

# THÈSES

*présentées à la*

**FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE**

*pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur*

par

**André BERTHE**

Ingénieur I. S. E. N.



**1<sup>re</sup> THÈSE :** Étude théorique et expérimentale des signaux de résonance magnétique nucléaire en régime permanent et en régime de "mémoire de phase", dans le champ magnétique terrestre.

**2<sup>me</sup> THÈSE :** Propositions données par la Faculté.



Soutenues le Février 1968, devant la COMMISSION D'EXAMEN

MM. R. GABILLARD,	Président
G. BÉNE	Examineur
E. CONSTANT,	»
A. LEBRUN,	»

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. PRUVOST, LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNDULT, BEGHIN, CAU, CHAPELON, CHAUDRON,  
CORDONNIER, DE HEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY,  
GERMAIN, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, LELONG,  
MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISSELLE, PASCAL,  
PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, WIEMANN,  
ZAMANSKY, KAMPE DE FERIET.

---

DOYEN :

M. TILLIEU, Professeur de Physique

ASSESSEURS :

MM. DURCHON  
HEUDEL

Professeur de ZOOLOGIE  
Professeur de CHIMIE MINERALE

PROFESSEURS :

MM BACCHUS  
BECART  
BERKER  
BLOCH  
BONNEMAN BEMIA

ASTRONOMIE, CALCUL NUMERIQUE  
PHYSIQUE  
MECANIQUE DES FLUIDES  
PSYCHOPHYSIOLOGIE  
CHIMIE ET PHYSICO-CHIMIE INDUST.

MM. BONTE	GEOLOGIE APPLIQUEE
BOUGHON	MATHEMATIQUES
BOUISSET	PHYSIOLOGIE ANIMALE
BOURIQUET	BOTANIQUE
CELET	GEOLOGIE
CORSIN	PALŒOBOTANIQUE
DECUYPER	MATHEMATIQUES
DEDEKER	PROFESSEUR ASSOCIE DE MATHEMATIQUES
DEFRETIN	BIOLOGIE MARINE
DEHORS	PHYSIQUE INDUSTRIELLE
DELATTRE	GEOLOGIE
DELEAU	GEOLOGIE
DELHAYE	CHIMIE MINERALE
DESCOMBES	CALCUL DIFFERENTIEL & INTEGRAL
FOURET	PHYSIQUE
GABILLARD	RADIOELECTRICITE & ELECTRONIQUE
GLACET	CHIMIE
GONTIER	MECANIQUE DES FLUIDES
HEIM DE BALZAC	ZOOLOGIE
HOCQUETTE	BOTANIQUE GENERALE & APPLIQUEE
LEBEGUE	BOTANIQUE
Mme LEBEGUE	PHYSIQUE
MM. LEBRUN	RADIOELECTRICITE & ELECTRONIQUE
Mlle LENOBLE	PHYSIQUE
MM. LIEBAERT	RADIOELECTRICITE
LINDER	BOTANIQUE
LUCQUIN	CHIMIE MINERALE
MARION	CHIMIE
Mlle MARQUET	MATHEMATIQUES
MM. MARTINOT-LAGARDE	MECANIQUE DES FLUIDES
MENESSIER	GEOLOGIE
MONTARIOL	CHIMIE MINERALE APPLIQUEE
MONTREUIL	CHIMIE BIOLOGIQUE
MORIAMEZ	PHYSIQUE
PARREAU	MATHEMATIQUES

.../...

MM. PEREZ	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
PHAM MAU QUAN	MECANIQUE RATIONNELLE & EXP.
POUZET	CALCUL NUMERIQUE
PROUVOST	GEOLOGIE
SAVARD	CHIMI GENERALE
SCHALLER	ZOOLOGIE
SCHILTZ	PHYSIQUE
Mme SCHWARTZ	ANALYSE SUPERIEURE
MM. TRIDOT	CHIMIE
VIVIER	BIOLOGIE ANIMALE
WATERLOT	GEOLOGIE ET MINIRALOGIE
WERTHEIMER	PHYSIQUE

MAITRES DE CONFERENCES

MM. ATTEIA	MATHEMATIQUES
BEAUFILS	CHIMIE GENERALE
BELLET	PHYSIQUE
BLANCHARD	CHIMIE ORGANIQUE
BOILLET	PHYSIQUE
BUI TRONG LIEU	MATHEMATIQUES
CHASTRETTE	CHIMIE GENERALE AMIENS
CHERRUAULT	MATHEMATIQUES
COMBET	MATHEMATIQUES
CONSTANT	RADIOELECTRICITE ET ELECTRONIQUE
DERCOURT	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
DEVRAINNE	CHIMIE MINERALE
Mme DRAN	CHIMIE APPLIQUEE
MM. GOURMAND	CHIMIE PHYSIQUE
GUILLAUME	BOTANIQUE
HENRY	PHYSIQUE AMIENS
HERZ	CALCUL NUMERIQUE
HUARD DE LA MARRE	CALCUL NUMERIQUE

MM. JOLY	ZOOLOGIE AMIENS
LACOSTE	BOTANIQUE
LAMBERT	PHYSIQUE SAINT QUENTIN
MAES	PHYSIQUE
METTETAL	ZOOLOGIE AMIENS
MOUVIER	CHIMIE SAINT QUENTIN
NGUYEN PHONG CHAU	MATHEMATIQUES SAINT QUENTIN
PANET	ELECTROMECHANIQUE
PARSY	MATHEMATIQUES AMIENS
RAUZY	MATHEMATIQUES
SAADA	PHYSIQUE
SEGARD	CHIMIE BIOLOGIQUE
TUDO	CHIMIE AMIENS
VAILLANT	MATHEMATIQUES
WAZART	BOTANIQUE AMIENS
VIDAL	PHYSIQUE INDUSTRIELLE

SECRETARE GENERAL, ATTACHE PRINCIPAL :

M. LEGROS

--:--:--:--:--:--:--

A ma mère,

A mes parents,

A mes amis,

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Radioélectricité et Electronique de la Faculté des Sciences de LILLE.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur GABILLARD, Directeur du Laboratoire, qui m'a confié ce travail et guidé dans son étude.

Je l'ai effectué en collaboration étroite avec Yves CROSNIER. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sentiments de profonde gratitude pour son aide amicale et fructueuse, ses précieux conseils, et ses nombreux encouragements.

Messieurs les Professeurs G. BENE et A. ERBEIA nous ont accueilli dans leur laboratoire de l'Institut de Physique de GENEVE. Par leurs conseils ils nous ont aidé à la mise en route de ce travail. Je leur en suis vivement reconnaissant.

Je remercie l'Ecole Nationale Supérieure du Pétrole et des Moteurs et l'INSTITUT FRANCAIS DU PETROLE qui m'ont accordé une bourse pour cette étude.

Nos remerciements vont également à Monsieur le Professeur LEBRUN et à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'ont fait l'honneur de juger mon travail, pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Enfin je remercie tous mes camarades et le personnel du Laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée, et l'aide qu'ils m'ont apportée.

# SOMMAIRE

pages

## INTRODUCTION

1

## PREMIERE PARTIE

### DESCRIPTION D'UN SPECTROMETRE UTILISANT LE CHAMP TERRESTRE

CHAPITRE. I.	QUELQUES RAPPELS DE R. M. N.	3
CHAPITRE. II.	DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	11
CHAPITRE. III.	RESULTATS EXPERIMENTAUX	29

## DEUXIEME PARTIE

### ETUDE DE LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE DANS LE CHAMP TERRESTRE EN REGIME IMPULSIF

CHAPITRE. I.	REGIME DE "MEMOIRE DE PHASE" OBTENU EN PULSANT LE CHAMP RADIOFREQUENCE $H_1$	33
CHAPITRE. II.	REGIME DE "MEMOIRE DE PHASE" OBTENU EN PULSANT LE CHAMP DIRECTEUR $H_0$ .	47

:::::::::::



## INTRODUCTION

Il nous a été proposé d'étudier le phénomène de mémoire de phase en résonance magnétique nucléaire en prenant comme champ magnétique statique le champ terrestre. L'idée directrice était d'utiliser la R. M. N. pour déceler la présence d'eau ou de pétrole depuis la surface du sol.

La première partie de notre travail a donc consisté à réaliser un spectromètre de résonance magnétique nucléaire utilisant le champ magnétique terrestre. L'intérêt d'un tel spectromètre est de permettre l'observation de raies extrêmement étroites correspondant à beaucoup de liquides (eau, benzène, produits hydrogénés divers ... etc.) et d'en déduire presque directement les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$ . L'originalité de notre spectromètre réside dans le fait que nous avons utilisé la méthode de BLOCH en prenant pour champ magnétique continu uniquement le champ terrestre ; en effet, l'équipe du Professeur BENE, qui est la seule à avoir effectué des travaux similaires, a utilisé, d'une part la méthode de pont<sup>(1)</sup> dans le champ terrestre, et d'autre part, le dispositif de BLOCH mais en adjoignant à ce champ un champ au moins égal<sup>(2)</sup>.

Puis nous avons fait fonctionner ce spectromètre en pulsant le champ alternatif ou le champ continu afin de faire apparaître le phénomène de mémoire de phase ; ce phénomène a été découvert par S. J. GOODEN<sup>(3)</sup> et expliqué par R. GABILLARD<sup>(4)</sup> et étudié récemment dans notre laboratoire par B. LOUCHART<sup>(5)</sup> ; pour l'étudier ces auteurs ont utilisé un champ continu élevé et un balayage rapide de la raie de résonance.

Dans une première partie de notre thèse, nous donnerons quelques rappels indispensables de R. M. N. classique. Nous verrons les avantages et les inconvénients que l'on peut attendre de l'utilisation du champ terrestre. Puis nous décrirons l'appareil que nous avons réalisé et indiquerons les mesures de caractère physique que nous avons effectuées.

Dans une seconde partie, après une étude théorique du phénomène de mémoire de phase obtenu en pulsant le champ alternatif ou le champ continu, nous donnerons les résultats expérimentaux obtenus.

PREMIERE PARTIE

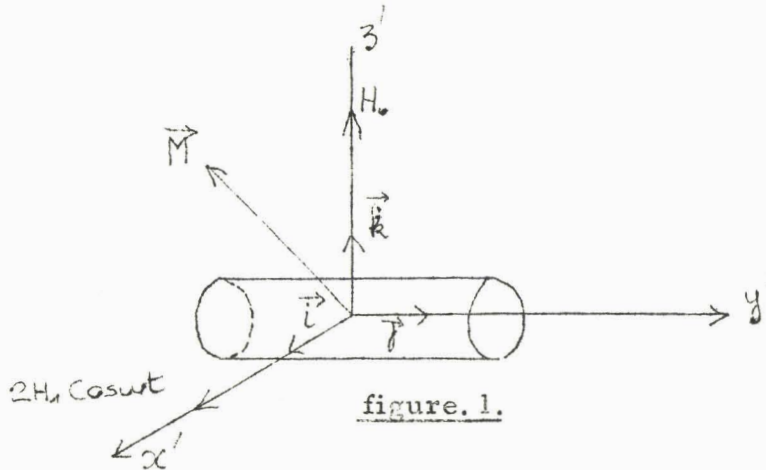
DESCRIPTION D'UN SPECTROMETRE UTILISANT LE  
CHAMP TERRESTRE

::::::::::::::::::::::::::

CHAPITRE . I .

QUELQUES RAPPELS DE R. M. N.

I. LES EQUATIONS DE BLOCH



Nous avons utilisé le dispositif classique de BLOCH. L'échantillon est soumis à l'action de deux champs :

- . Un champ statique  $H_0$  dirigé selon l'axe  $oz'$
- . Un champ radiofréquence  $2H_1 \cos \omega t$  dirigé selon l'axe  $ox'$  perpendiculaire à l'axe  $oz'$

La détection du phénomène s'opère à l'aide d'une bobine, dans laquelle est placé l'échantillon, dirigée selon le troisième axe  $oy'$  du trièdre.

La description du mouvement de la résultante macroscopique  $\vec{M}$  des moments nucléaires de l'ensemble des spins placés dans les conditions précédentes a été donnée par BLOCH<sup>(6)</sup>.

En choisissant un référentiel (ox'y'z') lié au laboratoire, l'équation phénoménologique de BLOCH s'écrit :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H}) - \frac{\vec{i} M_x + \vec{j} M_y}{T_2} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k} \quad (I)$$

En décomposant cette équation selon les trois axes, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma (M_y H_z - M_z H_y) - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma (M_z H_x - M_x H_z) - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma (M_x H_y - M_y H_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{aligned} \quad (II)$$

Dans l'expérience de BLOCH, l'ensemble des noyaux est soumis à un champ continu  $H_0 = \omega_0 / \gamma$  et à un champ de radiofréquence tournant avec une pulsation  $\omega$ . Ce dernier champ est une des composantes tournantes du champ  $2H_1 \cos \omega t$  dirigé selon l'axe ox' du référentiel lié au laboratoire. On peut négliger l'effet de l'autre composante si son amplitude  $H_1$  est petite devant  $H_0$ . Le champ appliqué vaut donc :

$$H_x = H_1 \cos \omega t \quad H_y = -H_1 \sin \omega t \quad H_z = H_0 = \frac{\omega_0}{\gamma} \quad (III)$$

Le système d'équations s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma (M_y H_0 + M_z H_1 \sin \omega t) - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma (M_z H_1 \cos \omega t - M_x H_0) - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma (-M_x H_1 \sin \omega t - M_y H_1 \cos \omega t) - \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{aligned} \quad (IV)$$

## II. RESOLUTION DES EQUATIONS DE BLOCH EN "BALAYAGE LENT"

La résolution de ce système d'équations est facilitée quand on se place dans un référentiel tournant dans le plan xoy autour de l'axe oz' avec une pulsation  $\omega$ . Dans ce référentiel les composante  $M_x$  et  $M_y$  de la résultante des moments nucléaires deviennent :

$$\begin{aligned} M_x &= u \cos \omega t - v \sin \omega t \\ M_y &= -u \sin \omega t - v \cos \omega t \end{aligned} \quad (V)$$

où u est la composante en phase et v la composante en quadrature avec le champ tournant.

La solution générale du système d'équations comporte une solution de régime transitoire et une solution de régime permanent. Si l'on opère en balayage lent, nous obtiendrons le régime permanent. Ce régime sera obtenu

en faisant :  $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = 0$ , dans les équations précédentes :

On obtient alors :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\Delta \omega H_1 T_2^2}{1 + (T_2 \Delta \omega)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0 \\ v &= \frac{-\gamma H_1 T_2}{1 + (T_2 \Delta \omega)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0 \end{aligned} \quad (VI) \quad \Delta \omega = \omega - \omega_0$$

Il y a "résonance" lorsque  $\Delta\omega = 0$ . La fréquence  $f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_0$  qui donne la résonance est appelée fréquence de LARMOR.

Les composantes  $M_x$  et  $M_y$  de l'aimantation dans le référentiel fixe sont des fonctions du temps. Elles induiront dans une bobine d'axe  $Oy'$  une tension de pulsation  $\omega$  que l'on pourra détecter.

Pratiquement on ne décrit pas la résonance par une variation de fréquence mais par une variation du champ continu. Pour cela on superpose à  $H_0$  un champ  $\delta H$  lentement variable. La relation entre l'écart en champ et l'écart en fréquence est  $\delta H = \frac{\delta\omega}{\gamma}$ . Les équations précédentes deviennent :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\gamma^2 H_1 T_1 T_2 \delta H M_0}{1 + (\gamma \delta H T_2)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} \\ v &= \frac{-\gamma H_1 T_2 M_0}{1 + (\gamma \delta H T_2)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} \end{aligned} \quad \text{(VII)}$$

### III. VARIATIONS DE u et v EN FONCTION de $\delta H$

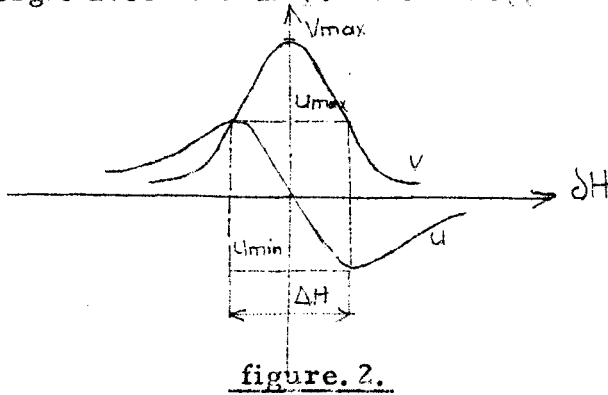
A la résonance, lorsque  $\delta H = 0$ ,  $u = 0$  et :

$$v = \frac{-\gamma H_1 T_2}{1 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0. \text{ Nous obtenons alors dans le référentiel fixe :}$$

$$\begin{aligned} M_x &= \frac{\gamma H_1 T_2}{1 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0 \sin \omega t \\ M_y &= \frac{\gamma H_1 T_2}{1 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0 \cos \omega t \end{aligned} \quad \text{(VIII)}$$

Le vecteur aimantation  $\vec{M}$  se trouve alors dans le plan  $zoy$  en retardé de  $\pi/2$

par rapport au vecteur  $H_1$ . Il absorbe un maximum d'énergie. La composante  $v$ , qui atteint alors son maximum est appelée absorption. La composante  $u$ , en phase avec  $H_1$ , est nulle à la résonance. Elle n'échange aucune énergie avec ce champ. Elle est appelée dispersion.



La courbe de variation de l'absorption a la forme de LORENTZ (figure. 2.)

Elle a pour largeur à mi-hauteur :

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2} \sqrt{1 + \gamma^2 H_1^2 \frac{T_2}{T_1}} \quad (IX)$$

La fonction représentant  $u$  est impaire en fonction de  $\delta H$  (figure. 2.) Elle est nulle à la résonance et présente un maximum et un minimum situés de part et d'autre de ce point. Ces extremums sont obtenus lorsque :

$$\delta H = \pm \frac{1}{\gamma T_2} \sqrt{1 + \gamma^2 H_1^2 \frac{T_2}{T_1}}$$

La valeur de l'écart en champ  $\Delta H$  donnant la demi-largeur à mi-hauteur de  $v$  et l'extremum de  $v$  est appelé largeur de raie.

#### IV. VARIATION DE $u$ , $v$ et $\Delta H$ EN FONCTION DE $H_1$

1. La valeur maximum de  $v$  est proportionnelle à  $H_1$  pour ses faibles valeurs. Elle passe par un maximum pour  $H_1 = \frac{1}{\gamma T_2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$  (X) puis tend vers 0 lorsque  $H_1$  continue de croître. Sa valeur maximum est :

$$v_{\max \max} = \frac{M_0}{2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (XI)$$

La valeur correspondante de  $H_1$  est la limite de la saturation.

2. La dispersion  $u$  augmente constamment lorsque  $H_1$  croît.

La limite vaut :

$$(u_{\max})_{\max} = -(u_{\min})_{\max} = \frac{M_0}{2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (\text{XII})$$

A la limite de saturation  $u_{\max} = -u_{\min} = \frac{\sqrt{2}}{2} v_{\max}$

3. La largeur de raie  $\frac{\Delta H}{2}$  croît constamment avec  $H_1$ . Elle tend vers  $\frac{1}{\gamma T_2}$  lorsque  $H_1$  tend vers 0. Pour de fortes valeurs de  $H_1$  telles que :  $\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \gg 1$ , elle est proportionnelle à  $H_1$  et vaut  $\Delta H \approx H_1 \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}$ .

Nous avons représenté les variations théoriques de  $u_{\max}$ ,  $v_{\max}$  et  $\Delta H$  en fonction de  $H_1$  pour l'eau en prenant  $T_1 = T_2 = 1,8$  s (figure. 3.)

### V. CALCUL DE L'AMPLITUDE DU SIGNAL INDUIT DANS LA BOBINE DE RECEPTION

Nous ferons ce calcul pour la valeur maximum du signal d'absorption. La bobine de réception comporte  $n$  spires ; sa surface intérieure  $S$  est égale à la surface de l'échantillon dont le volume est  $V$ . Elle a un coefficient de qualité  $Q$ .

Le flux induit par unité de volume est :

$$\phi = \frac{S}{V} \times 4\pi (\vec{M} \cdot \vec{Oy}') = \frac{S}{V} \times 4\pi (u - jv) e^{j\omega_0 t}$$

et la tension induite vaut :

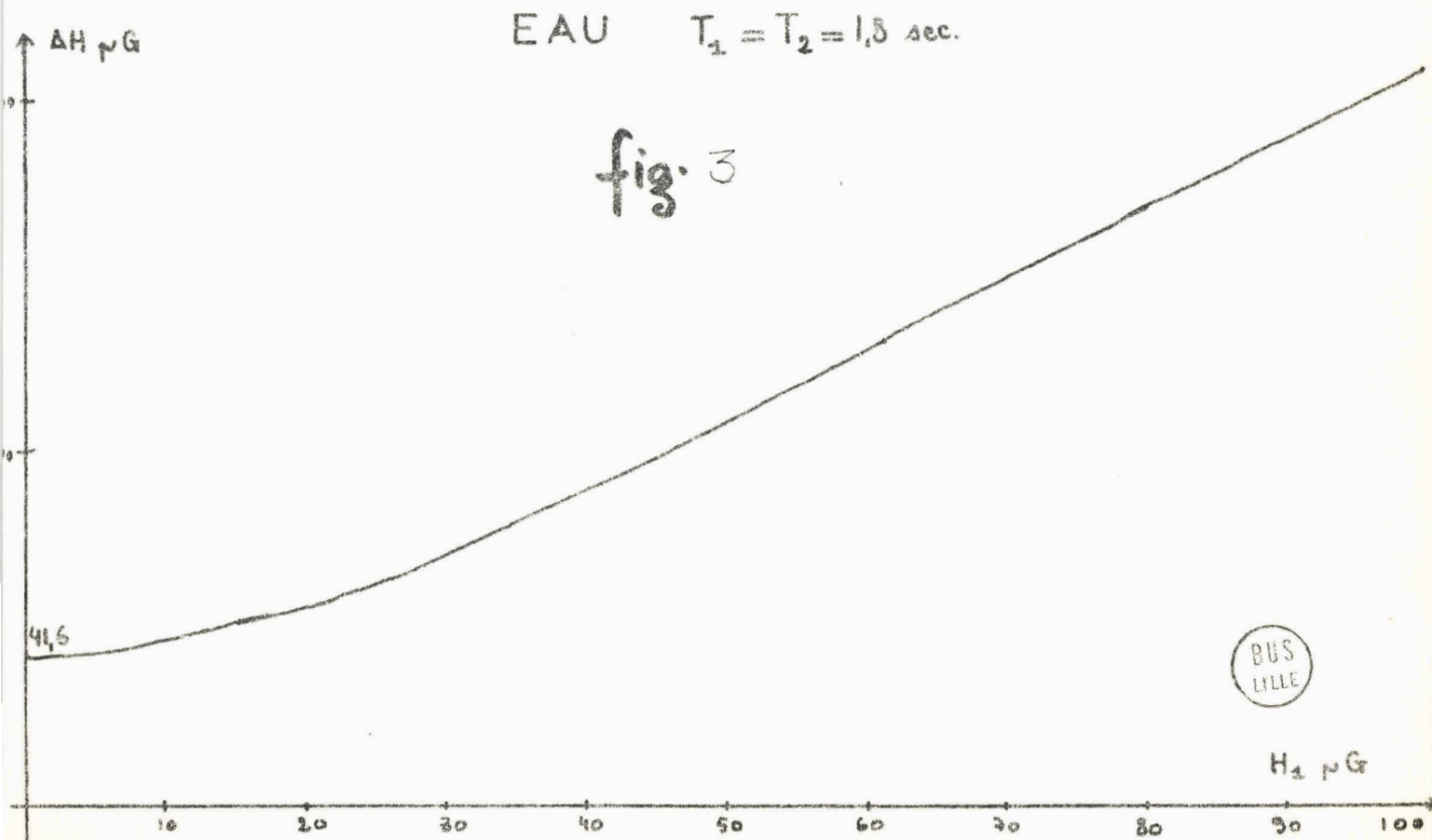
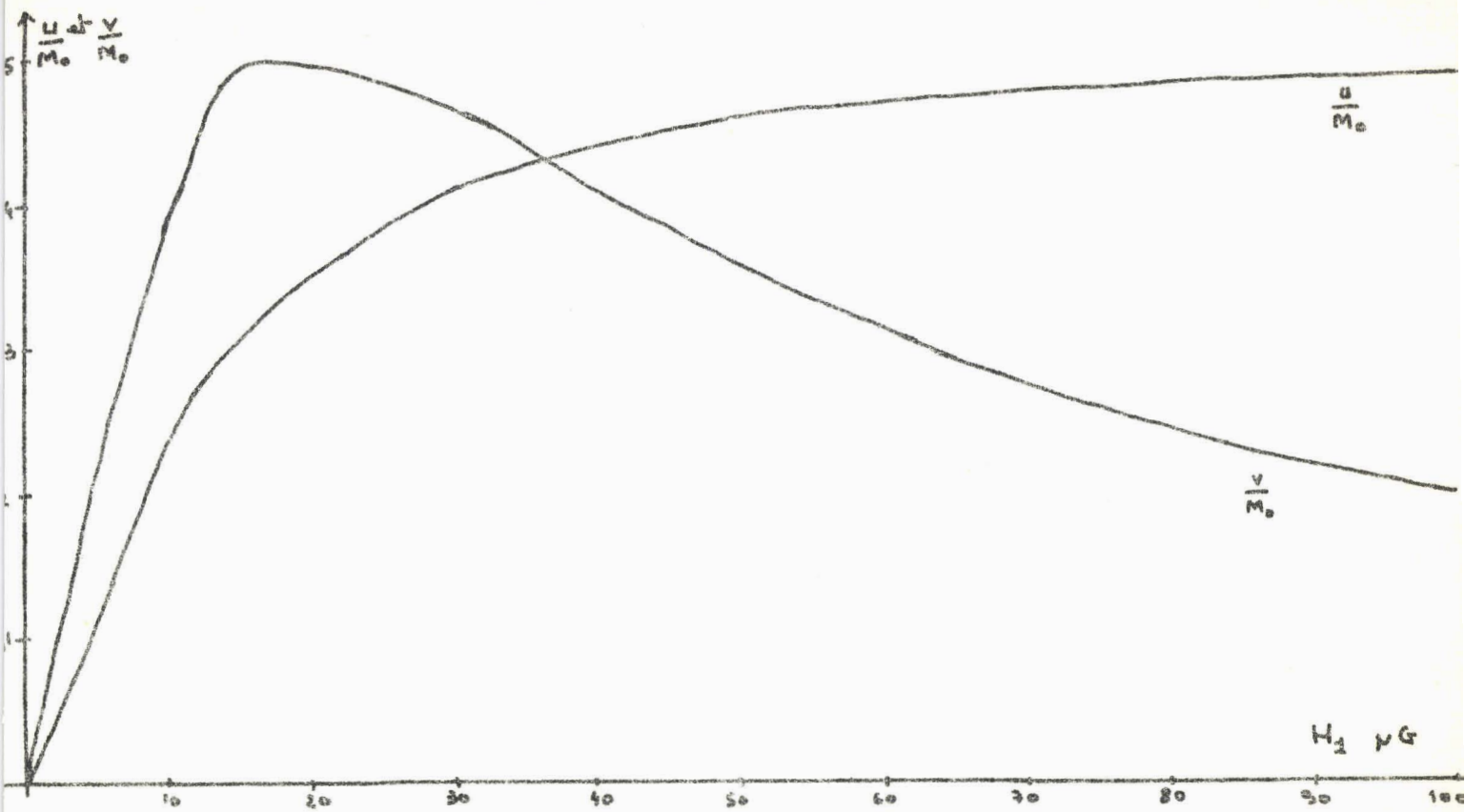
$$e = 10^{-8} n \frac{d\phi}{dt} \text{ en volt}$$

D'où pour le signal d'absorption d'amplitude  $v$  :

$$e = 10^{-8} (n\omega_0 \frac{S}{V}) \times v$$



- 8 bis -



Pour tout le volume :  $e = 10^{-8} n \omega_0 \times 4\pi S v$

La tension maximum induite dans la bobine est :

$$E = \Omega e_{\max} \quad v_{\max} = \frac{M_0}{2} \quad \text{avec } T_1 = T_2 \quad v_{\max} = \frac{\chi H_0}{2}$$

$$E_{\text{volt}} = 4\pi \cdot 10^{-8} \times n \times \omega_0 \times S \times \Omega \times \frac{M_0}{2} \quad (\text{XIII})$$

Nous avons supposé pour cela que le coefficient de remplissage  $\eta$  était égal à 1. Ce coefficient  $\eta = \frac{\text{section de l'échantillon}}{\text{section moyenne de la bobine}}$  est inférieur à 1 et l'amplitude du signal sera plus faible. D'autre part, nous avons supposé que tout le volume de l'échantillon est soumis uniformément au champ  $H_1$ .

## VI. INTERET DE L'UTILISATION DU CHAMP TERRESTRE

L'étude des raies de résonance étroites (produits hydrogénés) nécessite l'emploi de champ faible. En effet les meilleurs spectromètres de R. M. N. ont un pouvoir de résolution de  $10^{-8}$ . C'est-à-dire que pour un aimant de 10000 gauss l'inhomogénéité du champ dans le volume de l'échantillon est égale à  $100 \mu\text{Gauss}$ . Il n'est donc pas possible de relever des courbes de résonance ayant une largeur inférieure à cette valeur.

Si le champ directeur a une valeur de 0,5 gauss, il suffira d'un pouvoir de résolution de  $10^{-5}$  pour résoudre ce problème. Nous voyons donc l'intérêt de l'utilisation du champ terrestre, dont la valeur est faible et qui est homogène à condition qu'il ne soit pas perturbé par des pièces ferromagnétiques. La limite du pouvoir de résolution de notre spectromètre sera fixée non pas par l'inhomogénéité du champ terrestre mais par sa variation<sup>(1)</sup>.

Nous avons pu constater que ce champ dérivait lentement au cours d'une journée. Il décroît le matin, passe par un minimum à midi et

croît l'après-midi. Nous avons enregistré une variation de  $400 \mu\text{G}$  au cours d'une journée de Mai (figure. 4. ). Cependant l'amplitude de cette variation n'est pas constante et des écarts de  $300 \mu\text{G}$  par rapport à cette valeur sont possibles entre deux journées consécutives.

A cette variation lente il faut ajouter des variations de plus faible amplitude (5 à  $50 \mu\text{G}$ ) et d'une durée de quelques minutes. Ce sont ces variations qui limitent le pouvoir de résolution du spectromètre.

A cela il faut ajouter les perturbations non périodiques telles celles dues aux orages magnétiques.

## VII. INCONVENIENT DE L'UTILISATION DU CHAMP TERRESTRE

La faible valeur du champ terrestre réduit considérablement l'amplitude du signal d'induction nucléaire. Nous avons vu que cette amplitude est proportionnelle à  $\omega_0 H_0$ , donc à  $H_0^2$ . Le rapport d'amplitude par rapport à un spectromètre classique (10000 gauss) sera donc  $4.10^6$ . Si les autres paramètres demeurent identiques il faudra substituer à un échantillon de  $0,1 \text{cm}^3$  un échantillon de  $4.10^4$  litres, afin d'obtenir une même amplitude du signal. L'échantillon ne pourra être augmenté dans de telles proportions, aussi faudra-t'il apporter un soin particulier à la fabrication de la bobine de réception, du dispositif de détection, et aux blindages.

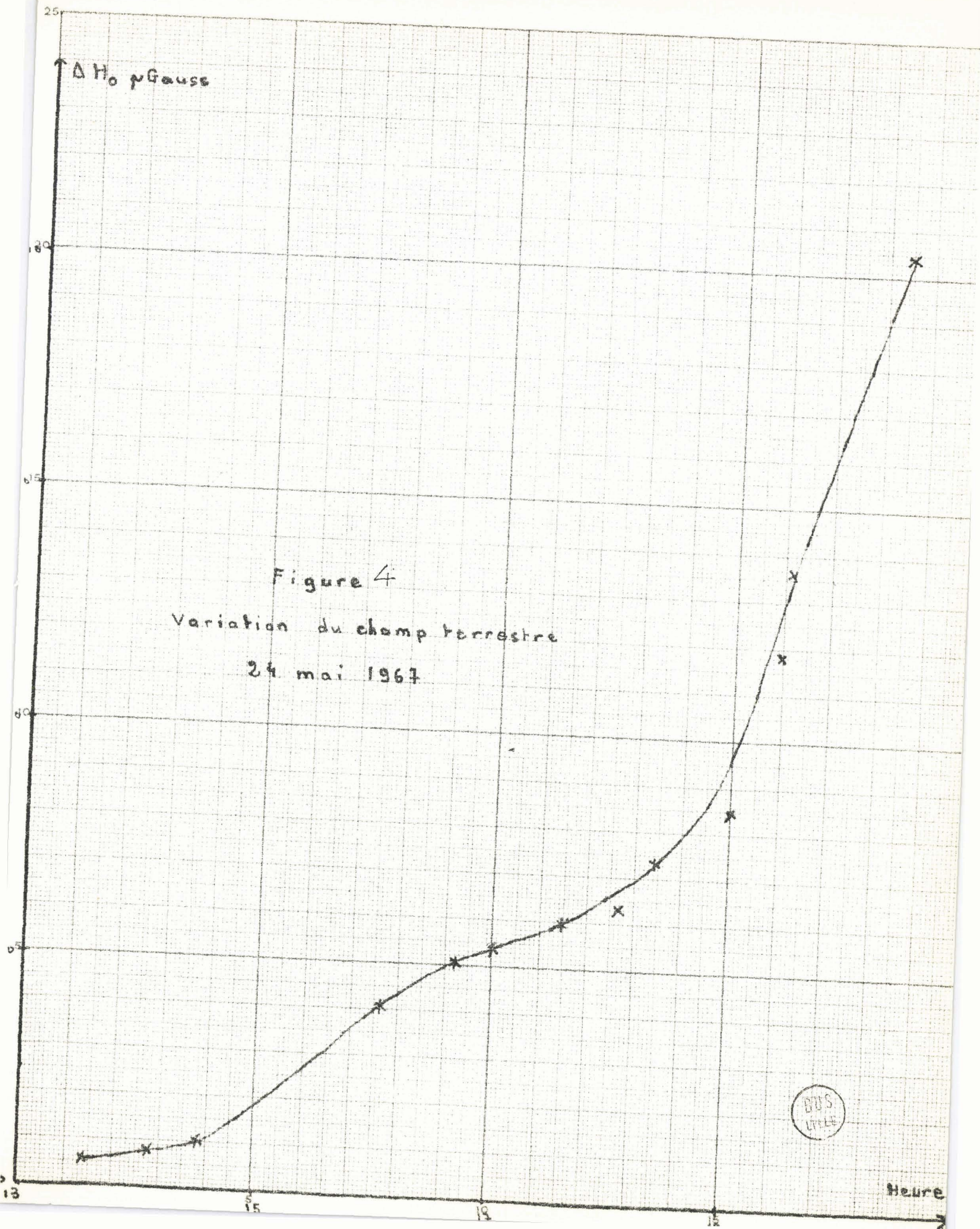


Figure 4  
Variation du champ terrestre  
24 mai 1967

BOS  
LITTE

Heure

## CHAPITRE. II.

### DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Il comprend essentiellement (figure. 5.) :

- un dispositif à champs croisés de BLOCH (figure. 6.)
- un système de balayage du champ continu
- un système d'excitation de la résonance magnétique
- un dispositif d'amplification et de détection du signal d'induction nucléaire

#### I. DISPOSITIF DE BLOCH

##### I. 1. Le champ continu $H_0$ et son balayage

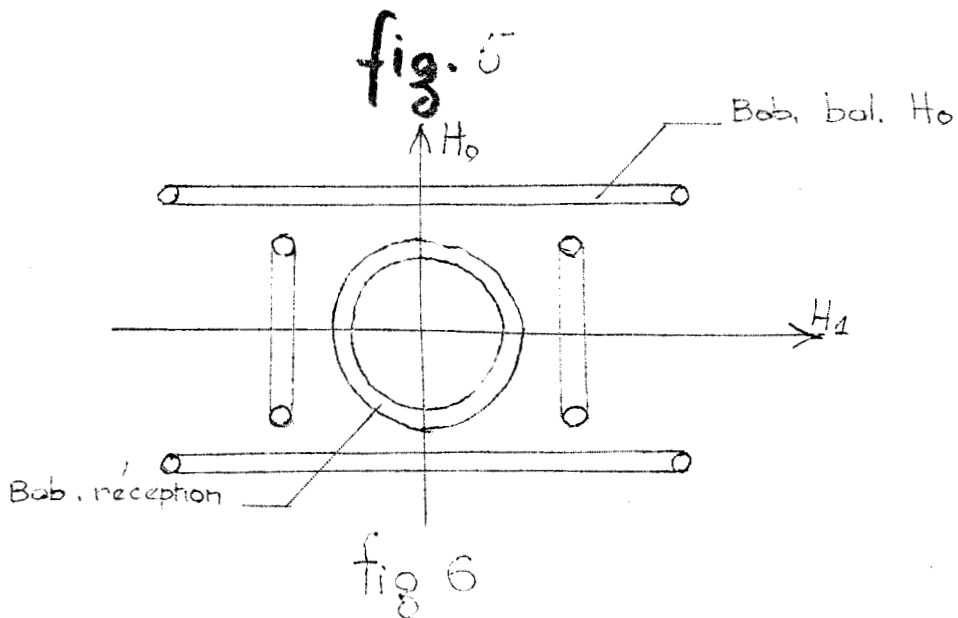
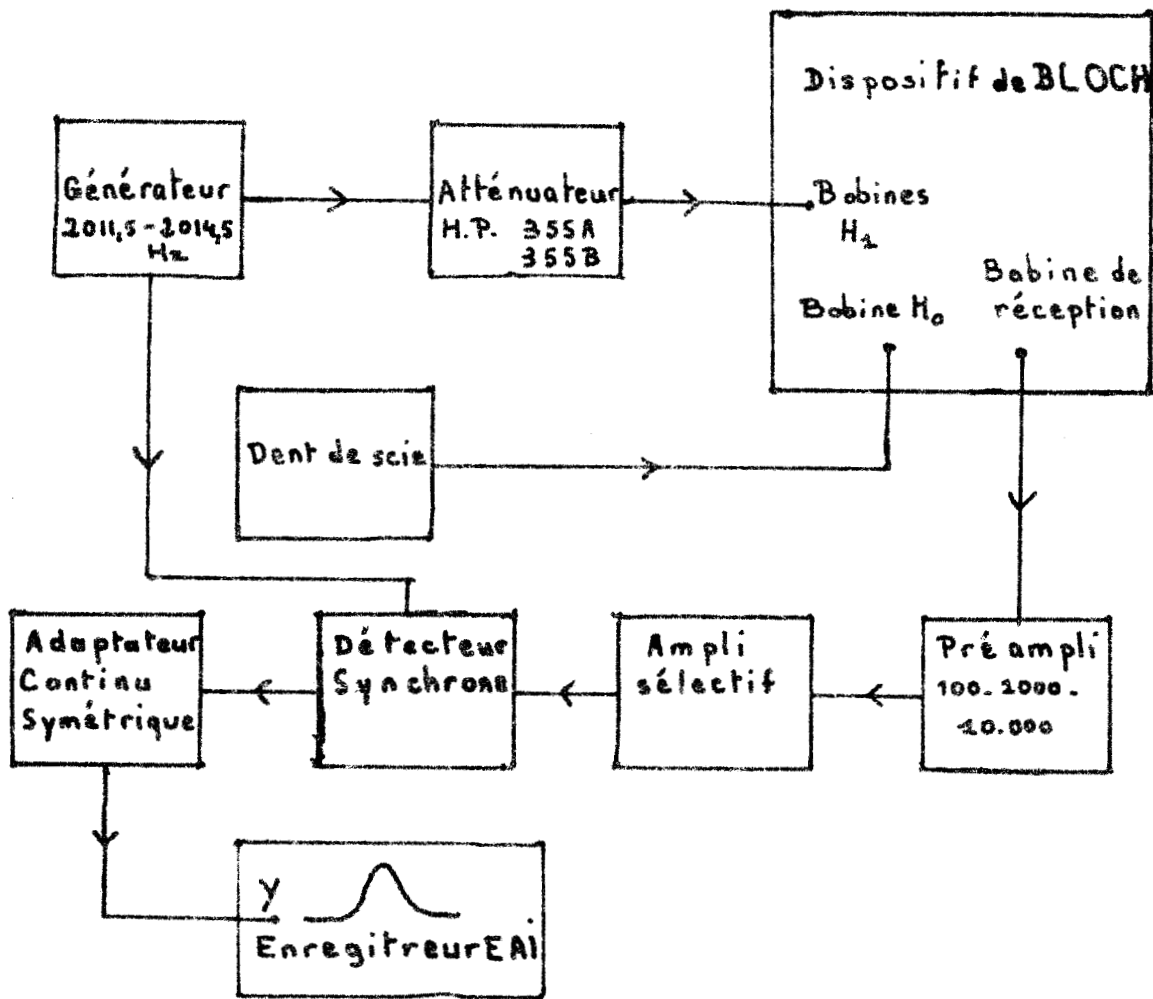
###### I. 1. a. Le champ terrestre

Le champ magnétique terrestre est utilisé comme champ statique dans notre spectromètre. Son gradient est très faible. En Europe il vaut  $100 \mu\text{G}/\text{km}$  en fonction de l'altitude et  $1$  à  $10 \mu\text{G}/\text{km}$  en fonction de la latitude. A condition bien sûr qu'il ne soit pas perturbé par des anomalies locales, telle la présence de pièces ferromagnétiques. Une règle, donnée par CHAPMAN et BARTELS, indique qu'"une variation de  $H_0$  de  $10 \mu\text{G}$  peut-être produite par  $1\text{g}$ . de fer placé à  $1$  mètre ou par  $1\text{kg}$  de fer placé à  $10$  mètres".

Dans ces conditions, il n'était guère possible de réaliser nos expériences dans nos laboratoires. Aussi l'appareil a-t'il été installé dans la forêt de Phalempin, à  $20$  km de LILLE. Il est ainsi éloigné des masses métalliques importantes des villes.

A Phalempin même il a fallu éloigner la tête de mesure des masses métalliques du château, et des appareils de mesure. Elle a été

- 11 bis -



installée dans un chalet en bois placé à 40 mètres du château. Ce chalet ne comporte aucune trace de fer, et toutes les barres et vis de fixation sont en cuivre ou laiton pur. Le sol sur lequel il a été posé a subi l'examen du détecteur de mine afin de détecter la présence de pièces métalliques importantes qui auraient pu y être enterrées.

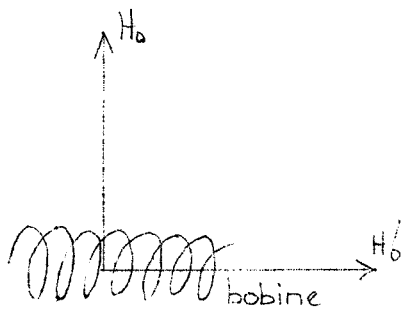
Le récipient qui contient l'eau que nous avons étudiée ne doit pas non plus comporter d'impuretés. Aussi le verre ordinaire doit-il être évité. Nous avons utilisé des récipients en Lucoflex et en verre Pyrex.

La liaison de la tête de mesure aux appareils générateur et détecteur de la résonance, situés dans le château, se fait par des câbles blindés, placés dans un tuyau de plastique enterré dans le sol.

### I. 1. b. Mesure de la valeur de $H_0$

#### a) principe de la mesure

La valeur du champ magnétique terrestre doit être connue avec précision. Les raies étudiées étant très étroites ( $20\mu\text{G}$ ), le balayage en champ ne dépasse pas  $300\mu\text{G}$  ce qui représente la précision minimum avec laquelle nous devons connaître à priori la valeur de  $H_0$ .



Nous avons pour cela réalisé une expérience de précession libre. Dans cette expérience (figure. 7.), on soumet l'échantillon d'eau à un champ continu  $H'_0$  très important dirigé selon un axe perpendiculaire au champ magnétique terrestre (figure. 8.).

figure. 8.

Si le champ  $H'_0$  est très grand devant  $H_0$ , la résultante des moments magnétiques va s'orienter selon une direction parallèle à  $H'_0$ , à condition d'appliquer ce champ pendant un temps  $t$  très supérieur aux temps de relaxation  $t \gg T_2$  et  $T_1$ .

La grandeur de l'aimantation est proportionnelle au champ  $H'_0$ . Si l'on supprime brusquement  $H'_0$ , les protons de l'eau ne seront plus soumis qu'à l'action du champ terrestre  $H_0$ . Le moment magnétique va s'orienter selon  $H_0$  en précessionnant autour de sa direction avec une pulsation  $\omega = \gamma H_0$ .

L'aimantation induit dans la bobine un signal de fréquence  $\gamma/2\pi \times H_0$ , dont l'amplitude initiale est proportionnelle à  $\chi H'_0$  et décroît selon une exponentielle de constante de temps égale à  $T_2$  (figure. 9.). Il suffit de mesurer la fréquence de ce signal pour connaître la valeur du champ terrestre.

#### b) appareillage et résultats

Nous n'avons pu utiliser la même bobine qu'en "balayage lent". Dans une telle expérience il faut en effet que la décroissance du champ de prépolarisation  $H'_0$  à sa coupure, soit très rapide, inférieure à une période du signal (7). Le coefficient de self induction de la bobine initialement construite étant trop élevé, nous en avons construit une seconde plus petite.

Cette bobine comporte 1000 spires disposées en 25 couches sur un mandrin cylindrique en Lucoflex de 8 cm de diamètre et 12 cm de longueur. Le fil utilisé est du fil de Litz de 2,5 mm de diamètre et le bobinage est pointif. Son coefficient de self induction vaut 83 mH, sa résistance en continu 3,5  $\Omega$  et son coefficient de qualité propre 220 à 2 kHz. Cependant lorsque la bobine est chargée par le dispositif de commutation, le câble BNC de liaison (50 METRES), et l'amplificateur, ce coefficient de qualité n'est plus que de 130.



L'échantillon contenu par la bobine est en verre Pyrex et a un volume de  $500\text{cm}^{-3}$ . Ce volume peut sembler faible. Cependant en précession libre, l'amplitude du signal est beaucoup plus importante : le signal d'induction nucléaire a une amplitude initiale égale à  $KH_0'$ . Le champ  $H_0'$  créé par la bobine est de 150 gauss lorsque le courant de pré-polarisation est 1,5A.

La bobine sert à la fois à créer le champ de prépolarisation et à recevoir le signal de précession ; aussi un système de commutation est-il nécessaire. Nous avons reproduit celui qui est utilisé dans un appareil de précession libre du commerce, l'Elsec (figure. 10). Ce dispositif utilise deux relais : le retard au décollage du second permet de décharger la bobine avant de la connecter à l'amplificateur, ce qui évite des surtensions trop importantes.

Avec un champ  $H_0' = 150$  gauss nous avons obtenu un signal de  $70\ \mu\text{V}$  aux bornes de la bobine avec un rapport signal sur bruit de 15 environ. La fréquence de ce signal est de l'ordre de 2013Hz, ce qui donne pour le champ terrestre :  $H_0 = 472-800\ \mu\text{G}$ .

La valeur du temps de relaxation transversal  $T_2$  de l'eau utilisé est 1,7s.

### I. l. c. Les bobines de balayage du champ continu

Nous avons vu que l'observation des raies de résonance s'obtient à l'aide d'un balayage lent du champ terrestre. Ce balayage en champ est réalisé par des bobines en position de Helm holtz, de 1,20m de diamètre qui nous ont été fournies par l'Institut Français du Pétrole. Ces bobines sont en bois et comportent chacune 279 tours de fil de cuivre émaillé de 1mm de diamètre. La longueur de fil par bobine est de 1050m. La résistance totale de la bobine vaut  $42,73\ \Omega$ . La relation théorique champ courant est  $H_{\text{gauss}} = 4,2I$  ampère.

# MESURE DU CHAMP TERRESTRE

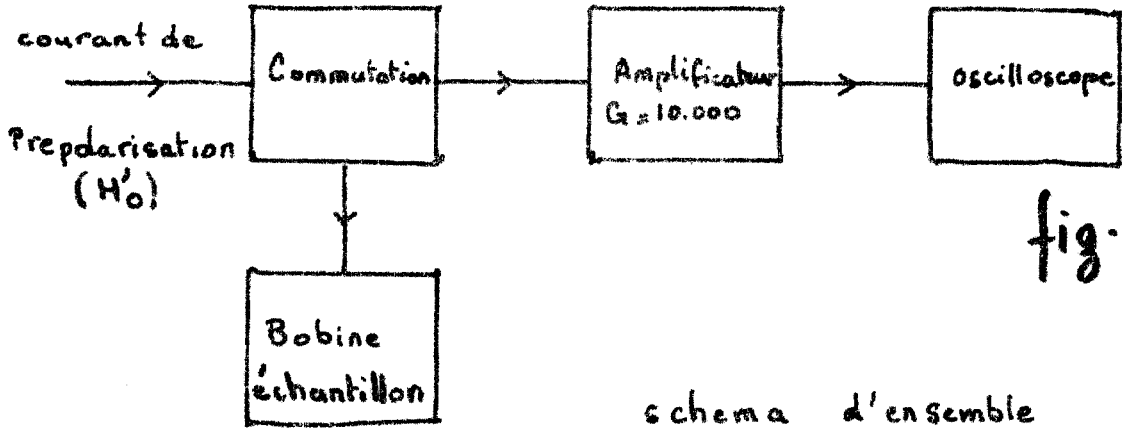


fig. 7

schema d'ensemble

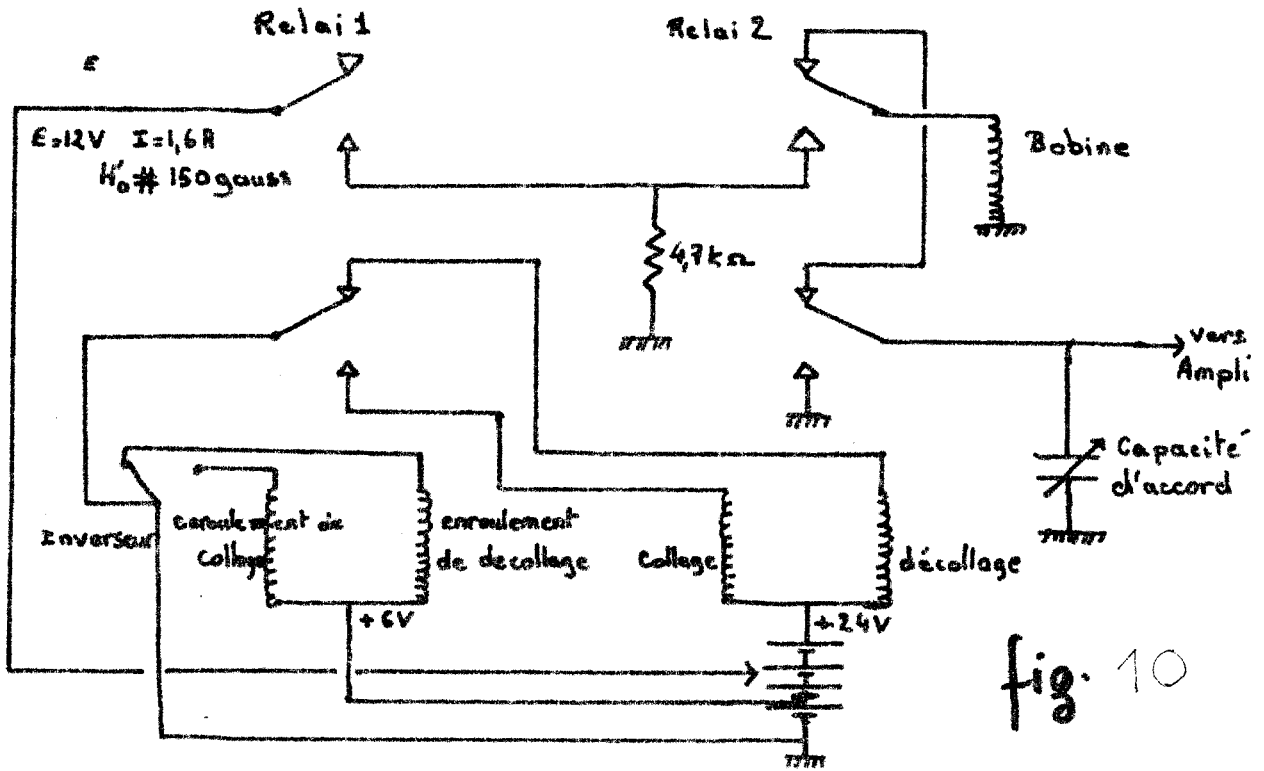


fig. 10

Dispositif de Commutation

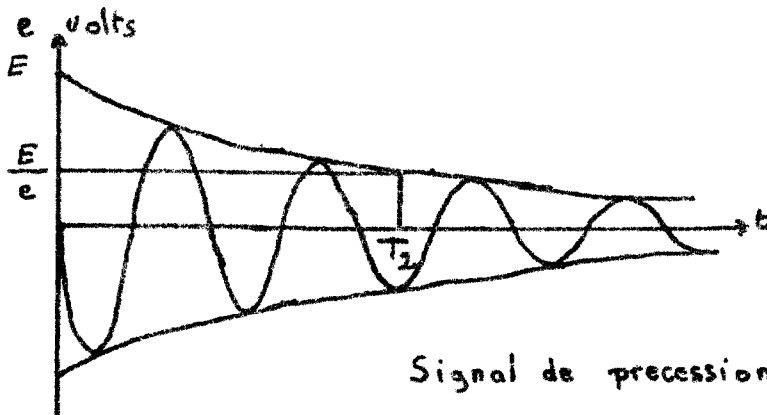


fig. 9

Signal de precession libre



Nous avons mesuré sa valeur réelle à l'aide de la précession libre. L'expérience est identique, les bobines de balayage ajoutant un champ constant au champ terrestre. La valeur de ce champ est mesurée par la variation de fréquence du signal de précession libre. Nous avons ainsi obtenu :

$$H_{\text{gauss}} = 3,5 \text{ I Ampères}$$

L'inhomogénéité d'un système de bobine en position de Helm holtz est donnée par la relation :

$$\left| \frac{\Delta H}{H} \right| \leq 1,15 \left( \frac{Z}{R} \right)$$

où R est le rayon moyen des bobines, égal à leur demi-distance, et z la distance entre le point où l'on étudie l'inhomogénéité et le centre des bobines.

Avec notre échantillon, la distance z est au maximum égale à 12 cm. Ce qui donne :

$$\left( \frac{\Delta H}{H} \right) \leq 1,8 \cdot 10^{-3}$$

Avec une amplitude de balayage maximum de 300  $\mu$ G, nous obtenons une inhomogénéité maximum de 0,54  $\mu$ G.

Il faut enfin remarquer que le champ terrestre fait un angle de 30° par rapport à la verticale. Les bobines de balayage sont donc inclinées dans cette direction à l'aide d'un socle en bois (figure. 11.).

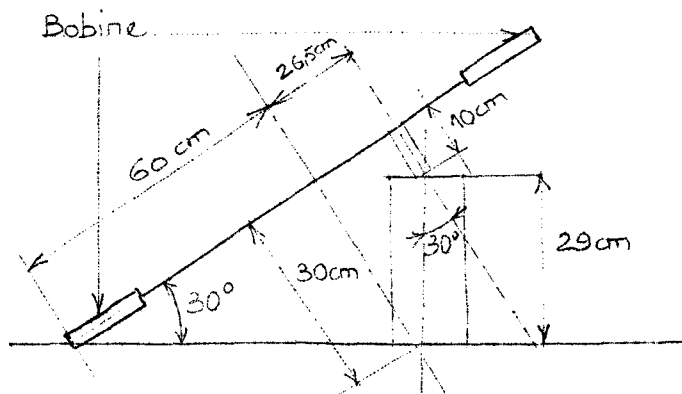
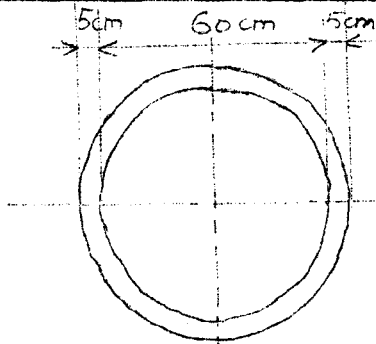


figure 11

I. 2. Les bobines génératrices



Les bobines d'émission ont un diamètre de 60cm et sont écartées d'une distance  $2d = 40\text{cm}$   
 Le support de ce bobinage est un anneau circulaire (figure. 12.) en Plexiglass. Une gorge a été creusée à la périphérie.

figure. 12.

Chaque bobine comporte 50 tours répartis en 5 couches de 10 spires de fil de cuivre émaillé de 85/100 de mm de diamètre. La longueur de bobinage  $l$  vaut 1cm et son épaisseur 0,5cm. Les enroulements des deux bobines sont placés en opposition afin d'obtenir l'homogénéité la meilleure possible du champ  $H_1$ .

Les caractéristiques électriques de ces bobines, mesurées à 2kHz, sont :  $L = 4,5\text{mH}$  ;  $Q = 10$  ;  $R = 3\Omega$  par bobine. Nous avons mesuré à 2kHz le champ produit par ces bobines au voisinage de leur centre. Cette mesure a été effectuée à l'aide d'une bobine pick-up de Fluxmètre et avec une très forte amplitude du champ (500 $\mu\text{G}$ ). Les bobines étant accordées au voisinage de 2kHz, la relation entre le champ et la tension aux bornes des bobines est :  $H_{\text{gauss}} = \frac{e \text{ volt}}{50}$  - H est le champ crête à crête si e est la valeur crête à crête de la tension appliquée aux bobines.

En tenant compte du facteur 2 qui intervient dans les formules de champ ( $2H_1 \cos \omega t$ ), l'amplitude du champ tournant actif  $H_1$  vaut 100  $\mu\text{G}$  lorsque la tension appliquée à une valeur maximum de 10mV =  
 $e = 10\text{mV crête} \rightarrow H_1 = 100 \mu\text{G}$ .

Cherchons la relation théorique tension-champ. Le coefficient de self induction d'une bobine en fonction de ses dimensions vaut <sup>(3)</sup>:

$$L_1 = k \frac{4R^2}{l} n^2 10^{-8} H_1^2 \qquad L_1 = \frac{0,8R^2 n^2 10^{-6}}{2,54(6R+9l+10c)} H_1^2$$

où k est le coefficient de NAGAOKA. Le champ  $H_1$  créé par ces bobines est :

$$H_1 = \frac{V_{\max} \ell \cdot 10^7}{2f k n (d^2 + R^2)^{3/2} \left[ 2 + (1 + 4 d^2 / R^2)^{-3/2} \right]} \text{ gauss}$$

$V_{\max}$  représente l'amplitude maximum de la tension appliquée aux bobines et f la fréquence de cette tension.

Des deux première formules on tire :

$$k = \frac{0,8 \cdot 10^{-6} \ell}{4 \cdot 10^{-8} \times 2,54(6R + 9\ell + 10c)} \quad \text{qui vaut pour nos}$$

bobines  $k = 0,0406$ .

Le champ créé est  $H_1 = 118 \mu G$  pour  $V_{\max} = 10mV$ . Cela correspond à peu près à la valeur expérimentale. Ajoutons enfin qu'il est possible d'orienter les deux bobines l'une par rapport à l'autre dans tous les plans, ce qui permet de réduire au maximum l'amplitude du champ de fuite induit dans la bobine de réception.

### I. 3. La bobine de réception

#### I. 3. a. Considération théoriques

L'amplitude du signal reçu par la bobine vaut :

$$E = 4\pi \cdot 10^{-8} n Q \pi S \omega_0 \frac{\chi H_0}{2} \times \eta \quad \text{(XIII)}$$

lorsqu'il s'agit du signal d'absorption maximum.

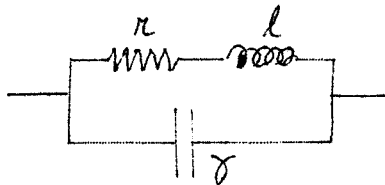
Nous voyons que l'amplitude de ce signal est proportionnelle au coefficient de qualité  $Q$  et au nombre de spires  $n$  de la bobine, et à la surface donc au volume de l'échantillon d'eau qu'elle contient. Il intervient de plus un coefficient de remplissage  $\eta$  tenant compte du couplage entre les noyaux et la bobine.

C'est ce dernier coefficient qui fixe la forme de la bobine : il sera en effet maximum si la bobine enveloppe bien l'échantillon. Nous avons pour cela choisi une forme cylindrique.

Nous nous sommes donné, ensuite, pour calculer ses dimensions une amplitude de signal de l'ordre de  $20\mu\text{Volt}$  qui nous assure un rapport signal sur bruit satisfaisant. Cela nous a conduit, en prenant arbitrairement un coefficient de qualité de 200 et 1500 spires à une section de 24cm. La longueur étant fixée à 40cm.

Il faut rendre optimum les deux autres paramètres : coefficient de qualité et nombre de spires ; ce dernier dépendant étroitement du premier. Deux coefficients interviennent dans la diminution du coefficient de qualité des bobines à air : la résistance du bobinage qui augmente avec la fréquence à cause des pertes par courant de Foucault et la capacité répartie.

Les pertes par courant de Foucault seront réduites si l'on utilise du fil divisé à brins isolés : fil de Litzendrath.



Avec un tel fil, l'expression du coefficient de qualité est donnée par :

$$Q = \frac{l\omega(1 - \omega^2 l\gamma)}{r + \gamma l^2 \omega^2 \text{tg } \delta} \quad (2\text{bis})$$

où  $l$  est le coefficient de self induction,  $\gamma$  la capacité répartie et  $r$  la résistance alternative de la bobine ;  $\text{tg } \delta$  est le facteur de perte de l'isolant des brins.

Nous voyons, d'après cette formule, que pour une self donnée, la courbe  $Q : f(\omega)$  présente un maximum. Ce maximum se déplace vers les fréquences basses lorsque la capacité répartie augmente et sa valeur diminue avec  $\gamma$ . Il est donc intéressant de réduire cette capacité au maximum. Elle est due aux capacités entre les spires et les couches du bobinage. Afin de diminuer la capacité inter-couches nous avons choisi

un bobinage en "V". On le réalise en enroulant une bande de polyéthylène disposée sur toute la largeur de la bobine, en même temps que le fil.

Afin de nous aider en cours de bobinage, nous avons tracé, à l'aide de la formule précédente et en utilisant les calculs de TERMAN<sup>(8)</sup>, différents abaques  $Q = f(\omega)$  avec pour paramètres  $\ell$  et  $\gamma$ .

### I. 3. b. Résultats

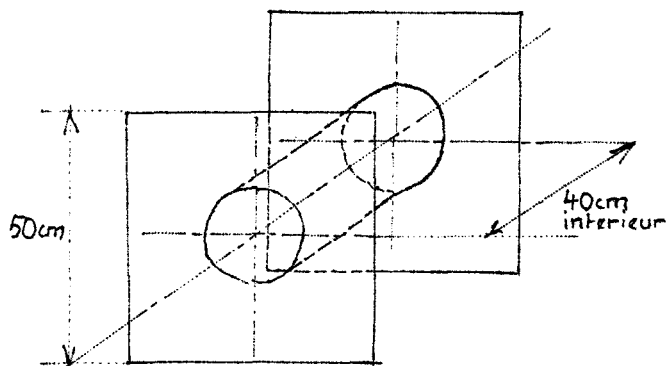


figure. 13.

Le support de la bobine (fig. 13.) est constitué par un cylindre en plexiglass de 40cm de longueur, 25cm de diamètre intérieur et 4mm d'épaisseur sur lequel deux joues carrées ont été fixées.

La bobine comporte 1620 spires réparties en 12 couches. Les quatre premières couches sont bobinées en "V". Afin d'augmenter le nombre de spires ce mode de bobinage n'a plus été utilisé qu'une fois sur deux pour les huit autres couches.

Son coefficient de self-induction vaut 420mH et sa résistance à 2kHz : 16  $\Omega$ . Le maximum du coefficient de qualité en fonction de la fréquence est situé entre 2kHz et 2,5kHz. Il est égal à 330 à 2kHz. Nous avons tracé les courbes  $Q = f(\omega)$  (figure. 13. bis.) théoriques et pratiques. Cette bobine peut contenir un échantillon de 17 litres. Afin de la disposer au centre des bobines de balayage du champ continu, elle est disposée sur un socle de 27cm de haut. Sa direction est rendue perpendiculaire à celle du champ terrestre à l'aide d'un second socle triangulaire.

### I. 3. c. Blindage

La bobine constitue une excellente antenne et nous risquons d'y

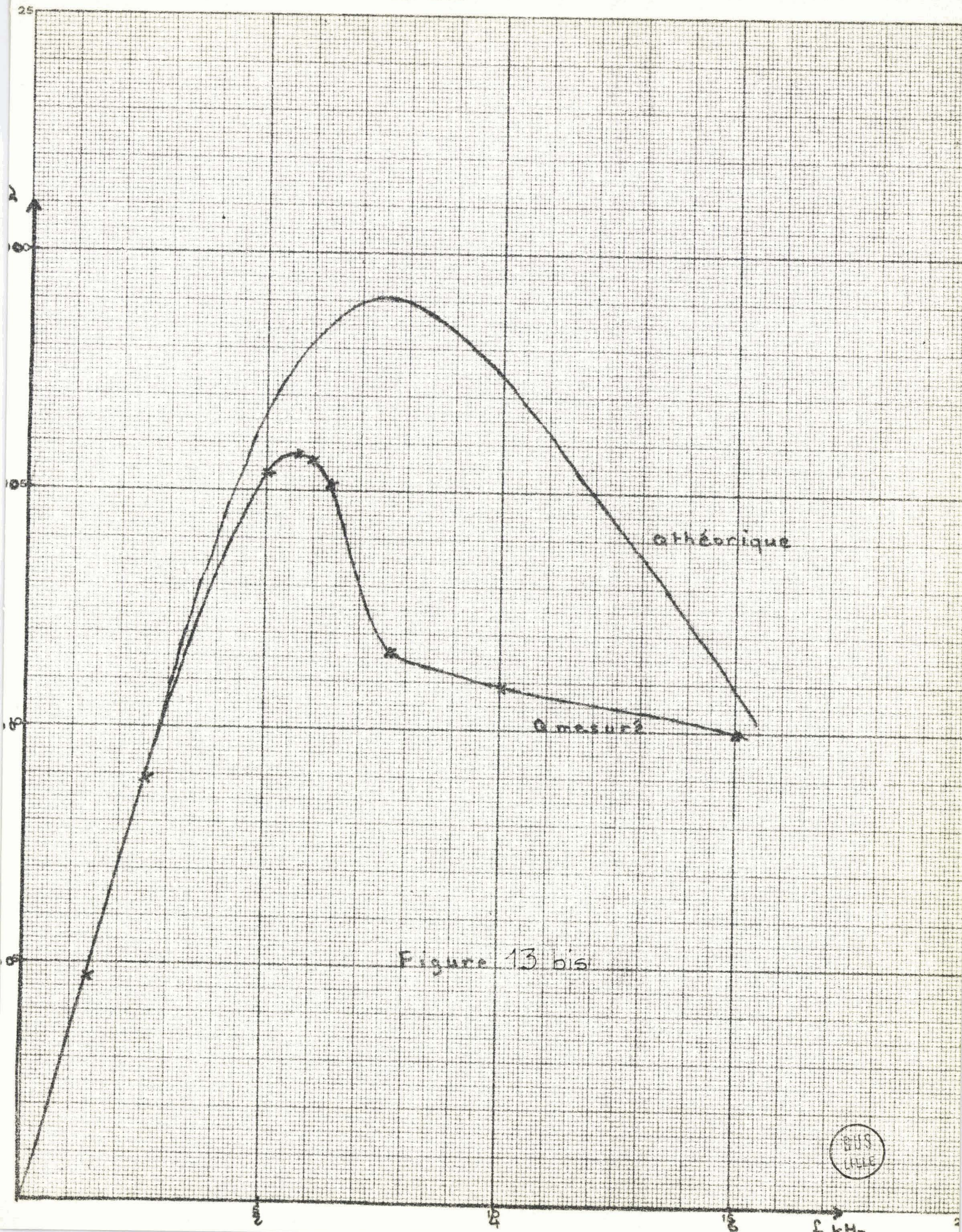


Figure 13 bis





induire un bruit parasite extérieur important. Afin de réduire cet inconvénient, nous avons blindé la tête de mesure en garnissant l'intérieur du petit chalet de réception d'une feuille de cuivre de 1mm d'épaisseur, et d'une feuille d'aluminium de 2mm. Ce blindage réduit les inductions hautes fréquences dues, en particulier, à l'émetteur Radio-LILLE tout proche de PHALEMPIN. Cependant la tension à 50Hz induite par le réseau demeure assez importante.

La présence de ce blindage ainsi que les bobines de champs  $H_0$  réduisent la valeur du coefficient de qualité de la bobine. De même le câble de liaison de la bobine à l'appareillage. Le coefficient de qualité en charge de la bobine ne vaut plus que 160 à 2kHz.

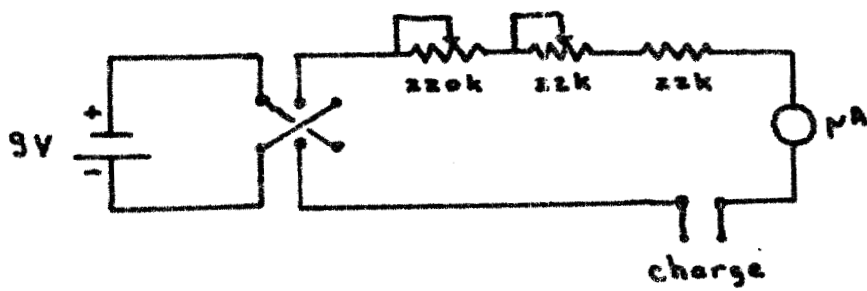
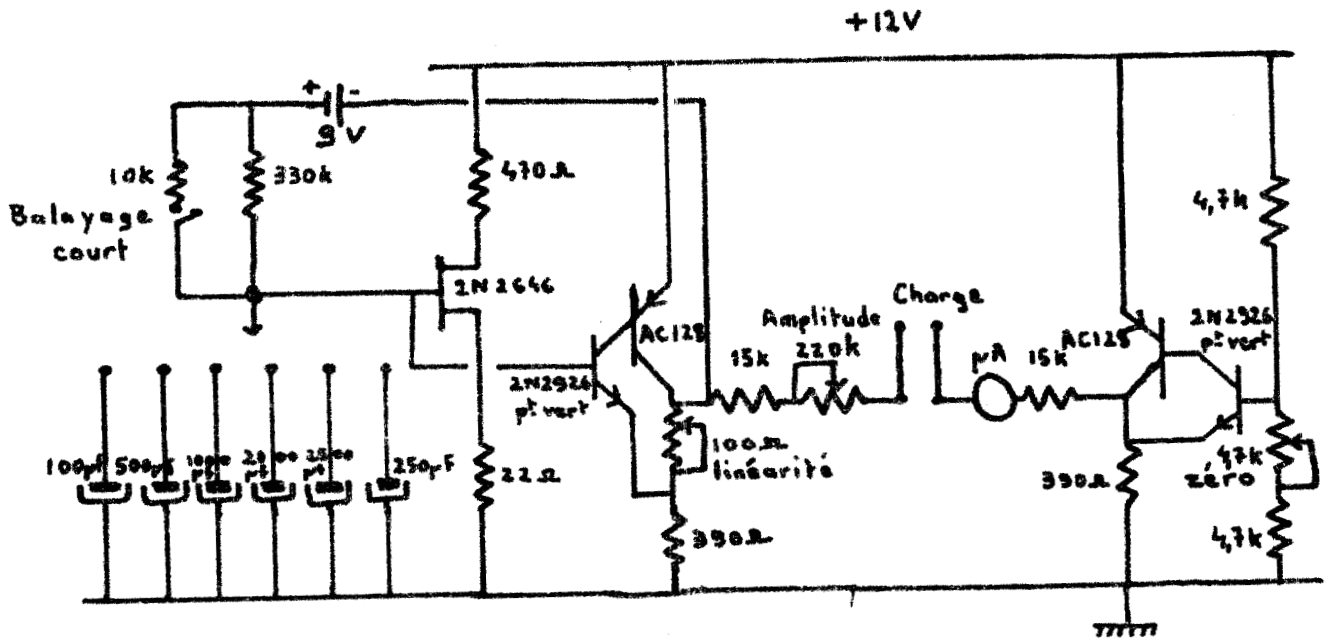
## II. DISPOSITIF DE BALAYAGE DE $H_0$ . (figure. 14.)

Nous avons utilisé un balayage en dent de scie. Afin d'obtenir une très bonne linéarité, nous avons utilisé un transistor uni-jonction pour la décharge de la capacité suivi d'un système bootstrap muni d'un amplificateur dont le gain est légèrement supérieur à l'unité. La charge des capacités est réalisée à l'aide d'une pile indépendante.

Ce système fournit une dent de scie de grande amplitude (5 volts). La valeur moyenne de la dent de scie est égale à 6 volts. Afin de pouvoir obtenir un balayage symétrique par rapport au zéro nous avons ajouté un adaptateur continu ; sa tension continue de sortie peut varier de 1,5 volt de façon symétrique par rapport à 6 volts. En réalisant une sortie symétrique entre le générateur de dent de scie et l'adaptateur nous obtenons un balayage de part et d'autre du zéro.

Nous avons disposé en série avec les bobines de balayage de  $H_0$ , deux résistances qui permettent d'obtenir une assez faible variation de courant ; elle est au maximum de 300  $\mu$ A ce qui représente une excursion de 1mGauss en champ. L'amplitude du balayage est ajustable grâce à un potentiomètre. Sa durée est variable par plot de 1 minute à 8 minutes. La position balayage court permet des réglages rapides de cette dent de scie.

# BASE DE TEMPS



Dispositif de champ fixe

fig. 14



### III. DISPOSITIF GENERATEUR

#### III. 1. Principe (figure. 15.)

Les caractéristiques essentielles du générateur sont sa stabilité en fréquence et en amplitude.

La stabilité en fréquence aurait été obtenue très facilement à l'aide d'un oscillateur à quartz. Cependant nous avons vu que durant une journée le champ terrestre variait lentement. Sa variation moyenne correspond à une variation de fréquence de 2 à 3 Hz et peut être beaucoup plus importante. Nous aurions pu compenser cette variation à l'aide d'un champ continu additionnel. Cependant nous verrons qu'en "mémoire de phase", il est nécessaire de se centrer sur la fréquence correspondant au champ terrestre.

La variation de fréquence que l'on peut obtenir avec un quartz à 2kHz est de l'ordre de 0,5 Hz ce qui est trop faible. Aussi avons-nous réalisé un générateur comportant deux oscillateurs à quartz dont la fréquence est voisine de 100kHz ;

l'écart nominal en fréquence entre ces deux quartz vaut 2012 Hz. La variation absolue qu'il est possible d'obtenir d'un quartz à 100 kHz est alors suffisamment importante pour réaliser la variation de 3Hz demandée. Le battement entre les deux oscillateurs, suivi d'un filtrage, fournit une tension dont la fréquence varie autour de 2012 Hz lorsqu'on fait varier la fréquence de l'un des oscillateurs.

L'amplitude de cette tension est variable avec la fréquence puisqu'on modifie les conditions de fonctionnement de l'un des oscillateurs. D'autre part, un oscillateur à quartz est très sensible aux variations de température. Nous avons réduit ces variations à l'aide d'un amplificateur comportant un double écrêteur à diodes. Il est suivi d'un amplificateur sélectif de remise en forme du signal.

L'ensemble étant encore sensible aux variations de température, surtout à cause des diodes qui fixent l'amplitude de la tension nous avons appliqué cette tension à un étage de contrôle automatique de gain.

Le réglage du niveau de la tension appliquée aux bobines génératrices est obtenu par l'intermédiaire d'atténuateurs étalonnés.

### III. 2. Les oscillateurs (figure. 16.)

Ce sont des oscillateurs du type PIERCE à quartz dont la fréquence d'oscillation est très proche de la fréquence de résonance série des quartzs. Leur stabilité en fréquence dépend très peu des éléments externes et vaut  $10^{-6}$ , soit une variation de 0,1kHz.

Le montage est à la limite de l'accrochage ; le potentiomètre placé dans l'émetteur du transistor amplificateur règle le courant de collecteur pour qu'il en soit ainsi; la tension de sortie de l'oscillateur est sinusoïdale. Une variation de fréquence de 3Hz de l'oscillateur "référence" est obtenue grâce à une capacité variable de 50pf en série avec le quartz.

Afin de réduire l'importance des variations de fréquence d'oscillation des quartzs dues aux variations de température, nous avons réalisé une thermostatisation sommaire des quartzs en les plaçant dans un boîtier en aluminium rempli d'isolant thermique.

L'étage oscillateur est suivi d'un adaptateur à haute impédance d'entrée qui évite l'influence du circuit amplificateur sur les conditions d'accrochage. Une stabilisation par diode zener réduit les fluctuations de la tension d'alimentation des oscillateurs.

Les tensions délivrées par les oscillateurs sont amplifiées L'ensemble "signal" fournit une tension sinusoïdale de 4 volts crête à crête ; l'ensemble référence une tension qui varie de 4 à 8 volts crête à crête avec la fréquence.

# GENERATEUR A QUARTZ

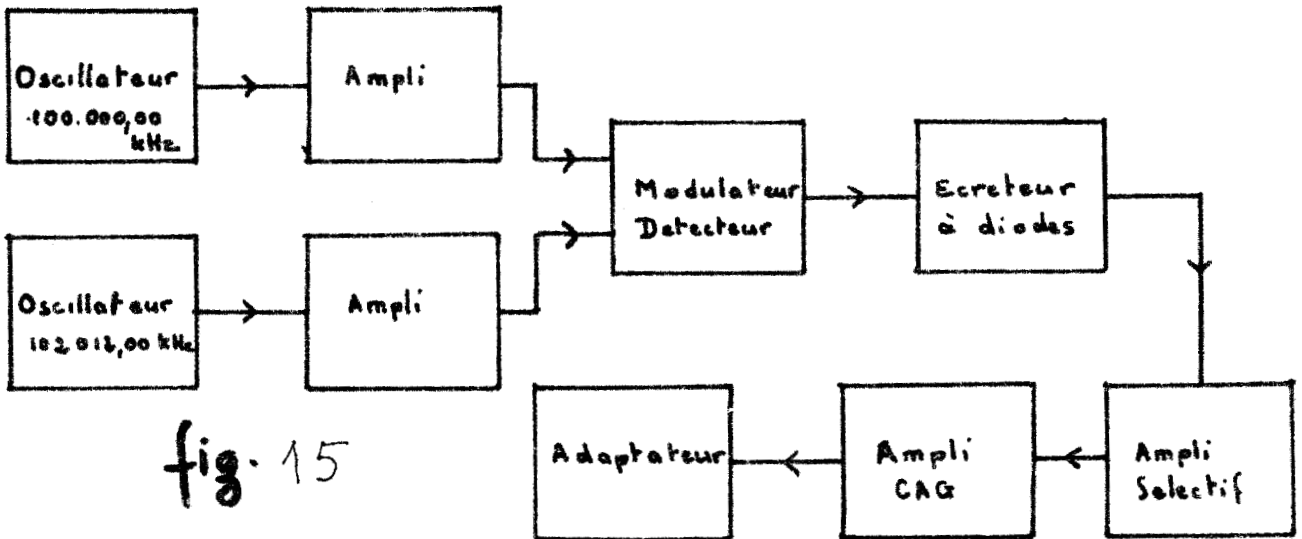


fig. 15

## BLOC - DIAGRAMME

## OSCILLATEURS

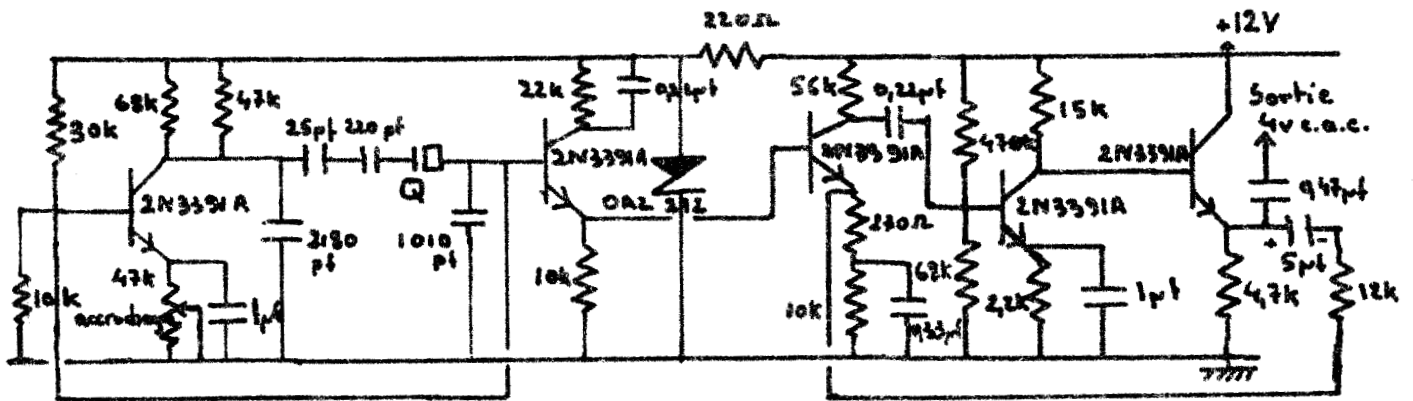
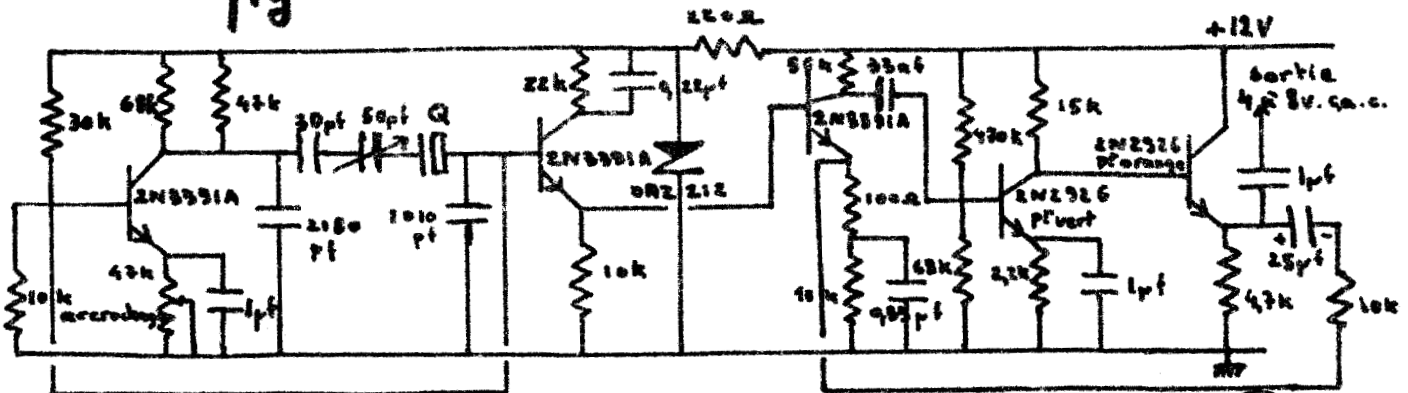


fig. 16

OSCILLATEUR "SIGNAL"



OSCILLATEUR "REFERENCE"

BUS LILLE

### III. 3. Mélangeur et détection (figure. 17.)

Un mélangeur à diodes réalise le battement entre les deux oscillateurs à quartz. Le filtrage par réseau RC de ce battement permet d'obtenir la composante voisine de 2kHz. Le filtrage est cependant trop faible et il demeure une résiduelle à 100 kHz. L'amplitude de la tension détectée varie de 1,5 volts à 2 volts crête à crête avec la fréquence.

### III. 4. Ecrêteur à diode (figure. 18.)

Un double écrêtage à diodes permet de réduire la variation d'amplitude de la tension à 2kHz détectée. Ce montage comporte un premier amplificateur suivi d'un premier écrêtage. La tension obtenue a une amplitude de 0,4 volts crête à crête. Elle est amplifiée puis écrêtée à nouveau. Nous obtenons à la sortie une tension bien carrée de 0,8 volt d'amplitude. Ses variations ne dépendent plus des variations d'amplitude de la tension d'entrée. Sa stabilité en amplitude dépend des variations de température par la variation du coude des diodes. Nous avons mesuré une variation maximum de 8% de l'amplitude.

### III. 5. Amplificateur sélectif (figure. 19.)

Il permet d'obtenir une tension sinusoïdale à partir de la tension de sortie carrée de l'écrêteur. Il est constitué par un pont double T placé en contre-réaction sur un amplificateur. L'accord du pont double T au voisinage de 2013 Hz est réalisé en prenant des résistances et capacités ajustées à 1%.

La tension de sortie est bien sinusoïdale, elle a 2 volts crête à crête d'amplitude. La résiduelle à 100 kHz, résultant du battement est aussi éliminée.

### III. 6. Contrôle automatique d'amplitude (figure. 20.)

Pour réduire les variations d'amplitude de la tension de sortie,

nous avons amplifié la tension ainsi obtenue par un amplificateur comportant une CAG. La tension amplifiée est détectée et filtrée. La tension continue ainsi obtenue est appliquée à la base d'un transistor à effet de champ placé dans l'émetteur du transistor d'entrée de l'amplificateur. Lorsque la tension de sortie varie, la tension continue varie. La pente du transistor à effet de champ varie elle aussi. Elle entraîne une variation du gain de l'amplificateur en sens inverse de la variation d'amplitude.

### III. 7. Adaptateur et atténuateurs (figure. 20.)

La variation de la tension appliquée aux bobines génératrices est obtenue par un système d'atténuateurs. Ce sont les modèles HEWLETT PACKARD 355A et 255B. L'atténuation maximum vaut 132dB. Elle est variable par plot de 1dB et 10dB.

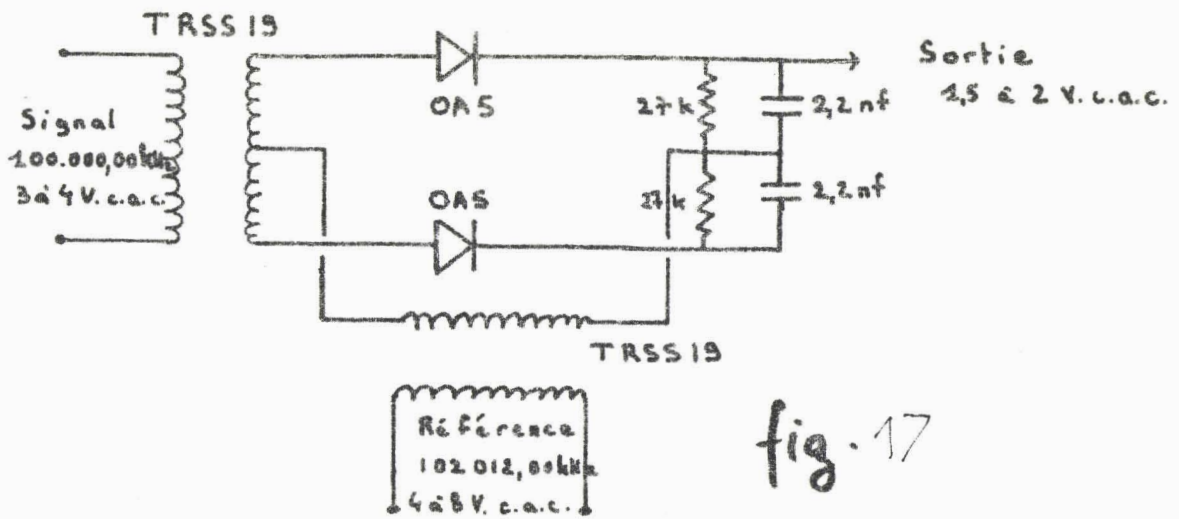
Afin d'attaquer convenablement ces atténuateurs nous avons placé à la sortie du générateur, un adaptateur du type darlington à faible impédance de sortie. L'impédance à 2kHz des bobines génératrices qui chargent les atténuateurs a été amenée à  $50 \Omega$ . L'atténuation indiquée correspond ainsi exactement à l'atténuation de la tension de sortie.

### III. 8. Caractéristiques

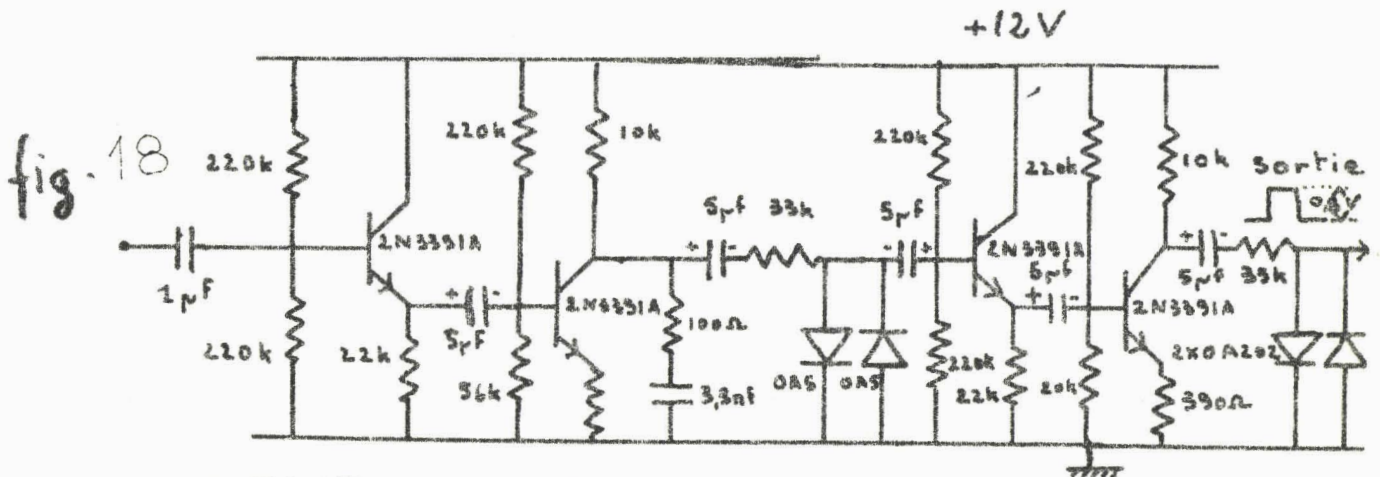
La tension de sortie du générateur vaut 670 mVolt efficace, soit environ 2 volts crête à crête. Sa stabilité en amplitude est de l'ordre de 1% lors de fortes variations de température. La fréquence de la tension varie entre 2011,4 et 2014,4 Hz. La stabilité en fréquence vaut  $5 \cdot 10^{-5}$ . Elle correspond à la variation possible de 0,1Hz des quartzs à 100kHz.

Le générateur comporte de plus une sortie directe non atténuée, d'amplitude légèrement variable autour de 0,6 volts crête-crête, destinée à la référence du détecteur synchrone et au dispositif de synchronisation utilisé en mémoire de phase.

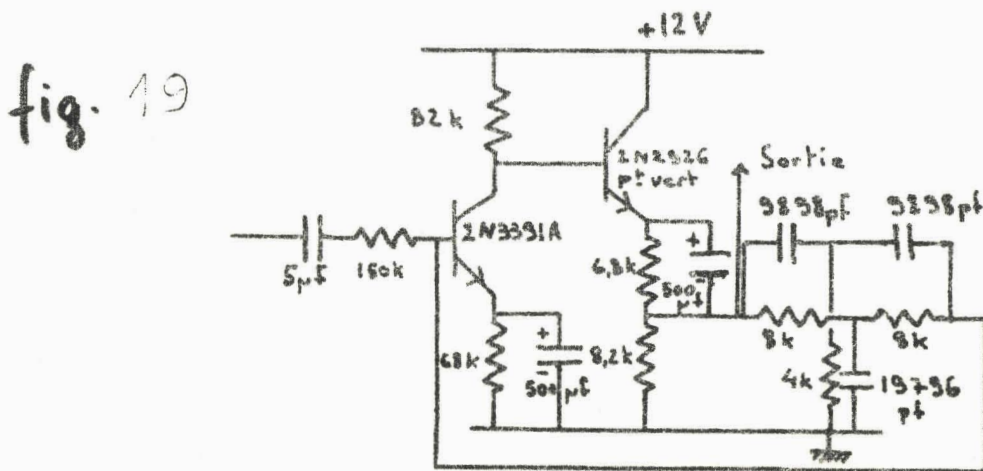
# MODULATEUR - DETECTEUR



# ECRETEUR



# AMPLIFICATEUR SELECTIF



BUS  
LILLE





#### IV. DISPOSITIF RECEPTEUR

La réception doit avoir une haute impédance d'entrée et un bruit le plus faible possible. Elle doit aussi être stable en gain. Elle comprend un adaptateur amplificateur à large bande suivi d'un amplificateur sélectif et d'un détecteur synchrone.

##### IV. 1. Le Préamplificateur (figure, 21 )

L'impédance parallèle de la bobine de réception à 2kHz vaut  $1,5M\Omega$ . Il convient donc, afin de conserver un coefficient de qualité le meilleur possible, de réaliser un adaptateur ayant une impédance d'entrée au moins supérieure à  $15 M\Omega$ .

La petitesse des signaux ( $20\mu\text{Volt}$  maximum) recueillis aux bornes de cette bobine, exige un bruit d'appareillage minimum.

Il convient donc de soigner ce premier amplificateur qui impose pratiquement à lui seul le bruit d'appareillage ramené à l'entrée du montage. Après divers essais, nous avons choisi un premier étage constitué par un amplificateur opérationnel PHILBRICK P65AU. La contre-réaction sur l'entrée négative fixe son gain à 100. Les résistances employées dans la boucle de contre-réaction sont des résistances à  $1\%$  faible bruit à couches métalliques.

Cet amplificateur a une bande passante de 80kHz. Son impédance d'entrée est difficilement mesurable de façon précise. Elle est de l'ordre de  $20M\Omega$ . Nous avons d'ailleurs constaté que cet adaptateur n'apportait aucune diminution notable du coefficient de qualité de la bobine.

Le bruit qu'il ramène à l'entrée du montage mise en court-circuit est de  $10\mu\text{Volt}$  crête à crête à large bande. Afin d'augmenter le gain de cet amplificateur, nous en avons ajouté un second. Il comprend trois étages réalisés à l'aide de transistors faible bruit type AC107. Le gain est fixé à 10 ou 100 pour le réseau de contre-réaction. La bande passante globale a été réduite grâce à deux filtres passe-bas.

L'ensemble complet se caractérise par une amplification qui peut être fixée à 100, 1000 ou 10000. Dans ces deux dernières positions la bande passante s'étend de 60Hz à 9kHz. Le bruit ramené à l'entrée en court-circuit par l'ensemble du montage vaut dans les deux cas  $4\mu$  volts crête à crête.

#### IV. 2. Amplificateur sélectif (figure. 22.)

Pour réduire la bande passante de l'amplificateur autour de 2013 Hz, nous avons réalisé un amplificateur sélectif. Nous avons cherché à obtenir une bonne sélectivité et une fréquence d'accord variable autour de 2013 Hz.

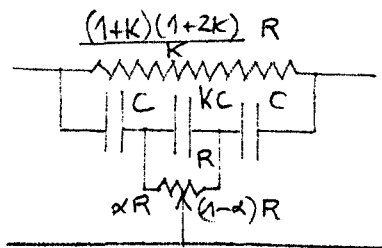


Figure 23

Cet amplificateur utilise le montage réalisé par GENERAL RADIO<sup>(9)</sup>. Il comporte un pont de Hall (figure. 23.)<sup>(10)</sup> en contre-réaction sur un amplificateur, de faible impédance

d'entrée et de faible impédance de sortie, dont le déphasage est égal à  $\pi$ .

Le pont de Hall est un filtre éliminant une seule fréquence. La contre-réaction sera nulle à cette fréquence et le gain de l'amplificateur maximum. La variation de l'accord est réalisé par un seul potentiomètre. La tension de sortie du pont est nulle pour toutes les fréquences d'accord.

La loi de l'accord de ce circuit est donnée par :

$$\omega = \frac{1}{RC \sqrt{\alpha (1-\alpha) (1+2k)}}$$

Nous avons choisi  $k = 1$ ,  $C = 21600\text{pf}$  et  $R = 34k\Omega$  et ajusté le coefficient  $\alpha$  pour obtenir un accord variable autour de 2013Hz. Les capacités ont une tolérance de 1% ; elles sont en polystyrène et ont un faible coefficient de température. Nous avons ajusté les résistances à 1% près.

Le gain de cet amplificateur seul est de 800 à 2kHz. Avec 20 volts continu de tension d'alimentation, le coefficient de qualité équivalent est de 200. La plage de variation de l'accord est de 20Hz autour de 2013Hz.

Nous avons adjoint à ce montage un adaptateur à haute impédance d'entrée et une sortie en émetteur commun. L'impédance d'entrée de l'ensemble est de 50k $\Omega$ , l'impédance de sortie est voisine de 1k $\Omega$ , et son gain global égal à 400.

La variation de gain de cet étage se fait par l'intermédiaire d'un système d'atténuateurs placé à l'entrée. Elle se fait par plot et la plage de variation s'étend de 2 à 400 en 12 positions.

#### IV. 3. Détecteur synchrone (figure. 24.)

Afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit, nous avons utilisé un détecteur synchrone. Un tel détecteur permet en outre, en faisant varier la phase du signal, de référence, d'obtenir, soit le signal d'absorption soit le signal de dispersion. La détection peut en effet s'opérer en phase ou en quadrature par rapport au champ radiofréquence  $H_1$  si le signal de référence utilisé comporte une relation de phase connue par rapport à la tension qui crée le champ.

Nous avons réalisé un double déphasage par réseau RC de la tension fournie par le générateur. Le déphasage introduit par ce montage vaut 300°. La tension ainsi déphasée est écrêtée à l'aide d'un limiteur à deux transistors. La tension de référence appliquée au détecteur synchrone est carrée et a une amplitude de 10 volts crête à crête. La sortie du détecteur est symétrique. La constante de temps de détection est variable en 6 positions de 0,1 seconde à 10 secondes. Le rendement de ce détecteur est voisin de 30%.

#### IV. 4. Adaptateur continu (figure. 24.)

L'impédance de sortie du détecteur étant élevée (1M $\Omega$ ), nous

L'avons fait suivre d'un adaptateur continu symétrique. Il est réalisé à l'aide de deux transistors à faible bruit alimentés de façon symétrique par rapport à la masse sur l'émetteur et le collecteur. Les bases de ses transistors reçoivent l'une le signal positif détecté, l'autre le signal négatif. Nous obtiendrons, par une sortie symétrique entre les deux émetteurs, la différence de ces deux signaux.

Nous avons ajouté, en série avec la sortie, une contre-batterie d'amplitude variable. Elle permet d'éliminer la composante continue de la porteuse qui se trouve rapportée à la sortie du montage.

L'adaptateur introduit une atténuation négligeable : le rendement de l'ensemble détecteur et adaptateur est de 23%.

#### IV. 5. L'Enregistreur

Le signal détecté est observé sur un enregistreur X. Y. E. A. I. Son entrée Y est utilisée en symétrique. Sur les sensibilités utilisées, 5mV et 1mV, son impédance d'entrée est respectivement 30k $\Omega$  et 100k $\Omega$ . La base de temps de l'enregistreur permet le balayage en temps de la voie X.



# AMPLIFICATEUR SELECTIF

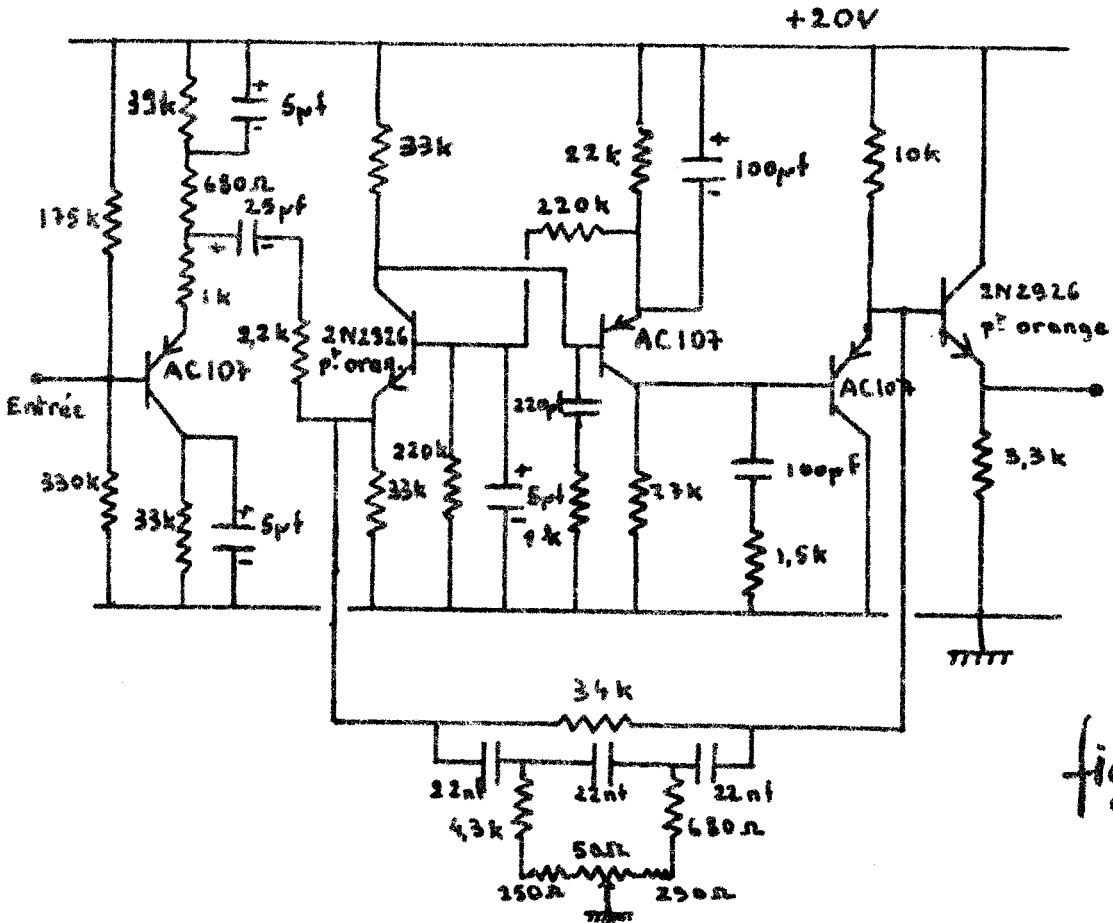
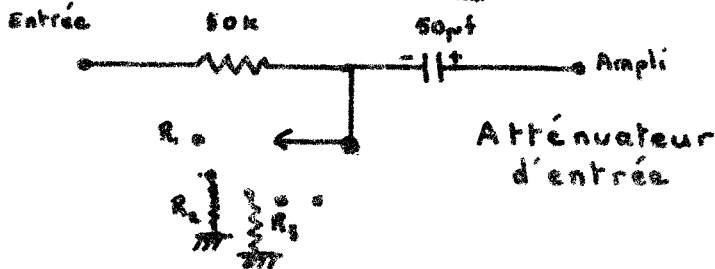
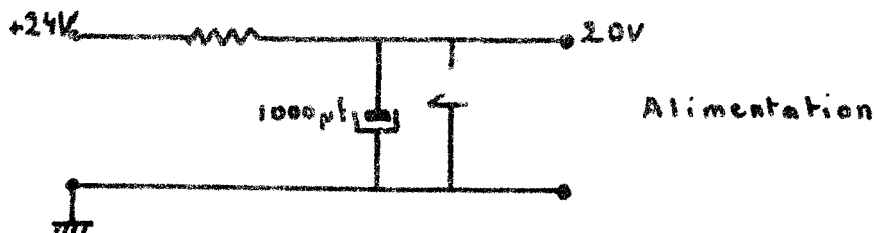


fig. 22



Valeur des résistances

- $R_1 = \infty$
- $R_2 = 16,6 \text{ k}$
- $R_3 = 63 \text{ k}$
- $R_4 = 1 \text{ k}$
- $R_5 = 680 \Omega$
- $R_6 = 500 \Omega$
- $R_7 = 460 \Omega$
- $R_8 = 390 \Omega$
- $R_9 = 200 \Omega$
- $R_{10} = 140 \Omega$
- $R_{11} = \text{Potentiometre } 100 \text{ k}$







CHAPITRE. III.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons relevé les signaux d'absorption et de dispersion de l'eau (figure. 25.) en faisant varier l'amplitude du champ radiofréquence. Afin d'obtenir une précision convenable des mesures, il est nécessaire de tracer un nombre assez élevé de courbes pour chaque valeur de  $H_1$ , et de prendre la valeur moyenne des informations qu'elles fournissent.

Nous allons voir les différentes façons d'obtenir, à partir de ces courbes, la valeur des temps de relaxation de l'eau. Rappelons les expressions de la largeur de raie et des composantes u et v du signal :

$$u = \frac{\gamma^2 H_1^2 T_2^2 \Delta H}{1 + (\gamma \delta H T_2)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M. \quad (VI)$$

$$v = \frac{-\gamma H_1 T_2}{1 + (\gamma \delta H T_2)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M.$$

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2} \sqrt{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad (IX)$$

I. MESURE DE  $T_1$  ET  $T_2$

I. 1. Mesure directe

Nous avons tracé (figure. 26.) les courbes de variation de  $\Delta H$  et des signaux proportionnels à  $u_{\max}$  et  $v_{\max}$  en fonction de  $H_1$ .

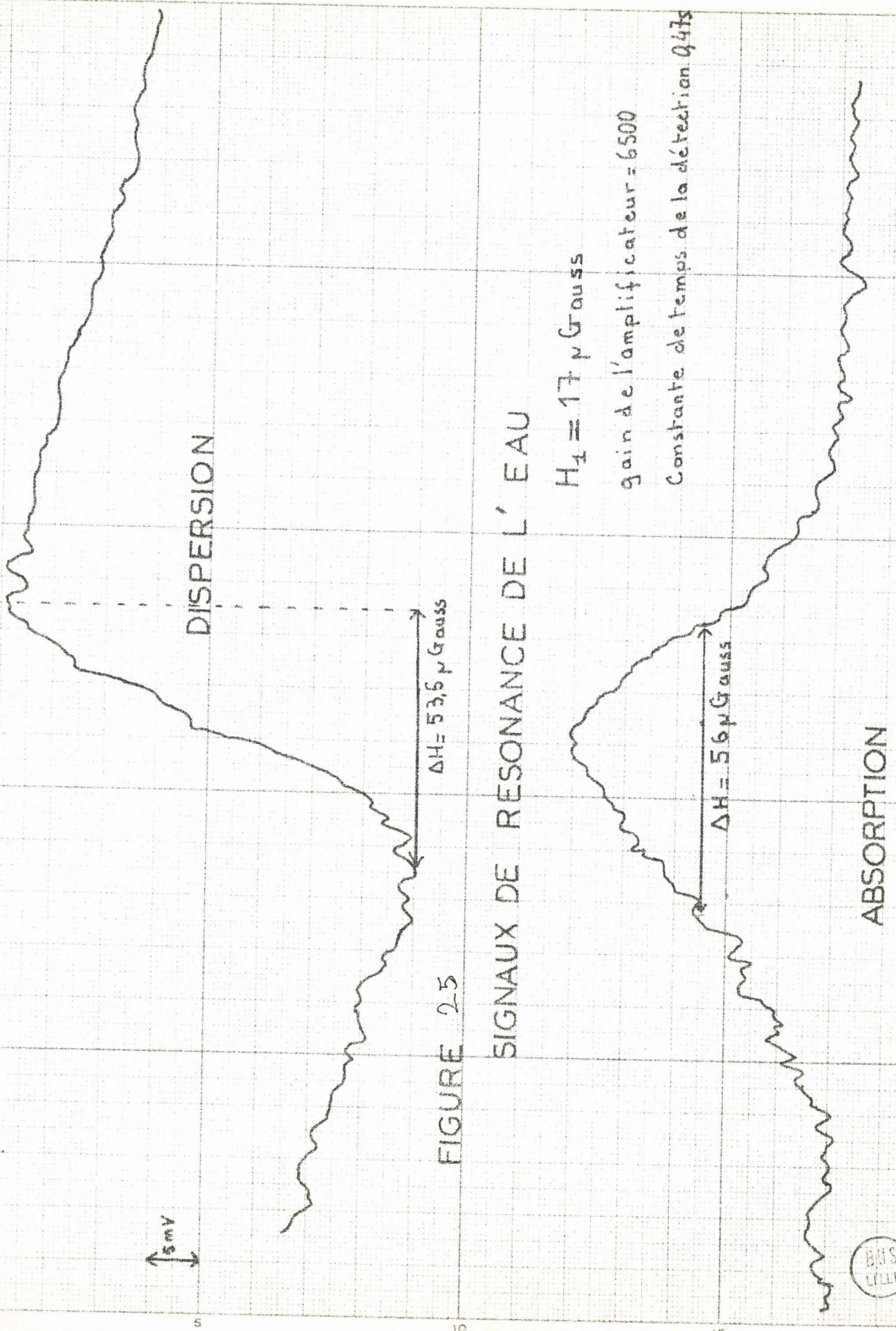


FIGURE 25

SIGNAUX DE RESONANCE DE L'EAU



La mesure directe de  $T_2$  est possible car nous connaissons la largeur de raie en champ très faible : nous l'avons mesurée pour des champs de l'ordre du  $\mu$  Gauss :

$$\Delta H_0 = \frac{2}{\gamma T_2} \quad \Delta H_0 = 42 \mu \text{ Gauss}$$

et  $T_2 = 1,8$ s.

La courbe  $v_{\text{max}} = f(H_1)$  passe par un maximum pour  $H_1 = \frac{1}{\gamma \sqrt{T_1 T_2}}$  et la largeur de raie correspondante vaut  $\Delta H = \Delta H_0 \sqrt{2}$ .

La mesure à la limite de saturation donne :

$\Delta H_0 = 41 \mu \text{G}$  soit  $T_2 = 1,83$ s.

$H_1 \pm 18,5 \mu \text{G}$  soit  $T_1 T_2 = 4,1$   $T_1 = 2,2$ s.

Cependant la précision de ces mesures est faible : le maximum de la courbe est très aplati et il est difficile de déterminer avec précision le champ  $H_1$  correspondant à la limite de la saturation.

## I. 2. Mesures indirectes

Des formules ci-dessus (VI et IX) nous pouvons tirer deux méthodes de détermination de  $T_1$  et  $T_2$ .

I. 2. a. De la relation IX on obtient :

$$\Delta H^2 = \Delta H_0^2 + 4 \frac{T_1}{T_2} H_1^2$$

La courbe  $\Delta H^2 = f(H_1^2)$  est une droite de pente  $4 \frac{T_1}{T_2}$  et d'ordonnée à l'origine  $\Delta H_0^2$ .

Cette courbe (figure. 26.) donne :

$$\Delta H_0^2 = 1,95 \cdot 10^3 \quad \Delta H_0 = 44 \mu \text{G} \quad T_2 = 1,7 \text{s.}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = 1,1 \quad T_1 = 1,87 \text{s.}$$

Nous pouvons remarquer que si on utilise cette méthode pour déterminer  $T_2$ , l'étalonnage du champ radiofréquence n'est pas nécessaire : on reportera en abscisse le carré de la tension appliquée aux bobines. Seule la détermination du rapport  $\frac{T_1}{T_2}$  exige une graduation en champ.

I. 2. b. Cette méthode permet de connaître la largeur de raie sans nécessiter donc une mesure préalable de  $H_1$ .

Pour une même valeur de  $H_1$  on enregistre successivement une courbe d'absorption et une courbe de dispersion. Le rapport des amplitudes  $\frac{u}{v}$  en fonction de l'écart en champ  $\delta H$  par rapport au centre de la résonance vaut :

$$\frac{u}{v} = \gamma T_2 \delta H \qquad \frac{u}{v} = 2 \frac{\delta H}{\Delta H_0}$$

La courbe représentative de ce rapport est une droite de pente  $\frac{\Delta H_0}{2}$  qui passe par l'origine.

Nous avons tracé cette droite pour un champ voisin de la limite de saturation (figure. 27.). Sa pente vaut  $\frac{\Delta H_0}{2} = 18 \mu \text{Gauss}$ . Soit  $T_2 = 2$  secondes.

## II. Conclusion des mesures

On constate que la valeur des temps de relaxation que nous avons obtenue est faible. La valeur de  $T_2$  est bien connue. Elle vaut 2,7s. à 20°C et croît avec la température.

Une première imprécision de nos mesures est due à ce que nous ne connaissons pas la température à laquelle elles ont été effectuées. Cette température est très certainement inférieure à 20°C ce qui entraîne un élargissement des courbes et une diminution de  $T_2$ .

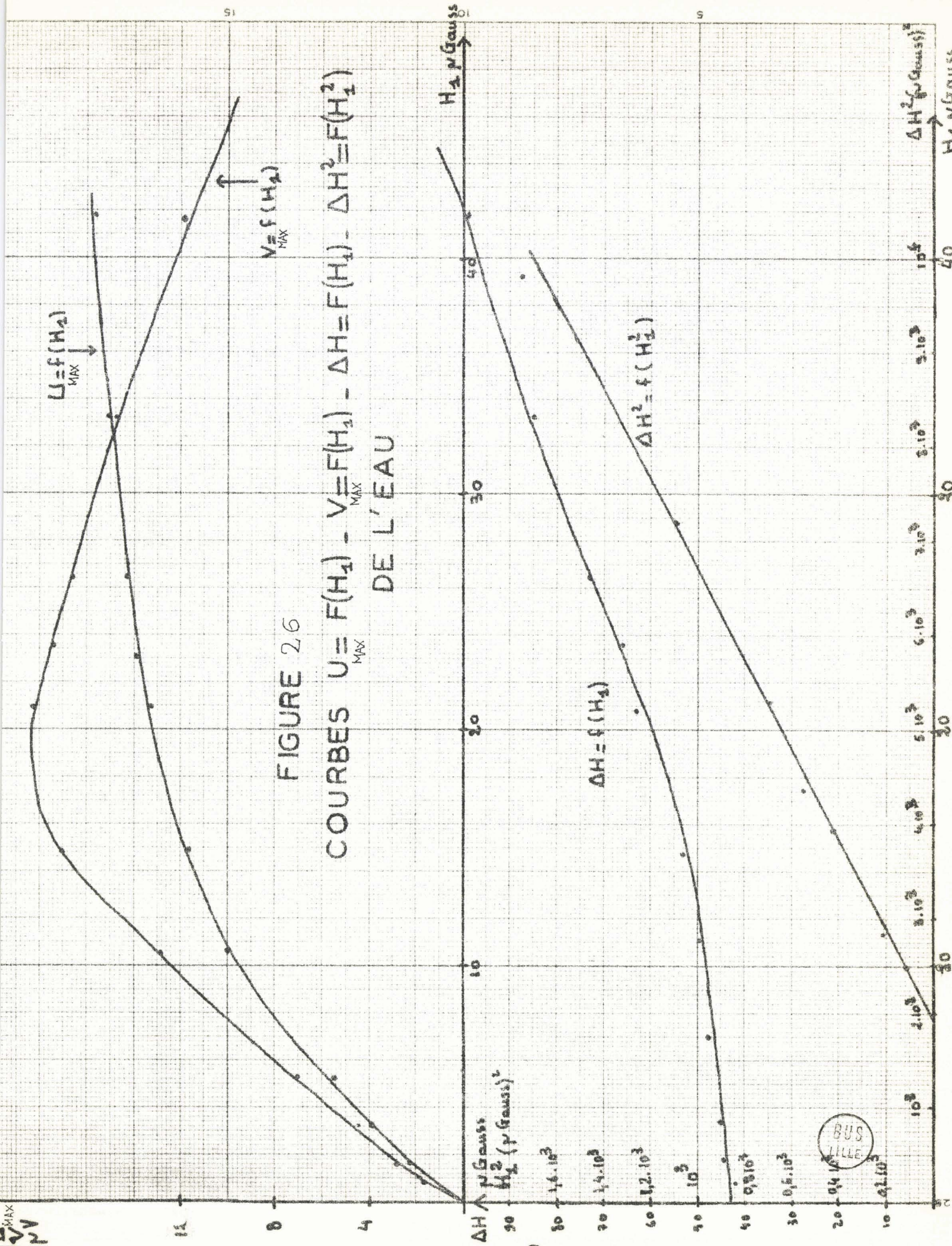


FIGURE 2.6

COURBES  $U = F(H_1) - V = F(H_1) - \Delta H^2 = F(H_1^2)$   
 DE L'EAU

$U = f(H_1)$   
 $\uparrow$   
 MAX

$V = f(H_2)$   
 $\uparrow$   
 MAX

$\Delta H = f(H_1^2)$

$\Delta H^2 = f(H_1^2)$

$\Delta H$  Gauss  
 $H_1^2$  (Gauss)<sup>2</sup>  
 30  
 20  
 10  
 0

$H_1$  Gauss  
 50  
 40  
 30  
 20  
 10  
 0

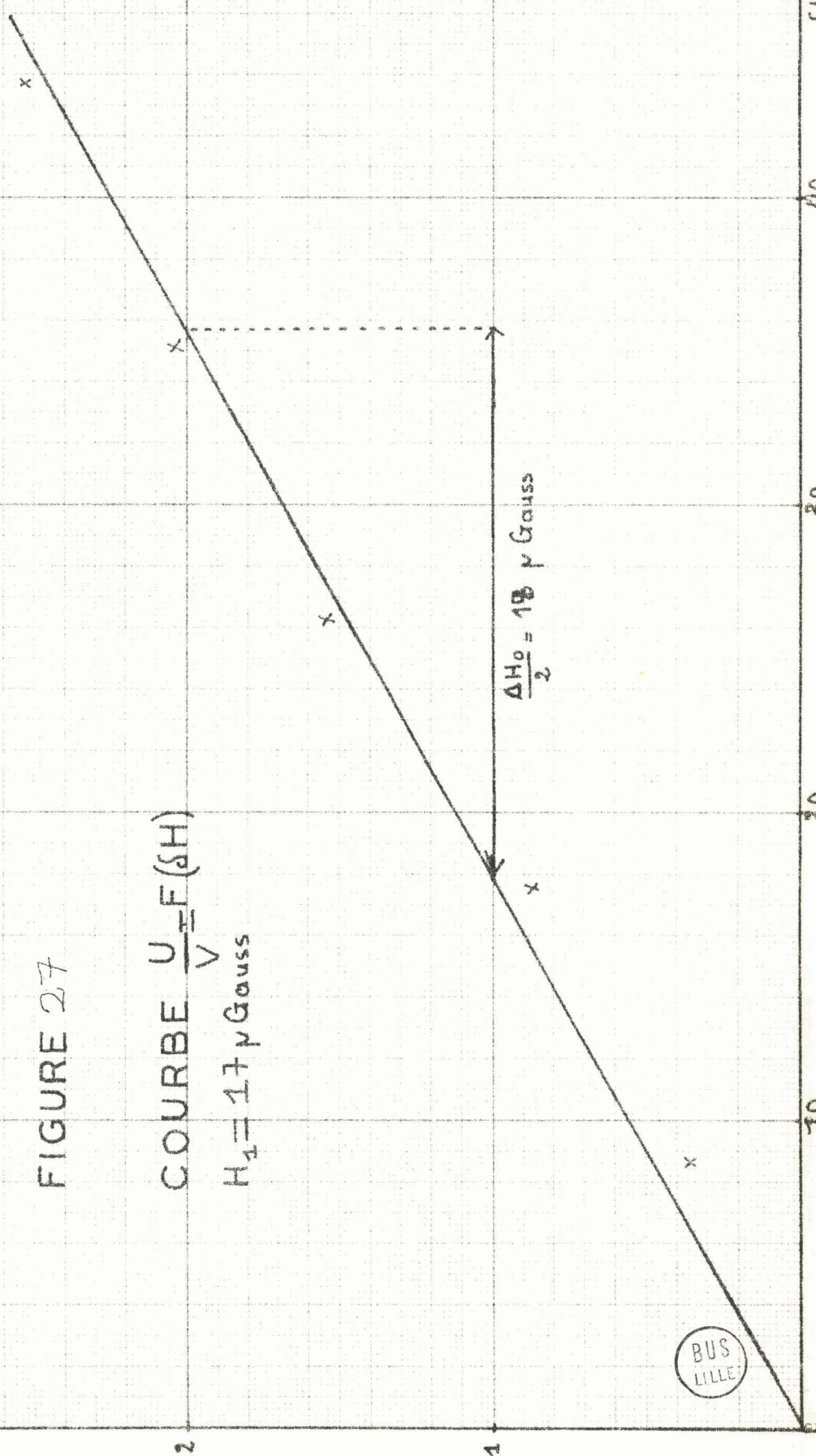
MAX  
 $U$   
 $V$



$\frac{U}{V}$

FIGURE 27

COURBE  $\frac{U}{V} = F(\delta H)$   
 $H_1 = 17 \mu\text{Gauss}$



L'échantillon utilisé contient une eau simplement permutée, non dégazée. Or la présence d'ions paramagnétiques produit un élargissement des raies. GUILLETTO<sup>(11)</sup> a calculé l'élargissement des courbes de résonance de l'eau saturée en  $O_2$ . Il vaut  $6\text{MG}$  ; ce qui donne une diminution  $\Delta T_2 = 0,55\text{s.}$  du temps de relation, si  $T_2 = 2,6\text{s.}$

Ce sont vraisemblablement ces deux facteurs qui causent la diminution du temps de relaxation de l'eau que nous avons utilisée. Les autres facteurs pouvant intervenir, tel l'inhomogénéité du champ statique  $H_0$ , qui est très faible comme nous l'avons vu, et l'énergie perdue dans le couplage des noyaux à la bobine de réception, introduisent des élargissements très faibles de la raie, certainement très inférieur à  $1\ \mu\text{Gauss}$ .

### III. Sensibilité du Spectromètre. Bruits et dérives

La sensibilité du spectromètre dépend du bruit de l'ensemble de l'appareillage. Pour une constante de temps de  $2,5\text{s.}$  du détecteur synchrone, l'amplitude du bruit ramené aux bornes de la bobine de réception est environ  $0,6\ \mu\text{V}$ . Avec cette constante de temps, le signal maximum d'absorption, qui a une amplitude voisine de  $15\ \mu\text{V}$ , est relevé avec un rapport signal sur bruit de 25.

La limite actuelle de notre spectromètre semble surtout être fixée par la dérive en température. L'ensemble de l'appareillage ne semble pas devoir être mis en cause. La dérive provient essentiellement de la bobine de réception.

La capacité d'accord de la bobine a un faible coefficient de température et est donc sans influence notable. La bobine de réception subit des variations de température importantes, le chalet dans lequel elle se trouve étant exposé au soleil, ce qui provoque des variations de sa self et de sa résistance parallèle, donc de l'amplitude et de la phase de la tension induite par le champ de fuite.

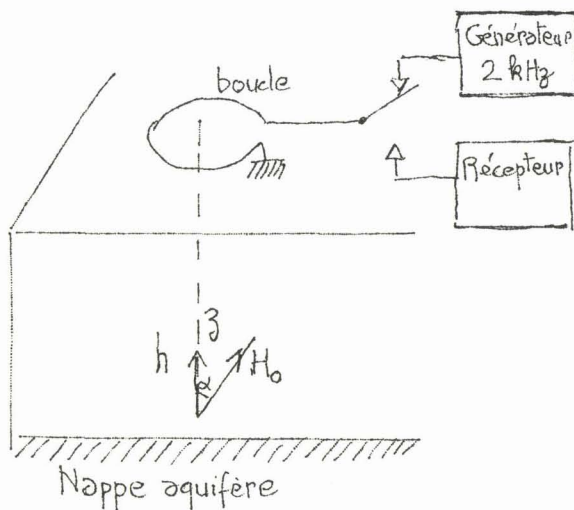
DEUXIEME PARTIE

ETUDE DE LA RESONANCE MAGNETIQUE  
NUCLEAIRE DANS LE CHAMP TERRESTRE  
EN REGIME IMPULSIF

CHAPITRE. I.

REGIME DE MEMOIRE DE PHASE OBTENU EN  
PULSANT LE CHAMP RADIOFREQUENCE  $H_1$

I. La Télé Résonance



Cette étude devait être  
l'introduction à la Télé-  
Résonance permettant de  
détecter la présence de nappes  
d'eau depuis la surface du sol.

( figure 28 )

figure. 28.



Le procédé imaginé par R. GABILLARD utilise le phénomène de mémoire de phase ; pour le produire on enchaîne rapidement des périodes de précession forcée et des périodes de précession libre de la résultante des moments magnétiques de la nappe aquifère, la périodicité étant inférieure à  $T_1$  et  $T_2$

Les périodes de précession forcée, ont une durée telle que :

$$\frac{1}{2} \gamma (h \sin \alpha t) \ll \frac{\pi}{2} \quad \text{avec } t < T_1 \quad (\text{XIV})$$

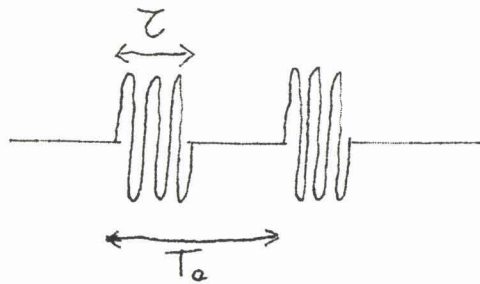
Les périodes de précession libre ont une durée inférieure à  $T_1$ .

R. GABILLARD a montré<sup>(12)</sup> que dans ces conditions, on devrait observer, durant les périodes de précession libre, l'apparition progressive du signal de R. M. N. Le régime permanent qu'il atteint au bout d'un temps plus ou moins long a une valeur moitié de celle que l'on obtient lors de la précession libre qui suit une rotation à  $\pi/2$  du moment magnétique sous l'action d'un champ alternatif perpendiculaire à  $H_0$ .

L'intérêt de ce procédé est de donner un signal qui est peu sensible à l'inhomogénéité du champ alternatif, et d'exiger du générateur une puissance assez faible<sup>(12)</sup>.

## II. MEMOIRE DE PHASE EN CHAMP TERRESTRE AVEC UN DISPOSITIF DE BLOCH

Pour faire une étude théorique et expérimentale du phénomène produit en pulsant le champ radiofréquence, nous avons utilisé le dispositif de Bloch. Ce dispositif est identique à celui utilisé en "balayage lent". L'échantillon, une bouteille renfermant quinze litres d'eau, est placé à l'intérieur de la bobine de réception. Le champ radiofréquence  $H_1$  est perpendiculaire à la bobine de réception. Le plan défini par ces deux axes est perpendiculaire au champ magnétique terrestre.



On soumet l'échantillon à des impulsions de champ radiofréquence  $H_1$  (figure. 29.) de courte durée (et de période de répétition  $T_0$  très inférieure aux temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  de l'eau. La fréquence du champ alternatif émis est telle que  $\omega = \gamma H_0$ .

figure. 29.

### II. 1. Description du phénomène de mémoire de phase

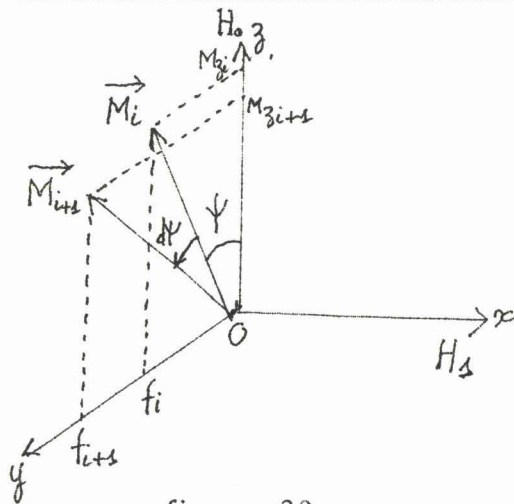


figure. 30.

Plaçons nous dans le trièdre tournant, avec la composante active  $H_1$  du champ radiofréquence autour de l'axe défini par le champ continu  $H_0$ .

Dans ce trièdre, le mouvement du moment magnétique sous l'action de  $H_0$  et  $H_1$  est décrit par :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge (\vec{H}_0 - \frac{\vec{\omega}}{\gamma} + \vec{H}_1) \quad \text{avec } \omega = \gamma H_0$$

soit :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_1$$

Au début de la première période de précession forcée  $\vec{M}$  est orienté selon  $H_0$ . Son amplitude vaut  $M_0 = \chi H_0$ . Sous l'action de  $H_1$ ,  $\vec{M}$  s'écarte de sa position d'équilibre en restant dans le plan  $yo_z$ . A la fin de cette période, il s'est écarté d'un angle  $d\psi = \gamma H_1 \tau$ . (XV)

Si on supprime  $H_1$ ,  $M$  tend à revenir selon l'axe  $Oz$ . Si  $T_0 \ll T_1$  et  $T_2$ , durant cette période de précession libre, le moment

magnétique n'a pas le temps de revenir dans sa position d'équilibre  $\vec{M}_0 = \vec{M}_z$ . Au début de la période de précession forcée qui suit, il se trouve dans le plan yoz, légèrement écarté de l'axe Oz. Il y a mémoire de phase.

## II. 2. Mise en équation

Le mouvement du moment magnétique  $\vec{M}$  dans le trièdre tournant est décrit par les équations de BLOCH :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = 0 \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{v}{T_2} - |\gamma| H_1 M_z \\ \frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} + |\gamma| H_1 v \end{array} \right. \quad (\text{XVI})$$

Le champ  $H_1$  est découpé en impulsions de largeur  $\tau$  et de période de répétition  $T_0$  : la variation d'amplitude du moment magnétique  $\vec{M}$  et son orientation dans le plan yoz varient très peu pendant la durée  $T_0$ , à condition que :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_0 \ll T_1 \text{ et } T_2 \\ \Delta\psi = \gamma H_1 \tau \text{ très petit} \end{array} \right. \quad (\text{XVII})$$

Avec ces hypothèses, les composantes  $M_z$  et  $v$  peuvent être assimilées à des constantes pendant l'intervalle  $T_0$ .

Les variations  $\delta v$  et  $\delta M_z$  sont :

$$\text{- pendant l'intervalle } \tau; \left\{ \begin{array}{l} \delta v = \left[ -\frac{v}{T_2} - |\gamma| H_1 M_z \right] \tau \\ \delta M_z = \left[ \frac{M_0 - M_z}{T_1} + |\gamma| H_1 v \right] \tau \end{array} \right. \quad (\text{XVIII})$$

- pendant l'intervalle  $(T_0 - \tau)$  où  $H_1 = 0$  :

$$\begin{cases} \delta v = - \frac{v}{T_2} (T_0 - \tau) \\ \delta M_z = \frac{M_0 - M_z}{T_1} (T_0 - \tau) \end{cases} \quad (\text{IXX})$$

ce qui donne une variation totale pour la durée  $T_0$  :

$$\begin{cases} \Delta v = - \frac{v}{T_2} T_0 - |\gamma| H_1 M_z \tau \\ \Delta M_z = \frac{M_0 - M_z}{T_1} T_0 + |\gamma| H_1 v \tau \end{cases} \quad (\text{XX})$$

$$\text{avec } d\psi = \gamma H_1 \tau$$

En posant  $dt = T_0$ , on obtient le système d'équations différentielles :

$$\begin{cases} \frac{dv}{dt} = - \frac{v}{T_2} - M_z \frac{d\psi}{T_0} \\ \frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} + \frac{d\psi}{T_0} v \end{cases} \quad (\text{XXI})$$

On résoud ce système d'équations par rapport à  $v$ . L'équation différentielle représentant le mouvement de  $v$  est :

$$0 = \frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{dv}{dt} \left[ \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1} \right] + v \left[ \frac{1}{T_1 T_2} + \frac{d\psi^2}{(T_0)^2} \right] + \frac{M_0 d\psi}{T_1 (T_0)} \quad (\text{XXII})$$

### II. 3. Régime permanent

Il est obtenu en résolvant l'équation différentielle avec son terme constant. Il a pour expression :

$$A = \frac{\frac{M_0}{T_1} \frac{d\psi}{T_0}}{1 + \frac{d\psi^2}{\frac{T_1 T_2}{T_0}}} \quad (\text{XXIII})$$

Il présente un maximum en fonction de  $d\psi$  pour :

$$d\psi = \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}} \quad (\text{XXIV})$$

Soit :  $\gamma H_1 \sqrt{T_1 T_2} = \frac{T_0}{\tau}$

Ceci impose :  $\gamma H_1 \sqrt{T_1 T_2} > 1$

La valeur du maximum est :

$$A = \frac{M_0}{T_1} \frac{\sqrt{T_1 T_2}}{2}$$

Avec :  $T_1 = T_2$       $A = \frac{M_0}{2}$

Le régime permanent présente donc un maximum en fonction de  $d\psi = \gamma H_1 \tau$  si  $H_1 > \frac{1}{\gamma \sqrt{T_1 T_2}}$ . Cette valeur représente la limite de la saturation en "balayage lent". En-dessous de cette valeur de  $H_1$ , le régime permanent croît constamment avec  $\gamma H_1 \tau$ .

#### II. 4. Régime transitoire

Le discriminant de l'équation différentielle s'écrit :

$$\Delta = \left[ \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right]^2 - \frac{4d\psi^2}{T_0^2}$$

##### II. 4.a. 1er cas $\Delta > 0$

Ce cas<sup>pe</sup> peut être envisagé que pour un liquide ayant des temps

de relaxation,  $T_1$  et  $T_2$  très différents. On montre facilement qu'on l'obtient avec la valeur de  $d\psi$  donnant le maximum du régime permanent si  $T_1 > 6T_2$ .

Il est donc obtenu pour l'eau que lorsque  $d\psi$  est très faible. Dans ce cas  $v$  est de la forme  $[K_1 e^{\alpha_1 t} + K_2 e^{\alpha_2 t} - A]$  où  $A$  est le régime permanent,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont les solutions de l'équation caractéristique.

Les conditions initiales :

$$t = 0, v = 0, M_2 = M_0.$$

permettent d'obtenir la valeur des constantes  $K_1$  et  $K_2$ .

Nous obtenons :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 \right\} &= \frac{-\left(\frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)^2 - \frac{4d\psi^2}{T_0^2}}}{2} \\ \alpha_2 \} & \\ \alpha_1 \text{ et } \alpha_2 &< 0 \\ K_1 &= \frac{-M_0 \frac{d\psi}{T_0} - A\alpha_2}{\left[\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)^2 - \frac{4d\psi^2}{T_0^2}\right]^{1/2}} \\ K_2 &= \frac{M_0 \frac{d\psi}{T_0} + A\alpha_1}{\left[\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)^2 - \frac{4d\psi^2}{T_0^2}\right]^{1/2}} \\ \text{et } K_1 + K_2 &= A \end{aligned} \right\} \quad (\text{XXVI})$$

Le signal a la forme représentée par la figure. 31.

Si on prend  $d\psi$  très petit, l'expression de  $v$  devient :

$$v \approx (K_1 e^{-t/T_1} + K_2 e^{-t/T_2}) - A$$

Mais l'amplitude du régime permanent est alors très faible.

II. 4. v. 2ème cas  $\Delta = 0$

Pour ce cas limite l'expression de v est :

$$v = (K_1 + K_2 t)e^{\alpha t} - A$$

$$\alpha = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1} \right) \quad (\text{XXVII})$$

$$K_1 = A \quad K_2 = -\frac{d\psi}{T_0} M_0 - A\alpha$$

II. 4. c. 3ème cas  $\Delta < 0$

C'est le cas correspondant à un liquide pur. Les racines sont imaginaires et le régime est périodique.

L'expression de v s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = e^{\alpha t} \left[ A \cos \beta t - \left( M_0 + \frac{\alpha}{\beta} A \right) \sin \beta t \right] - A \\ \alpha = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) \\ \beta = \frac{d\psi}{T_0} = \frac{\gamma H_1 \tau}{T_0} \\ A = \frac{\frac{M_0}{T_1} \frac{d\psi}{T_0}}{\frac{1}{T_1 T_2} + \frac{d\psi^2}{T_0^2}} \end{array} \right. \quad (\text{XXVIII})$$

Nous avons représenté (figure. 32.) la forme du signal dans le cas  $d\psi = \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$  qui donne la valeur maximum de A. C'est une oscillation autour de la valeur permanente ; sa pulsation est  $\frac{\gamma H_1 \tau}{T_0}$  ; elle décroît selon une exponentielle de constante de temps  $\frac{1}{2} \left( \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1} \right)$ .

Si on augmente  $d\psi$ , l'amplitude du terme en sinus croît et tend vers  $M_0$ . L'amplitude du régime permanent  $A$  tend vers 0. L'expression de  $v$  devient :

$$v \approx e^{\alpha t} M_0 \sin \beta t$$

Nous l'avons représentée figure. 33.

II. 4. d. Valeurs numériques dans le cas  $\Delta < 0$

Nous allons calculer, pour l'eau, l'amplitude des extrêmes des courbes correspondant au cas  $\Delta < 0$ . Ils sont obtenus lorsque  $\frac{dv}{dt} = 0$  Soit :

$$\text{tg } \beta t = \frac{\frac{M_0}{A}}{M_0 \frac{\alpha}{A} + \frac{\alpha^2}{\beta^2} + \beta}$$

Avec  $T_1 = T_2$ , le dénominateur de cette expression est nul et les extrêmes correspondant à  $\beta t = \pi/2 + k\pi$  et valent :

$$v_{\text{max}} = e^{\alpha t} \left( -M_0 - \frac{\alpha}{\beta} A \right) - A$$

II. 4. d. a. 
$$d\psi = \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$$

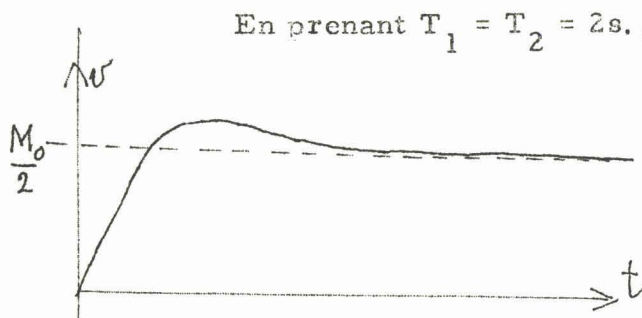


figure. 34.

En prenant  $T_1 = T_2 = 2s.$ , le premier maximum a une amplitude égale à  $1,2 \frac{M_0}{2}$  et est obtenu pour  $t \approx 3s.$

Le premier minimum vaut :

$$\frac{M_0}{2} \left( 1 - \frac{1}{100} \right) \text{ et}$$

correspond à  $t = 9s.$

Nous ne pourrions détecter que le premier maximum. La forme du signal est représentée par la figure. 34.



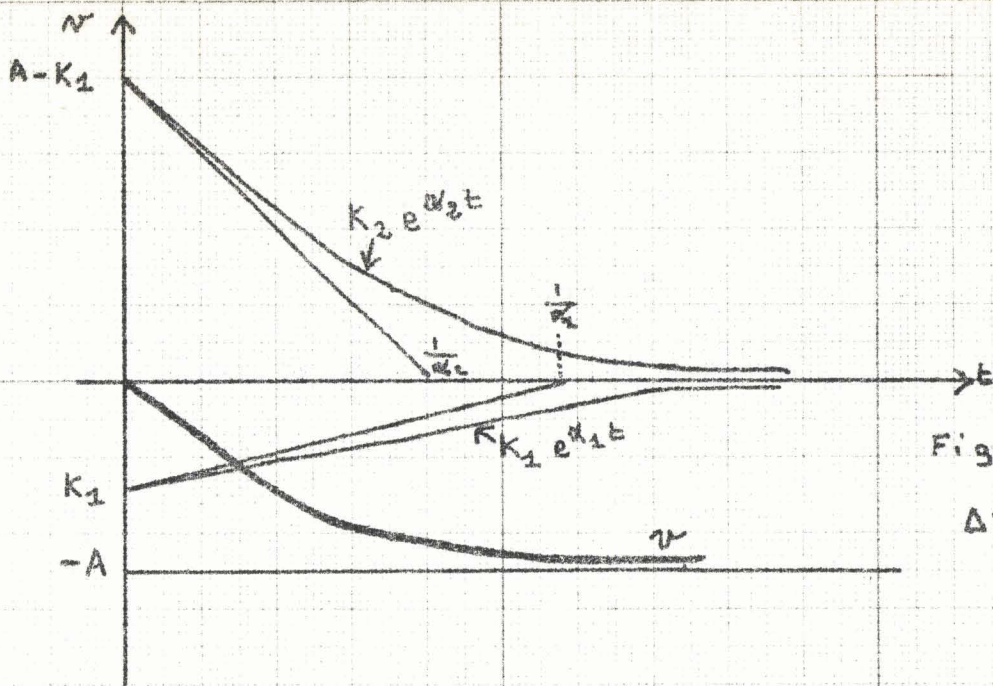


Figure 31

$\Delta > 0$

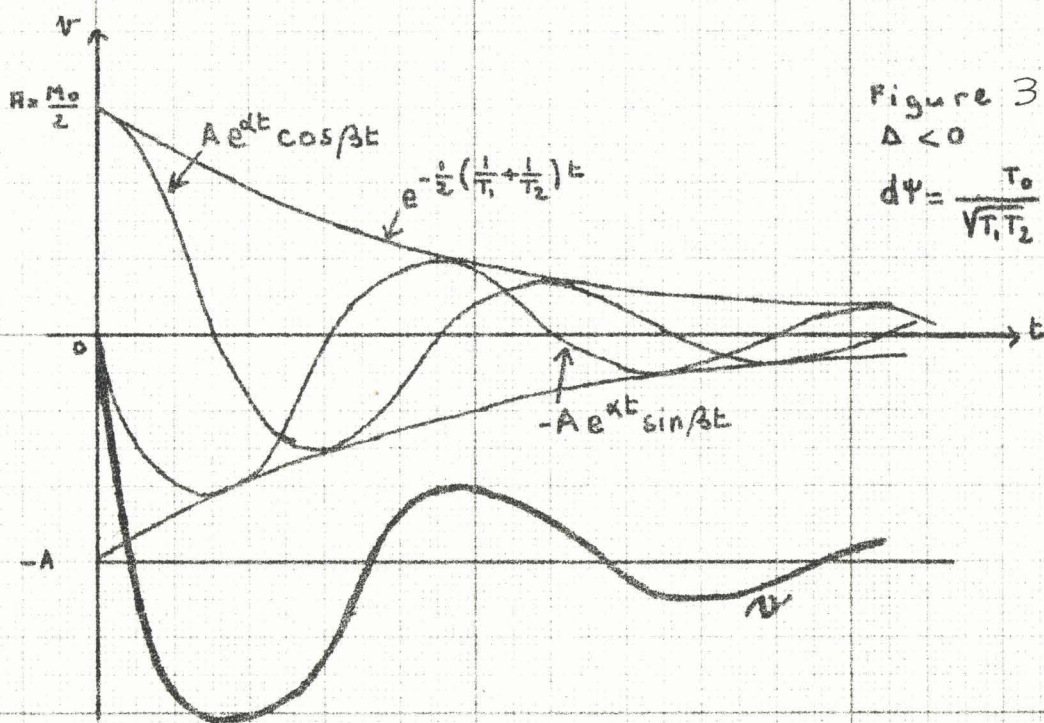


Figure 32

$\Delta < 0$

$$d\psi = \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$$

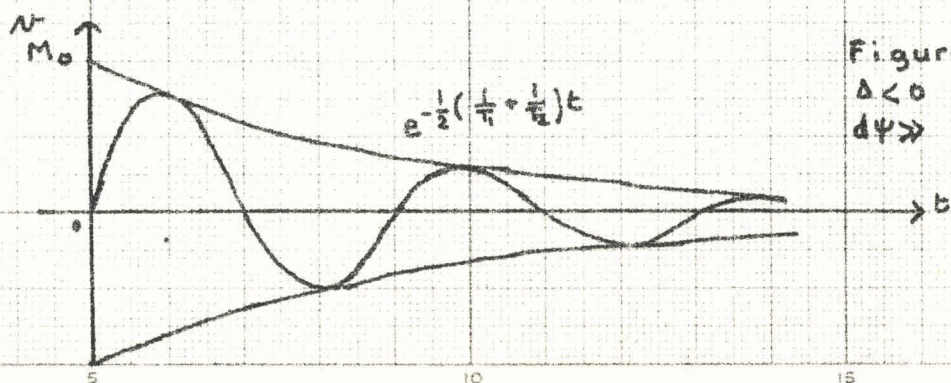


Figure 33

$\Delta < 0$

$d\psi \gg$



$$\text{II. 4. d. } \beta . \quad d\psi = 2 \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$$

=====

Le premier maximum, obtenu pour  $t = 1,6\text{s.}$  a une amplitude égale à  $1,9A$  où  $A$  est le régime permanent. Le premier minimum, pour  $t \neq 5\text{s.}$ , a une amplitude égale à  $0,8A$ . La courbe sera semblable à celle obtenue dans le cas précédent ; mais le dépassement sera beaucoup plus marqué.

$$\text{II. 4. d. } \gamma . \quad d = 10 \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$$

=====

Pour  $d\psi = 10 \frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$ , les deux premiers maximums ont pour amplitudes :  $0,87M_0$  et  $0,2M_0$  et sont obtenus respectivement pour  $t = 0,31\text{s}$  et  $t = 1,6\text{s}$ . Le signal tend donc à devenir une impulsion de grande amplitude obtenue lors de la première impulsion de  $H_1$ . Remarquons cependant que pour ce cas  $d\psi = 20^\circ$ . Si l'on fait croître  $d\psi$  au-delà de cette valeur, nos hypothèses ne sont plus vérifiées ; la forme du signal sera différente.

### II. 5. Observations des transitoires de Mémoire de phase

Afin d'observer périodiquement le régime transitoire de mémoire de phase, nous laisserons revenir le moment magnétique dans sa position d'équilibre  $\vec{M}_0 = \chi \vec{H}_0$ , en supprimant les impulsions de champ radiofréquence pendant une durée  $\tau_2$  supérieure aux temps de relaxation (figure. 35.)

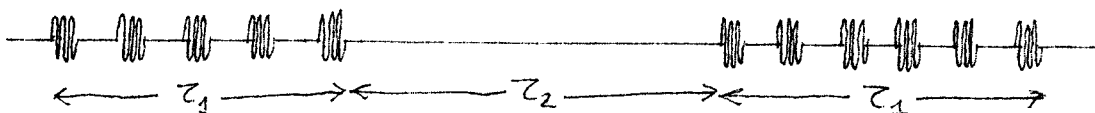


figure. 35.

Pendant cette période, l'équation qui régit le mouvement de la composante  $v$  est :

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{v}{T_2}$$

Si, avant l'arrêt des impulsions, la composante  $v$  a atteint son régime permanent d'amplitude  $A$ , nous obtiendrons à la coupure :

$$v = A e^{-t/T_2}$$

qui est une exponentielle de constante de temps  $T_2$ .

### III. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE (figure. 36.)

Les dispositifs émetteur et récepteur sont identiques à ceux utilisés en "balayage lent". Le balayage est supprimé. Un dispositif de commutation permet :

- l'émission de champ  $H_1$  et la mise en court-circuit de la bobine de réception pendant la durée  $\tau$
- la suppression de  $H_1$  et la réception du signal fournie par la bobine pendant la durée  $(T_0 - \tau)$

La synchronisation du générateur d'impulsions permet d'émettre le train d'impulsions pendant une durée  $\tau_1 \gg T_1$  et  $T_2$  et de recevoir continuellement pendant une durée  $\tau_2 \gg T_2$ .

#### III. 1. La commutation (figure. 37.)

Deux relais, à contacts mouillés du type CLARE, réalisent la commutation de l'émission et de la réception. Dans la position repos, le relai. 1. court-circuite les bobines émettrices et le relai. 2. connecte la bobine de réception à l'amplificateur.

Le collage des relais est obtenu par une impulsion de l'ordre de 25 volts appliquées à leurs bobinages d'excitation. Le générateur est alors relié aux bobines de champ  $H_1$ , et une résistance de  $10k\Omega$  est placée en parallèle sur l'entrée de la réception.

Le dispositif initial court circuitait la bobine de réception. Mais la commutation des bobines émettrice et réceptrice induit une impulsion de courte durée et de grande amplitude initiale dans la bobine de réception. La réponse de la bobine de réception à cette impulsion est une sinusoïde à 2kHz amortie, de grande amplitude initiale et de phase aléatoire. Son amplification donne un bruit de fond bien supérieur à l'amplitude du signal. Pour remédier à cet inconvénient, nous avons amorti la bobine de réception avec une résistance de  $10k\Omega$  (l'impédance parallèle de la bobine seule est  $1,5M\Omega$ ). Ce qui a permis de réduire l'oscillation parasite d'un facteur supérieur à 10. Cependant la présence de cette résistance ne permet pas l'annulation de la tension induite dans la bobine de réception par le champ de fuite de  $H_1$ .

### III. 2. Le générateur d'impulsion et sa synchronisation (figure. 38.)

Les impulsions de commande des relais sont fournies par un générateur d'impulsions TEKTRONIX type 160 qu'il est possible de synchroniser par un signal alternatif extérieur.

Si nous envoyons au générateur des impulsions de 2kHz de largeur  $\tau_1$  et de récurrence  $\tau_1 + \tau_2$ , il délivrera des impulsions, dont nous pourrions régler la fréquence et la largeur ( $T_0$  et  $\tau$ ), pendant un temps  $\tau_1$ .

Le dispositif de synchronisation comprend un amplificateur, un multi-vibrateur et un Chopper. Le signal de référence, fourni par le générateur de 2kHz, est amplifié ; la tension à la sortie de l'amplificateur est égale à 23 volts crête à crête pour un signal de référence

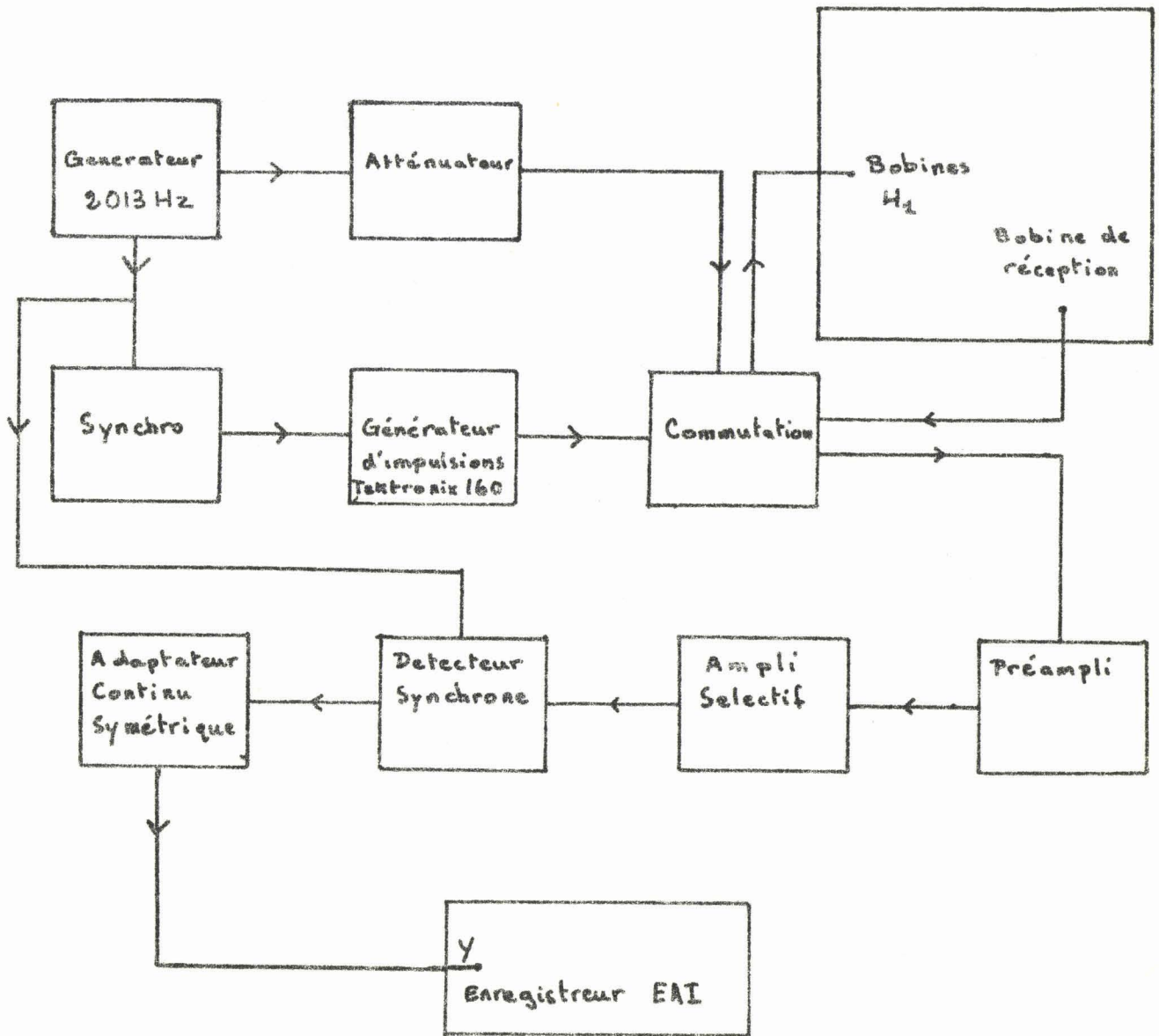
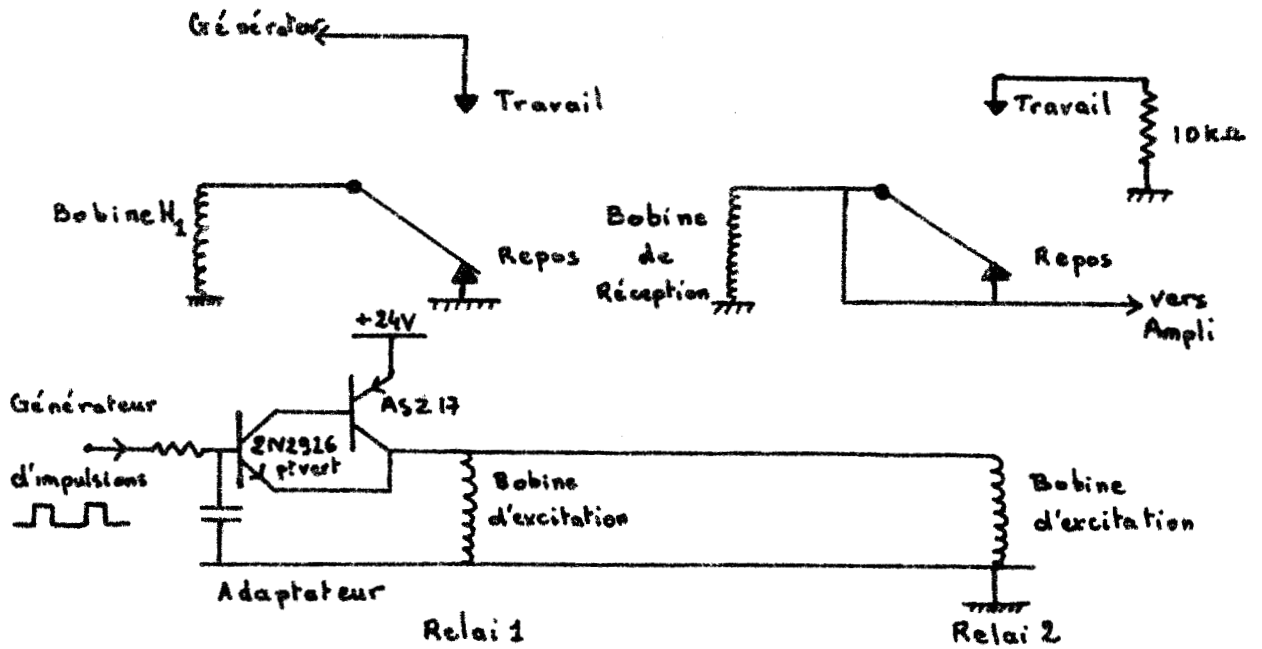


fig. 36



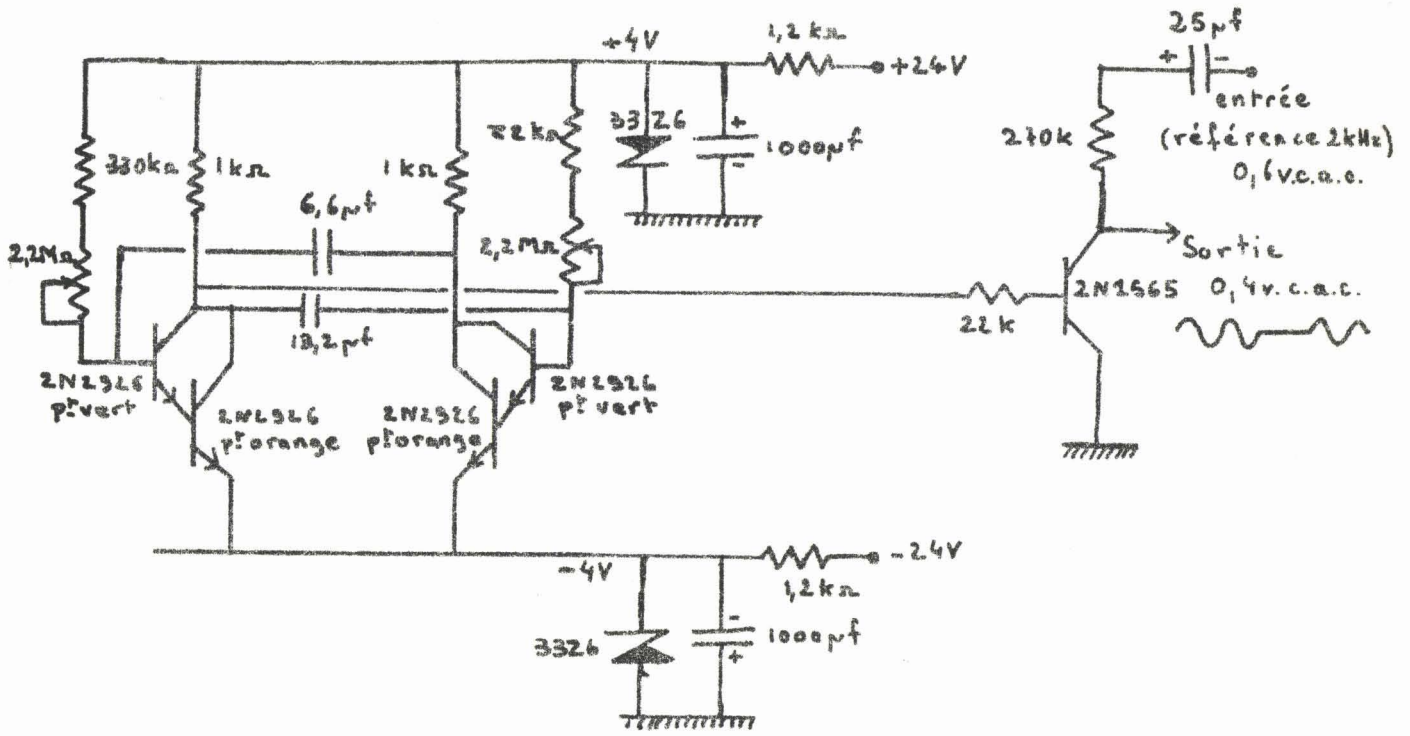


Dispositif de Commutation

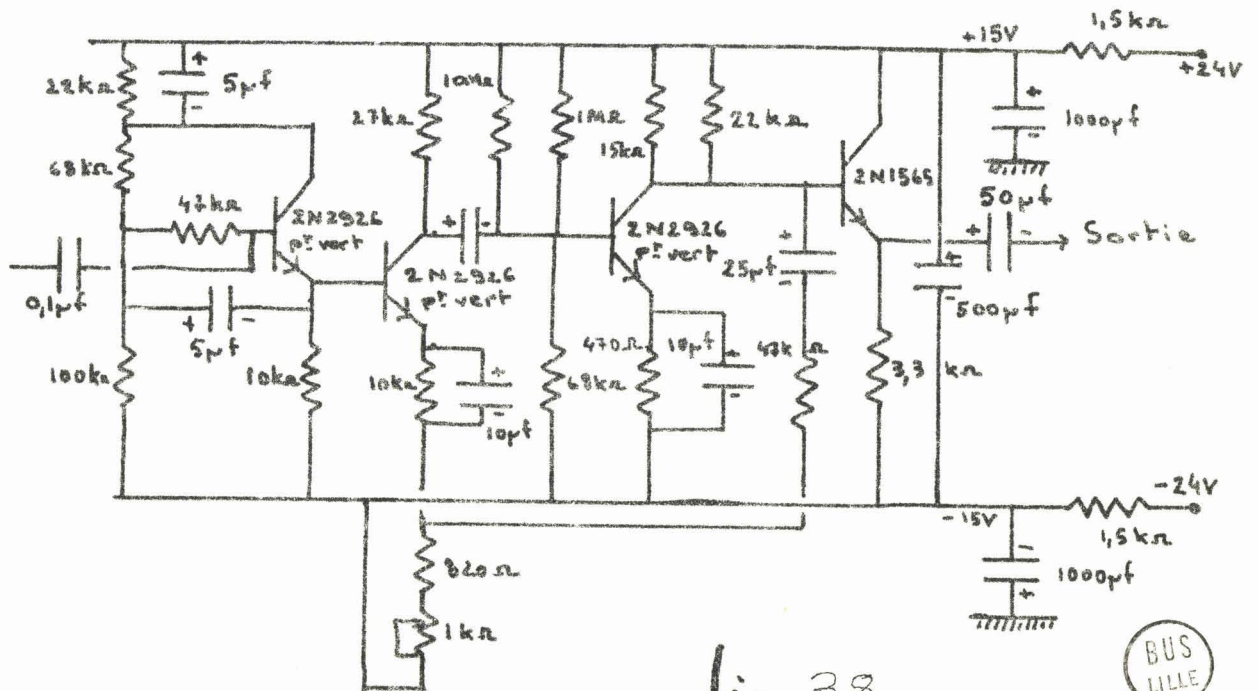
fig. 37



SYNCHRONISATION



Multivibrateur et Chopper



Amplificateur

fig. 38



de 0,5 volts crête à crête. Des crêneaux de périodes variables fournis par le multivibrateur, sont appliqués à la base d'un transistor alimenté par cette tension alternative. Le crêneau négatif de largeur  $\tau_1$  bloque le transistor chopper ; la tension alternative est alors reportée à la sortie. Le crêneau positif de largeur  $\tau_2$  sature ce transistor ; la tension alternative est reportée aux bornes de la résistance de 270k $\Omega$  (figure. 38.). Les largeurs  $\tau_1$  et  $\tau_2$  peuvent varier respectivement de 1 à 25s. et de 1 à 10s.

#### IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Une étude expérimentale systématique a été impossible, les signaux obtenus n'étant pas reproductibles. Deux causes essentielles interviennent :

- la commutation qui fait apparaître aux bornes de la bobine de réception des oscillations de phase aléatoire.
- les variations rapides du champ magnétique terrestre  $H_0$  qui rendent impossible la réalisation rigoureuse de la relation  $\omega = \gamma H_0$ . Elles entraînent parfois la disparition du signal en quelques secondes.

Nous avons pu néanmoins vérifier qualitativement l'exactitude de notre théorie à l'aide de quelques enregistrements (figure. 39.) obtenus le même jour. Les périodes sont :  $\tau = T_0/10$   $T_0 = 0,1s$ .

- L'enregistrement (a), obtenu hors des conditions de résonance, par addition au champ terrestre d'un champ continu de 350  $\mu$ Gauss, donne une idée du bruit de fond de l'ensemble de l'appareillage.

- L'enregistrement (b), obtenu dans les conditions de résonance avec  $H_1 = 250\mu$  Gauss a ;

- un temps de montée de l'ordre de 2 secondes
- un temps de descente de l'ordre de 1,5 seconde.



Le signal présente un dépassement peu marqué au-dessus de la valeur du régime permanent correspondant à environ  $15 \mu$ volts.

Ce résultat est en accord avec notre étude théorique car  $d\psi = \gamma H \tau = 6,5 \cdot 10^{-2}$ , ce qui correspond à peu près à la valeur  $\frac{T_0}{\sqrt{T_1 T_2}}$  pour laquelle l'amplitude A du régime permanent est optimum et l'amplitude du dépassement égale à  $1,2A$ .

- L'enregistrement (c) obtenu dans les conditions de résonance avec  $H_1 = 500 \mu$  Gauss a :

un temps de montée inférieur à la seconde

un temps de descente de l'ordre de 1,5 seconde.

Le dépassement est très important; son amplitude correspond bien à la valeur théorique : elle est à peu près égale à deux fois l'amplitude du régime permanent.

Dans tous les cas, le rapport signal sur bruit est faible (3 à 4 au maximum) ; cela est dû au bruit important de commutation et à la faible valeur de la constante de temps de détection : 0,22 seconde.

## V. CONCLUSION

Les difficultés causées par la commutation et les variations du champ magnétique terrestre nous ont fait abandonner l'idée de Télé-Résonance. En effet, en admettant qu'il soit possible de réaliser une commutation présentant un très faible bruit, la compensation des variations rapides du champ terrestre nécessiterait d'asservir la fréquence du générateur par un dispositif à temps de réponse très court, ce qui est particulièrement difficile à réaliser.

$T = 10 \text{ ms}$   $T_0 = 10 \text{ ms}$  - gain de l'Amplificateur = 10'000 - Constante de temps du détecteur = 0,22 s

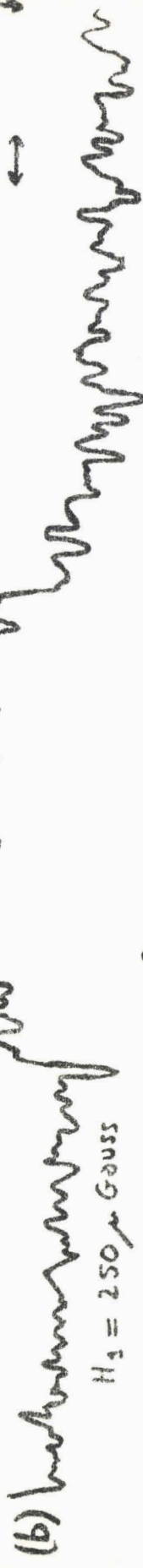
(a)



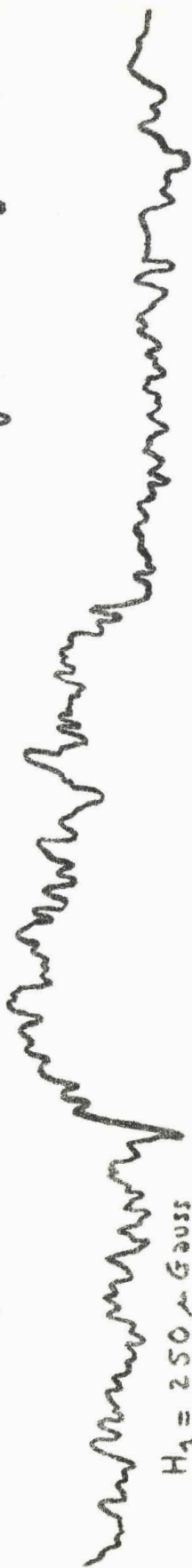
hors des conditions de résonance avec  $H = H_0 + 350 \mu\text{Gauss}$

1 seconde  $\leftrightarrow$   
 $\uparrow 5 \text{ mV}$   
 $\downarrow$

(b)



$H_1 = 250 \mu\text{Gauss}$



$H_1 = 250 \mu\text{Gauss}$

(c)



$H_1 = 500 \mu\text{Gauss}$



$H_1 = 500 \mu\text{Gauss}$

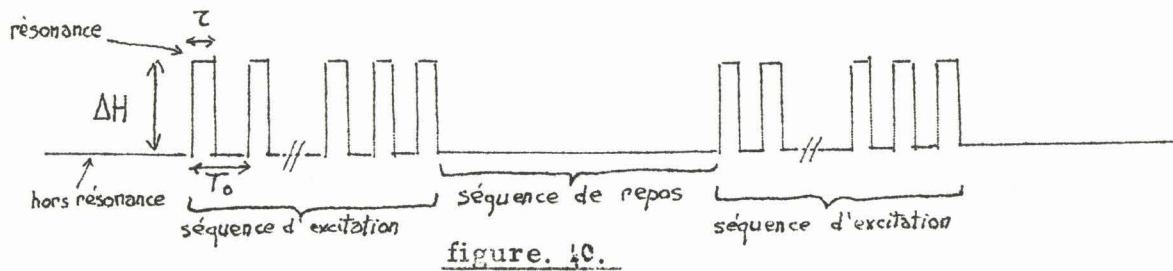
fig. 39



CHAPITRE. II.

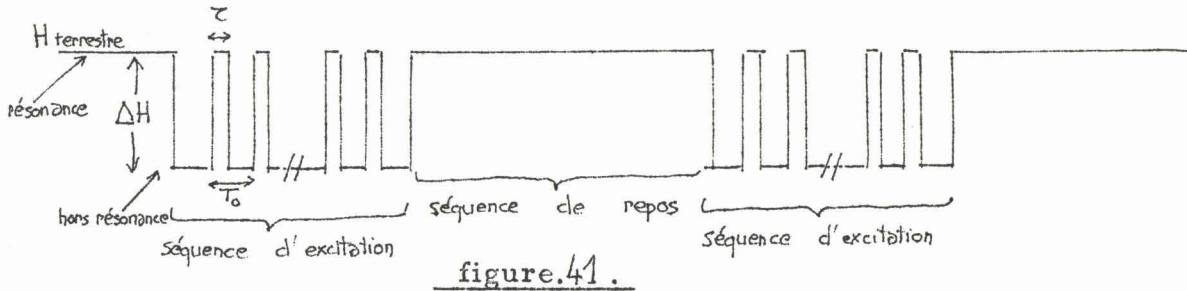
REGIME DE MEMOIRE DE PHASE OBTENU EN PULSANT  
LE CHAMP DIRECTEUR  $H_0$ .

Nous avons étudié, dans le chapitre précédent, le régime de mémoire de phase obtenu en pulsant le champ radiofréquence  $H_1$  ; les conditions exactes de résonance n'étaient alors remplies que pendant la durée  $\tau$  des impulsions de champ  $H_1$ . Pour effectuer une étude similaire en pulsant le champ directeur  $H_0$ , il serait nécessaire que ce dernier varie, en fonction du temps, comme l'indique la figure. 49.



Cette façon de procéder présente un inconvénient majeur : la réalisation des conditions de résonance exige la connaissance exacte de l'amplitude  $\Delta H$  des impulsions, or celle-ci ne peut être déterminée que par un réglage préliminaire, long et délicat, incompatible avec la rapidité des fluctuations du champ magnétique terrestre. Pour rendre plus facile notre étude expérimentale, nous avons donc choisi de maintenir les conditions exactes de résonance pendant les séquences dites de "repos" et de superposer au champ terrestre des impulsions d'amplitude  $\Delta H$  pendant les séquences dites d'"excitation".

Le champ magnétique directeur varie alors, dans le temps, comme l'indique la figure.41.



Nous nous proposons, dans ce qui suit, de montrer que l'application des impulsions d'amplitude  $\Delta H$  n'entraîne pas obligatoirement la disparition du signal de R. M. N. et que, dans certains cas, il peut y avoir maintien d'une partie de ce signal grâce au phénomène de "Mémoire de phase".

## I. ETUDE DU PHENOMENE DE "MEMOIRE DE PHASE" PENDANT UNE SEQUENCE D'EXCITATION

### I. 1. Mise en équation

La durée des séquences de "repos" est choisie suffisamment longue (environ  $100T_0$ ) pour que la résultante macroscopique  $\vec{M}$ , de l'ensemble des spins nucléaires, ait atteint sa position de régime permanent lorsque débute chaque séquence d'"excitation". Dans ces conditions, les composante  $u$ ,  $v$  et  $M_z$  de  $\vec{M}$ , dans le trièdre tournant, ont pour valeurs, un peu avant le début d'une séquence d'excitation :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_0 = 0 \\ v_0 = - \frac{|\gamma| H_1 T_2}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0 \\ M_{z_0} = \frac{M_0}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T_1 T_2} \end{array} \right.$$

Au cours d'une séquence d'"excitation", le mouvement de M est décrit par les équations de BLOCH :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = - \frac{u}{T_2} + \Delta\omega \cdot v \\ \frac{dv}{dt} = - \Delta\omega u - \frac{v}{T_2} - |\gamma| H_1 M_z \\ \frac{dM_z}{dt} = |\gamma| H_1 v + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \end{array} \right.$$

dans lesquelles :  $\Delta\omega = |\gamma| \delta H$

$\delta H$  étant la différence entre deux valeurs du champ directeur :  $H_0$  correspondant à la résonance et  $H_z$  correspondant à un instant donné

Pendant les intervalles de temps  $\tau$ , on a :  $\delta H = 0$  ; par contre, pendant les intervalles de temps  $T_0 - \tau$ ,  $\delta H = \Delta H$ . Il s'en suit que la résolution de ce système d'équations est difficile et principalement dans le cas général où  $T_1$  est différent de  $T_2$ . Nous ne traiterons pas ce cas mais supposerons que l'échantillon est un liquide pur, ce qui entraîne :  $T_1 \approx T_2 = T$ .

En supposant alors, que la condition indispensable à la réalisation du phénomène de "Mémoire de phase" :  $T_0 \ll T_1$  et  $T_2$  est remplie, on peut assimiler  $u$ ,  $v$  et  $M_z$  à des constantes pendant l'intervalle de temps  $T_0$ .

Il en résulte que les variations de  $u$ ,  $v$  et  $M_z$ , sont, en première approximation :



- pendant l'intervalle de temps  $\tau$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u = - \frac{u}{T} \tau \\ \Delta v = - \frac{v}{T} \tau - |\gamma| H_1 M_z \tau \\ \Delta M_z = |\gamma| H_1 v + \frac{M_o - M_z}{T} \tau \end{array} \right.$$

- pendant l'intervalle de temps  $T_o - \tau$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u = - \frac{u}{T} (T_o - \tau) + |\gamma| \Delta H v (T_o - \tau) \\ \Delta v = - |\gamma| \Delta H u (T_o - \tau) - \frac{v}{T} (T_o - \tau) - |\gamma| H_1 M_z (T_o - \tau) \\ \Delta M_z = |\gamma| H_1 v (T_o - \tau) + \frac{M_o - M_z}{T} (T_o - \tau) \end{array} \right.$$

- et pendant l'intervalle de temps  $T_o$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u = - \frac{u}{T} T_o + |\gamma| \Delta H v (T_o - \tau) \\ \Delta v = - |\gamma| \Delta H u (T_o - \tau) - \frac{v}{T} T_o - |\gamma| H_1 M_z T_o \\ \Delta M_z = |\gamma| H_1 v T_o + \frac{M_o - M_z}{T} T_o \end{array} \right.$$

En posant  $T_o = dt$ , on obtient le système d'équations décrivant le phénomène pendant une séquence d'"excitation".

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = - \frac{u}{T} + |\gamma| v \Delta H \left( \frac{T_0 - \tau}{T_0} \right) \\ \frac{dv}{dt} = - |\gamma| u \Delta H \left( \frac{T_0 - \tau}{T_0} \right) - \frac{v}{T} - |\gamma| H_1 M_z \\ \frac{dM_z}{dt} = |\gamma| H_1 v + \frac{M_0 - M_z}{T} \end{array} \right.$$

En résolvant ce système d'équations, on obtient finalement l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{2}{T} \frac{dv}{dt} + v \left[ \frac{1}{T^2} + |\gamma|^2 H_1^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2 \right] + \frac{M_0 |\gamma| H_1}{T} = 0$$

avec :  $\Delta H_a = \Delta H \times \frac{T_0 - \tau}{T_0}$

### I. 2. Régimes transitoire et permanent de "mémoire de phase"

Le discriminant de l'équation caractéristique est :

$$- 4 \left[ |\gamma|^2 H_1^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2 \right] \text{ et les solutions de cette équation sont :}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{1}{T} + j \sqrt{|\gamma|^2 H_1^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2} \\ - \frac{1}{T} - j \sqrt{|\gamma|^2 H_1^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2} \end{array} \right.$$

En tenant compte des conditions initiales  $u_0$ ,  $v_0$  et  $M_{z_0}$ , l'expression de  $v$  est :

$$v = e^{-t/T} (A \cos \beta t + B \sin \beta t) + C$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = M_0 |\gamma| H_1 T \left[ \frac{1}{1 + (|\gamma|^2 H_1^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2) T^2} - \frac{1}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T^2} \right] \\ B = \frac{A}{T |\gamma| \sqrt{H_1^2 + \Delta H_a^2}} \quad C = \frac{M_0 |\gamma| H_1 T}{1 + (|\gamma|^2 H_1^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2) T^2} \\ \beta = |\gamma| \sqrt{H_1^2 + \Delta H_a^2} \end{array} \right.$$

Le signal d'absorption  $v$  comporte donc un régime permanent  $C$  et un régime transitoire périodique amorti, de période  $\frac{2\pi}{|\gamma| \sqrt{H_1^2 + \Delta H_a^2}}$  et de constante d'amortissement  $1/T$ .

Le signal de dispersion  $u$  se déduit facilement de  $v$  à partir de l'équation

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{T} = |\gamma| \Delta H_a v$$

On trouve :  $u = e^{-t/T} (A' \cos \beta t + B' \sin \beta t) + C'$

$$\text{avec : } A' = - |\gamma| \Delta H_a \frac{B}{\beta} \quad B' = |\gamma| \Delta H_a \frac{A}{\beta}$$

$$\text{et } C' = C |\gamma| T \Delta H_a$$

La composante  $u$  présente donc, elle aussi, un régime permanent et un régime transitoire périodique amorti ayant même période et même constante d'amortissement que la constante  $v$ .

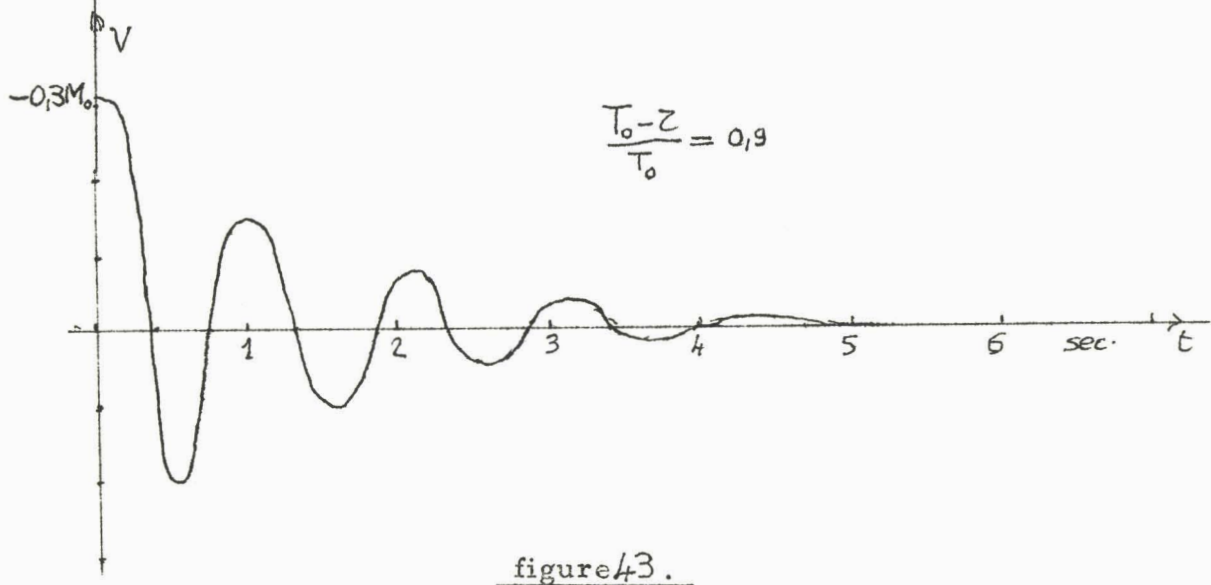
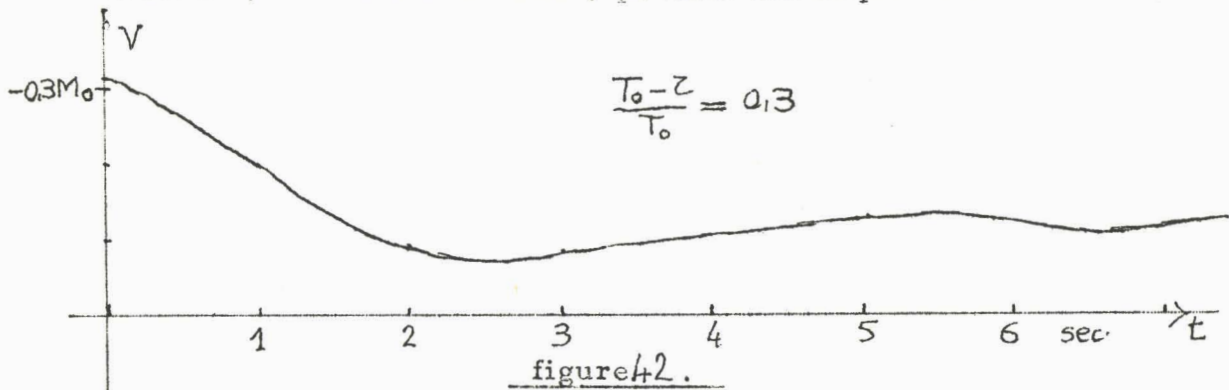
La différence essentielle entre les régimes de mémoire de phase obtenus en pulsant  $H_1$  et en pulsant  $H_0$ , est que, dans ce dernier cas, la composante  $u$  n'est pas nulle et présente même une amplitude qui peut être très importante si  $\Delta H$  est grand.



I. 3. Variations de la forme du signal de "mémoire de phase" en fonction du rapport cyclique des impulsions

Nous avons déterminé théoriquement la forme du signal de "mémoire de phase" correspondant à la composante d'absorption  $v$  avec :  $H_1 = 17$  microGauss ;  $\Delta H = 140$  microGauss ;  $T_0 = 0,1$  seconde ;  $T_1 = T_2 = T = 2$  secondes , et pour deux valeurs très différentes du rapport cyclique  $\frac{T_0 - \tau}{T_0}$  : 0,3 et 0,9.

Les figures 42 et 43 . montrent les signaux que l'on devrait observer, dans ces conditions, pendant une séquence d'excitation.



Pour  $\frac{T_0 - \tau}{T_0} = 0,3$ , on a  $\Delta H_a = 42$  microGauss et la période des oscillations est de 5,3 secondes ; le signal de mémoire de phase se réduit essentiellement à une exponentielle.

Pour  $\frac{T_0 - \tau}{T_0} = 0,9$ , par contre,  $\Delta H_a = 126$  microGauss et la période des oscillations est peu différente de 1 seconde ; le signal de "mémoire de phase" apparaît sous la forme d'une oscillation amortie.

## II. ETUDE DU SIGNAL DE R. M. N. PENDANT UNE SEQUENCE DE 'REPOS'

### II. 1. Mise en équations

La durée de la séquence d'"excitation" est choisie suffisamment longue pour que la résultante macroscopique  $\vec{M}$ , des spins nucléaires, ait atteint sa position d'équilibre lorsque débute la séquence de "repos".

Dans ces conditions, les composantes  $v$ ,  $u$  et  $M_z$  de  $M$ , dans le trièdre tournant, ont pour valeurs, un peu avant le début de la séquence de "repos" :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_0 = \frac{M_0 |\gamma| H_1 T}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T^2 + |\gamma|^2 \Delta H_a^2 T^2} \\ u_0 = v_0 |\gamma| T \Delta H_a \\ M_{z_0} = M_0 + |\gamma| H_1 T v_0 \end{array} \right.$$

Pendant une séquence de "repos", les conditions exactes de résonance sont réunies, et le retour du moment  $\vec{M}$  à sa position de résonance est alors décrit par les équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = - \frac{u}{T} \\ \frac{dv}{dt} = - \frac{v}{T} - |\gamma| H_1 M_z \\ \frac{dM_z}{dt} = |\gamma| H_1 v + \frac{M_0 - M_z}{T} \end{array} \right.$$

La première de ces équations, donne l'évolution de la composante de dispersion:  $u = u_0 e^{-t/T}$ .

La résolution du système d'équations conduit à l'équation différentielle décrivant le mouvement de la composante d'absorption :

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{dv}{dt} \frac{2}{T} + v \left[ \frac{1}{T^2} + |\gamma|^2 H_1^2 \right] + \frac{M_0 |\gamma| H_1}{T} = 0$$

## II. 2. Régimes transitoire et permanent du signal de R. M. N.

On tire de l'équation précédente, l'expression de  $v$  :

$$v = e^{-t/T} \left[ A \cos \beta t + B \sin \beta t \right] + C$$

Le retour de  $v$  à sa valeur de régime permanent :  $C = \frac{M_0 |\gamma| H_1 T}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T^2}$  s'effectue après une régime transitoire périodique amorti, de période égale à  $\frac{2\pi}{|\gamma| H_1}$  et de constante d'amortissement  $1/T$ .

Les coefficients  $A$  et  $B$  dépendent des conditions initiales (au début de la séquence de "repos")  $v_0$ ,  $u_0$  et  $M_{z_0}$  et ont une forme compliquée lorsque  $\Delta H_a$  est faible. Par contre, dans le cas où  $\Delta H_a$

est beaucoup plus grand que  $H_1$ , on a :  $v_0 \approx u_0 \approx 0$ , et  $M_{z_0} \approx M_0$   
 et les coefficients A et B sont alors simplement :

$$\begin{cases} A = -C = \frac{M_0 |\gamma| H_1 T}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T^2} \\ B = -M_0 \left[ 1 - \frac{1}{1 + |\gamma|^2 H_1^2 T^2} \right] \end{cases}$$

II. 3. Variations de la forme du signal en fonction de l'amplitude du champ exciteur  $H_1$

Nous avons calculé la forme théorique du signal d'absorption  $v$  pendant une séquence de "repos" avec :  $\Delta H = 140 \mu\text{Gauss}$  ,  
 $\frac{T_0 - \tau}{T_0} = 0,9$ ,  $T_0 = 0,1$  seconde,  $T_1 = T_2 = T = 2$  secondes, et pour  
 deux valeurs de  $H_1$  : 10  $\mu\text{Gauss}$  et 30  $\mu\text{Gauss}$ .

Les courbes obtenues avec ces valeurs sont représentées sur la figure 44 .

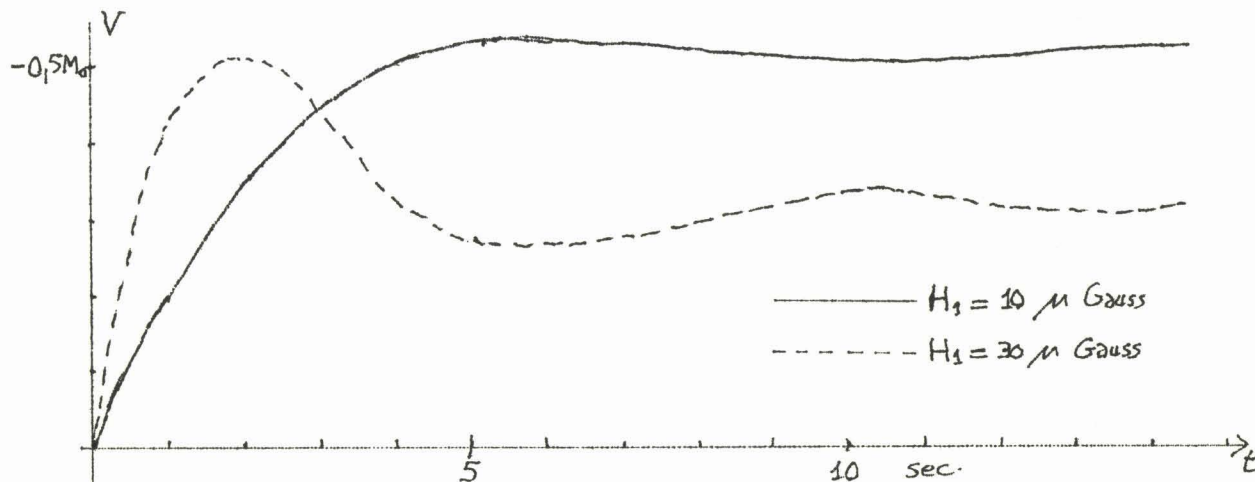


figure 44 .

### III. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

L'ensemble de l'appareillage est représenté sur la figure 45 . les dispositifs émetteur et récepteur sont identiques à ceux utilisés en balayage lent, mais les bobines de balayage de  $H_0$  sont reliées à un adaptateur dont l'entrée est branchée sur un générateur d'impulsion TEKTRONIX type 160 ; des trains d'impulsions longs, environ de 10 secondes, séparés par des intervalles ayant sensiblement la même durée, sont obtenus en pilotant le Générateur TEKTRONIX par le dispositif de synchronisation que nous avons utilisé pour l'étude de la "mémoire de phase" obtenue en pulsant le champ excitateur  $H_1$ .

Le dispositif "adaptateur" sert à la fois, d'atténuateur et d'intégrateur : une résistance de  $100k\Omega$ , placée en série avec les enroulements des bobines de balayage de  $H_0$ , permet d'obtenir des impulsions de courant, ayant une amplitude de 40 microAmpères, et des impulsions de champ magnétique pour lesquelles  $\Delta H = 140\text{microGauss}$ ; un dipôle, constitué par une résistance de  $500\Omega$  en série avec un condensateur de 2 microFarads, shunte les enroulements des bobines de balayage et intègre légèrement les impulsions de champ magnétique pour que leurs fronts de montée et de descente n'induisent pas d'impulsions parasites dans la bobine de réception.

L'appareillage présente un bruit de commutation négligeable ; son bruit de fond est comparable à celui que nous avons observé en balayage lent, à constante de détection égale. Les mesures étant reproductibles, à court terme, nous avons pu tenter une vérification systématique de nos prévisions théoriques.

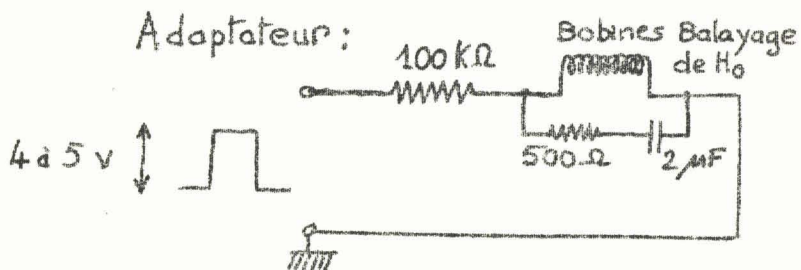
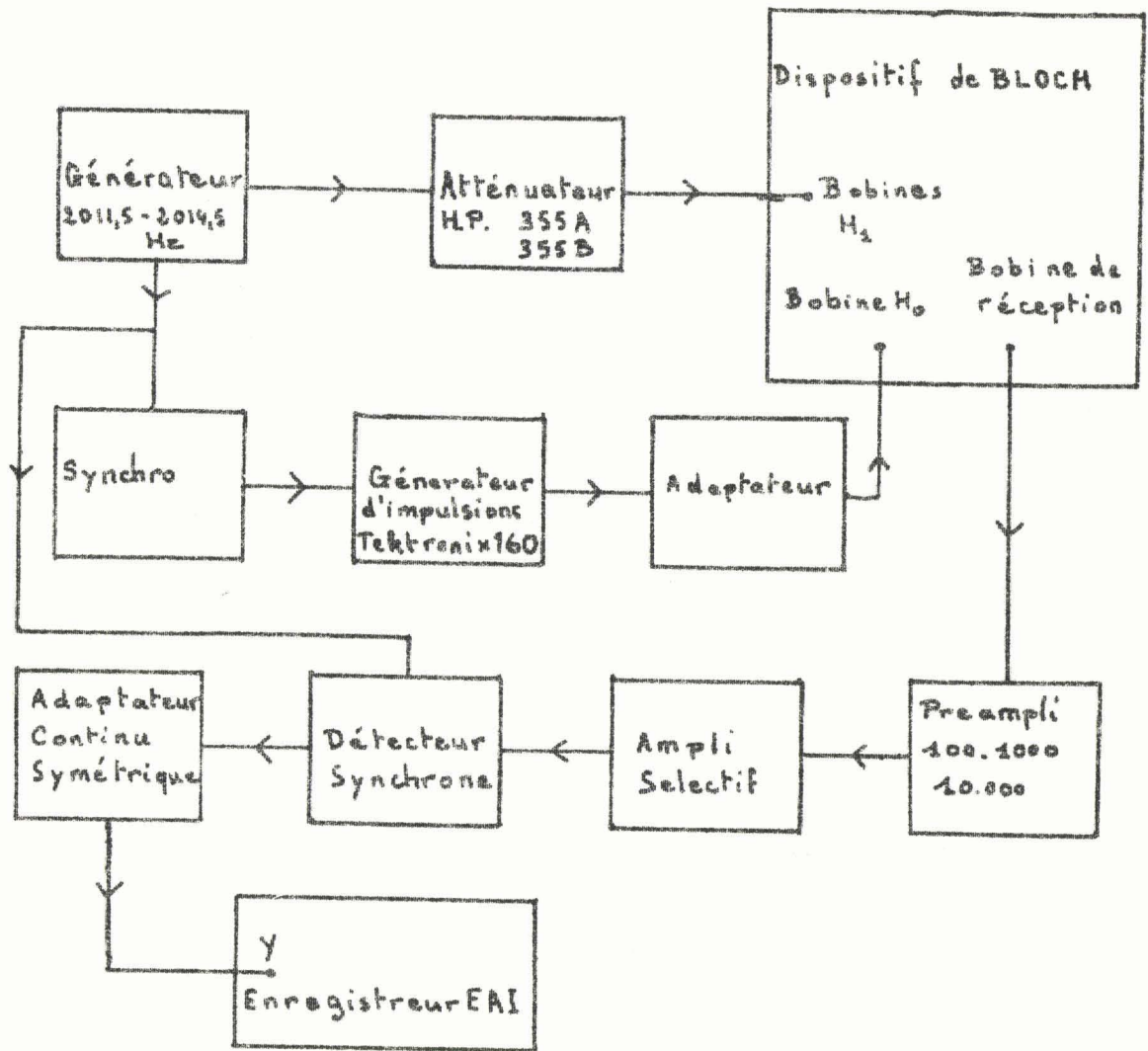


figure 45

#### IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX

##### IV. 1. Observation des signaux de "mémoire de phase" au cours d'une séquence d'excitation ; variations en fonction du rapport cyclique des impulsions

Nous avons reproduit expérimentalement, les conditions correspondant à notre étude théorique, en prenant  $\Delta H = 140$  microGauss et  $H_1 = 17$  microGauss ; l'échantillon choisi est celui que nous avons déjà utilisé en balayage lent et en régime impulsif du champ exciteur  $H_1$ .

Les trois enregistrements de la figure 46. ont été obtenus dans ces conditions et pour différentes valeurs du rapport cyclique  $\frac{T_0 - \tau}{T_0}$ . Les intervalles de temps correspondant au régime non impulsif et au régime impulsif y sont désignés respectivement par les mots "repos" et "excitation".

On constate sur l'enregistrement (a), pour lequel  $\frac{T_0 - \tau}{T_0} = 0,3$ , une décroissance exponentielle de l'amplitude du signal avec un temps de descente de l'ordre de 1,5 seconde.

Sur l'enregistrement (b), pour lequel  $\frac{T_0 - \tau}{T_0} = 0,5$ , on décèle un début d'oscillation.

L'enregistrement (c), obtenu avec  $\frac{T_0 - \tau}{T_0} = 0,9$ , met en évidence le régime oscillatoire amorti que nous avons prévu théoriquement ; toutefois le niveau du bruit de fond ne permet pas de distinguer plus de deux périodes du phénomène de "mémoire de phase".

##### IV. 2. Observation du signal au cours d'une séquence de repos ; variations en fonction de l'amplitude.

Nous avons choisi pour conditions expérimentales celles que

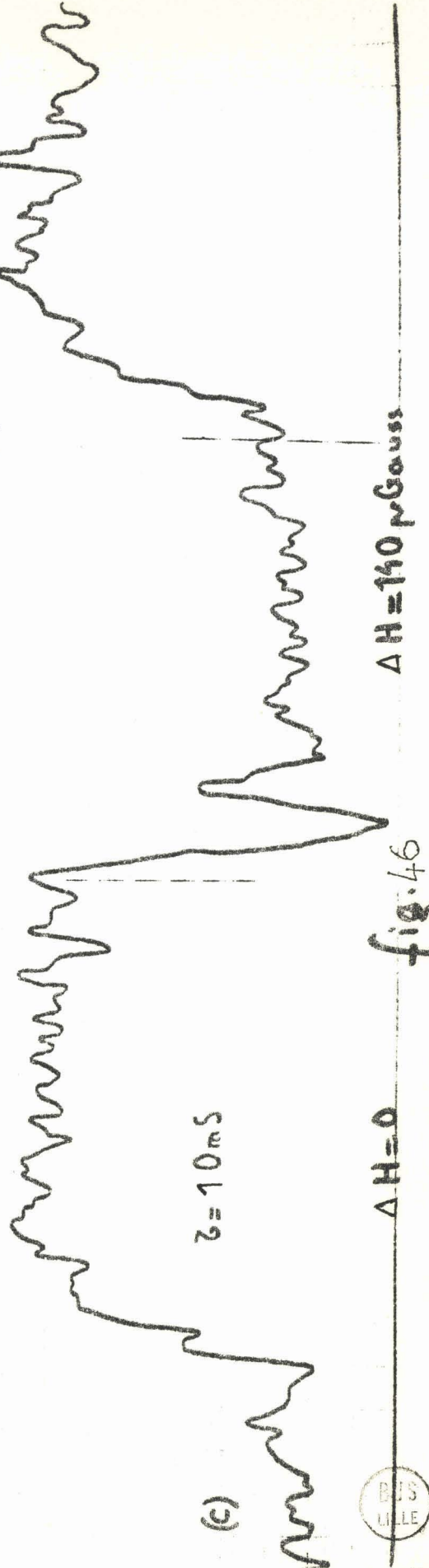
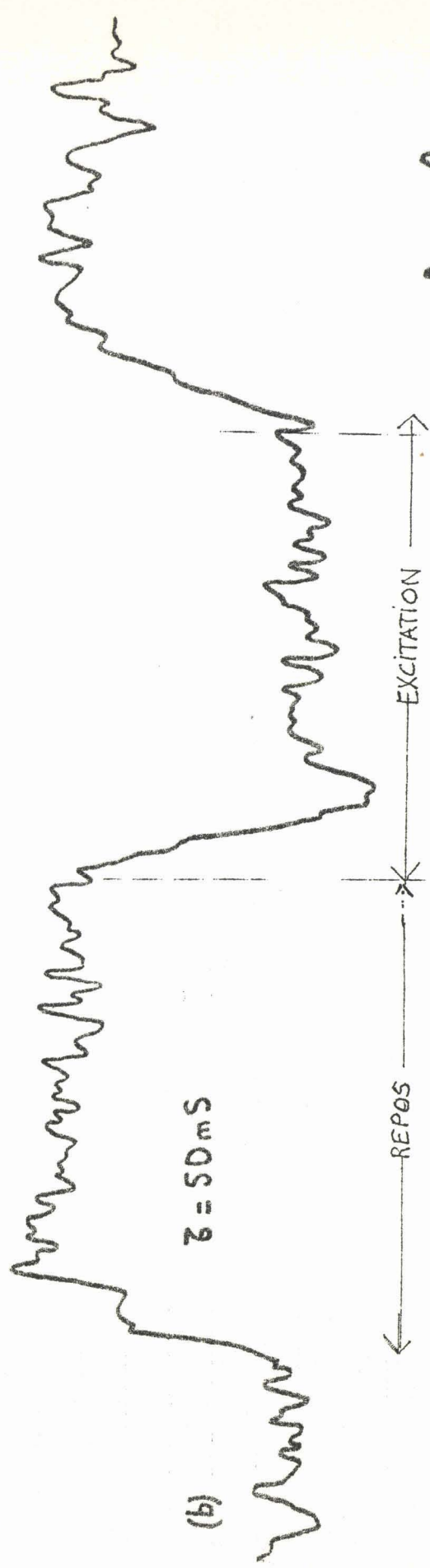
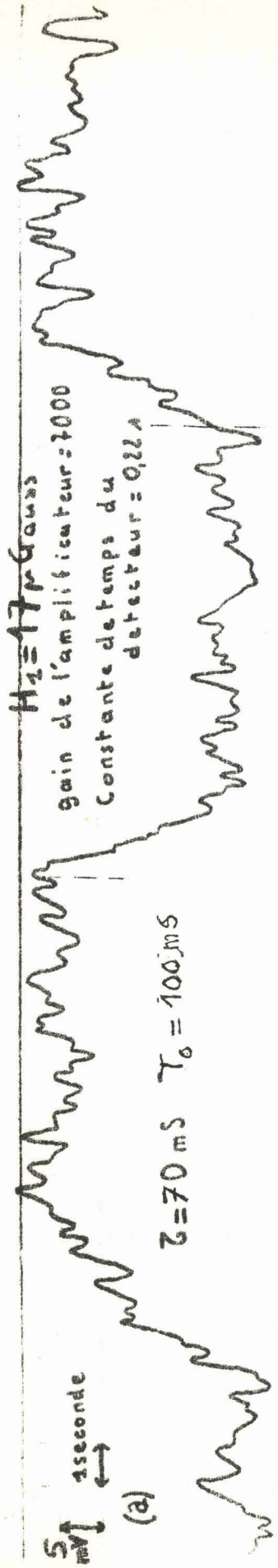


fig. 46





nous avons envisagées dans l'étude théorique correspondante, c'est-à-dire :  $H = 140$ microGauss,  $T_0 = 0,1$  sec.,  $\tau = 10$ msec., avec toujours le même échantillon d'eau.

La figure 47. montre une série d'enregistrements, obtenus en quelques minutes, avec  $H_1 = 9$ microGauss ; les intervalles de temps correspondant au régime impulsif et au régime non impulsif sont encore désignés par les mots : "excitation" et "repos" ; le retour du moment  $\vec{M}$  à sa position d'équilibre lors d'une séquence de repos, s'effectue exponentiellement avec un temps de montée que l'on peut évaluer à 2 sec. autant qu'il soit possible d'en juger en raison de l'importance du bruit de fond.

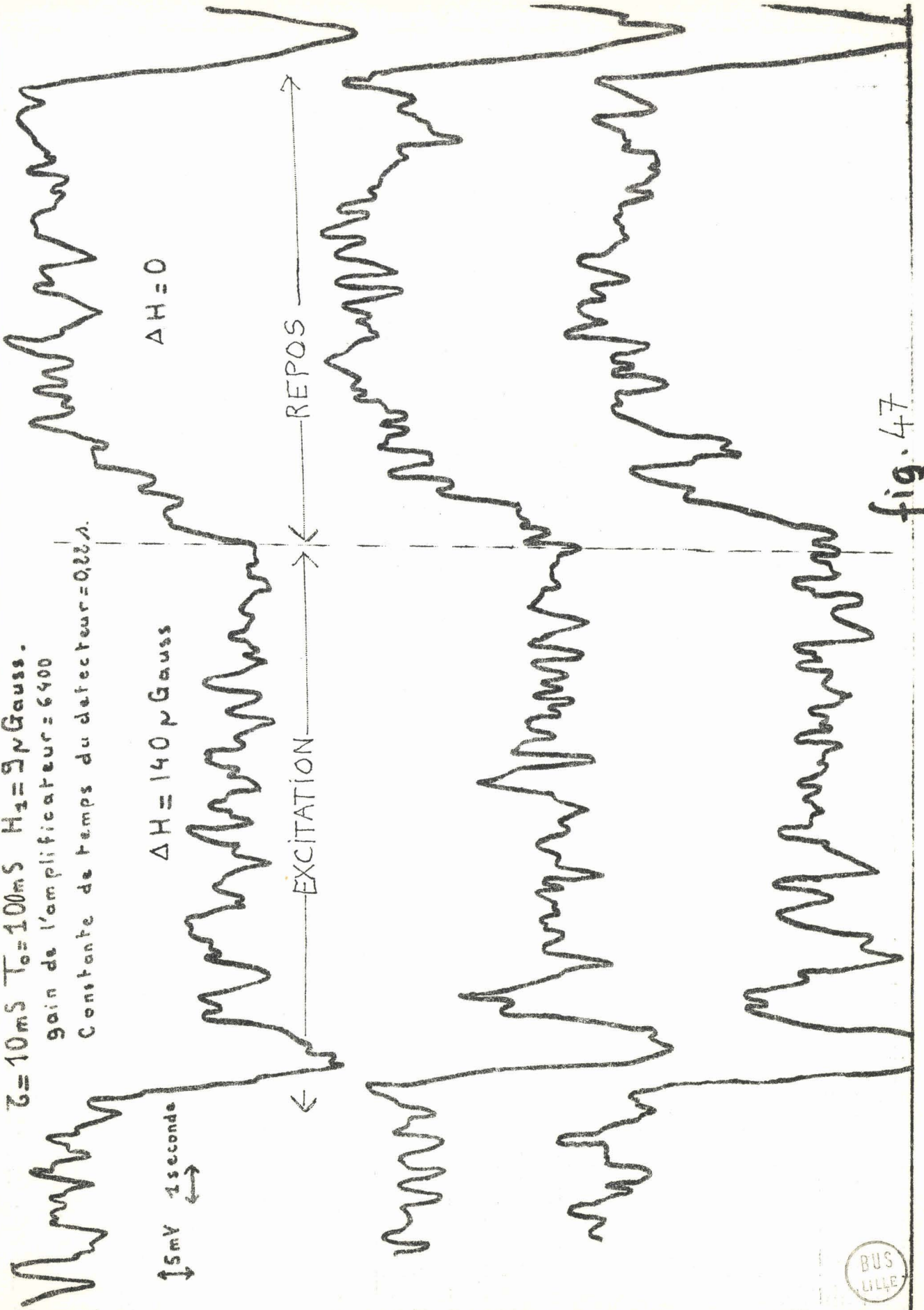
La figure 48. correspond à  $H_1 = 30$ microGauss et montre quelques enregistrements obtenus dans ce cas ; on constate, cette fois, que le retour de  $\vec{M}$  à sa position d'équilibre (séquence "repos") s'effectue avec un temps de montée plus court que pour  $H_1 = 9$  microGauss ; un léger dépassement indique, d'autre part, la présence d'un mouvement oscillatoire très amorti comme nous l'avions prévu théoriquement.

## V. CONCLUSIONS

Nous avons obtenu, en pulsant le champ directeur  $H_0$ , des signaux de R. M. N. observables, reproductibles à court-terme et conformes qualitativement à nos prévisions théoriques. Nous ne pensons pas, pourtant, qu'il soit possible d'utiliser cette technique pour mesurer avec précision les temps de relaxation des liquides ; en effet, cette méthode repose sur l'observation de régimes transitoires dont l'édification, très délicate, peut être complètement faussée par les

fluctuations rapides du champ magnétique terrestre ; le recours à un dispositif asservissant la fréquence du champ  $H_1$  à la valeur du champ magnétique terrestre paraît indispensable ; les problèmes posés par un tel asservissement sont, nous l'avons vu précédemment, pratiquement insurmontables.

$\tau = 10\text{ms}$   $T_0 = 100\text{ms}$   $H_1 = 5\text{ Gauss}$ .  
gain de l'amplificateur = 6400  
Constante de temps du detecteur = 0,22 $\mu$ s.



$\Delta H = 0$

$\Delta H = 140\text{ Gauss}$

REPOS

EXCITATION

5mV  
1seconde

fig. 47

$\tau = 1.0 \text{ ms}$   $T_0 = 100 \text{ mS}$   $H_1 = 30 \mu\text{Gauss}$   $\Delta H = 140 \mu\text{Gauss}$  gain de l'Amplificateur = 4850 . Constante de temps du détecteur = 0,22  $\Delta$



fig. 48



## CONCLUSION

Au cours de ce travail nous avons mis au point à partir des équations de BLOCH, une théorie donnant la forme des régimes transitoires de R. M. N. lorsque l'on fait travailler le dispositif de BLOCH en régime impulsif. L'étude expérimentale a justifié de façon satisfaisante cette théorie.

Nous avons vu cependant que les signaux obtenus ne permettent pas d'accéder facilement aux temps de relaxation du produit étudié. D'autre part, l'utilisation en régime impulsif du spectromètre réalisé est rendue délicate par les fluctuations du champ magnétique terrestre, la relation  $\omega = \gamma H_0$  entre la pulsation du champ radiofréquence  $H_1$  et le champ continu devant être réalisée rigoureusement. Aussi cette étude ne se justifie-t-elle que par son application à la télé résonance et ne permet pas d'envisager son développement au stade du laboratoire.

L'utilisation pour des mesures de caractère physique du spectromètre en "balayage lent" s'avère plus intéressante. Sa bonne sensibilité et son faible bruit permettent de bonnes mesures des temps de relaxation de produits dont la raie de résonance est étroite.

## BIBLIOGRAPHIE

(1) HOCHTRASSER G. "Détermination de formes et largeur de raies en Résonance Magnétique Nucléaire" Helvetica Physica Acta, 1960, Vol. 34, Fasc. 3.

(2) ROCARD J. M., "Contribution à l'étude de la résonance paramagnétique nucléaire dans les champs très faibles", Arch. sci., 1957, vol. 10, fasc. 3.

(2Bis) ERBEIA A., Thèse . Genève . 1964

(3) GOODEN S. J., Nature G. B., 1950, n°165, p. 1014

(4) GABILLARD R., Thèse, PARIS, Revue Scientifique, 1952

(5) LOUCHART B., Thèse, LILLE, 1966

(6) BLOCH F., Phys. Rev. U. S. A., 1946, T. 70, p. 460

(7) BENE G., C. R. acad. sci. fr., 1967 Vol 4 p. 340-343.

(8) TERMAN, Radio Engineering Handbook, p. 62

(9) GENERAL RADIO, "Operating instructions - Tuned Amplifier and null detector", 1961, p. 4

(10) HALL H. P., I. R. E. Trans. on circuit theory, 1955, vol. C. T. 2., N°3

(11) GUILLETTO, Arch. Sci., 1956, fasc. 9, p. 212

(12) GABILLARD R., "Méthode de prospection directe utilisant la Résonance Magnétique Nucléaire", Rapport I. F. P.



SECONDE THESE

Propositions données par la Faculté

LES SONDES DE PROSPECTION UTILISANT LA RESONANCE  
MAGNETIQUE NUCLEAIRE.

Vu et approuvé,

LILLE, le 1968

Le Doyen de la Faculté des  
Sciences de LILLE

Vu et permis d'imprimer

LILLE, le 1968

Le Recteur de l'Académie de LILLE