

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE

المدرسة الوطنية للعلوم التطبيقية
الكلية
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

S U J E T

RESONANCE MAGNETIQUE
NUCLEAIRE REALISATION D'UN
SPECTROMETRE RMN A IMPULSIONS
POUR LA MESURE DES TEMPS DE
RELAXATION

Proposé par :

Etudié par :

Dirigé par :

PUVVADA RAMESH

SOUALMIA SAADOUN

PUVVADA RAMESH

ZERGUI RACHID

AMEDDAH DJAMEL-EDDINE

ZERGUI RACHID

PROMOTION : JANVIER 85

Dédicaces

M

La mémoire de ma grand-mère

Mes parents qui me sont très chers

Tous mes frères

Toutes mes sœurs

Tous ceux qui m'aiment

Tous les amis.

Rachid
A

Dédicaces

7

Mes parents qui me sont très chers

Mes frères et sœurs

Tous mes amis et mes Cousins

La mémoire de mon grand père Belgacem

Jamil

Remerciements -

Nous remercions M^r PUVADA et M^r Zerqui pour l'orientation, l'aide constante, et les conseils qu'ils nous ont prodigués tout au long du semestre.

Que tous les professeurs de l'école nationale polytechnique, ainsi que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à notre formation, trouvent ici notre profonde reconnaissance.

Nous tenons également à remercier Monsieur Kadouri Hamid pour sa contribution au tirage de ce document.

Sommaire

Chapitre I : Introduction à la résonance magnétique nucléaire

- 1 - Introduction
- 2 - Magnétisme nucléaire
- 3 - Action d'un champ magnétique sur le noyau
 - a - Précession de spin d'un proton.
 - b - Notion de relaxation.
 - c - temps de relaxation.
 - d - Interprétation physique des temps de relaxation
- 4 - Résonance magnétique
 - a - Principe
 - b - effet de relaxation. équations de Bloch.
 - c - Etude de l'état d'équilibre.

Chapitre II : Description du spectromètre R.M.N. à impulsions

- 1 - Description
- 2 - Synoptique
- 3 - Principe de fonctionnement
- 4 - Description sommaire des différents blocs du synoptique
 - a - Electroaimant
 - b - Programmeur d'impulsions
 - c - Système émetteur
 - d - Bobine d'excitation
 - e - Système Récepteur

- f. Systeme de visualisation
- 5. Detection des signaux R.M.N.
- 6. Obtention du champ tournant

Chapitre III : Realisation du spectrometre RMN à impulsions

- 1. Introduction
- 2. Le Programmeur d'impulsions
 - a. Schéma synoptique
 - b. Principe de fonctionnement.
 - c. Etude Brevé des circuits-intégrés Utilisés
Dans le programmeur.
 - c.1. le NE555
 - c.2. le SN74121
 - c.3. le SN7402
 - d. Resultats experimentaux
- 3. Le systeme émetteur
 - a. Shema synoptique
 - b. Etude des etages du systeme émetteur
 - b.1. d'oscillateur
 - b.2. d'étage adaptateur
 - b.2.1. Resultats experimentaux
 - b.3. l'ampli de Commutation
 - b.3.1. Resultat experimentaux
 - b.4. d'ampli cascade
 - b.5. d'ampli de puissance
 - b.5.1. Resultats experimentaux

- b-6- système d'isolement
- 4- de système Recepteur
 - a- schéma synoptique
 - b- Etude des etages du système recepateur
 - b-1- l'etage préamplificateur
 - b-2- Etage de liaison
 - b-3- L'amplificateur
 - b-3-1- Resultats experimentaux
 - c- Detection et filtrage
- 5- Realisation pratique
 - a- Blindage
 - b- Realisation du circuit imprimé

Chapitre IV : Applications du spectrometre RMN

1. Introduction
2. Mesure des temps de relaxation
 - a- Echos de spin
 - b. Mesure de T_2
 - c - Mesure de T_1
- 3- L'Imagerie par RMN en médecine
 - a- Methodes d'imagerie
 - a-1. methode du point sensible
 - a-2- methode du codage par dispersion

Conclusion

Bibliographie

CHAP I

INTRODUCTION A LA
RESONANCE MAGNETIQUE
NUCLEAIRE

Introduction

La résonance magnétique nucléaire (R.M.N) est une autre façon de voir l'intérieur du corps humain, une autre méthode d'exploration des organes, entrant en concurrence avec le Scanner. Elle a pour avantage de ne pas introduire dans l'organisme des produits de contraste, et de ne pas soumettre le corps humain à des radiations, seule l'application d'un champ magnétique autour du corps est une contrainte dont les risques semblent être négligeables. Le phénomène R.M.N. repose sur la notion du moment cinétique de spin nucléaire, c'est à dire des propriétés que possèdent certains noyaux.

Dans ce travail nous avons réalisé le spectromètre R.M.N à impulsions pour la mesure du temps de relaxation qui dépend essentiellement de l'échantillon étudié et, donne des informations importantes sur son état.

Afin de mieux saisir l'importance des études entreprises en ce domaine qui, partant du moment magnétique du noyau d'un atome, aboutit à l'image d'un organe, nous ferons tout d'abord un bref rappel physique, puis nous étudions en détail les différents blocs constituant le spectromètre réalisé.

2 - Le magnétisme nucléaire

Un atome est constitué d'un noyau - assemblage de protons chargés positivement, et de neutrons de charges nulles - et d'un nuage d'électrons chargés négativement. Si l'on considère un repère ayant pour origine le centre de gravité du noyau d'un atome les électrons vont être soumis à l'action d'une force centrifuge de la part du noyau et vont être animés d'un mouvement circulaire autour de ce noyau. Les électrons vont également tourner autour d'eux même. La physique nucléaire montre que le noyau subit uniquement un mouvement de rotation autour de lui même, cette rotation est appelée mouvement de spin nucléaire. À partir des définitions précédentes on pourra dire que l'électron possède un moment cinétique orbital et un moment cinétique de spin qui sont les deux composantes du moment cinétique total de l'électron dans l'atome, Par analogie on parlera aussi du moment magnétique orbital et de moment magnétique de spin d'un électron. De même on fait correspondre à un noyau, un moment cinétique de spin et un moment magnétique de spin nucléaire.

Le moment magnétique nucléaire se mesure en unité :

$$\mu_n = \frac{e \hbar}{2 M_p} \text{ appelé magneton nucléaire}$$

e = charge du proton

M_p : masse du proton

\hbar : constante de Planck modifiée

a - Rapport gyromagnétique :

Pour un électron dans l'atome, on définit le rapport

gyromagnétique par le scalaire γ tel que $\vec{\mu} = \gamma \vec{\sigma}$ 3

avec: μ : moment magnétique total de l'électron

σ : moment cinétique total de l'électron

On admet bien sûr que les deux vecteurs $\vec{\mu}$ et $\vec{\sigma}$ sont colinéaires

Cette définition peut être généralisée à un système de plusieurs électrons. Pour un noyau de plusieurs protons on définit le rapport gyromagnétique γ par: $\vec{\mu} = \gamma \vec{\sigma}$

μ : moment magnétique du spin nucléaire

σ : moment cinétique du spin nucléaire

En pratique, ce rapport est le plus souvent donné par la somme $\frac{\gamma}{2\pi}$, en Hertz pour un champ magnétique de 10^4 gauss

Pour le ^1H , on a $\gamma = 42,577 \text{ MHz} / 10^4 \text{ gauss}$

^2H , on a $\gamma = 6,53 \text{ MHz} / 10^4 \text{ gauss}$

3. Action d'un champ magnétique sur le noyau:

et Précession de spin d'un proton

Considérons un proton en rotation sur lui-même

Supposons que le proton a la forme

d'une sphère. L'axe de rotation est dirigé dans une direction $\vec{\sigma}$.

La particule ayant une masse m

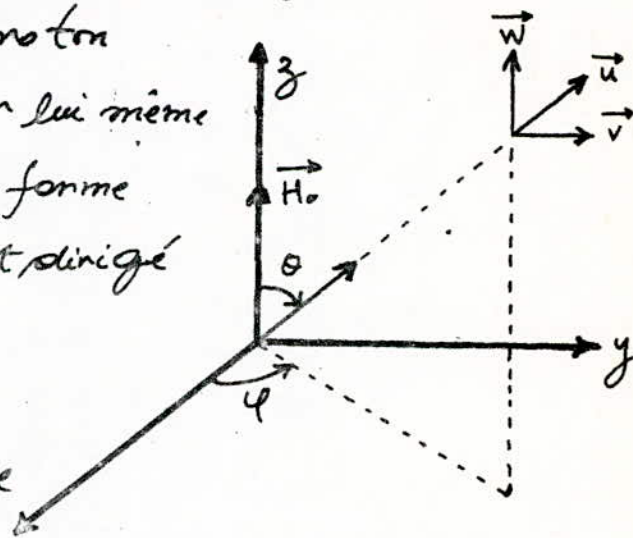
possède donc un moment cinétique

qui est suivant $\vec{\sigma}$ mais de

par son spin, le proton engendre un moment magnétique $\vec{\mu}$

à lequel est due une charge électrique.

Supposons maintenant qu'un champ magnétique \vec{H}_0 est appliqué au proton suivant la direction $\vec{\sigma}$. Le champ magnétique



exerce sur $\vec{\mu}$ un couple $\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{H}_0$, la théorie du 4
 champ magnétique donne : $\vec{\Gamma} = \frac{d\vec{s}}{dt}$

En multipliant les deux membres de l'équation par le rapport
 gyromagnétique γ on aura :

$$\gamma \vec{\Gamma} = \gamma \vec{\mu} \wedge \vec{H}_0 = \frac{d\gamma \vec{s}}{dt} = \frac{d\vec{\mu}}{dt} \quad \text{d'où} \quad \frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma \vec{H}_0 \wedge \vec{\mu}$$

En posant $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ on aura : $\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\omega}_0 \wedge \vec{\mu}$

Cette équation définit le mouvement du vecteur \vec{OM} qui représente
 le moment magnétique.

Si on considère le système de coordonnées sphériques \vec{u} , \vec{v} et \vec{w}
 la cinématique montre que les courbes dans le nouveau
 repère sont :

$$\vec{u} = (u, 0, 0)$$

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \left(\frac{du}{dt}, u \frac{d\theta}{dt}, u \sin\theta \frac{d\phi}{dt} \right)$$

$$\vec{H} = (H \cos\theta, -H \sin\theta, 0)$$

ce qui donne :

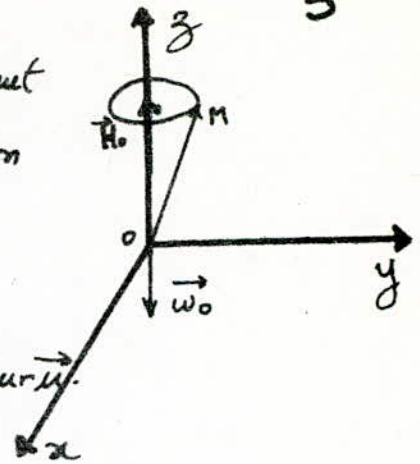
$$\begin{cases} \theta = \text{cte} \\ \phi = -\gamma H t + \text{cte} \end{cases}$$

Le lieu du point M est donc un cercle situé dans le plan normal
 à $\vec{\omega}_0$. Ce cercle est parcouru par le point M avec la vitesse
 angulaire en module : $\omega_0 = \frac{d\phi}{dt}$ et la fréquence est donc

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\gamma H_0}{2\pi}$$

En définitive l'action du champ magnétique statique \vec{H}_0 est
 non pas d'orienter, mais de faire tourner autour de lui le
 noyau (c'est à dire son moment magnétique, le mouvement de
 rotation se faisant dans le sens inverse du sens trigonométrique
 avec la vitesse angulaire : $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$

L'étude que nous avons faite apparaît comme tout à fait analogue à celle du mouvement de précession de l'axe de rotation du gyroscope c'est pourquoi on utilise couramment l'expression de "Précession de Larmor" pour désigner cette rotation du vecteur \vec{M} .



b - Notion de relaxation:

La précession de Larmor observée précédemment, peut être appliquée à tout noyau porteur de moment magnétique, cependant le phénomène sera plus complexe. En effet, à l'instant où le champ \vec{H}_0 est appliqué au matériau, les angles θ qui font ces moments avec \vec{H}_0 sont différents les moments se mettent à tourner autour de la direction de \vec{H}_0 avec la même fréquence f_0 mais ils ne sont pas parallèles entre eux.

Or ils sont couplés par induction mutuelle et tendent de ce fait à s'aligner les uns sur les autres. Ces sollicitations vont entraîner une dépense d'énergie qui va se traduire par un amortissement du mouvement de précession. Dans les solides, des couplages avec les autres noyaux du réseau cristallin seront une autre cause de dissipation d'énergie, donc d'amortissement.

Finalement, l'angle θ ne sera pas constant et diminuera, \vec{OM} tendant à venir s'aligner sur \vec{H}_0 .

Ce phénomène d'évolution progressive est appelé "Relaxation"

c - Temps de relaxation:

Si l'on considère le système de coordonnées cartésiennes, le vecteur aimantation \vec{M} aura 3 composantes M_x, M_y, M_z , sous l'action du champ magnétique \vec{H}_0 et à cause du phénomène de relaxation

La composante longitudinale M_z tend vers une valeur finale M_0 et les composantes transversales M_x et M_y disparaissent.

Le phénomène de relaxation est le résultat d'un très grand nombre de phénomènes microscopiques individuels. Ceux-ci seront donc régis par la loi du hasard et on doit s'attendre à ce qu'elle s'effectue en fonctions du temps suivant la loi exponentielle caractéristique des phénomènes aléatoires, tel que durée de vie radioactive, durée de vie des états excités, etc... Ainsi, pour un liquide la théorie de Bloch donne :

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1} \quad \frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2} \quad \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}$$

T_1 est appelé temps de relaxation longitudinal

T_2 est appelé temps de relaxation transversal

d- Interprétation physique des temps de relaxations

On sait que l'énergie d'interaction entre un moment magnétique \vec{M} et un champ magnétique \vec{H}_0 est égale au produit scalaire :

$$W = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 = -M_z \cdot H_0$$

On sait que lorsque M_z varie, l'énergie d'interaction entre \vec{M} et \vec{H}_0 varie et fait naître un échange d'énergie entre le système de noyaux appelé système de spin et le milieu ambiant appelé réseau. Cette échange d'énergie dépend uniquement de T_1 appelé ainsi temps de relaxation spin-réseau. Contrairement, les variations de M_x et M_y laissent cette énergie constante et il ne subsiste qu'un échange d'énergie entre les noyaux du système, échange lié au temps de relaxation T_2 justement nommé temps de relaxation

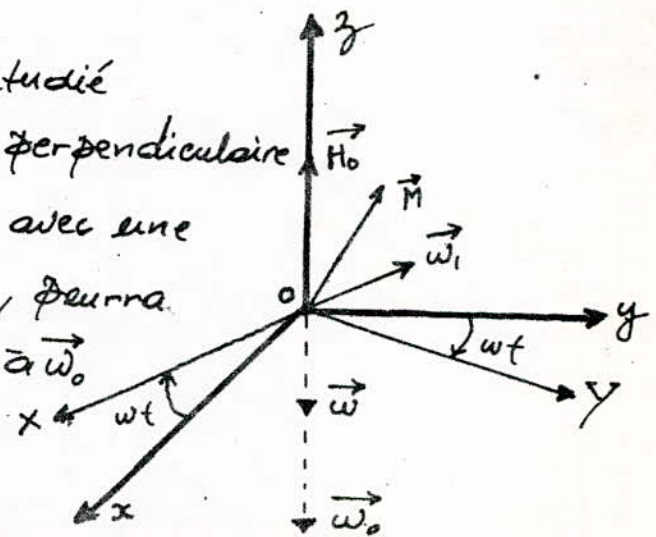
"Spin-spin" les temps de relaxations sont mesurables dans divers types d'expériences. Ils fournissent des informations importantes sur les interactions microscopiques existant à l'intérieur du milieu. Les simples lois exponentielles, que nous avons écrites, suffisent à rendre compte des phénomènes désirés dans la plus part des cas, mais il existe, certains cas où les équations deviennent plus compliquées. Les temps de relaxations T_1 et T_2 dépendent des noyaux étudiés ainsi que du milieu matériel dans lequel ils sont insérés. Les temps de relaxation pouvant être des ordres de grandeur différents de la μs à la dizaine de minutes (ou d'heures).

4 - Résonance magnétique :

a- Principe : (calcul en l'absence de relaxation)

Si on néglige les phénomènes de relaxation, le mouvement du moment magnétique \vec{M} soumis à un champ magnétique fixe \vec{H}_0 , se réduit au mouvement de rotation de Larmor de vecteur-vitesse angulaire $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$.

Appliquons en outre au milieu étudié un petit champ magnétique \vec{H}_1 perpendiculaire à \vec{H}_0 et tournant autour de lui avec une vitesse $\vec{\omega}$ qui, suivant les cas, pourra être différente de $\vec{\omega}_0$ ou égale à $\vec{\omega}_0$. Lorsque les deux vitesses de



rotations $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_0$ sont assez différentes l'une de l'autre, la disposition relative du moment magnétique \vec{M} et du champ tournant \vec{H}_1 se modifie constamment

et de manière extrêmement rapide. Aussi exercé sur \vec{M} par le champ magnétique \vec{H}_1 change de sens très fréquemment et l'on s'attend à ce que son effet soit nul.

Si au contraire, les 2 vitesses $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_0$ sont égales, la disposition relative du moment magnétique \vec{M} et du champ tournant \vec{H}_1 reste constante au cours du temps; il devient possible que l'action exercée par le petit champ \vec{H}_1 finisse par avoir un effet important. Si un tel effet est expérimentalement observable, il doit permettre la mise en évidence de la rotation de Larmor à la vitesse angulaire ω_0 . Le calcul ici, est analogue à celui qui nous a servi de trouver la rotation de Larmor. Nous ferons ce calcul dans le paragraphe suivant qui représente le cas général c'est à dire avec l'effet de relaxation.

Conclusion: En définitif, on peut dire que le champ magnétique \vec{H}_1 n'a d'action efficace sur le noyau que lorsque sa fréquence de rotation $\omega/2\pi$ est très voisine de la fréquence de Larmor $\omega_0/2\pi = -\gamma H_0/2\pi$ d'où le nom de résonance magnétique donné à ce phénomène. Lorsque l'accord des fréquences est réalisé, le champ tournant est capable de modifier profondément l'orientation du moment magnétique nucléaire par rapport au champ magnétique fixe \vec{H}_0 .

b - Effet de la relaxation - équations de Bloch:

Si l'atome est soumis aussi au processus de relaxation, le mouvement que nous venons de décrire se trouve fortement perturbé au bout d'un temps aléatoire.

En effet si le milieu impose une dissipation d'énergie, le moment magnétique \vec{M} va subir un mouvement de relaxation et va tendre vers une position d'équilibre. Dans ce paragraphe nous allons tenter par le calcul de déterminer cette position d'équilibre.

L'équation vectorielle d'un moment magnétique \vec{M} sous l'action des champs \vec{H}_0 et \vec{H}_1 dans le repère tournant $(Ox'Y'Z')$ [voir figure]

$$\text{s'écrit : } \frac{d\vec{M}}{dt} = (\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}) \wedge \vec{M}$$

à cette action directe nous devons rajouter celle du processus de relaxation. Chaque composante du vecteur aimantation \vec{M} tend vers sa valeur d'équilibre suivant la loi exponentielle des

$$\text{phénomènes relatifs : } \frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1} \quad \frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}$$

On aura finalement 3 équations définissant le mouvement de chaque composante dans le trièdre tournant :

$$\frac{dM_x}{dt} = \delta\omega \cdot M_y - \frac{M_x}{T_2} \quad \frac{dM_y}{dt} = -\delta\omega \cdot M_x - M_z \cdot \omega_1 - \frac{M_y}{T_2}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \omega_1 \cdot M_y - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad \text{avec } \delta\vec{\omega} = \vec{\omega} - \vec{\omega}_0$$

En rappelant u et v les composantes du vecteur M respectivement sur les axes \vec{Ox} et \vec{Oy} du trièdre tournant, on aura les systèmes d'équations différentielles :

$$\frac{dv}{dt} = -\delta\omega \cdot u - \frac{v}{T_2} - \omega_1 \cdot M_z$$

$$\frac{dM_z}{dt} = +\omega_1 \cdot v - \frac{M_z}{T_1} + \frac{M_0}{T_1}$$

Ce sont les équations de Bloch. Celui-ci a pu montrer que la solution de ce système différentielle est la somme de deux fonctions

- Une solution transitoire amortie au bout d'un temps égal à plusieurs le temps de relaxation T_1 . Il s'agit d'une solution sinusoidale à la pulsation $\sqrt{\omega_1^2 + \delta\omega^2}$, mais son amplitude est amortie suivant une loi exponentielle dont la constante de temps est T_1 .

$$M_z = c_1 e^{-t/T_1} \cos \sqrt{\omega_1^2 + \delta\omega^2} t + c_2$$

- Une solution stationnaire qui subsiste seule après un égal à quelque fois T_1 .

C - Etude de l'état d'équilibre : Solution des équations de Bloch

Du fait de la relaxation, on obtient l'état d'équilibre du vecteur M après un certain temps. On déterminera cet état d'équilibre en cherchant les solutions stationnaires des équations de Bloch. Les solutions se réduisent à une solution constante.

Elles sont obtenues en écrivant que les dérivées de u, v et M_z sont nulles.

$$0 = u - \delta\omega \cdot v \cdot T_2$$

$$0 = \delta\omega \cdot u \cdot T_2 + v + \omega_1 \cdot T_2 \cdot M_z$$

$$M_0 = -T_1 \cdot v \cdot \omega_1 + M_z$$

On obtient un système de 3 équations linéaires à 3 inconnues qui se résolvent facilement par substitution : $u = \delta\omega \cdot T_2 \cdot v$

$$v = -\omega_1 M_z T_2 - \delta\omega \cdot T_2 \cdot u \quad \text{d'où } v = \frac{-\omega_1 T_2 M_z}{1 + \delta^2 \omega \cdot T_2^2}$$

$$M_0 = M_z - T_1 v \omega_1 = M_z \left(1 + \frac{T_1 T_2 \omega_1^2}{\delta^2 \omega T_2^2 + 1} \right)$$

Finalement

$$u = - \frac{M_0 \omega_1 \delta\omega T_2^2}{1 + \delta^2 \omega T_2^2 + T_1 T_2 \omega_1^2}$$

$$v = \frac{M_0 \omega_1 T_2}{1 + \delta^2 \omega T_2^2 + T_1 T_2 \omega_1^2}$$

$$M_z = M_0 \left(\frac{1 + \delta\omega^2 T_2^2}{1 + \delta\omega^2 T_2^2 + T_1 T_2 \omega_1^2} \right)$$

Le vecteur aimantation est fixé dans le trièdre tournant donc par rapport au repère du laboratoire, il tourne avec la vitesse angulaire du champ tournant.

Les composantes valent donc dans le repère fixe du laboratoire :

$$M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t = \sqrt{u^2 + v^2} \cos(\omega t - \varphi)$$

$$M_y = u \sin \omega t + v \cos \omega t = \sqrt{u^2 + v^2} \sin(\omega t - \varphi)$$

$$M_z = M_z$$

En conclusion, on peut dire que si on tient compte de la relaxation du milieu, l'action du champ tournant a pour effet de diminuer la composante M_z du vecteur aimantation, aussi que de faire apparaître une composante transversale M_T non nulle qui tourne à la même vitesse que le champ tournant H_1 avec un certain déphasage par rapport à celui-ci. Comme les composantes dépendent aussi des vitesses angulaires ω_0 et $\delta\omega$ nous pouvons discuter :

- Si l'amplitude du champ tournant est très grande :

$$\omega_1^2 \tau_1 \tau_2 \gg 1 \quad \omega_1 \gg |\delta\omega| \quad \text{alors } u = v = M_z = 0$$

Il n'existe plus aucune aimantation du milieu. On dit qu'il y a saturation du phénomène de résonance magnétique.

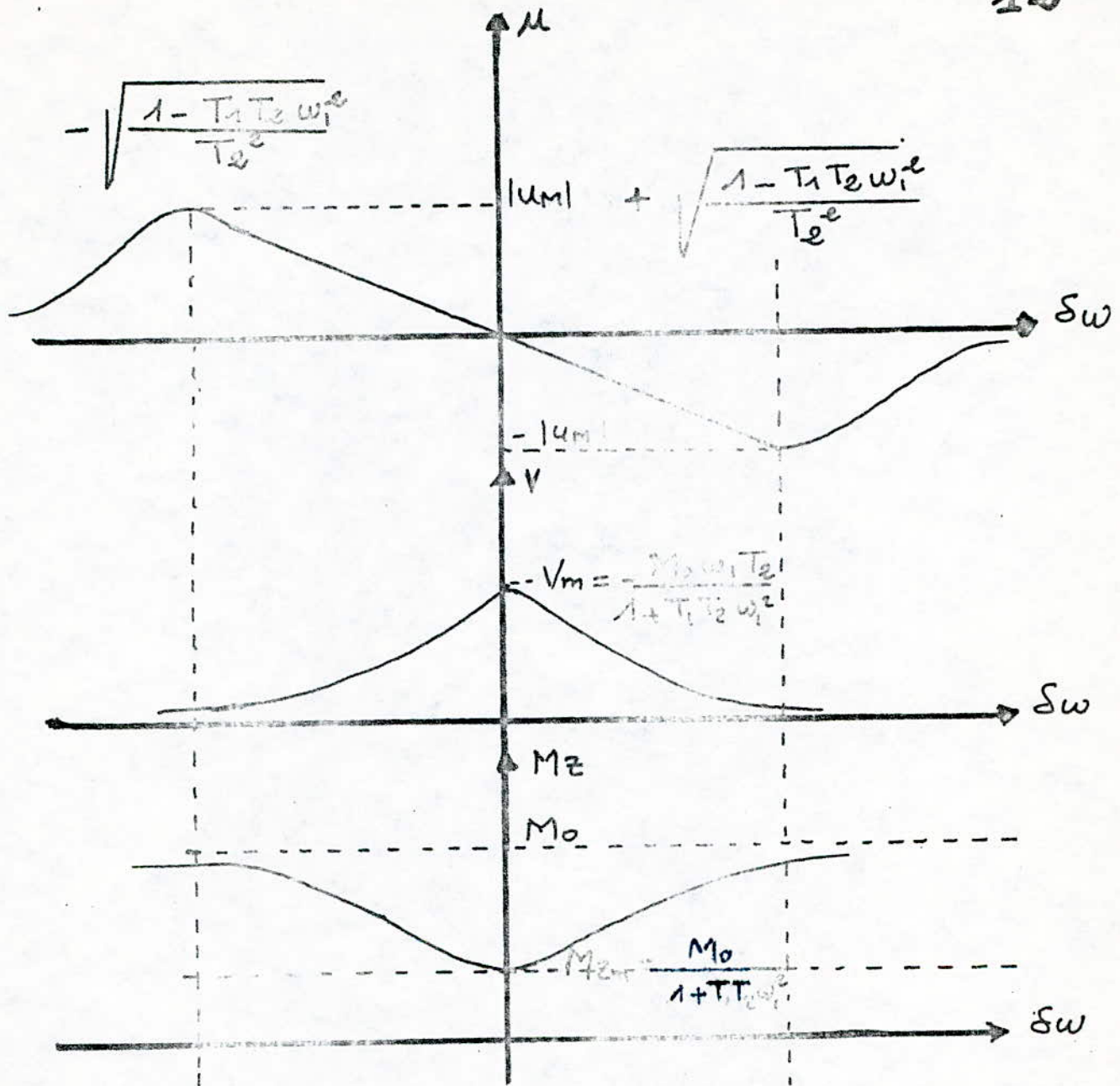
- Si $\delta\omega = 0$ alors $\omega = \omega_0$ on est à la résonance magnétique

$$u = 0$$

v passe par un maximum v_m

M_z passe par un minimum

On peut alors tracer les courbes représentant les variations des composantes de M dans le trièdre tournant en fonction de la différence $\delta\omega = \omega_0 - \omega$ ce sont les raies de résonances magnétiques



avec pour la courbe de u : $|u_m| = \frac{M_0 T_2}{e} \cdot \omega_1 \cdot \sqrt{\frac{1 - T_1 T_2 \omega_1^2}{T_2^2}}$

On voit que les amplitudes des extremas des composantes de l'aimantation dépendent de la pulsation ω , et donc de H_1 . Pour un réseau donné M_0, T_1, T_2 sont des constantes, en particulier lorsque M_1 est très grand, les valeurs des composantes risquent de s'annuler, il sera alors impossible de détecter la résonance magnétique. Cela montre que l'intensité du champ tournant ne doit pas être élevée afin d'éviter la saturation des noyaux.

CHAP II

DESCRIPTION DU
SPECTROMETRE R.M.N.
A IMPULSIONS

Le spectromètre RMN à impulsions

Le dispositif expérimental que nous avons réalisé est le spectromètre RMN à impulsions, pour la mesure du temps de relaxation qui permet de donner des informations importantes sur les interactions d'un champ électromagnétique et des noyaux afin de recueillir le signal de précession libre indiquant l'état de l'échantillon.

1- Description:

Les différents blocs constituant le spectromètre RMN (voir schéma synoptique fig. 1-a.) sont:

- Un programmeur d'impulsions pour générer les impulsions $\frac{\pi}{2}$ ou $\frac{\pi}{2}$ et π
- Un système émetteur pour exciter l'échantillon en lui envoyant des salves d'énergie radiofréquences (RF)
- La bobine d'excitation radiofréquence qui produit le champ tournant \vec{B}_1
- Un électroaimant qui crée le champ magnétique statique \vec{B}_0
- Un système récepteur pour recueillir le signal de précession libre
- Un système de visualisation.

3- Principe de fonctionnement:

Les impulsions $\frac{\pi}{2}$, ou $\frac{\pi}{2}$ et π issues du programmeur séparées d'un temps réglable τ , commandent l'oscillateur radiofréquence, aussi le système émetteur fournit des salves d'un signal sinusoïdale radiofréquence, qui, une fois amplifiés en

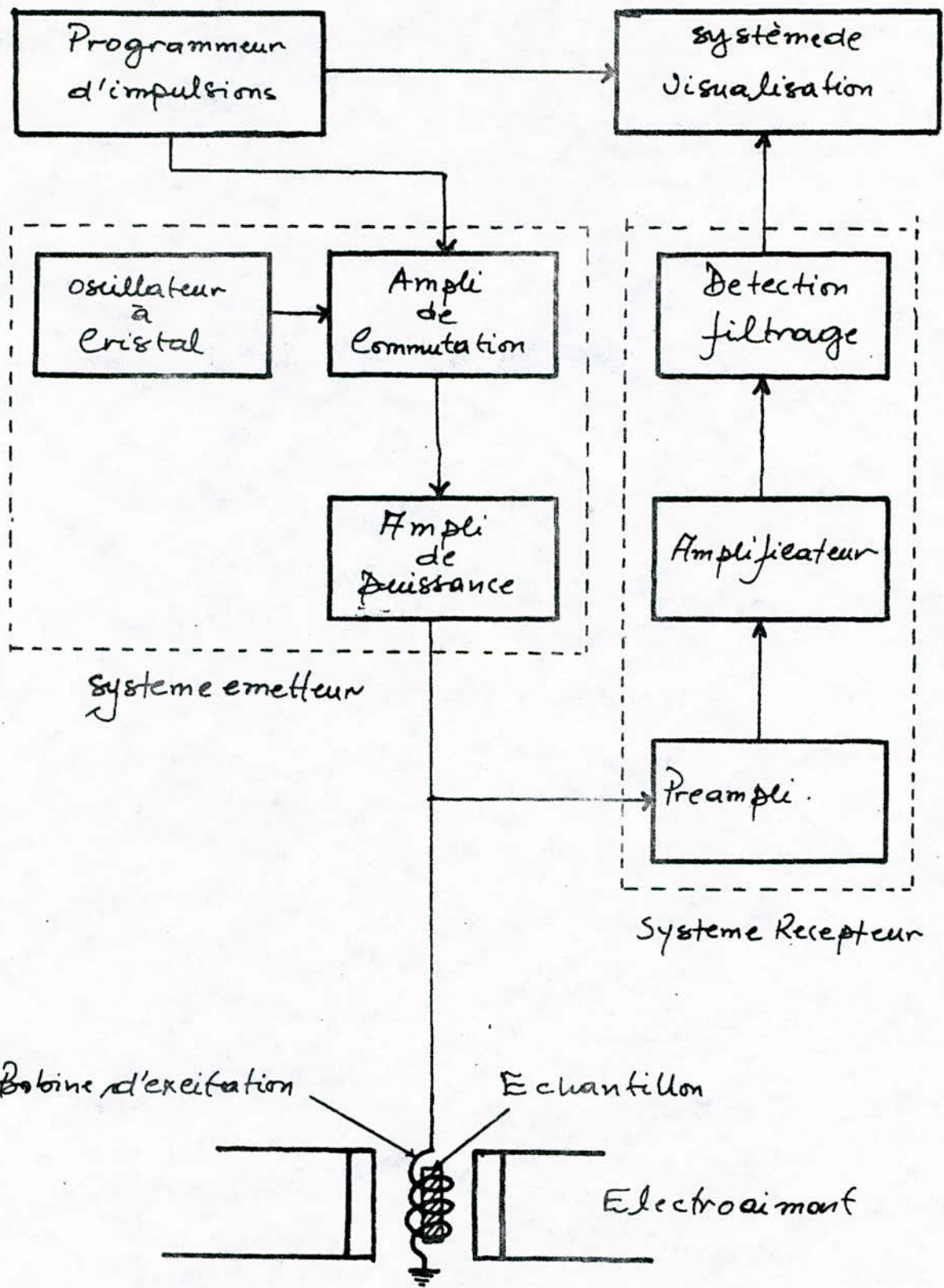


fig: 1-a- Synoptique général du spectromètre RMN à impulsions

Puissance, alimentent la bobine d'excitation. La bobine d'excitation sert à la fois à l'émission et à la réception des signaux RF, car l'échantillon qui est entouré de la bobine d'excitation et soumis à l'action d'un champ magnétique statique B_0 , reçoit pendant la durée ON, les balves RF, et pendant la durée OFF induit un signal de précession libre qui est recueilli par le système récepteur pour qu'il soit traité, et enfin, visualisé par un système de visualisation.

4 - Description sommaire des différents blocs du synoptique :

a - L'électroaimant :

Il sert à créer le champ magnétique statique \vec{B}_0 . Le signal RMN recueilli aux bornes de la bobine d'excitation étant proportionnel à B_0^2 , il est très intéressant de travailler avec un champ magnétique B_0 élevé, stable dans le temps, et très homogène dans tout l'espace entourant l'échantillon.

On utilise des électroaimants dont le diamètre des pièces polaires est compris entre 150 et 250 mm avec un entrefer compris entre 15 à 25 mm. Pour assurer un bon parallélisme les pièces polaires sont garnies de calottes ajustables. Pour avoir la stabilité dans le temps, l'électroaimant est alimenté par un générateur de courant constant, pour empêcher une dérive dans le temps de l'intensité du champ directeur. Comme nous procédons par un balayage en champ ou la fréquence du champ tournant est gardée constante, et l'intensité du champ statique est variable, l'alimentation stabilisée doit pouvoir délivrer des valeurs de courant de

jusqu'à une dizaine de kilogauss. Notons qu'il existe une autre méthode où le champ statique est maintenu constant; dans ce cas on obtient les conditions de résonance par un balayage en fréquence.

b- Le programmeur d'impulsions:

Il a pour rôle de générer des séquences d'impulsions réglables qui commandent l'oscillateur radiofréquence et servent au même temps à déclencher le balayage de l'oscilloscope pour la synchronisation, les impulsions doivent avoir des fronts raides, et le temps de montée et de descente doit être très courts.

c- Le système émetteur:

La fonction du système émetteur est de produire les salves d'un signal sinusoïdal radiofréquence qui excitent l'échantillon en provoquant le phénomène de résonance magnétique.

L'émetteur doit présenter les qualités suivantes:

* Les signaux issus de l'oscillateur doivent être très stables en amplitude et en fréquence d'où la nécessité d'utilisation d'oscillateur à Quartz.

* Le rapport $\frac{\text{Amplitude du signal RF pendant l'état ON}}{\text{Amplitude du signal RF pendant l'état OFF}}$

doit être plus grand que possible, puisque le signal RMN qu'on recueille pendant l'état OFF risque d'être moyé dans les fuites RF qu'on obtient pendant cet état.

* Les salves RF doivent présenter des fronts raides pour que le signal de précession libre soit mis en évidence.

d- Bobine d'excitation:

Elle est couplée à la sortie de l'émetteur et à l'entrée du récepteur. Quand la bobine d'excitation est alimentée par les ondes sinusoïdales radiofréquences (issues de l'émetteur), elle produit un champ tournant \vec{B}_1 , polarisant l'échantillon l'échantillon pendant l'état ON. et pendant l'état OFF, le signal de précession libre survi à travers cette bobine un flux qui est induit dans la bobine. Un condensateur C sert à accorder la bobine à la fréquence de résonance du système de spin; Pour avoir une meilleure sensibilité, l'échantillon est placé à l'intérieur de cette bobine.

Le facteur de qualité de cette bobine doit être grand pour assurer un bon rapport signal sur bruit, etant donné que celui-ci est proportionnel à \sqrt{Q} .

e- Systeme Récepteur

Pendant l'état OFF le signal de précession libre est recueilli et amplifié en tension par le système récepteur, et à l'aide d'une détection, le signal est extrait; le récepteur est saturé pendant l'état ON, alors que pendant l'état OFF il fonctionne normalement, pour recevoir le signal de précession libre, juste après les signaux RF, le passage de l'état ON à l'état OFF doit se faire très rapidement. (quelques microsecondes).

f- Systeme de visualisation

• On utilisera comme système de visualisation un oscilloscope

à balayage réglable par les impulsions du programmeur et par la mesure de la pente de la courbe visualisée, on pourra obtenir les valeurs des temps de relaxation. On peut aussi par un système de conversion analogique numérique, traiter l'information recueillie par un ordinateur et la stocker.

5- Détection des signaux R.M.N

La bobine d'excitation, parcourue par un signal Radiofréquence de pulsation ω ($\omega \approx \omega_0$), est disposée perpendiculairement au champ statique \vec{B}_0 (suivant l'axe ox par exemple comme le montre la figure 5-a). A la resonance on a vu qu'il y avait apparition d'une aimantation M_r telles que les composantes M_x et M_y sont données par :

$$M_x = \mu \cos \omega t - \nu \sin \omega t$$

$$M_y = \mu \sin \omega t + \nu \cos \omega t$$

Les expressions de μ et ν ainsi que M_x et M_y ont été obtenues pour le régime stationnaire.

Pour détecter le signal R.M.N nous disposons d'une bobine suivant l'axe oy , elle-ci ne sera pas influencée par le champ magnétique créé par la bobine d'excitation car le flux créé par le champ magnétique dans la bobine de détection est nul.

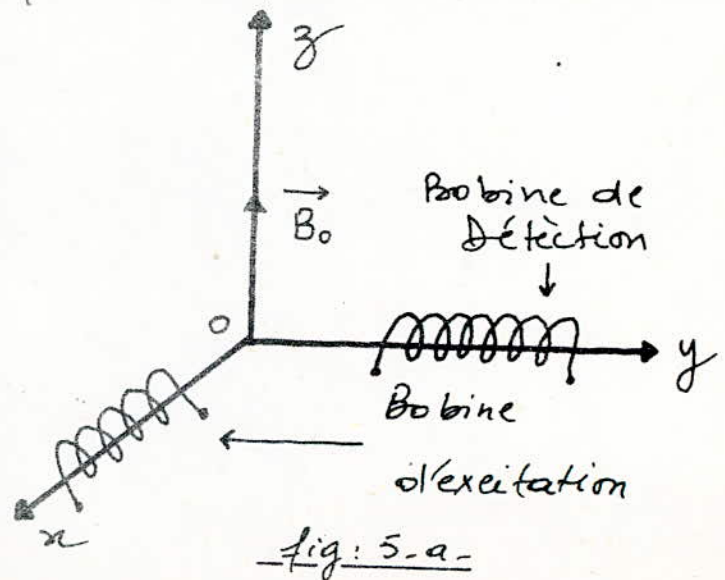


fig: 5-a-

L'aimantation M_y engendra à travers la bobine de détection un flux:

$$\Phi = \mu_0 \cdot S \cdot n \cdot M_y$$

n : nombre de tours

S : surface des spires

et y induira une f.e.m: $e = - \frac{d\Phi}{dt} = n \mu_0 S \omega (-u \cos \omega t + v \sin \omega t)$

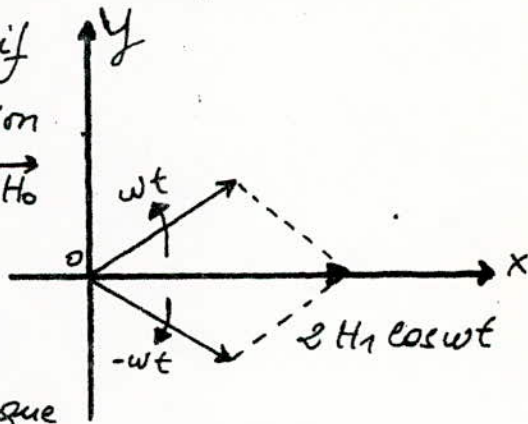
On voit que, la sensibilité de la détection est plus grande en augmentant la section de la bobine détectrice ou en enroulant cette bobine sur l'échantillon étudié.

6 - Obtention du champ tournant

Un champ tournant \vec{H}_1 perpendiculairement à \vec{H}_0 avec le vecteur vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ peut être obtenu simplement en disposant d'une bobine perpendiculairement à \vec{H}_0 suivant l'axe Ox ,

par exemple, et en l'excitant par un signal RF de pulsation ω_0

Donc la bobine crée un champ Alternatif linéaire de module $2H_1 \cos \omega t$ et de direction fixe perpendiculaire au champ constant \vec{H}_0 dans le plan xoy du repère absolu.



On sait qu'un tel champ linéaire peut être considéré comme la somme géométrique

de deux vecteurs de module H_1 et tournant dans le plan xoy perpendiculaire à H_0 avec deux vitesses angulaires égales et opposées à la rotation de Larmor.

Celui des deux champs qui tourne dans le sens opposé à la rotation de Larmor n'a pratiquement aucun effet sur le noyau et seul l'autre a une action efficace, celui des deux champs

qui tourne dans le sens de la rotation de d'armon.

On obtient ainsi un champ tournant à la fréquence égale à
à la fréquence du signal analogique, de module constant
 \vec{H}_n qui va dépendre des caractéristiques de la bobine.

CHAP III

REALISATION DU
SPECTROMETRE R.M.N.
A IMPULSIONS

Realisation du Spectrometre RMN à Impulsions

1- Introduction:

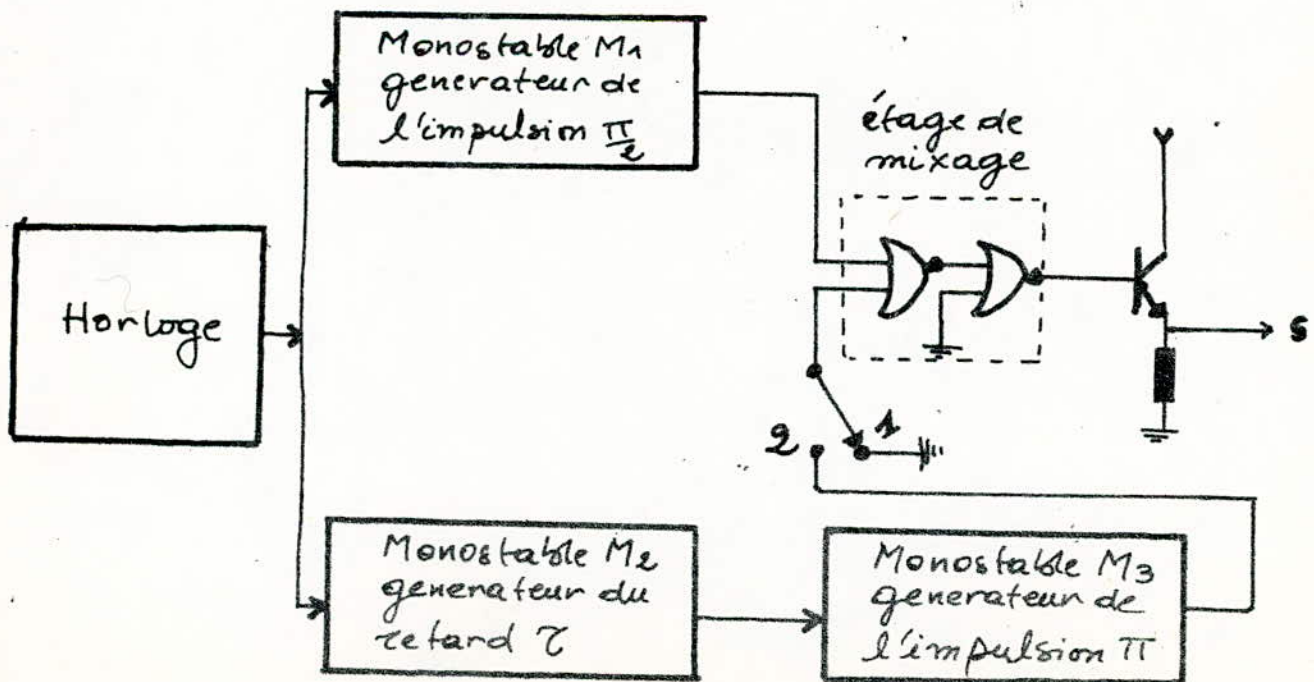
Dans ce chapitre nous allons de traiter les différents étages du spectrometre RMN à impulsions réalisé sur la maquette.

2- Le programmeur d'impulsions

Il permet de générer des séquences d'impulsions $\frac{\pi}{2}$ ou $\frac{\pi}{2} - \tau - \pi$, utilisés pour contrôler le signal RF afin de les transformer en salves d'excitation.

a- Schéma synoptique:

Le montage doit présenter 4 temps de durée avec des réglages séparés, on a donc prévu 4 étages distincts associés à un étage de mixage des différents impulsions d'au le synoptique:



b- Principe de fonctionnement :

On nous utilise comme source de déclenchement une horloge qui nous fixe la période T , cette horloge est réalisée avec un NE555 monté en astable, l'horloge déclenchera simultanément les monostables M_1 et M_2 dont les durées de l'état instable donnent respectivement les impulsions $\frac{T}{2}$ et le retard τ . Après le front descendant du temps τ le monostable M_2 déclenchera le monostable M_3 dont la durée de l'état instable sera choisie de façon à avoir les impulsions π , les 3 monostables sont réalisés à l'aide du circuit intégré SN74121.

Les impulsions issues de M_1 et M_3 sont additionnées à l'aide de 2 portes NOR disponibles dans le circuit intégré SN7402.

On fait suivre cet étage d'un étage adaptateur d'impédance, l'interrupteur K permet d'avoir 2 séquences d'impulsions :

- * K en position "1" : on a le train d'impulsions $\frac{T}{2}$
- * K en position "2" : on le train d'impulsion $\frac{T}{2}$ suivit des impulsions π .

La principale caractéristique que doit présenter ce programme est que les impulsions générées doivent avoir des fronts raides.

- * voir les chronogrammes prélevés à l'oscilloscope fig: 2.5.1

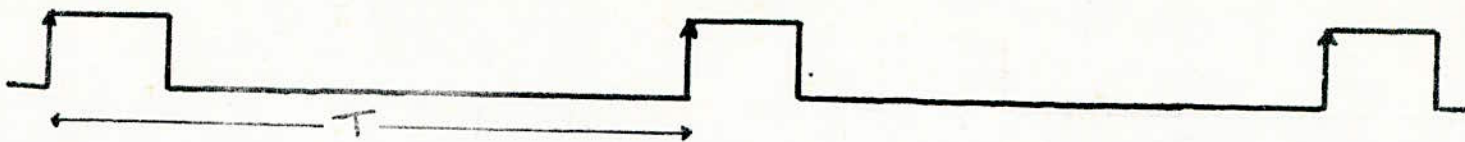
Remarque

Le retard τ doit être choisi de telle façon qu'il soit inférieur à la période T pour éviter le chevauchement entre les impulsions $\frac{T}{2}$ et π lors de la sommation.

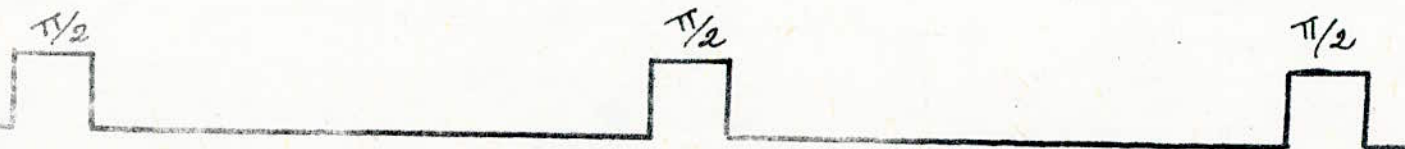
c - Etude brève des circuits intégrés utilisés dans le programme

fig: 2-6-1

al issu de
l'horloge



e du monostable
 M_1



e du monostable
 M_2



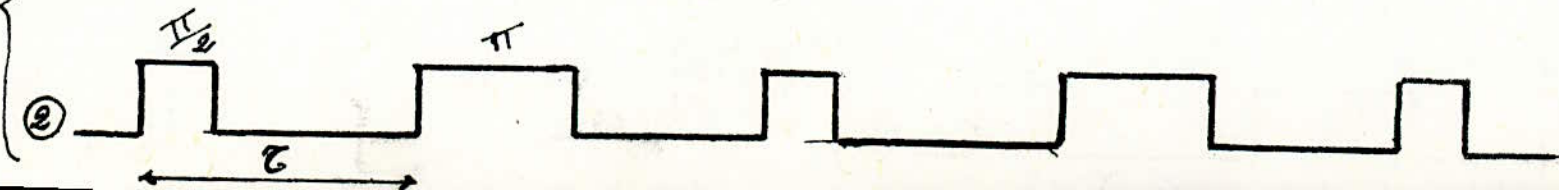
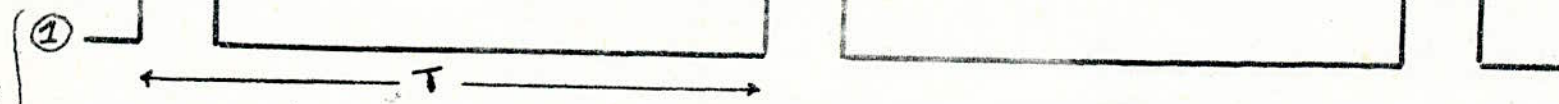
e du monostable
 M_3



K en position 1

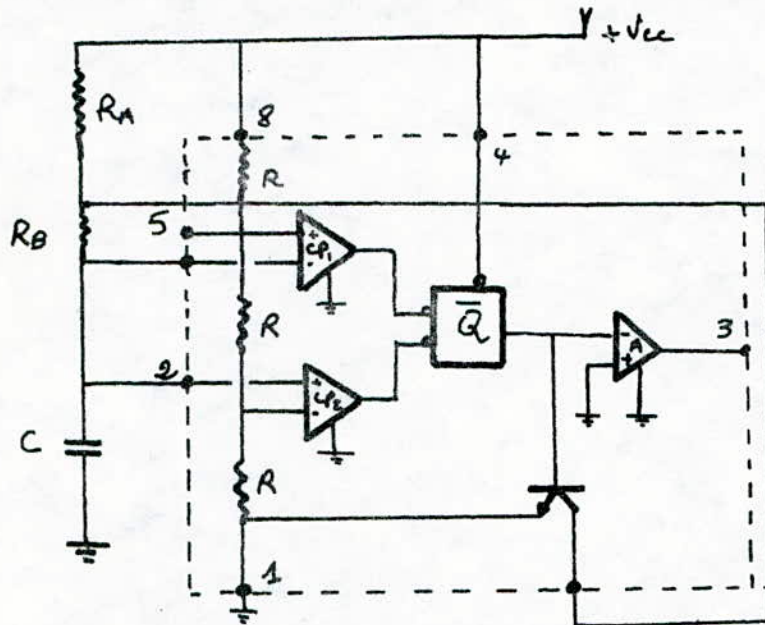
K en position 2

de l'unité
mation



c.1. Le NE 555 :

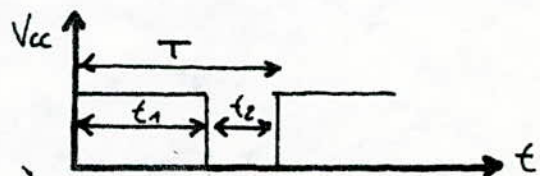
Il est spécifié par la tension 5V pour qu'il soit compatible avec les entrées en logique TTL, utilisé comme source de déclenchement d'un bon branchement en multivibrateur astable suivant le schéma :



La borne 4 est la broche de remise à zéro, on la relie à l'alimentation pour éviter tout déclenchement non voulu, la broche 5, est une broche de commande et puisqu'elle n'est pas utilisée on la relie à la masse à travers une capacité de 10nF pour éviter les parasites externes. la broche 8 sert de l'alimentation du circuit; Les niveaux hauts et bas de la sortie (broche 3) du NE555 dépendent de la charge et de la décharge de la capacité C, donc des constantes de temps respectives:

$$t_1 = 0,7 (R_A + R_B) C$$

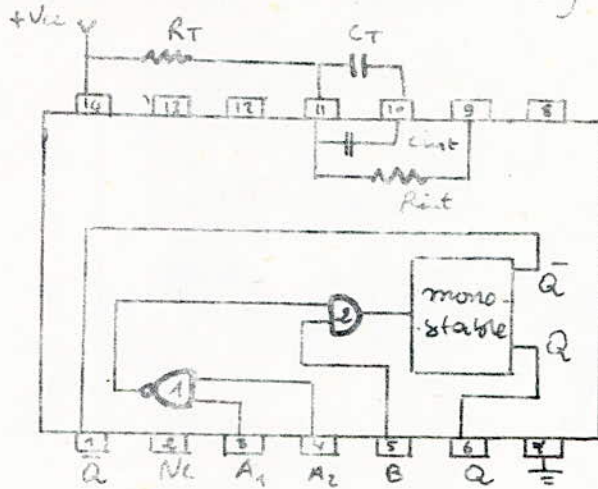
$$t_2 = 0,7 R_B C \rightarrow T = 0,7 (R_A + 2R_B) C$$



la résistance RA choisie variable pour pouvoir varier la période T.

c.2. Le SN74121 :

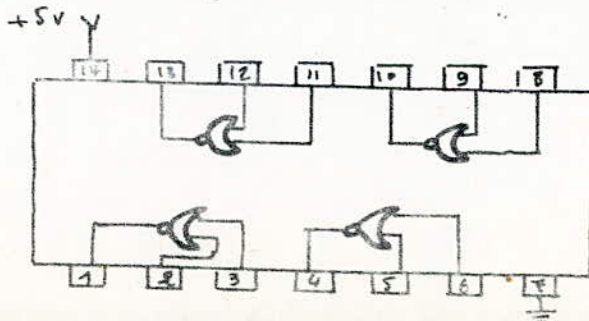
C'est un multivibrateur monostable de forme rectangulaire à 14 broches:



Le monostable possède 2 états logiques, l'un stable, et l'autre instable et réapparaît pour une impulsion d'entrée, et ne dure que le temps fixé par la structure externe RC, associée à ce monostable, après le monostable retourne à son état stable car la durée de l'impulsion de sortie est fixée par $t = 0,7 R_{ext} C_{ext}$. Pour les monostables M_1 et M_2 , les broches $A_1 = A_2 = 0$ et le signal d'entrée est appliqué en B (déclenchement par front montant). Les monostables M_1 et M_2 ne diffèrent que par la durée d'impulsion, car la durée de M_2 est plus grande que M_1 . Le monostable M_3 doit se déclencher sur les fronts descendants de son signal d'entrée; pour le monostable $A_2 = B = 1$ et $A_1 = \downarrow$

C-3- Le SN7402:

Il est constitué de 4 portes NOR et sert de l'unité de sommation des 2 impulsions délivrées par les monostables M_1 et M_3 :



* voir le schéma complet du programmeur dans la fig. 2-2

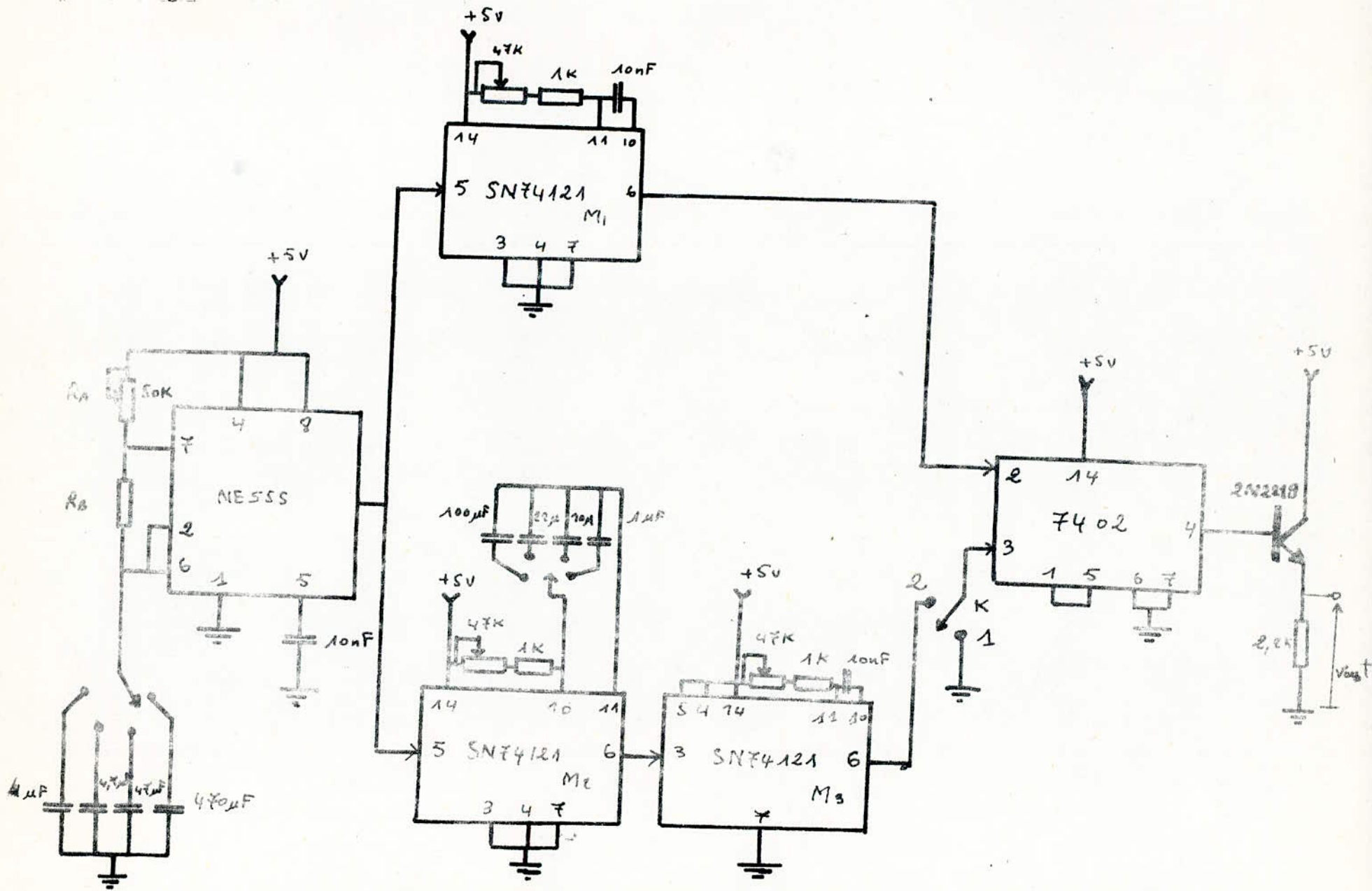


fig 2-2 - Schéma électrique du programmeur d'impulsions -

d- Résultats expérimentaux :

Les mesures faites sur le programmeur ont données les valeurs suivantes :

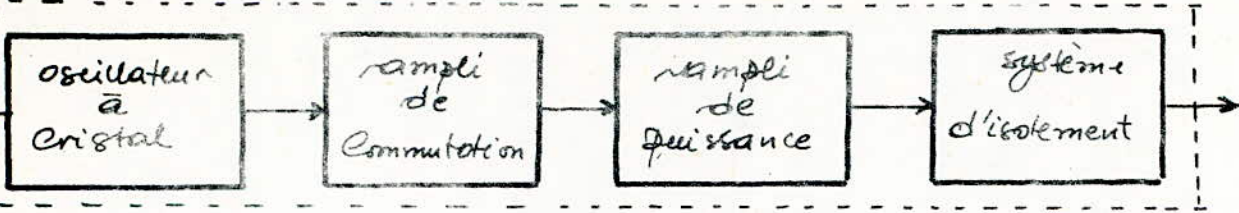
Période	Gammes			
	1	2	3	4
T_{min}	4ms	18ms	52ms	1750ms
T_{max}	46ms	52ms	1750ms	13A
Retard	Gammes			
	1	2	3	4
T_{min}	0,5ms	11ms	16ms	70ms
T_{max}	35ms	300ms	700ms	3,6A
Durée de l'impulsion	minimum		maximum	
	5 μ sec		350 μ sec	
temps de montée : 0,4 μ s temps de descente : 0,4 μ s				

3- Le système Emetteur

C'est le système responsable de l'excitation de l'échantillon en lui envoyant des salves radiofréquences, il est constitué des blocs essentiels suivants :

- l'oscillateur : qui génère les oscillations RF
- l'amplificateur de commutation : qui délivre les salves RF
- l'amplificateur de puissance pour amplifier les salves RF.
- système d'isolement.

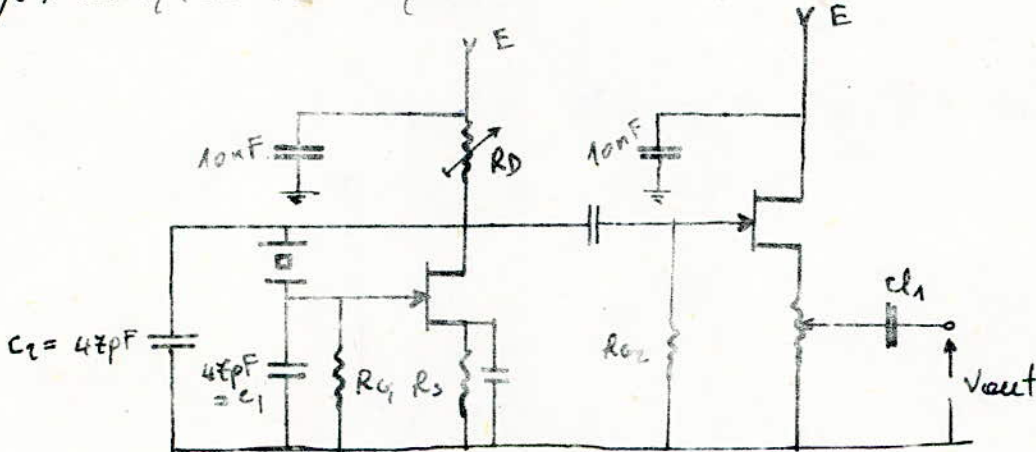
a- Schéma synoptique :



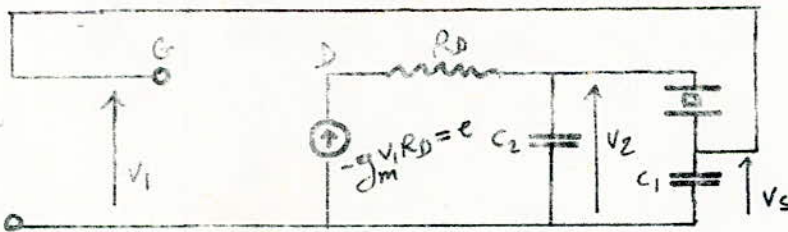
b- Etude des étages du système émetteur -

b.1- L'oscillateur :

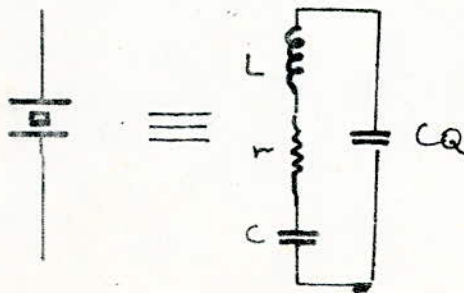
C'est un oscillateur à quartz type Colpitts qui est fait suivre d'un étage adaptateur d'impédance



En régime variable le schéma équivalent de l'oscillateur (sans l'étage adaptateur) est :



Le quartz se comportant comme le dipôle suivant :



à $\omega = \omega_0$, Q est très élevé d'où $\omega < \omega_0$, on introduit les pulsations
 série $\omega_s = 1/\sqrt{LC}$ et parallèle $\omega_p = 1/\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}$, le gain est donné par
 $L(\omega_0) = -g_m R_D \frac{1}{1 + \beta B} \frac{1}{1 + \alpha}$, $\alpha = \frac{C_1}{M}$, $\beta = R_s \omega (C_2 + C_1 M / (C_1 + M))$
 $M = C_Q \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_s^2}$

La fréquence d'oscillations est obtenue pour $L(\omega_0) = 1 \Rightarrow \begin{cases} \text{Im } L = 0 \\ \text{Re } L = 1 \end{cases}$
 et on trouve que cette fréquence est égale à $f_0 = f_s (1 + \frac{\varepsilon}{1 + C_1 / C_2})$

avec $\varepsilon < 5\%$ $C_1 = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$

c'est à dire que la fréquence des oscillations est celle de la fréquence
 série du quartz et ne peut être ajustée qu'à son voisinage

Condition d'oscillations :

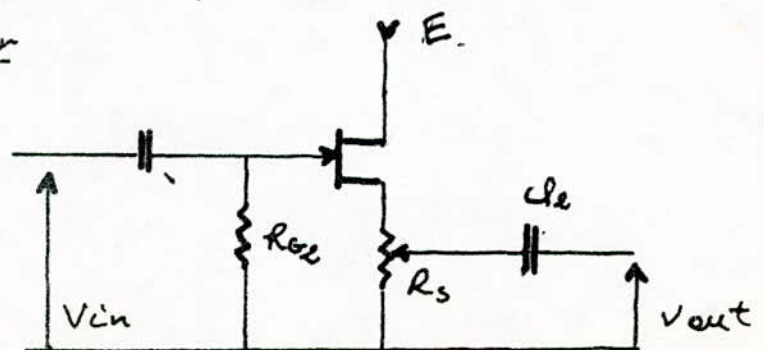
pour que les oscillations prennent naissance il faut que le module
 du gain du montage $L(\omega_0) > 1$, d'où $g_m R_D \frac{C_2}{C_1} > 1$

Amplitude des oscillations

L'amplitude des oscillations se stabilise à $L(\omega_0) = 1$ et pour le
 FET la pente g_m diminue quand les oscillations augmentent et
 $L(\omega_0)$ tend vers 1, à ce moment là les oscillations se stabilisent.

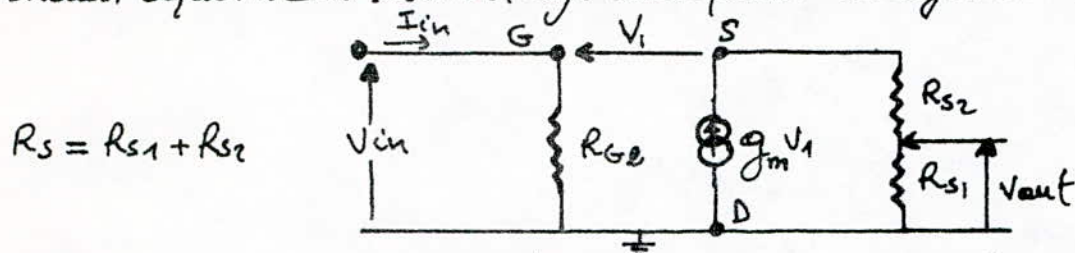
L'amplitude des oscillations est calculée à partir de $L(\omega_0) = 1$
 d'où $g R_D \frac{C_2}{C_1} = 1$ donc l'amplitude des oscillations est ajustée
 à l'aide de 3 paramètres, C_1 , C_2 , R_D , et pour éviter l'écrêtage
 des oscillations et les régler, R_D est prévue variable.

b-2- L'étage adaptateur



La résistance R_s est variable pour pouvoir contrôler les oscillations à la sortie de l'oscillateur, car la tension de sortie doit être choisie de manière à ne pas provoquer l'écrêtage des étages suivants.

Le schéma équivalent de l'étage adaptateur en régime variable est :



$$R_s = R_{s1} + R_{s2}$$

Les capacités internes sont négligeables, et l'impédance des étages suivants est supposée assez grande par rapport à R_{s1} , d'où les

résultats : a) $Z_{in} = \frac{V_{in}}{I_{in}} = R_G$

b) gain en tension $G = \frac{R_{s1} g_m}{1 + g_m R_s}$

c) $Y_{out} = \frac{1}{R_s} + g_m \frac{R_s}{R_{s1}}$

b.2.1 - Résultats expérimentaux

Les mesures prises sur cette partie de l'étage émetteur indiquent que la fréquence du signal sinusoïdal est $f_0 = 10,00356 \text{ MHz}$ et après une heure de fonctionnement on marque la dérive de $\Delta f = 0,0001 \text{ MHz}$

d'où la variation relative $\frac{\Delta f}{f} = 10^{-5}$

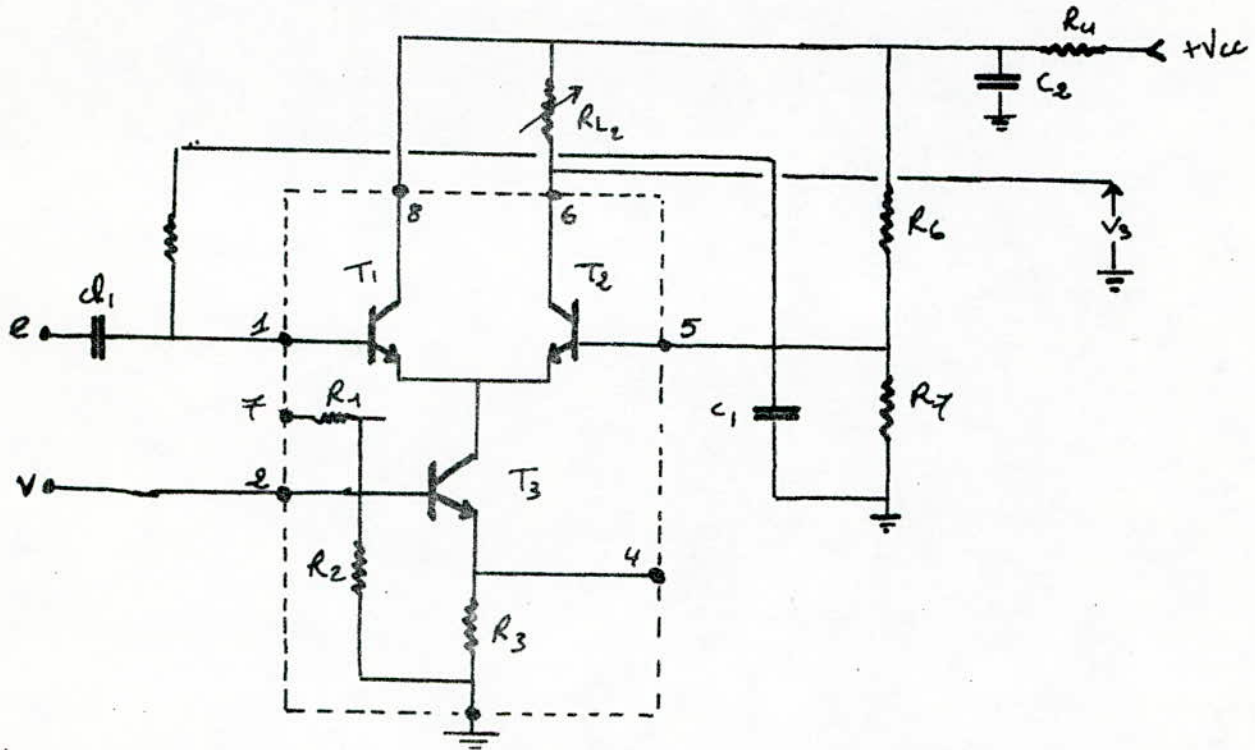
Après cinq minutes de fonctionnement la dérive était de

$\Delta f = 0,00001 \text{ MHz}$ c'est à dire $\frac{\Delta f}{f} = 10^{-6}$

On remarque que la dérive est très faible, ce qui montre la grande stabilité de l'oscillateur ; Pour nous c'est la dernière mesure qui nous intéresse le plus, puisque la durée de l'état ON est de quelques secondes seulement.

b.3. L'amplificateur de commutation :

Afin de découper le signal sinusoïdal généré par l'oscillateur sous l'action des séquences d'impulsions issues du programmeur, on fait appel à l'ampli de commutation réalisé à partir du CA3028A branché suivant le schéma :



e: signal issue de l'oscillateur

V: signal du programmeur

Les impulsions du programmeur attaquent la base du transistor T_3 qui fonctionne en commutation, car pour les hauts niveaux de V le transistor T_3 est saturé et l'oscillateur débite alors un signal sinusoïdal RF, et lorsque $V=0$, le transistor T_3 est bloqué et $V_5 = V_6 = E$. suivant les chronogrammes prélevés à l'oscilloscope (voir fig: b-3-1)

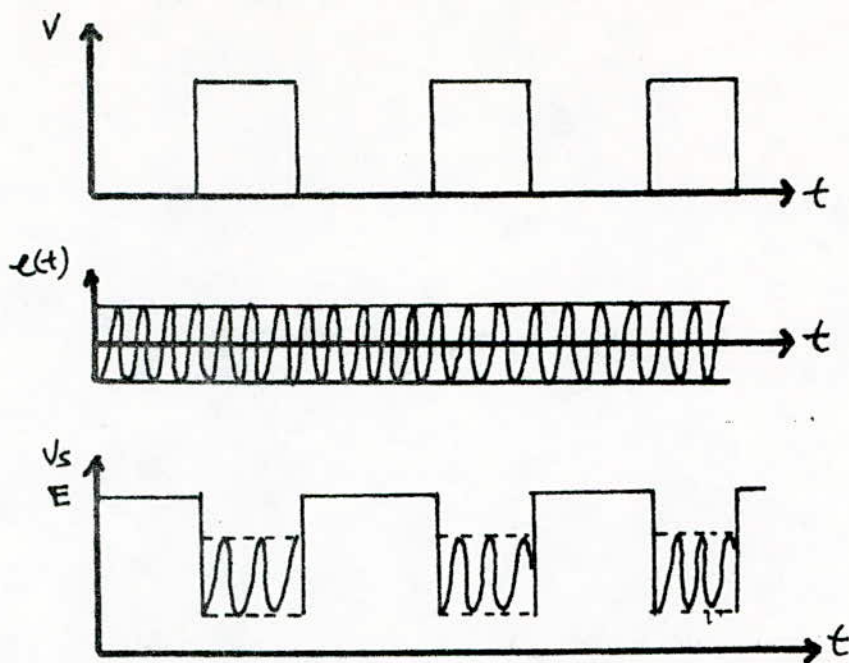


fig: b-3-1

b-3-1 Resultat experimental

Le rapport : $\frac{\text{tension crête à crête au niveau de la bobine à l'état ON}}{\text{tension crête à crête au niveau de la bobine à l'état OFF}} = \frac{40000}{10}$
 $= 4000$

Le rapport mesuré est comme même assez grand et répond aux critères exigés. La tension des salves RF à l'état OFF représente la tension résiduelle, elle est très faible de l'ordre de 10mv.

b-4 - Amplificateur cascode :

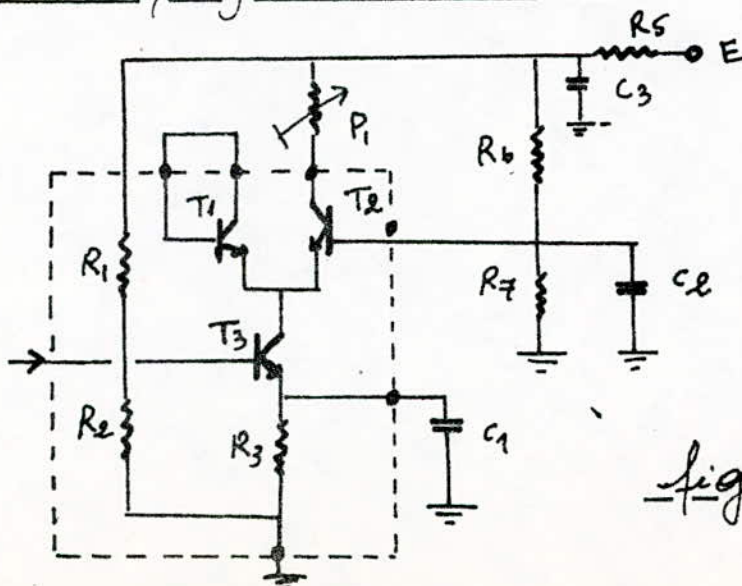


fig: b-4-1

Les salves RF issues de l'amplificateur de commutation sont amplifiées avant d'attaquer l'amplificateur de puissance. Cet amplificateur est réalisé à l'aide du CA3028A monté en cascade (voir la figure b.4.1) utilisé dans les plages HF et UHF, il assure une excellente stabilité dans les circuits HF. Le circuit est constitué des transistors T_1, T_2 , identiques alimentés par un générateur de courant T_3 .

R_1, R_2, R_3 sont des résistances de polarisation, et les transistors T_1, T_2 , travaillent en commutation, les capacités C_1 et les filtres R_5, C_3 , pour éviter la contre réaction et les oscillations.

la résistance de charge R_L commande le gain $V_G = \frac{-Y_{21}}{Y_{22} + Y_L}$

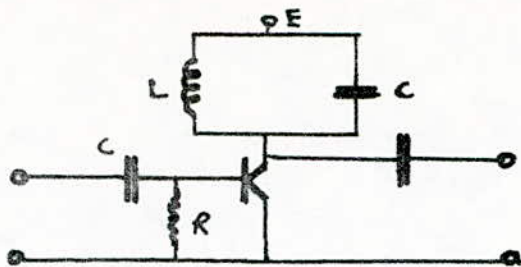
Puisque l'amplificateur cascade est l'association d'un montage émetteur commun suivi d'un étage base commune, il offre les caractéristiques suivantes:

- * L'effet miller dû à la capacité C_{bc} est réduit.
- * L'impédance d'entrée est celle d'un émetteur commun, l'impédance de sortie est celle d'un étage base commune qui est très élevée et ramortie par la charge R_L .
- * le gain en tension est celui d'un étage émetteur commun que est élevé

Autres étages du système émetteur

b.5. L'amplificateur de puissance

C'est un amplificateur de classe C dont le schéma est donné dans la figure suivante:



En absence du signal à l'entrée, le point de polarisation est au point de blocage, et en présence du signal d'entrée, la capacité C , la résistance R et la diode émetteur forment un circuit de restauration négative. Le courant de base I_b circule pendant moins de 180° , il a la forme d'un train d'impulsion de fréquence f_0

figure à côté →



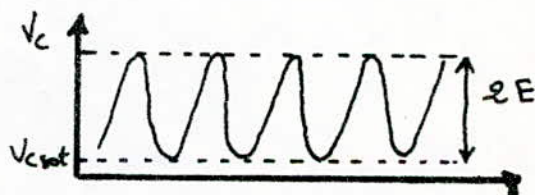
Comme au repos $V_{cc} = E$, en présence du

signal d'entrée cette tension va décrire une sinusoïde autour de E la tension crête à crête max qu'on aura est $2(E - V_{csat}) \approx 2E$

Le rendement en puissance est alors autour de 100%. c'est à dire que le

transistor dissipe une très faible

puissance par rapport à celle fournie à la charge.

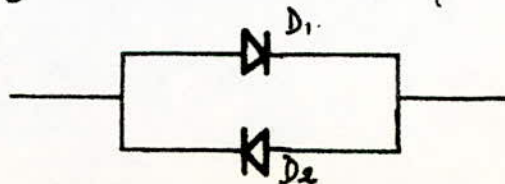


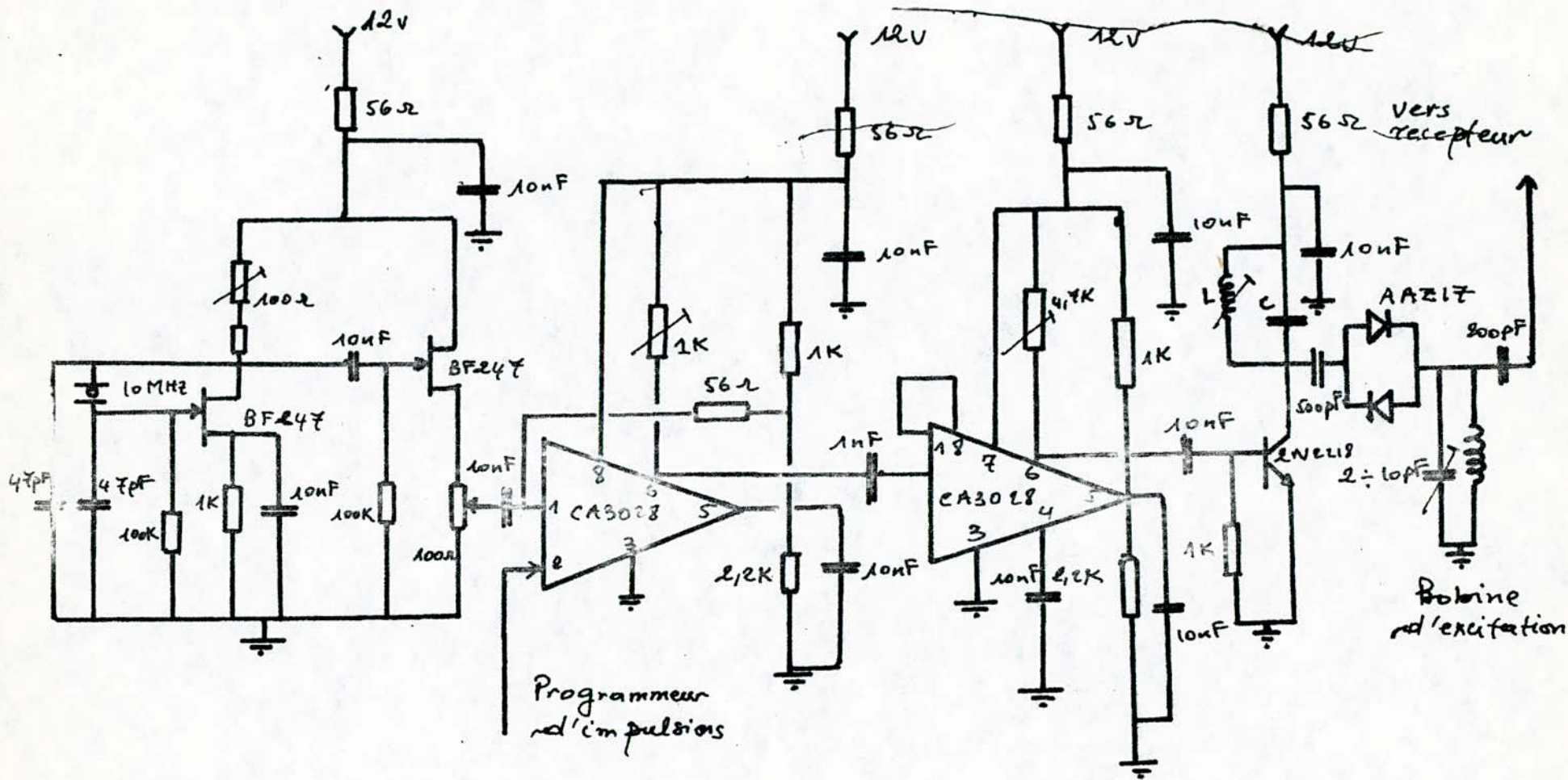
6-5-1- Résultat expérimental :

la tension des salves RF mesurée à la sortie de l'émetteur est 40V

6-6- Système d'isolement :

Puisque la bobine d'excitation est couplée aux systèmes, émetteur et récepteur, il se peut qu'une partie du signal induit passerait dans le système émetteur s'il n'y avait pas le système d'isolement qui est constitué de 2 diodes montées en tête-bêche :





Schema électrique du système émetteur.

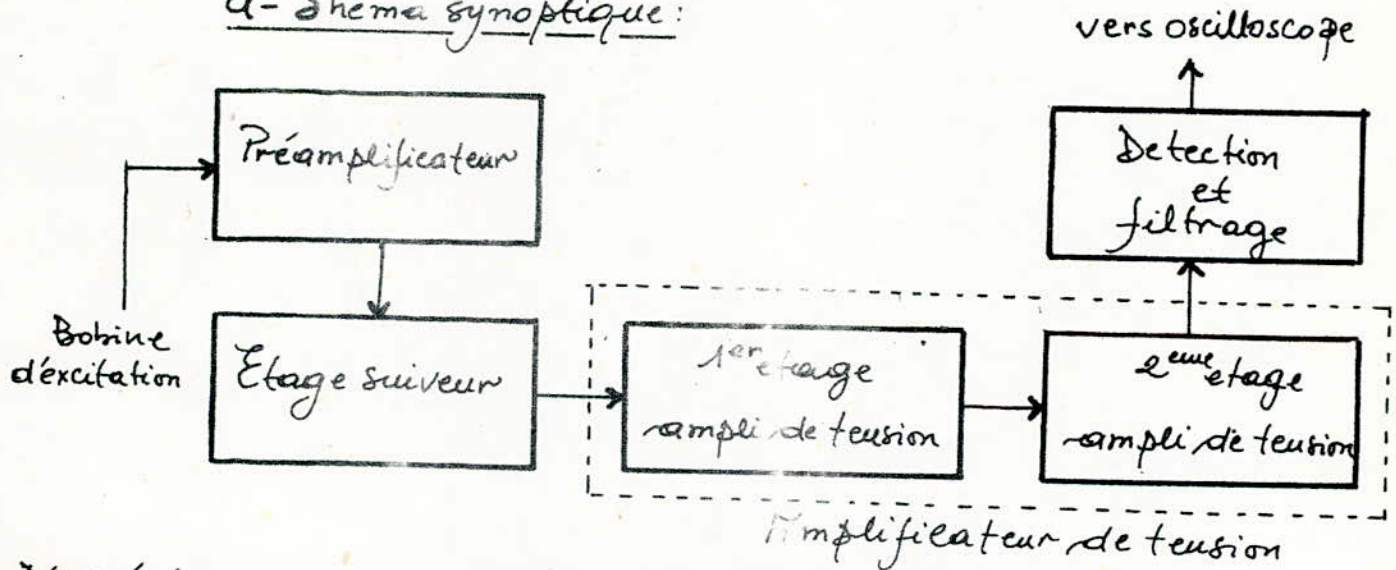
Alors pendant l'état ON les deux diodes sont passantes puisque le signal venant de l'émetteur est assez grand, et pendant l'état OFF, le signal induit par l'échantillon étant trop faible ne peut polariser les diodes qui deviennent bloquées, ce qui empêche le signal de précession libre de passer dans l'émetteur, ce signal est donc recueilli par le système récepteur.

4 - Système Récepteur

Pendant l'état OFF, le système récepteur recueille le signal induit par l'échantillon, ce signal est au mieux faible, il faut l'amplifier pour pouvoir l'étudier, cette amplification se fait par 4 étages amplificateurs, de gains G_1, G_2, G_3, G_4 , le facteur de bruit de chacun étant F_1, F_2, F_3, F_4 , respectivement; d'où le facteur de bruit total donné par: $F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3}$

On remarque que le facteur de bruit du premier a une grande influence sur cette chaîne d'amplificateur, il faut alors choisir ce premier étage avec un grand soin.

a - Schéma synoptique:



D'après le synoptique le système récepteur comprend :

- un étage préamplificateur
- un étage suiveur
- Un amplificateur de tension à 2 étages
- Un étage de détection et filtrage.

b - Étude des étages constituant le système récepteur

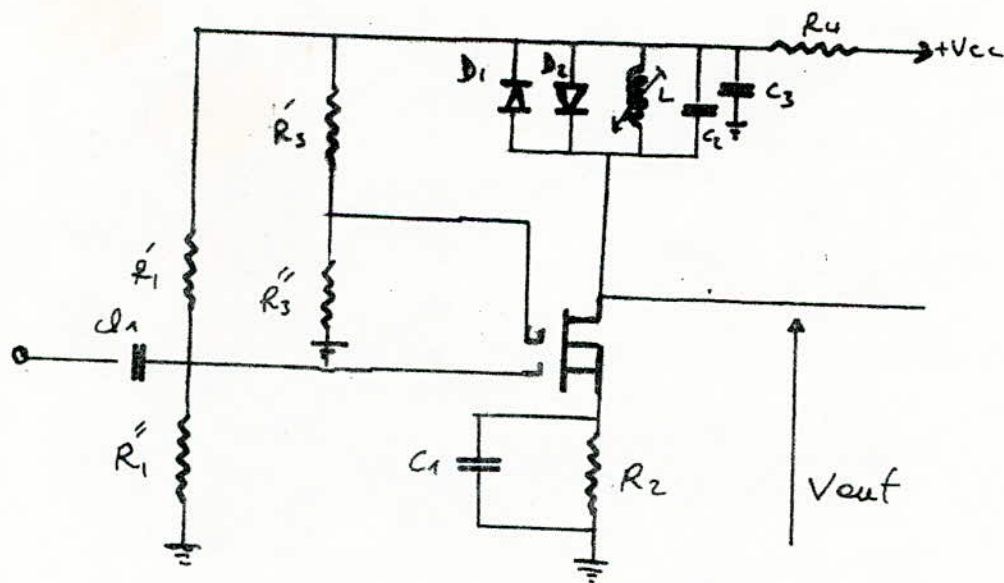
b-1 - Étage préamplificateur :

C'est l'étage qui détermine les qualités du système récepteur du point de vue, de son facteur de bruit, de son élimination de la transmodulation, ainsi que le passage rapide de l'état ON à l'état OFF.

Le rapport signal sur bruit doit être optimal, l'impédance d'entrée de l'étage doit être élevée, tout cela impose le choix d'un MOSFET.

Le signal RF issu de l'émetteur est de fréquence élevée f_0 (10 MHz) donc, donc il est impossible de sélectionner des fréquences dans un intervalle b centré sur la fréquence f_0 tel que b soit très faible devant f_0 , on l'utilise du MOSFET tendent, par ses qualités intrinsèques, celui-ci un amplificateur sélectif haute fréquence.

Son schéma est donné dans la figure suivante.



C'est un étage d'amplification, tel que R_1 , R_2 , R_3 , R_3' sont des résistances de polarisation.

Pour une bonne amplification, la résistance R_2 est shuntée en alternatif. Lors de la durée ON, le signal est assez grand

et les diodes sont passantes, le courant I_D est grand, le transistor est saturé par analogie au transistor bipolaire lors de la durée OFF, les deux diodes sont bloquées et le transistor est en régime de fonctionnement normal.

Le temps de passage de l'état ON à l'état OFF est pour les diodes 1N4148 de 4 ns.

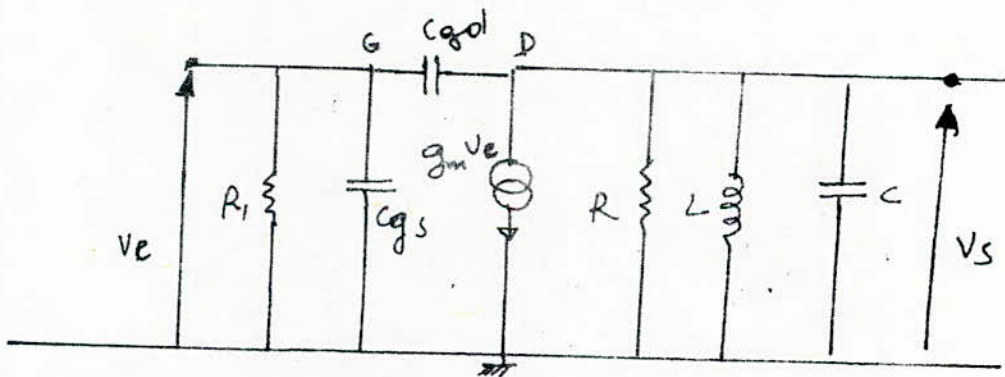
- à la résonance : $LC\omega^2 = 1$, $\omega = 2\pi f$ avec $f = 10 \text{ MHz}$

on fixe $C_2 = 18 \text{ pF}$ et on calcule $L = 12,5 \mu\text{H}$.

- Les résistances de polarisation, sont de 450 k Ω .

Amplification en tension

Le schéma équivalent est le suivant



$$R_1 = R_1' \parallel R_1'', \quad R = \beta \parallel r, \quad r = (r_{D1} \parallel r_{D2}) \parallel \omega L$$

C_{gd} et les autres capacités internes sont négligeables puisqu'on travaille à 10 MHz avec un transistor qui travaille jusqu'à 100 MHz.

$$V_s = -g_m \frac{V_e}{Y} \quad \text{avec } Y = \frac{1}{R} + jC\omega + \frac{1}{jL\omega}$$

$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, $Q_0 = RC\omega_0 = R/L\omega_0 =$ coefficient de qualité du circuit oscillant et où $A_v = \frac{V_s}{V_e} = - \frac{g_m R}{1 + jQ \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}$

à $\omega = \omega_0$ (à la résonance) $A_v = -g_m R = -g_m \beta = A_0$

et/ou le gain $G = 20 \log |A_v| = 20 \log |g_m \beta| = 20 \log |A_0|$.

* nous considérons les résistances des diodes, ainsi que la résistance de la bobine, comme négligeable devant β c'est pour cela que $R = \beta \parallel r$, et $r = (r_{D1} \parallel r_{D2}) \parallel r_L$, d'où $R = \beta$.

Bande passante

C'est l'intervalle de fréquence dans lequel le module de l'amplification en tension est compris entre A_{vmax} et $A_{vmax}/\sqrt{2}$
*(voir figure b-1-1)

à la résonance $\omega = \omega_0$ $A_v = A_{vmax} = A_0$

$$|A_v| = \frac{A_{vmax}}{\sqrt{1 + Q_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}}$$

Si $|A_v| = \frac{A_{vmax}}{\sqrt{2}}$ donc $Q_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 = 1$

$\omega^2 + a\omega - \omega_0^2 = 0$ avec $a = \pm \frac{\omega_0}{Q_0}$

$$\Rightarrow \omega_1 = \frac{-a + \sqrt{a^2 + 4\omega_0^2}}{2} = \frac{\omega_0}{2Q_0} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_0^2}{Q_0^2} + 4\omega_0^2}$$

$$\omega_2 = \frac{-a - \sqrt{a^2 + 4\omega_0^2}}{2} = -\frac{\omega_0}{2Q_0} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_0^2}{Q_0^2} + 4\omega_0^2}$$

Remarque: il faut que la bande passante soit plus grande que l'inverse de la durée d'impulsion $b \gg \frac{1}{t}$ pour qu'il n'y ait pas de perte d'information.

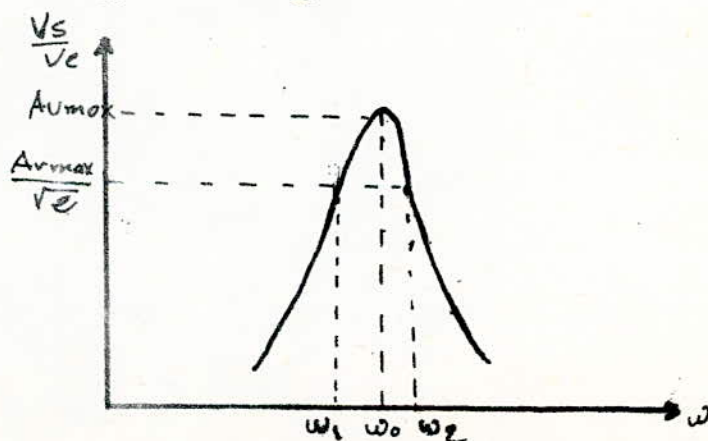
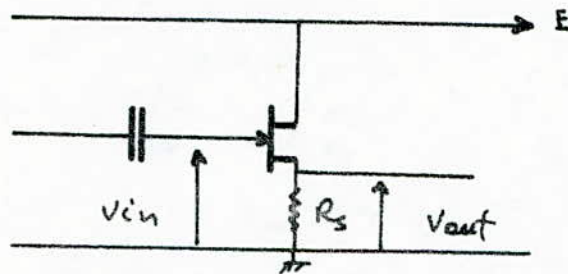


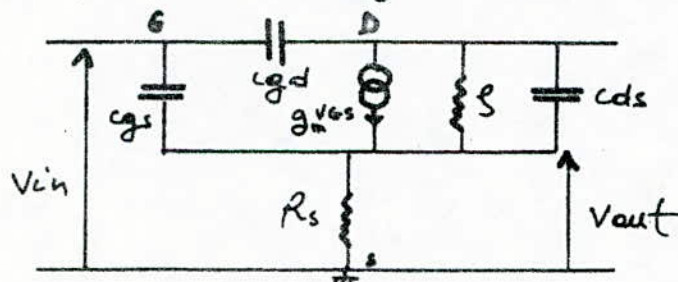
fig: b-1-1

b.2. Etage de liaison:

Il est constitué d'un FET monté en suiveur, il a pour rôle de reproduire assez fidèlement (tant en amplitude qu'en fréquence) la tension qui lui est appliquée à l'entrée. Son schéma est donné dans la figure suivante:



et son schéma équivalent en régime variable:



$$\text{le gain en tension } A_v = \frac{g_m + j\omega c_{gs}}{1/R_s + 1/S + j\omega(c_{gs} + c_{ds})}$$

les capacités c_{gs} , c_{ds} sont négligeables, pour le FET $0,1 < S < 1 M\Omega$ donc $1/S$ est négligeable, R_s est choisie de telle façon que $1/R_s$ est négligeable devant g_m , donc le gain du montage tend vers 1.

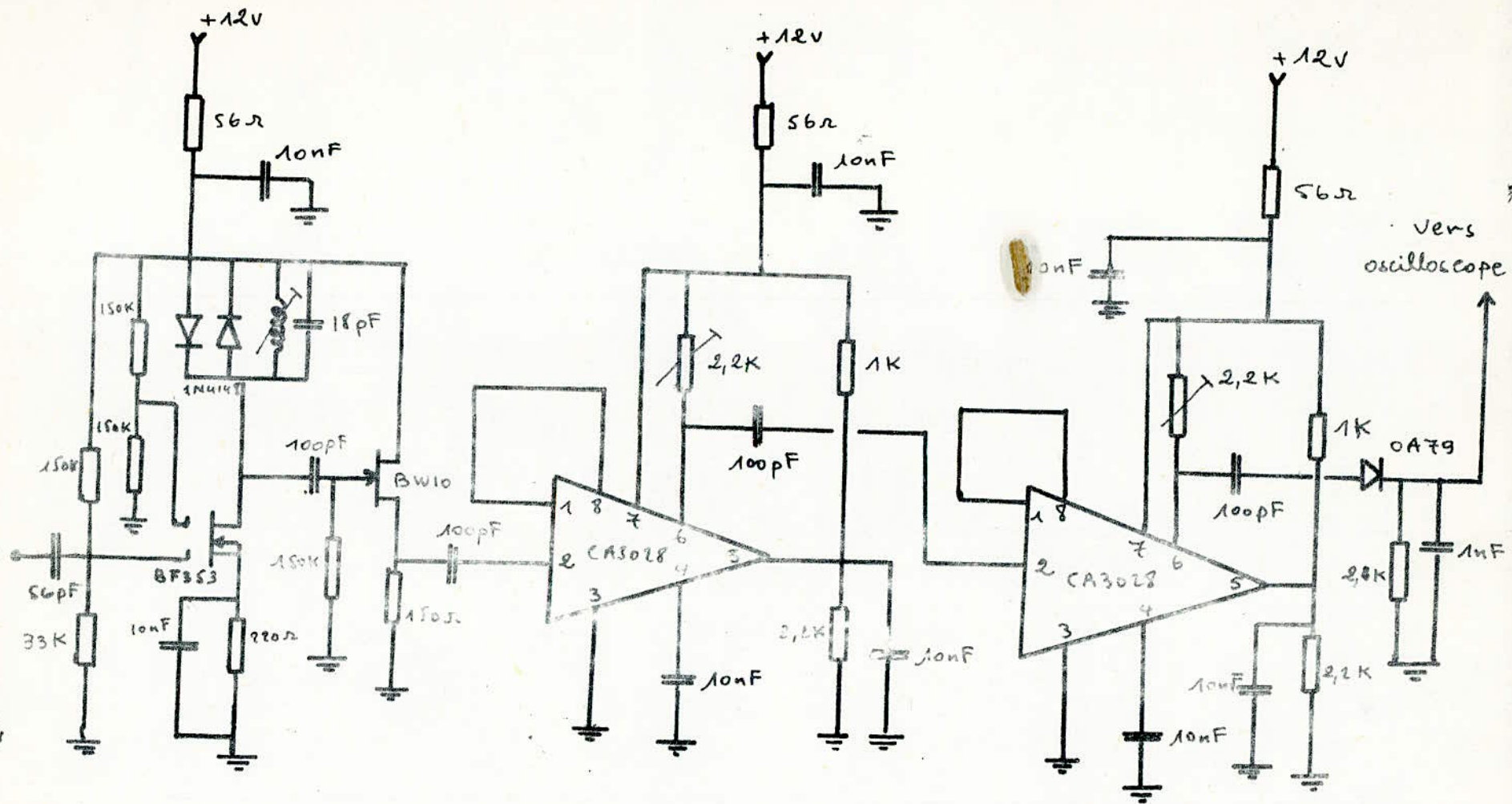
b.1.1. Resultat expérimental: l'amplification en tension de l'étage préamplificateur est 10 d'où son gain est de 20 dB.

b.3. L'amplificateur:

C'est l'étage responsable de l'amplification du signal induit par l'échantillon, il est constitué de 2 ampli CA3028A montés en cascade
*(voir le schéma et les caractéristiques dans l'ampli de l'émetteur page 31)

b.3.1. Resultat expérimental:

RECEPTION



Shéma électrique du système récepteur

d'amplificateur constitué de 2 amplificateur opérationnels CA3028 donne un gain de 20 dB d'où le gain du système récepteur est de 40 dB (avec le gain du préamplificateur = 20 dB)

C - Détection et filtrage :

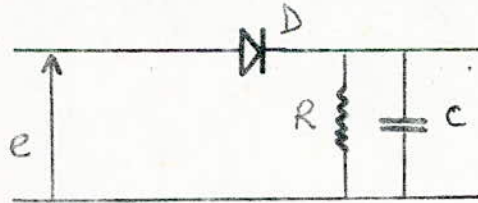
Le but de la détection est d'extraire le signal utile porté par le signal HF, et puisque l'onde porteuse est modulée en amplitude il s'agit donc d'un détecteur d'enveloppe, que tout conducteur non linéaire peut effectuer cette détection.

L'expression générale du signal HF de pulsation Ω modulé en amplitude par un signal de pulsation ω est :

$$e = E \left(1 + \frac{M_0}{M} \cos \omega t \right) \cos \Omega t = E (1 + m \cos \omega t) \cos \Omega t$$

m = taux de modulation ($m < 1$)

Le détecteur d'enveloppe est donc une diode suivie d'une résistance aux bornes de laquelle se développe le signal utile, et une capacité montée en parallèle pour court-circuiter la composante HF



Dans un premier temps, le signal $e(t)$ qui se présente aux bornes du détecteur, est redressé, puis à l'aide du filtre formé par RC en parallèle, l'onde HF est éliminée. Mais tout cela incite un choix judicieux des composantes R et C, qui peut se faire soit en prenant en considération les impédances, soit les constantes de temps.

Si on raisonne du point de vue impédance : à la sortie de la diode, le signal possède 3 composantes : BF - HF - Continue.

La capacité doit pouvoir court-circuiter les HF d'où $\frac{1}{C\omega} < R$ c'est à dire que la capacité représente une faible impédance devant la résistance R . elle doit aussi avoir une grande impédance devant la résistance R , en BF et plus exactement pour la fréquence la plus élevée de la modulation c'est à dire : $\frac{1}{C\omega} > R$, enfin la condition est :

$$\frac{1}{C\omega} < R < \frac{1}{C\omega} \rightarrow T_{HF} < RC < T_{BF}$$

Etant donné que la fréquence basse est inconnue, on fixe seulement la condition HF, $T_{HF} < RC$ d'où $\frac{1}{2\pi f_c} < R$.

$f = 10 \text{ MHz}$, on fixe $R = 2,2 \text{ k}\Omega$ on trouve $C = 1 \text{ nF}$.

5- Réalisation pratique: a-Blindage

On va enfermer tous les étages des systèmes, émetteur et récepteur dans des boîtiers en cuivre, et cela pour une protection contre les parasites extérieurs.

En effet le blindage est fait pour les étages afin de bloquer les champs électromagnétiques, qui peuvent induire des tensions de réactions d'un étage vers l'autre, ce qui crée des oscillations indésirables.

C'est surtout l'utilisation des inductances qui a incité le blindage.

b- Réalisation du circuit imprimé:

Le montage final a été réalisé sur un circuit imprimé à double face. les figures (5-b-1 et 5-b-2) montrent les deux faces

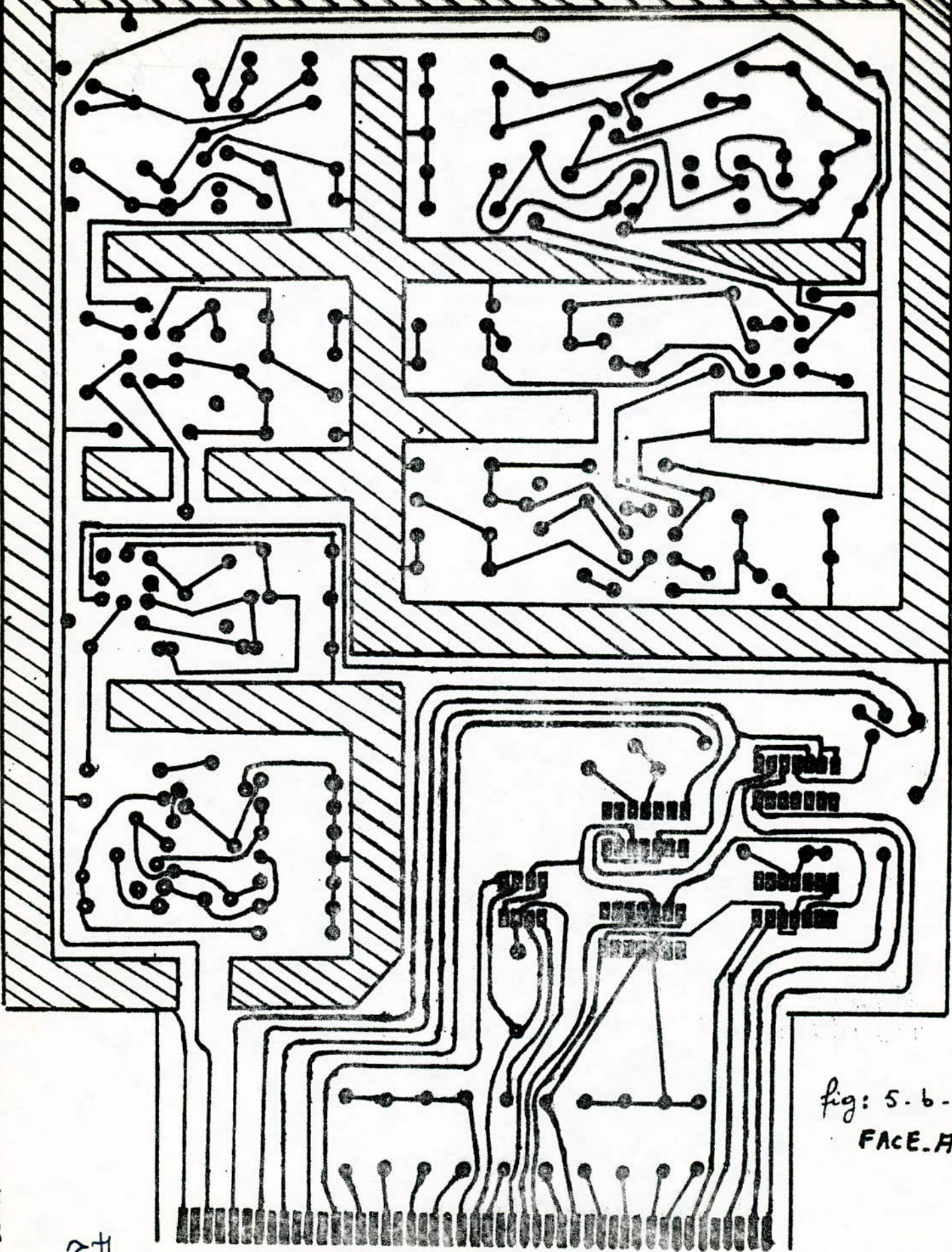


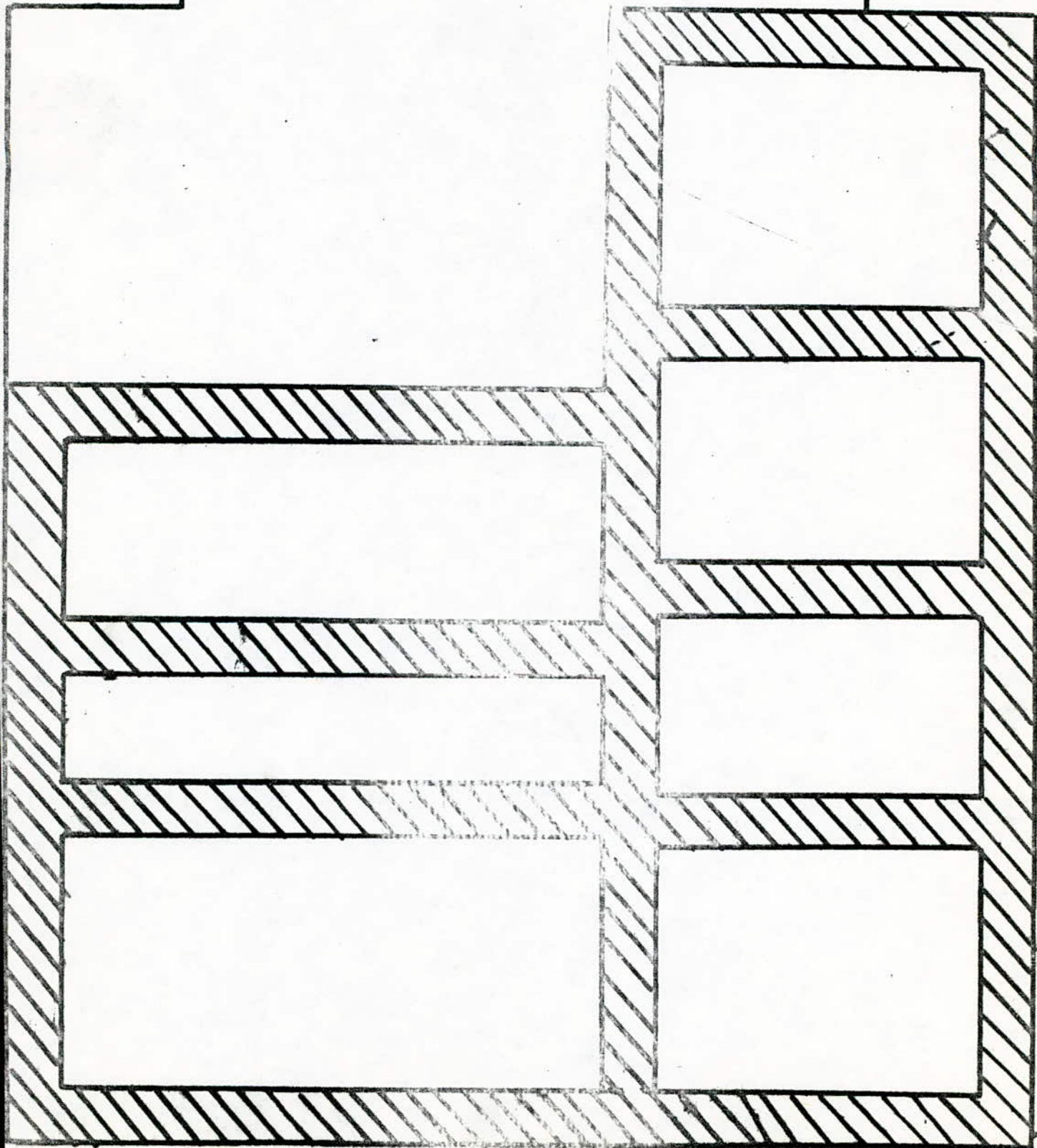
fig: 5-b-1
FACE A.

24

FACE: B

Fig: 5-b-8

43



CHAP IV

APPLICATIONS DU
SPECTROMETRE R.M.N.

Applications du spectrometre R.M.N

1- Introduction

Depuis sa decouverte, la R.M.N a ete utilisee en methodes d'analyse biochimique, puis dernièrement en imagerie la R.M.N permet de :

- * preciser les grosses molecules pour etudier les reactions chimiques.
- * localiser les atomes legers et evaluer les champs internes.
- * identifier les groupements fonctionnels en chimie Organique.
- * Mesurer le champ magnetique avec une tres grande precision.
- * Mesurer la quantite d'eau qui se trouve dans un echantillon donne (en Agriculture)

Les domaines d'applications de la R.M.N ne se limitent pas jusqu'ici, ils ne font que croitre avec le progres scientifique et technique.

Dans ce chapitre nous allons expliquer le procede utilise pour la mesure des temps de relaxation. qui font l'application directe du spectrometre R.M.N, et montrer comment passer du signal R.M.N a l'image par des methodes recemment mise au point.

2- Mesure des temps de relaxation

Les méthodes de mesure reposent sur le mouvement transitoire du système de spin sous l'action des pulses d'excitation RF. Comme nous l'avons vu auparavant à l'équilibre le vecteur aimantation \vec{M} est parallèle au vecteur champ \vec{H}_0 , on part de cette position d'équilibre et on applique un champ magnétique \vec{H}_1 dirigé suivant l'axe Ox tournant à la vitesse $\omega_1 = \omega_0 = -\delta H_0$ autour de \vec{H}_0 . La condition de résonance est satisfaite le vecteur aimantation va précessionner autour de \vec{H}_1 dans le plan YOZ du repère tournant avec la vitesse $\omega_1 = -\delta H_1$ (voir la figure

1-1). Si la durée de l'impulsion est t_1 tel que $\omega_1 t_1 = \frac{\pi}{2}$, \vec{M} viendra s'aligner sur OY et l'impulsion est dite impulsion $\frac{\pi}{2}$, si la durée de l'impulsion est t_2 tel que $\omega_1 t_2 = \pi$, \vec{M}_0 va tourner dans le plan YOZ d'un angle π , on parlera alors d'impulsion π .

Plusieurs méthodes sont utilisées pour la mesure des temps de relaxations, et avant de les décrire on va parler du phénomène dit écho de spin qui sera utilisé dans ces mesures.

a- Echo de spin

C'est un phénomène conséquent à l'inhomogénéité du champ directeur \vec{H}_0 lors de la précession libre de l'aimantation du noyau. En effet après une impulsion $\frac{\pi}{2}$ et sous l'effet de l'inhomogénéité du champ \vec{H}_0 les moments magnétiques des spins situés dans différents endroits de l'échantillon vont précessionner autour de \vec{H}_0 avec des vitesses différentes légèrement, et il se produit une dispersion

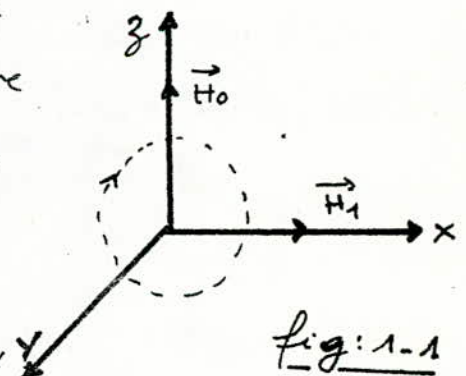


fig: 1-1

de spins qui sera total au bout d'un temps de dépendant du degré d'inhomogénéité de \vec{H}_0

si on applique après un certain temps τ très supérieur à t_1 , une impulsion π (voir fig: a-1, a-2) on remarque que les vitesses angulaires des spins changent de sens

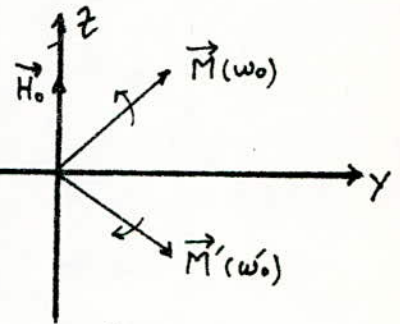


Fig: a-1

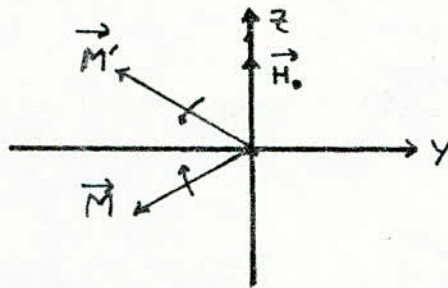
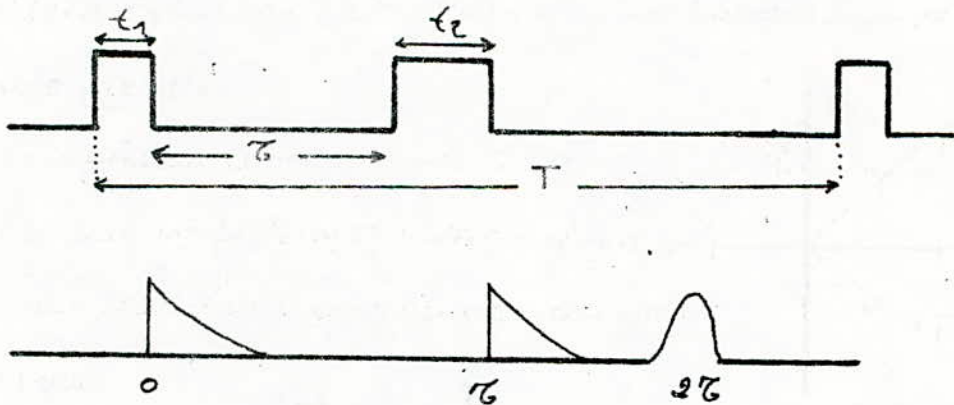


Fig: a-2 après une impulsion π

si on suppose que les vitesses restent constantes dans le temps, les moments élémentaires se retrouvent en phase à l'instant 2τ ; c'est le phénomène d'écho de spin nucléaire



signal induit détecté par la bobine - echo de spin.

Remarque: T doit être supérieur à 2τ de façon à ne pas gêner l'établissement de l'écho de spin.

b - Mesure du temps de relaxation T_2 :

Si on applique une impulsion $\pi/2$ à l'aimantation d'équilibre, le mouvement de précession libre induit une variation de la composante transversale de l'aimantation tel que: $M_T = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} \cos \omega t$

L'aimantation M_T induit un signal dans une bobine (placée perpendiculairement à H_0), à la sortie du détecteur d'enveloppe, on mesurera un signal proportionnel à $M_0 e^{-t/T_2}$. En calculant la constante de temps de cette courbe, on peut deduire la valeur de T_2 . En réalité celui-ci sera très perturbé du fait des interactions entre les spins et la bobine de réception, Pour remédier à ce problème, on utilise la technique d'écho de spins. Une séquence d'impulsion $\pi/2 - \tau - \pi$ produirait un écho, aux temps 2τ conformément à ce qui a été dit précédemment à l'instant $t = T$, une nouvelle séquence provoque un deuxième écho à $t = T + 2\tau$ et ainsi de suite. On voit (figure b.1) que l'amplitude de ces échos vont décroître de façon exponentielle. Cette variation dépend du temps T_2 car elle est due aux interactions spins-spins. finalement, la mesure de la constante de temps de la courbe de résonance recueilli sur l'oscilloscope fournit le temps de relaxation spin-spin T_2 .

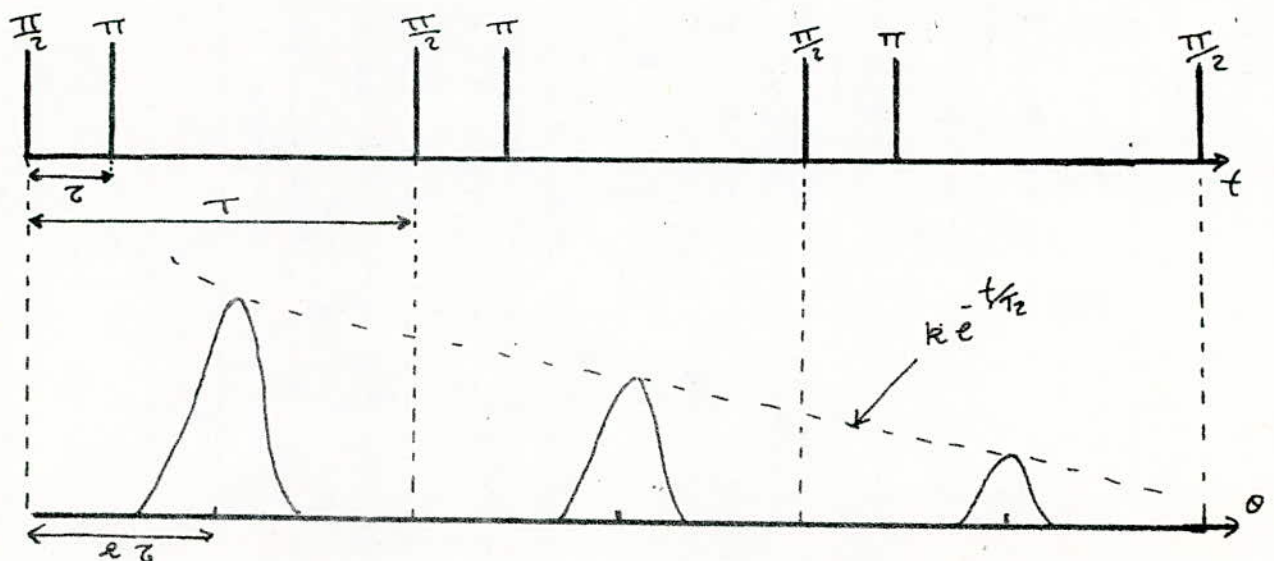


Fig : b.1 - séquence $\pi/2 - \tau - \pi$ et écho de spin nucléaire

C - Mesure du temps de relaxation T_2

On utilise la séquence périodique d'impulsion $\pi/2$ de période T .

À l'origine, le vecteur M est à l'équilibre tel que $M_x = M_y = 0, M_z = M_0$
 une première impulsion $\pi/2$ ramène l'aimantation M_0 sur l'axe OY
 à la fin de cette impulsion le mouvement de précession libre amorcé
 autour de Oz , aura la variation :

$$M_z = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad M_x = M_y = 0$$

Après un certain temps T , on aura une aimantation
 M dirigée suivant Oz tel que $M_z = M_{z1} = M_0(1 - e^{-\frac{T}{T_1}})$

avec $M_{z1} < M_0$. À cet instant la 2^{ème} impulsion amène le vecteur M_{z1}
 sur l'axe OY : on aura : $M_y = M_{z1} = M_0(1 - e^{-\frac{T}{T_1}}), M_x = M_z = 0$

Le retour à l'équilibre de l'aimantation est

regi par la loi : $M_z = M_{z1}(1 - e^{-\frac{t}{T_1}})$

Une fois l'équilibre établi, la valeur de la composante
 longitudinale de l'aimantation sera :

$$M_z = M_{z1}(1 - e^{-\frac{T}{T_1}}) < M_{z1}, \quad M_{z2} = M_0(1 - e^{-\frac{T}{T_1}})^2$$

Ainsi pour l'impulsion d'ordre n , la valeur de

l'aimantation après le mouvement de précession libre est :

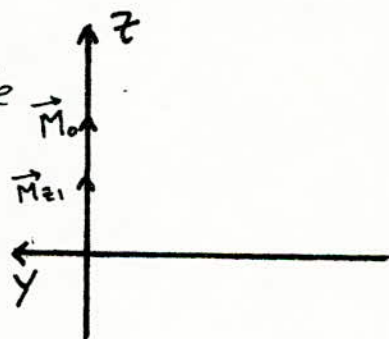
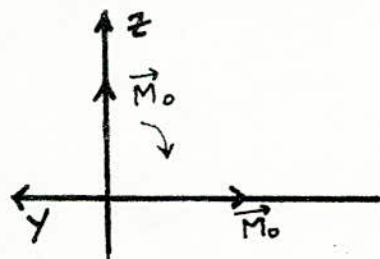
$$M_{zn} = M_0(1 - e^{-\frac{T}{T_1}})^n$$

On voit bien que cette quantité diminue à chaque nouvelle impulsion.

Dans notre cas la bobine réceptrice est placée de façon à recueillir le
 flux produit par la composante transversale M_T de l'aimantation
 globale : $M_T = M_{T0} e^{-\frac{t}{T_2}} \cos \omega t$

où M_{T0} est la valeur initiale de cette composante.

À chaque impulsion d'ordre $n+1$, l'amplitude initiale de M_T est
 exactement la valeur à l'équilibre de la composante M_z à la n ^{ème}



impulsion : $M_{T_0}(n+1) = M_{T_0}n = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^n$.

Le détecteur va visualiser sur l'oscilloscope l'enveloppe de la courbe précédente correspondant à la variation de M_T . On fixe sur l'oscilloscope, 2 impulsions consécutives d'ordre n et $n+1$. Soient $M_{T_0}(n)$ et $M_{T_0}(n+1)$ les amplitudes initiales de la précession, après ces impulsions

on a : $M_{T_0}(n+1) = M_{T_0}(n) (1 - e^{-\frac{T}{T_1}})$

c'est à dire $M_{T_0}(n+1) - M_{T_0}(n) = -M_{T_0}(n) e^{-\frac{T}{T_1}}$

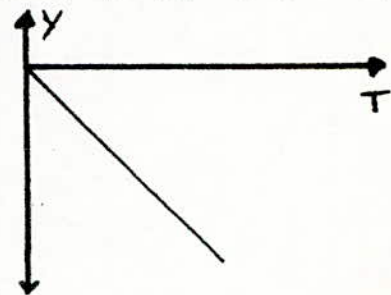
d'où $M_{T_0}(n) - M_{T_0}(n+1) = M_{T_0}(n) e^{-\frac{T}{T_1}}$

En prenant le logarithme népérien on aura :

$$y = \ln \frac{M_{T_0}(n) - M_{T_0}(n+1)}{M_{T_0}(n)} = -\frac{T}{T_1}$$

La variation de cette quantité y en fonction de T sera donc une droite

Il suffirait donc de mesurer les valeurs initiales $M_{T_0}(n)$ et $M_{T_0}(n+1)$ de deux impulsions données pour plusieurs valeurs de la période T . On trace ensuite un graphique représentant en ordonnées



y et en abscisses la période T de la séquence d'impulsion $\frac{T}{2}$. Le temps de relaxation T_1 sera égale à $-\frac{1}{\alpha}$ où α est la pente de la droite tracée.

3- L'imagerie Par RMN en Médecine

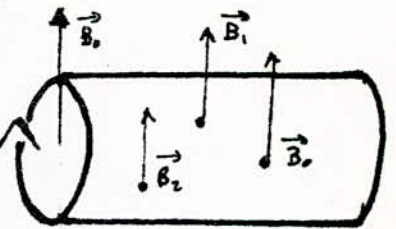
Parmi les applications diverses de la RMN ; l'imagerie en Médecine qui nous pouvons le dire, présente des avantages, de rapidité de précision et une grande protection du corps humain contre les radiations.

Après avoir reconnu et quantifié le signal, il va suffire de le localiser pour permettre la formation de l'image. Plusieurs méthodes sont utilisées dans le domaine, lorsqu'on analyse par RMN un volume soumis au champ \vec{B}_0 , tous les spins résonnent à la même fréquence de Larmor et le signal global est la superposition de tous les signaux émis par chacun des noyaux, Comme les noyaux ne se distinguent pas les uns des autres il n'y a pas d'image. Il est donc nécessaire de singulariser chaque signal et le mettre en évidence.

a- Méthodes d'imagerie

a-1- Méthode du point sensible :

Le volume examiné est soumis au champ B_0 , la fréquence de résonance étant proportionnelle à ce champ, l'onde RF pourra exciter la résonance de tel ou tel point (Proton) ou un point (sensible) du volume examiné, si, en ce point le champ possède la valeur de résonance B_0 et ailleurs une valeur différente, lorsque ces points se répartissent dans un plan, il est possible de fournir une image de ce plan sur un écran de visualisation



a-2- Méthode du codage par dispersion :

Cette méthode donne des images en un temps très bref (inférieur à 2 minutes). Dans cette méthode, on fait correspondre à chaque point une fréquence de résonance du proton bien déterminée, en utilisant un champ magnétique dont la valeur dépend de la position du point dans l'objet. Ainsi l'onde RF n'est plus à la fréquence de résonance (monochromatique) mais balaye une gamme de fréquence chacune d'elle fait résonner tous les protons. L'onde de résonance est analysée par la transformée de Fourier afin d'obtenir le spectre de fréquence de l'objet; donc chaque composante du spectre possède une fréquence qui définit la position du point à l'intérieur de l'objet et une amplitude qui dépend des caractéristiques physico-chimiques des protons situés en ce point (densité et temps de relaxation T_1 et T_2). Il existe une correspondance entre la fréquence du signal RMN et la distribution spatiale des protons, qui permet de construire une image de l'objet. La méthode est très complexe et nécessite des moyens de calcul très performants. En pratique on limite le codage à un motif de l'objet (ligne, plan, volume) et par répétition de ce motif selon diverses directions de l'espace on construit l'image de

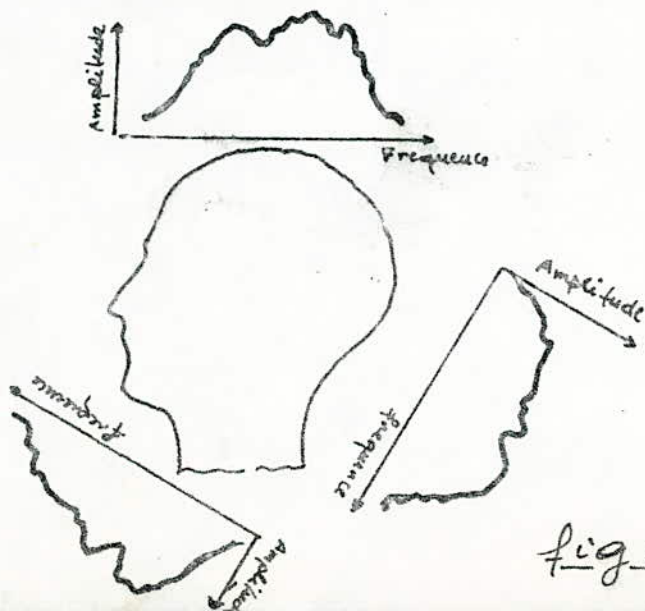


fig: a-2-1-

la totalité de l'objet (voir fig: a-2-1)

Plusieurs méthodes ont été élaborées, soit pour améliorer la qualité de l'image, soit pour augmenter la vitesse de formation de celle-ci, on peut citer notamment: méthodes de projections avec reconstitution d'image, méthode d'irradiation sélective, la méthode "MSP" ("Multiple sensitive point")... Les images sont visualisées sur écrans de télévision en gris ou en couleur, et le contraste est obtenu en densité de spin et en temps de relaxations T_1 et T_2 suivant les méthodes.

Conclusion

Avec ce travail nous mettons fin à la réalisation du spectromètre R.M.N. à impulsions ; nous la mise au point de cet appareil répond aux critères imposés par le cahier de charge, puisqu'elle fait appel à des composants très performants tels que, le Quartz, le MOSFET, le CA3028A etc...

Cette étude nous a été très bénéfique du point de vue théorique qu'expérimentale, car elle nous a permis de renforcer nos connaissances, et de savoir concevoir un circuit imprimé.

L'expérience nous a permis de voir les problèmes que pose une réalisation pratique, surtout dans le domaine des H.F.

Bibliographie

FRAGAM: Les principes du magnétisme
nucleaire.

J. P. OEHMICHEN: Transistors à effet de champ

Texas Instrument: "The TTL Data Book"

Revue: Electronique application N° 30

Juin-Juillet 83

RCA: Linear Integrated Circuits

Aumiaux: Les amplificateur-operationnels
et leurs applications

Projets de Fin d'étude: "La résonance magnétique
nucleaire"; Juin 82, Janvier 83
Janvier 84, Juin 84.

Annexe : Connexion du connecteur
à 47 Broches utilisé dans le spectromètre

N° de broche

1	—	Vc1
2	—	K
4	—	P3
6	—	K
7	—	M
9	—	C2
10	—	C2
12	—	C2
14	—	C2
16	—	C2
17	—	P2
19	—	Vc1
21	—	M
23	—	P0
24	—	M
25	—	C1
27	—	C1
29	—	C1
31	—	C1
33	—	C1
35	—	M
37	—	P1
39	—	Vc1
41	—	M
43	—	Vc1
45	—	Vc2
47	—	M

Légende :

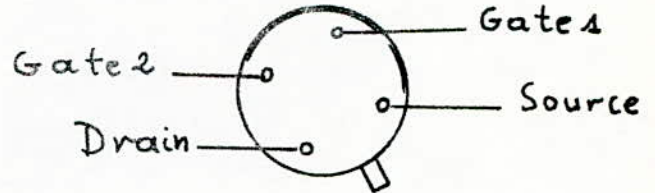
- P₁ : Potentiometre du
Monostable M₁, 47 K Ω ($\frac{\pi}{2}$)
- P₂ : Potentiometre du
Monostable M₂, 47 K Ω (π)
- P₀ : Potentiometre de la
Période T, 50 K Ω
- P₃ : Potentiometre du
Monostable M₃, 47 K Ω (π)
- C₁ : Commutateur 4 positions
Période T (gammes)
- C₂ : Commutateur 4 positions
Retard τ (gammes)
- Vc₁ : Alimentation +5V
- Vc₂ : Alimentation +12V
- M : Masse.
- K : Interrupteur 2 positions

Annexe :

Caracteristiques du transistor BF353 (MOS-FET)

Applications :

- * General VHF
- * VHF antenna Amplifier
- * VHF Mixer
- * $1/g_{11s} = 1M\Omega$
- * $NF = 3dB$
- * $\tau_{21s} = 12ms$



Electrical characteristics :

Drain source voltage	24V
Continuous Drain current	50 mA
gate 1 Forward current	± 10 mA
gate 2 Forward current	± 10 mA
Continuous Device Dissipation at $T \leq 25^\circ C$ ambient temperature	360 mW
Storage temperature Range	-65 to $175^\circ C$
Lead temperature 1,6mm from case to second	$300^\circ C$

