une basse impédance. Il faut donc installer à proximité du dipôle

émetteur, une antenne réceptrice indépendante, formée de deux prises de terre branchées au plafond et au plancher de la galerie de mine. La résistance de ces prises de terre n'a pas d'importance puisque l'impédance d'entrée du récepteur est très élevée. Une prise de terre très simple peut être obtenue en appliquant, à l'aide d'une perche souple isolante, une éponge imbibée d'eau salée, contre la paroi de gypse.

II.2.2. Commutateur de gain

Le commutateur de gain est intercalé entre l'antenne réceptrice et le préamplificateur de réception. Il permet de réduire l'amplitude du signal à l'entrée de ce préamplificateur pendant la première demi période T/2 d'émission locale du groupe d'onde. Il possède un gain proche de l'unité pendant l'autre demi-période où l'on reçoit le signal provenant de l'autre station. Son atténuation est commandée par les signaux carrés de l'horloge de fréquence $F_o/64$. Le rapport d'atténuation varie de I à 5.10^4.

Principe :

On réalise un diviseur de tension composé d'une résistance fixe de 100 KΩet d'une résistance variable constitué par la résistance dynamique émetteur collecteur R_{ec} d'un transistor utilisé en découpeur, figure 20. (Réf XI)

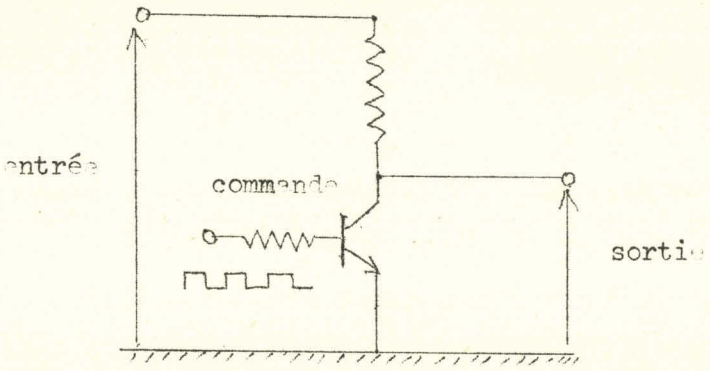


Figure 20

Quand le transistor conduit, il travaille à saturation et présente une faible résistance dynamique Rec. l'atténuation obtenue est alors maximum.

Lorsque le transistor est bloqué, sa résistance dynamique est très grande et l'atténuation est pratiquement nulle.

Dans cette utilisation particulière du transistor en découpeur, remarquons que celui-ci n'est pas alimenté en continu.
Le transistor ne se comporte pourtant pas comme un commutateur parfait, quelques effets parasites vont intervenir. En effet, quand le transistor conduit fortement, une tension de départ apparaît entre collecteur et émetteur. Cette tension est indépendante du signal d'entrée, elle est fonction du gain en courant, de la température et surtout du courant de base. Comme cette tension de départ existe uniquement lorsque le transistor conduit, elle s'ajoute à l'amplitude du signal de sortie comme le montre la figure 2I.

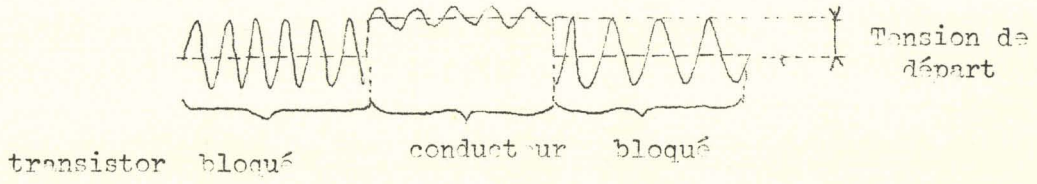


Figure 2I

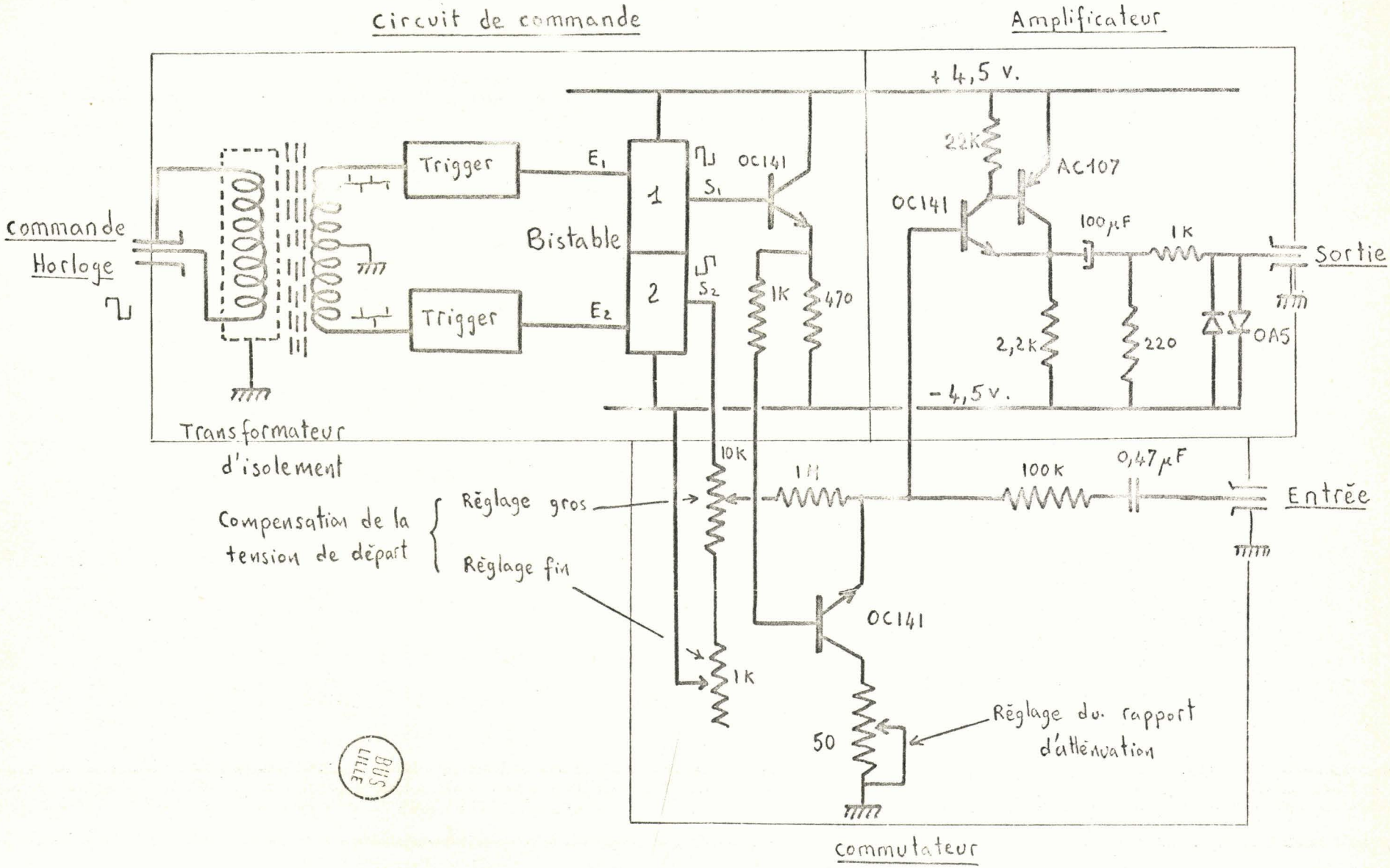


Schéma du Commutateur

Figure 22

Cette tension de départ peut être compensée à l'aide d'une tension en créneau déphasée de T/2. On utilise pour cela le signal de commande dont on envoie une fraction sur la sortie à l'aide d'une résistance très grande (IMΩ).

La figure 22 représente le schéma détaillé du commutateur. Il faut remarquer que le transistor est branché en connexions inversées, c'est à dire le collecteur branché à la place de l'émetteur et vice versa. Ce mode de connexions améliore les performances du montage en réduisant la tension de départ et le niveau de bruit. Pour éviter le plus possible les transitoires de commutation, nous avons choisi un transistor rapide, l'"OC I4I" dont la résistance dynamique à la saturation est très faible et égale à 2Ω. Le transformateur d'entrée, dans le circuit de commande sert à isoler les masses des systèmes émetteur et récepteur. Ainsi, la chaîne de réception est reliée à l'horloge par un transformateur d'isolement.

L'usage de ce transformateur nécessite une remise en forme de la tension en créneau à l'aide de deux "triggers" et d'un bistable à double commande.

Le tableau ci-dessous indique le déphasage en fonction de la fréquence, de l'état non atténué par rapport à l'état atténué. Nous y avons fait figurer également le temps τ correspondant à ce déphasage.

Fréquence :	en kHz	I	I,25	2	2,5	4	5	8	I0	I2,5	I6
déphasage :	°	0	0	I°30'	3°	6°	6°	9°30'	II°30'	I3°30'	I8°
τ :	μδ	0	0	2	2,5	4,I	3,3	3,I	3,I	3	3,I

II.2.3. Préamplification et filtres de réception

Après passage à travers le commutateur, le signal doit être amplifié avant d'être appliqué à l'entrée de l'oscilloscope.

A l'aide de plusieurs filtres passifs, on élimine le bruit d'interférence provenant du secteur EDF et des émetteurs basses fréquences tel que l'émetteur de I6,8 kHz de SAINT ASSISE. Ces filtres ne doivent pas avoir de résonance parasite, car ils pourraient être excités par chocs par les groupes d'ondes. On utilise des filtres "double T" à éléments résistifs. Les préamplificateurs utilisés sont à large bande de manière à passer la fréquence minimale de récurrence des groupes d'onde : $F_o/64$. Ils sont à très faible niveau de bruit et leur gain est variable de : IO - IOO et I 000.

La figure 23 représente un schéma détaillé de l'ensemble de la chaîne de mesure d'une station. Les photos qui y figurent, représentent l'émetteur de puissance et l'ensemble de la station de mesure sur les lieux mêmes où se sont déroulées nos expériences.

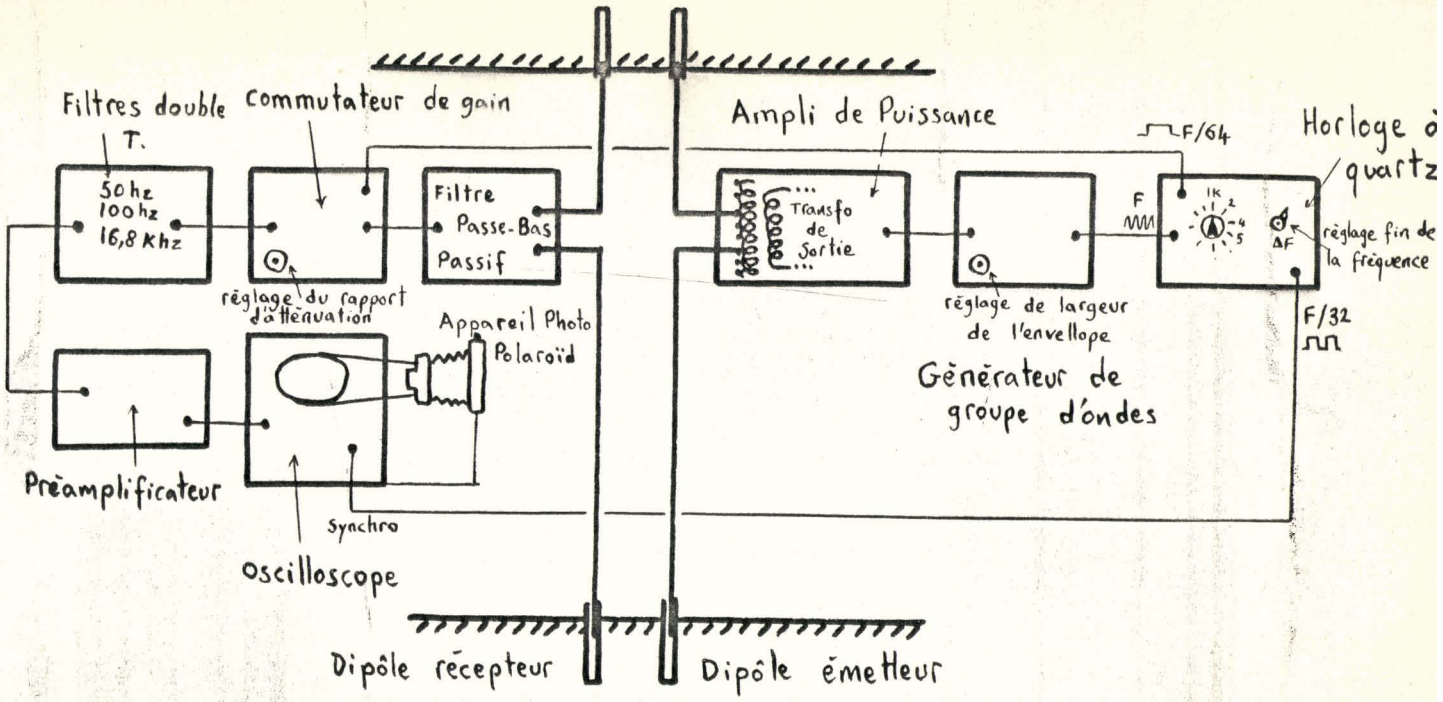
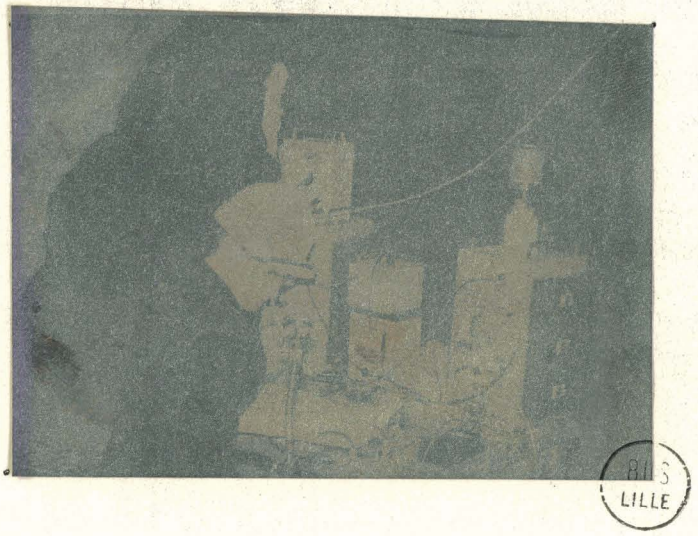
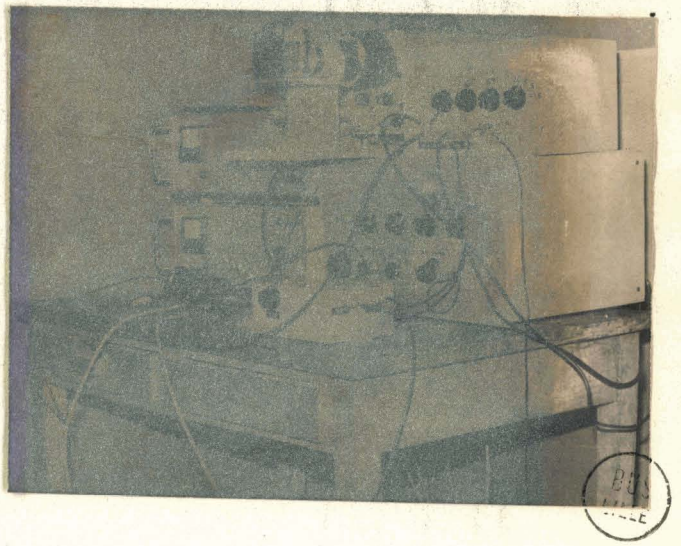


schéma d'une station de mesures



émetteurs de puissance en batterie à Port Maron



station de mesures

Figure 23

CHAPITRE III

RESULTATS DES MESURES DE VITESSE DE PROPAGATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DANS LE GYPSE

Introduction

Nous avons jusqu'à présent expérimenté notre appareillage dans les carrières souterraines de gypse, situées sous le plateau de l'"Hautil" ; ce plateau est situé au nord-ouest de PARIS dans un triangle compris entre MEULAN-PONTOISE et POISSY.

L'épaisseur du banc de gypse est d'environ 8 mètres et reste à peu près constante sur plusieurs kilomètres.

La figure 24 montre l'implantation de nos stations de mesures, dans la carrière de "Port MARON" exploitée par la "Société Anonyme des Matériaux de Construction", et dans l'ancienne carrière de "MENUCOURT" utilisée actuellement comme champignonnière.

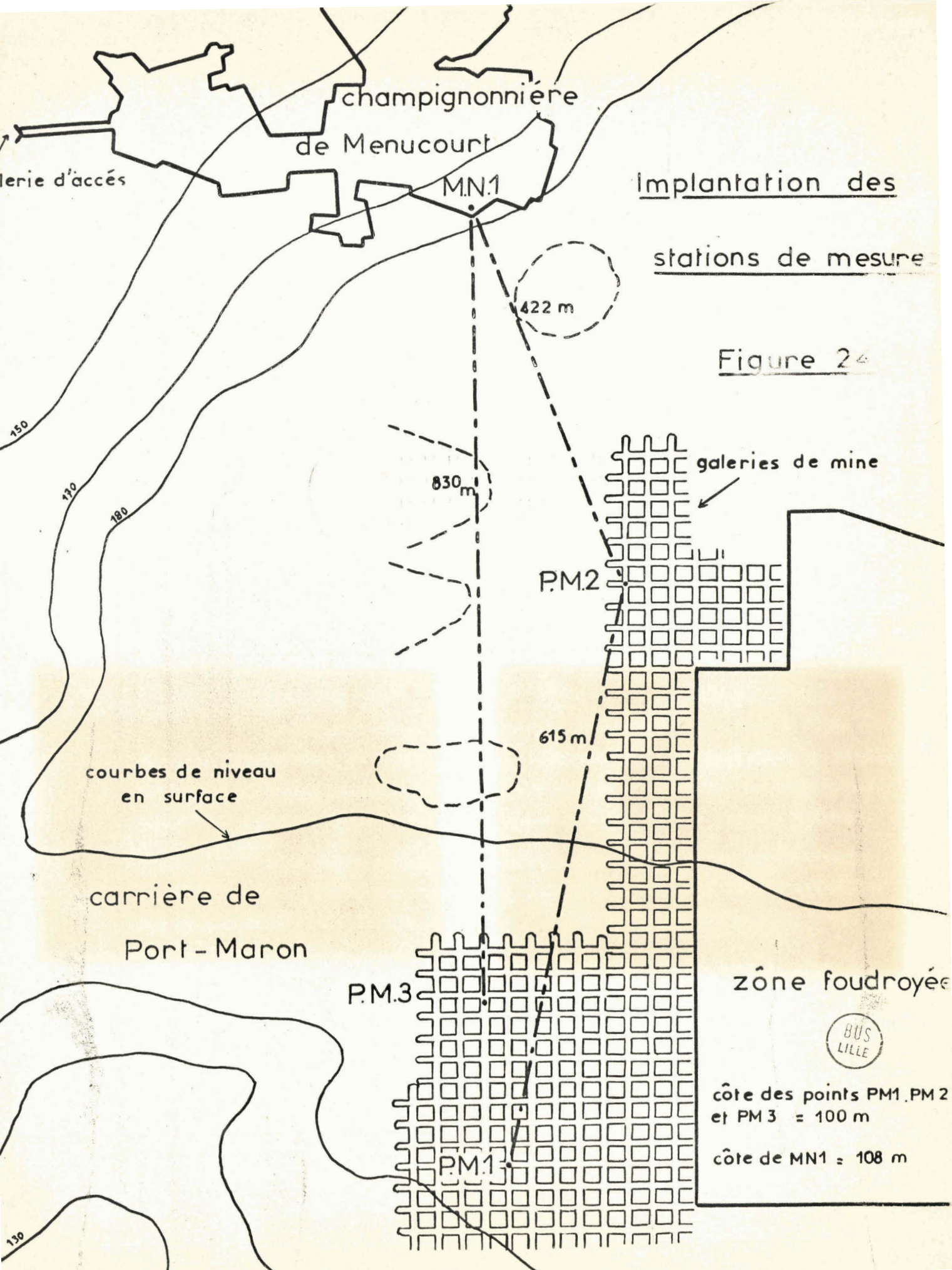
L'éloignement de notre terrain d'expériences (situé à 250km de notre laboratoire de LILLE) et les conditions très dififficiles de réalisation de nos expériences ne nous ont pas permis d'effectuer un très grand nombre de mesures. Trois séries de mesures ont été faites jusqu'à présent.

Nous avons relevé les temps de propagation d'un train d'onde en fonction de la fréquence pour trois parcours différents situés entre les points suivants (voir figure.24.) :

a) entre PMI et PM2 distants de 615m, situés dans la même carrière. Ces points sont donc reliés par des galeries.

b) entre PM2 et MNI distants de 422m, non reliés par galeries puisque situés dans des carrières indépendantes.

c) entre PM3 et MNI distants de 830 , non reliés par galeries.

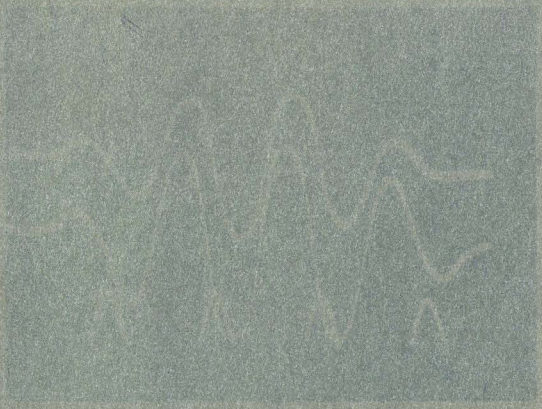


Implantation des stations de mesure

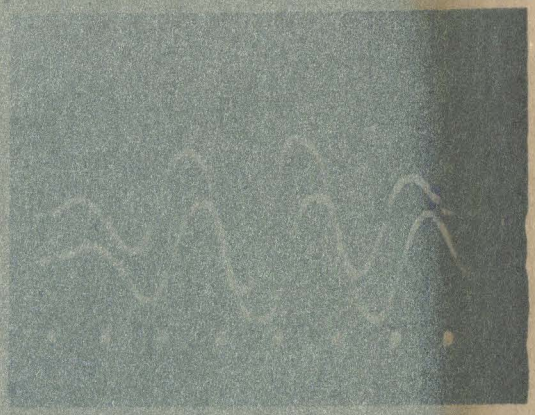
Figure 24

Photos à la station de

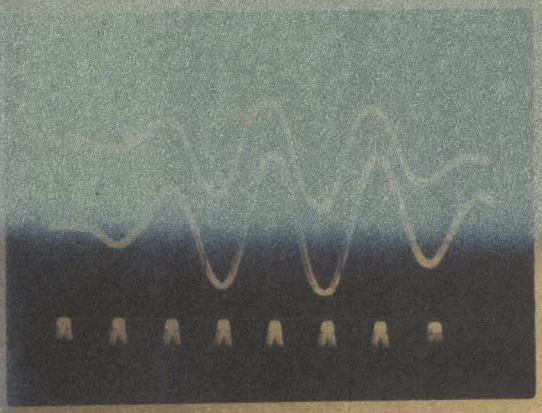
Photos à la station de PM 2



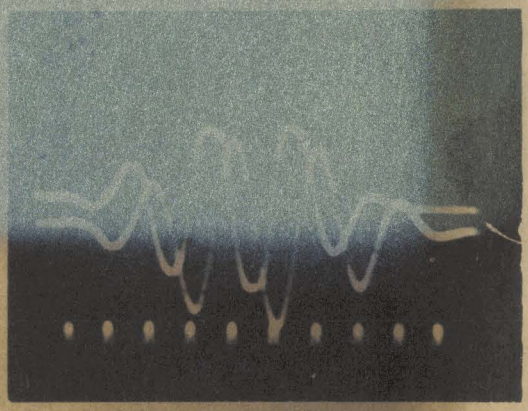
Groupes d'ondes 1,25 khz



Fréquence d'étalonnage 1,5 khz

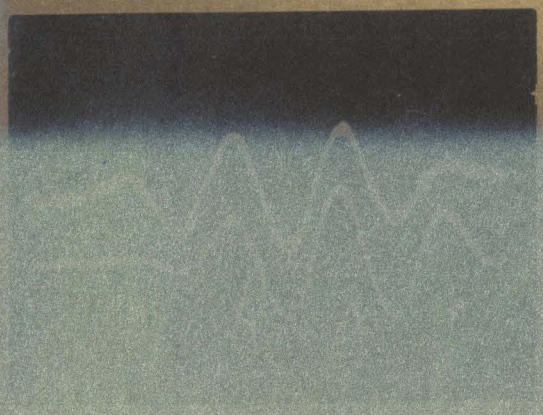


Groupes d'ondes 2 khz

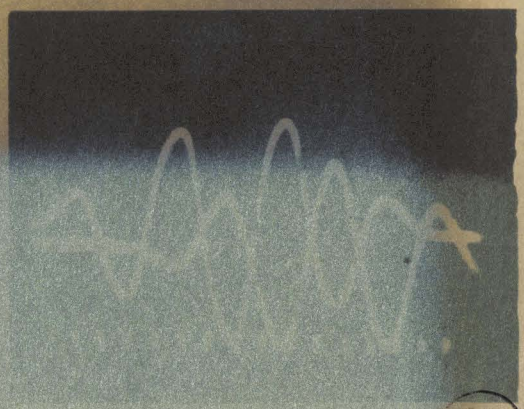


Fréquence d'étalonnage 4 khz

Fréquence d'étalonnage 4 khz



Groupes



Ces mesures bien que peu nombreuses, nous ont néanmoins permis de tracer la courbe de dispersion du gypse.

Dans un premier paragraphe nous présentons les mesures brutes de vitesse de propagation apparente d'une onde électromagnétique, dans le gypse.

Dans un second paragraphe, à l'aide de la théorie exposée au chapître II de la partie théorique, nous corrigeons les mesures brutes de vitesses apparentes pour obtenir la vitesse réelle et nous établissons ainsi le diagramme de dispersion du gypse. En conclusion nous tentons d'interpréter les résultats obtenus en confrontant les courbes expérimentales et théoriques.

Nous essayons également d'interpréter les anomalies qui apparaissent dans nos résultats tout en faisant remarquer que nous ne disposons que d'un trop petit nombre de mesures pour nous permettre une conclusion définitive.

III.I. Mesures brutes des temps de propagation

Vitesse apparente d'une onde électromagnétique dans un banc de gypse.

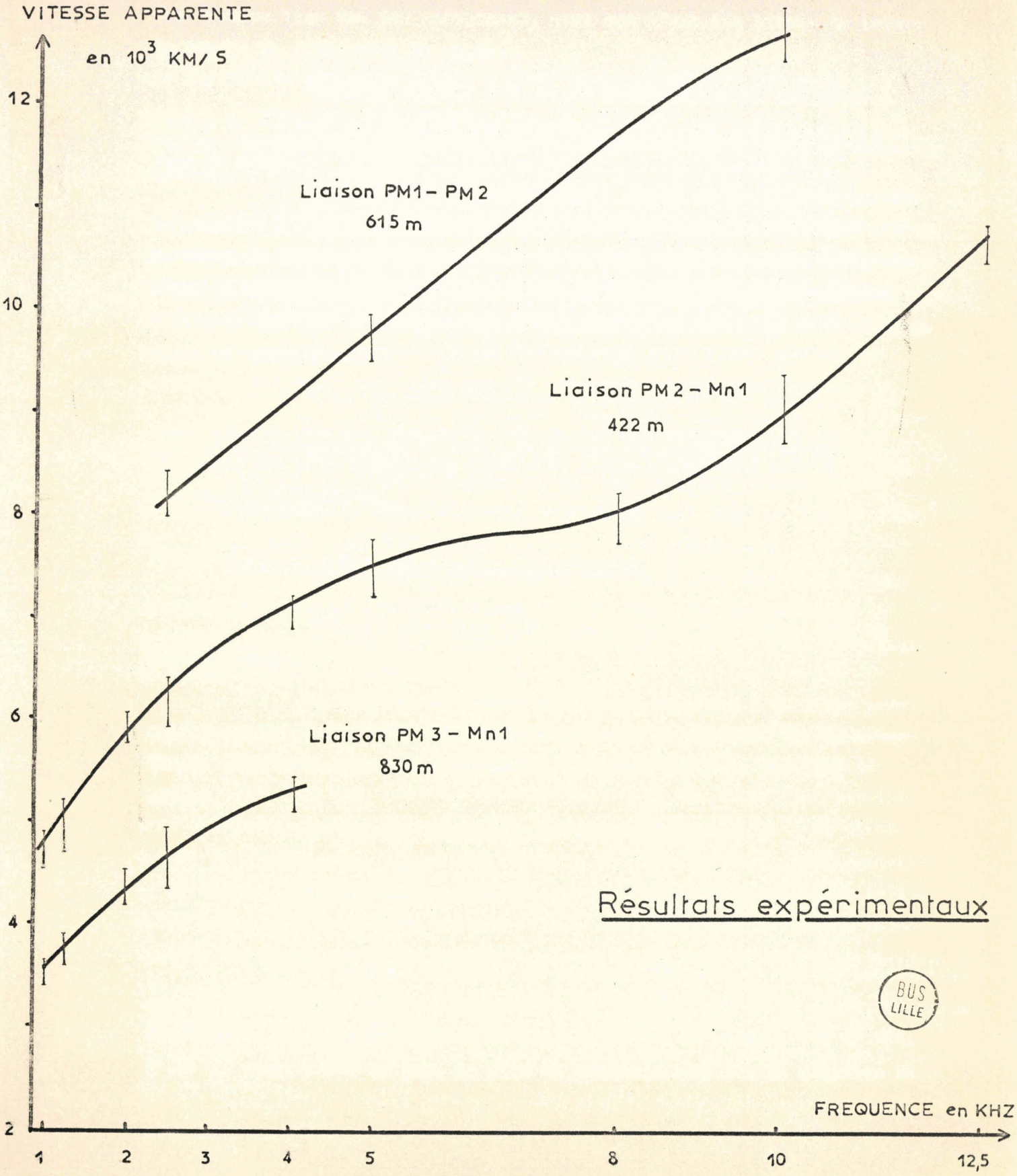
La méthode de mesure exposée au chapitre I de cette partie expérimentale, nous donne directement le temps de parcours $2\Delta t$ du groupe d'onde pour le trajet aller-retour $2\rho_o$ séparant les deux stations de mesure.

La vitesse apparente est donc définie par :

$$V_a = \frac{2\Delta t}{2\rho_o}$$

La lecture du temps de parcours $2\Delta t$ se fait sur un enregistrement photographique de l'oscillogramme. La fig.25. montre pour trois fréquences différentes les photos simultanées enregistrées à la station PM2 et MNI. C'est la station MNI qui joue le rôle de synchronisatrice. On constate bien

Figure 26



Résultats expérimentaux

sur les photos de gauche prises à cette station, que l'écart entre les groupes d'ondes est pratiquement nul. Sur les photos de droite prises en PM2, on constate un décalage de plus en plus important lorsque la fréquence augmente.

Pour augmenter la précision sur la lecture de l'écart $2\Delta t$ on mesure ce dernier en faisant la moyenne des écarts entre les maxima, minima et entre les zéros de la fonction représentant le groupe d'ondes. De plus pour chaque fréquence nous avons réalisé trois à six mesures et nous avons pris la moyenne des résultats. Nous avons ainsi obtenu une précision de mesure meilleure que 10% dans les cas les plus favorables.

La figure.26. représente l'ensemble des mesures de vitesses apparentes en fonction de la fréquence, pour les trois distances 422m - 615m - 830m. Chaque point de mesure figure sur la courbe avec un trait vertical indiquant la marge d'erreur. Remarquons que pour la liaison PMI-PM2, les mesures n'ont été faites que pour trois fréquences.

Pour la liaisons PM3-MNI, la plus grande au point de vue distance, les fréquences supérieures à 4 kHz sont trop atténuées et la puissance de notre émetteur n'était pas suffisante pour pouvoir effectuer la mesure jusqu'à 12,5kHz.

On remarque sur la figure.26. que pour une même fréquence, la vitesse apparente est plus faible pour la liaison de 830m que pour la liaison 422m. Ces deux liaisons s'effectuant dans des conditions sensiblement identiques, cette particularité s'explique très bien si l'on tient compte de l'existence, autour des antennes d'émission, d'une zone pulsante où le champ électromagnétique oscille en tous points avec une phase voisine de celle du courant des émetteurs (voir chapitre II de la partie théorique). Cet écart entre les vitesses apparentes devrait disparaître sur les vitesses corrigées, de la manière indiquée au chapitre théorique II. On constatera cependant que des différences subsistent. Nous pensons qu'il faut en chercher l'explication dans des hétérogénéités de la structure géologique du terrain.

III.2. Correction des vitesses apparentes

Vitesse réelle de propagation - Diagramme de dispersion du gypse -

Le tracé expérimental du diagramme de dispersion du gypse ne possède de l'intérêt que si le résultat obtenu est indépendant du système émetteur. Nous avons exposé au chapitre II de la partie théorique, la manière d'extraire la vitesse de phase réelle $V_{\phi\infty}$ qu'aurait une onde plane se propageant dans le terrain, de la vitesse apparente V_a de l'onde cylindrique réellement émise.

Rappelons que :

$$V_{\phi\infty} = \lambda f = V_a \frac{\phi}{\eta}$$

de ces deux égalités nous tirons :

$$V_a = \frac{2\pi\rho_o f}{\phi_o}$$

puisque $\eta = \frac{\rho_o}{\delta}$ et $\lambda = 2\pi\delta$

avec λ : longueur d'onde

f : fréquence

ρ_o : distance

δ : longueur de pénétration $\simeq 500 \times \sqrt{\frac{I}{f\sigma}}$

σ : conductivité en $\mho/m$

ϕ : fonction de η donnée sur l'abaque de la figure.6.

La mesure de V_a nous permet de calculer ϕ_o et l'abaque de la figure .6. donne alors la valeur de η_o correspondante. Connaissant V_a, ϕ_o et η_o on tire $V_{\phi\infty}$ et par suite λ.

Les tableaux de mesures ci-dessous donnent toutes les valeurs de V_a, ϕ_o, η_o, $V_{\phi\infty}$, λ et I/λ en fonction de la fréquence pour les trois distances considérées.

Liaison : PM2 - MNI distants de 422m

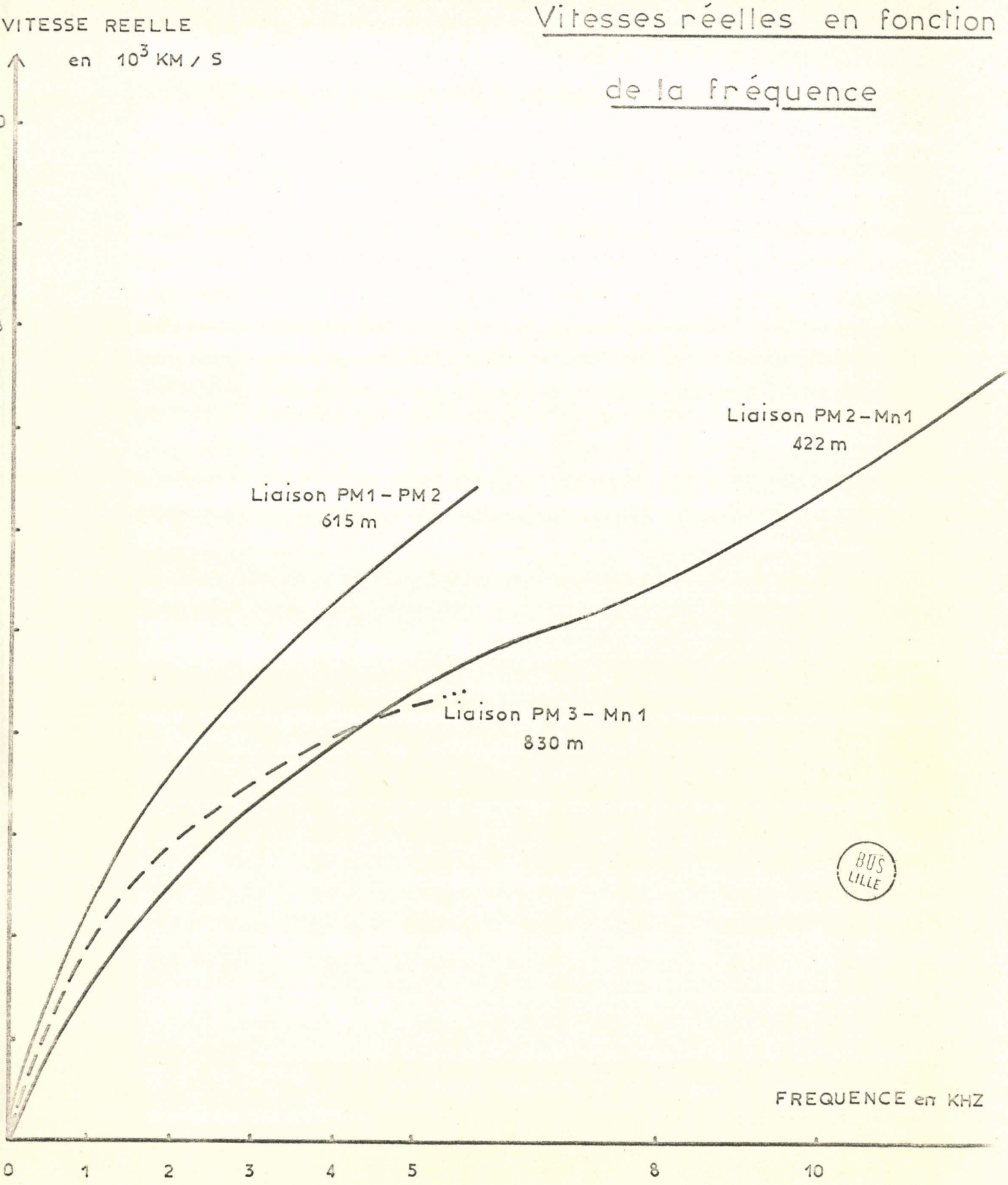
Fréquence F en kHz	V_a en km/s	ϕ_o	n_o	$V_{\phi\infty}$ en km/s	λ en m	I/λ $10^{-3}m^{-1}$
I	4800	0,556	I,8	I480	I480	0,675
I,25	5I00	0,660	I,9	I755	I405	0,7I3
2	5900	0,906	2,I4	2500	I250	0,80
2,5	6300	I,06	2,3	2900	II60	0,862
4	7I00	I,50	2,74	3890	972	I,03
5	7500	I,78	3	4450	890	I,I2
8	8050	2,66	3,88	5480	685	I,46
I0	9000	2,97	4,I9	6400	640	I,56
I2,5	I0700	3,I2	4,34	7690	6I5	I,625

Liaison PM3-MNI distants de 830m

Fréquence F en kHz	V_a en km/s	ϕ_o	n_o	$V_{\phi\infty}$ en km/s	λ en m	I/λ $10^{-3}m^{-1}$
I	3550	I,46	2,7	I930	I930	0,52
I,25	3800	I,7I	2,94	22I0	I770	0,565
2	4350	2,34	3,54	2940	I470	0,68
2,5	4650	2,8I	4,02	3240	I300	0,78
4	6350	3,9	5,I	4I00	I025	0,975

Figure 27

Vitesses réelles en fonction de la fréquence



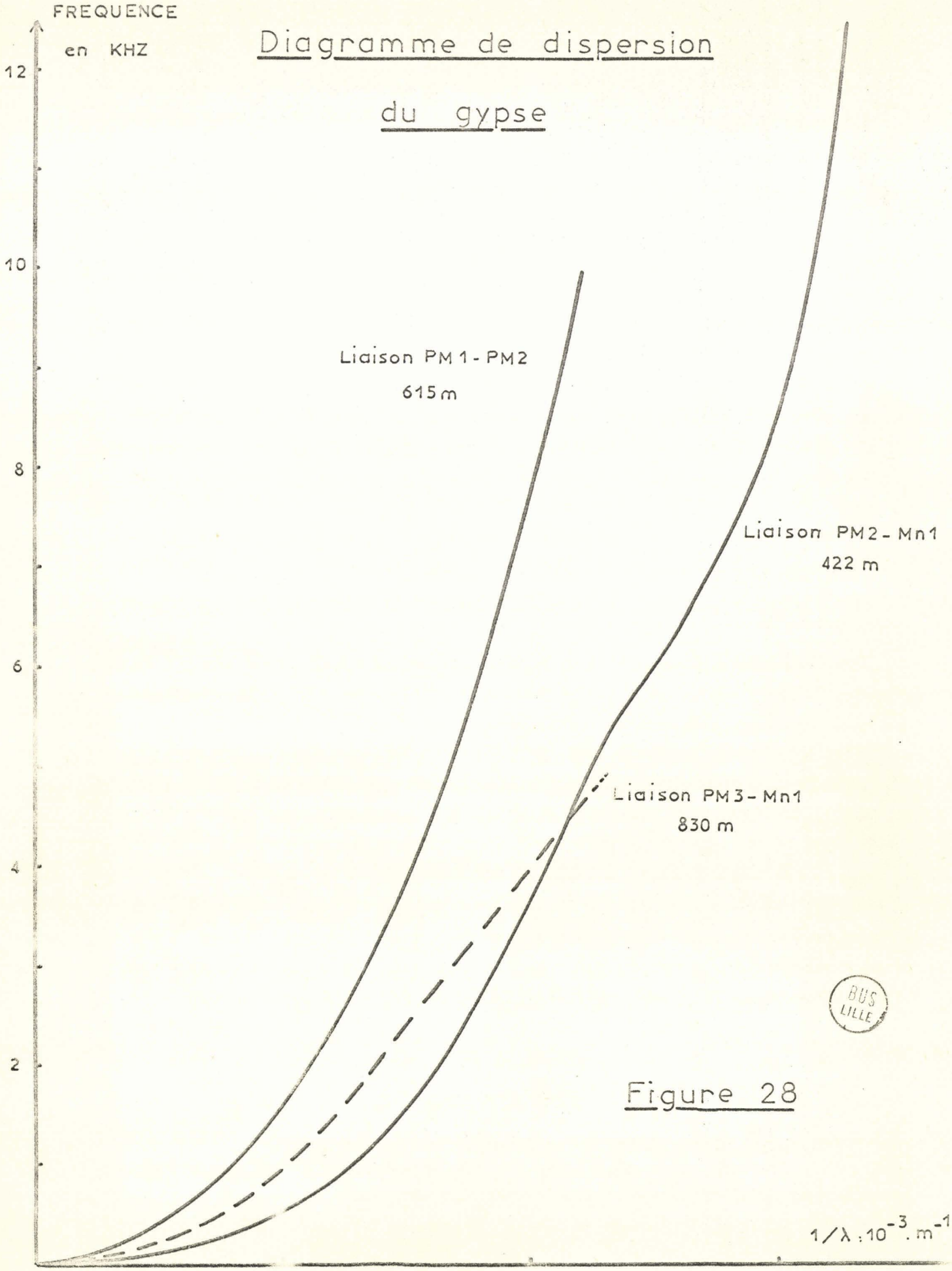


Diagramme de dispersion du gypse

Figure 28

Liaison PMI - PM2 distants de 6I5m

Fréquence F en kHz	V_a en km/s	ϕ_o	η_o	$V_{\phi\infty}$ en km/s	λ en m	I/λ $I0^{-3}m^{-I}$
2,5	8200	I,I75	2,34	4I20	I650	0,606
5	9680	2	3,22	5950	II90	0,84
I0	I2680	3,04	4,24	9I00	9I0	I,I0

Sur la figure.27. nous avons représenté lesvitesse réelles corrigées, $V_{\phi\infty}$ en fonction de la fréquence pour les trois distances 422m, 6I5m et 830m. La figure.28. enfin montre le diagramme de dispersion du gypse sur les trois parcours.

III.3. Conclusion

On remarque sur les courbes de vitesses réelles en fonction de la fréquence, de la figure.27., et sur les diagrammes de dispersion de la figure.28., que les deux mesures effectuées sur les distances de 830m. et 422m. donnent des résultats assez voisins, alors que les mesures effectuées sur la distance de 6I5m s'écartent très nettement des premières.

Lorsque la correction qui permet de passer de la vitesse apparente à la vitesse réelle est effectuée, le résultat obtenu devrait être indépendant de la distance sur laquelle les mesures ont été effectuées ; à condition que le terrain présente les mêmes caractéristiques géologiques sur les différentes liaisons réalisées.

Nous avons déjà fait remarquer que les liaisons PM2-MNI (422m.) et PM3-MNI (830m.) s'effectuent dans la masse pleine du gypse, alors que la liaison PMI-PM2 (6I5m.) se fait à l'intérieur de la même carrière, à travers une masse de gypse percée de multiples galeries.

La résistivité apparente pour cette dernière liaison est donc plus élevée . Si l'on considère le rapport du volume d'air au volume de gypse, on constate que la résistivité moyenne sur cette liaison doit être deux à trois fois plus grande que pour les liaisons à travers la masse pleine de gypse.

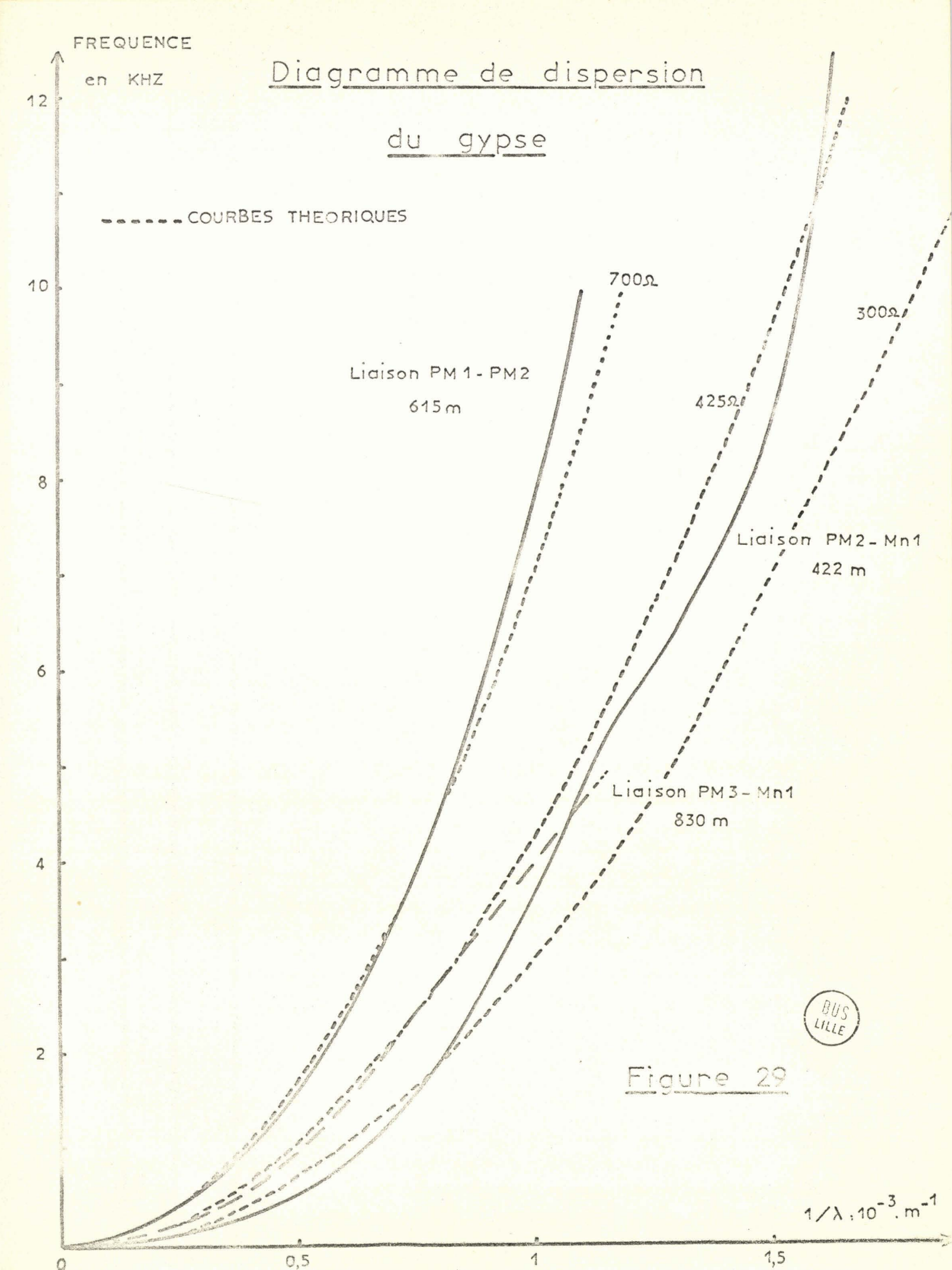


Figure 29

Nous avons tracé sur la figure.29., les courbes de dispersion théoriques correspondant à plusieurs valeurs de la résistivité apparente. Nous constatons que les points expérimentaux de la liaison PMI-PM2 se placent à peu près bien sur la courbe de dispersion correspondant à la résistivité apparente $\sigma_a^{-I} = 750\Omega.m$. Les points expérimentaux des deux autres liaisons se situent entre les courbes théoriques correspondant à $\sigma_a^{-I} = 300$ et $425\Omega.m$.

Alors que la valeur de 750 Ωm correspond à peu près aux valeurs de la résistivité du gypse, obtenues par d'autres méthodes, les valeurs de 300 et 425 Ωm nous en paraissent assez éloignées. Nous sommes restés assez longtemps sans explications pour justifier ces valeurs. Fallait-il mettre en cause l'interprétation théorique de nos mesures ? Le regroupement des vitesses réelles pour les deux liaisons du même type nous paraissait pourtant satisfaisant.. Nous fîmes alors l'hypothèse d'une hétérogénéité pouvant apparaître dans le banc de gypse, sur ces deux liaisons. Cette hypothèse nous fut confirmée par la suite, après la découverte par l'entreprise d'exploitation de la mine de gypse, de "boules de marne" à l'intérieur du gisement.

Ces "boules de marne" sont des inclusions localisées, pouvant atteindre quelques centaines de mètres, qui constituent un véritable court-circuit du sandwich marne-gypse marne. Nous avons représenté, sur la figure 24, les "boules de marne" par leur contour en trait pointillé. Nous constatons que les deux liaisons PM2.MNI et PM3.MNI traversent bien ces "boules de marne". Il nous est alors plus aisé d'interpréter nos résultats.

Nous savons, en effet, que la résistivité apparente correspondant à une propagation des ondes électromagnétiques à travers plusieurs milieux de longueurs ℓ_o, ℓ^3_I... et de résistivité σo^{-I}, σ_I^{-I}..... est donnée par (XII).

$$\sigma_a^{-I} = \left(\frac{\sum \ell_n}{\ell_n \sqrt{\sigma_n}}\right)^2$$

Si on admet que les résistivités du gypse et de la marne sont respectivement 1000Ωm et 10Ωm, la résistivité apparente correspondant à la liaison de 830m (PM3.MNI) est de 300Ωm ; la résistivité apparente de la liaison de 422 m (PM2.MNI) est de 350Ωm.

Ces valeurs coïncident assez bien avec celles données par le diagramme de dispersion.

Cette coïncidence n'est cependant pas parfaite ; et il ne nous est pas encore possible de savoir si ce défaut résulte d'une insuffisance de la théorie dont il faudrait discuter la validité de certaines hypothèses simplificatrices. La structure du milieu de propagation est en effet mal définie en chaque point et n'est pas parfaitement homogène. Les courbes de dispersion présentent en outre certaines anomalies (concavités prononcées pour certaines fréquences) qui sembleraient être en relation avec la position des "boules de marne" par rapport aux stations de mesure. Mais le petit nombre de mesures que nous avons réalisé jusqu'à présent ne nous permet pas une conclusion définitive. C'est à la faveur de campagnes de mesures futures que nous pourrons dire si les anomalies que l'on constate sur la figure 28 sont réellement caractéristiques d'inhomogénéités de la roche investiguée ou de la roche elle-même.

C O N C L U S I O N

Au cours de ce travail, nous avons contribué à la construction et à la mise au point de l'appareillage permettant la mesure directe de la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le sol. Mesure qui, à notre connaissance, n'a jamais été réalisée.

L'élaboration de chaque élément d'une station de mesure ainsi d'ailleurs que le principe de la mesure ne se sont faits que progressivement au fur et à mesure que des expériences successives sur le terrain accroissaient l'expérience de notre équipe de recherche.

Bien que de très nombreuses études théoriques aient été faites dans le domaine de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux géologiques conducteurs, très peu sont applicables directement au cas particulier que nous avons rencontré. Nous avons dû faire l'étude théorique dans le cas d'une propagation guidée dans un sandwich marne-gypse à haut contraste de résistivité. Cette étude nous a conduit à définir les notions de vitesse apparente et de vitesse réelle. Nous avons donné une relation reliant ces deux grandeurs de manière à accéder directement aux caractéristiques électriques de la roche investiguée, à partir des mesures de vitesse apparente dans une structure géologique déterminée dans laquelle se trouve enfermée la roche.

Les mesures de vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le gypse, faites sur le terrain, nous ont permis de vérifier expérimentalement la validité des résultats théoriques. L'accord obtenu est assez satisfaisant bien que des inhomogénéités inattendues du terrain sur lequel se sont déroulées nos mesures, sont venues compliquer notre interprétation.

Nous n'avons pu jusqu'à présent entreprendre un grand nombre de mesures mais il nous semble que la mesure de vitesse des ondes électromagnétiques dans le sol apporte aux géophysiciens un procédé d'investigation très intéressant pouvant améliorer les méthodes électromagnétiques de prospection géologique qui, jusqu'à présent, n'utilisent que des mesures d'amplitudes.

B I B L I O G R A P H I E

(I) R. GABILLARD, Réflexions sur le problème de la propagation d'une onde électromagnétique dans le sol, Revue de l'Institut Français du Pétrole, Vol.XVIII, N°9, Septembre I963

(II) BERNARD, Initiation à la mécanique quantique (les ondes d'étendue limitée) HACHETTE I960

(III) J.A. STRATOM, Théorie de l'électromagnétisme, pp.I-56, DUNOD I96I

(IV) P. POINCELOT, Précis d'électromagnétisme théorique, pp 45-65

(V) A. ANGOT, Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications, Collection technique et scientifique du C.N.E.T., I96I

(VI) JAHNKE-EMDE-LOSCH, Tables of higher fonctions, BG TEUBNER VERLAGSGESELLSCHAFT, STUTTGART, I960

(VII) R. GABILLARD, J. FONTAINE, Mesure directe de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques en milieu géologique, Publication aux semaines d'études du C.T.H.E.D.E.C., VALS-LES-BAINS, Juillet I965

(VIII) R. GABILLARD, Communications à travers le sol, publication au Symposium des communications en dessous de la surface du sol. A.G.A.R.D., I966

(IX) J.P. DUBUS, Mémoire C.N.A.M., "Etude et réalisation d'un appareillage permettant la mesure de la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le sol, I965

(X) D. PODVIN, Notice technique : Amplificateur de puissance utilisé en T.P.S., I965

(XI) LA RADIOTECHNIQUE, Application des semiconducteurs, les "Choppers" et leurs applications, I964

(XII) R. GABILLARD, Publication A.G.A.R.D., I966

S E C O N D E T H E S E

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

-:-

L E B R U I T D E F O N D D A N S L E S S E M I-C O N D U C T E U R S

Vu et approuvé

Lille, le I3 Octobre I966

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Pour le Doyen empêché

l'Assesseur,

J.HEUBEL

vu et permis d'imprimer

Lille, le I3 Octobre I966

Le Recteur de l'Académie de LILLE,

G. DEBEYRE