

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REpubLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

16/90

«0»

وزارة التعليم العالي
Ministère de l'Enseignement Supérieur

«★»

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

«0»

Département : ELECTRONIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

Projet de Fin d'Etudes

THEME

RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

ETUDE ET REALISATION D'UN SPECTROMETRE

R. M. N. A IMPULSION

Proposé par :

R. ZERGUI

Etudié par :

H. ADJEDAR

Dirigé par :

R. ZERGUI

PROMOTION SEPTEMBRE 1990

E.N.P. - 10, Avenue Hacén Badi - EL-HARRACH — ALGER

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

«0»

وزارة التعليم العالي
Ministère de l'Enseignement Supérieur

«★»

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

«0»

Département : ELECTRONIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

Projet de Fin d'Etudes

THEME

RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

ETUDE ET REALISATION D'UN SPECTROMETRE

R. M. N. A IMPULSION

Proposé par :

R. ZERGUI

Etudié par :

H. ADJEDAR

Dirigé par :

R. ZERGUI

PROMOTION SEPTEMBRE 1990

E.N.P. - 10, Avenue Hacén Badi - EL-HARRACH — ALGER

** REMERCIMENTS **



Au terme de ce modeste travail , j'exprime une profonde reconnaissance à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin par leur aide et support, tant physique que moral à l'élaboration de cet humble travail.

Ma profonde gratitude va plus particulièrement à mon promoteur : monsieur R-ZERGUI pour son aide et ses précieux conseils, qu'il n'a cessé de me prodiguer , ainsi qu'à monsieur R-PUVADA et monsieur MEKAOUI pour leurs conseils et suivi tout au long de mon travail.

Je remerci également l'ensemble des professeurs de L'E.N.P auxquels nous devons notre formation , ainsi que tous nos amis pour leur soutien moral constant.

* H-ADJEDAR *

SOMMAIRE

* CHAPITRE 1 : THEORIE SUR LA R.M.N

1^{er} Partie : Rappels

- 1) Le moment cinétique
- 2) Le moment magnétique
- 3) Le rapport gyromagnétique
- 4) Quantification des moments cinétique et magnétique
- 5) Le nombre quantique magnétique
- 6) Le nombre quantique de spin

2^{eme} Partie : Etude de la R.M.N.

- 1) Principes et différentes étapes de la R.M.N.
 - a) Noyau dans un champ magnétique externe (précéssion de LARMOR)
 - b) Effet d'un champ H_0 sur un échantillon de N atomes
 - c) Effet d'un champ H_1 sur un échantillon de N atomes
- 2) Phénomènes de relaxation
- 3) Temps de relaxation

3^{eme} Partie : Interprétation quantique de la R.M.N.

- 1) Introduction
- 2) modèle quantique
 - a) Effet d'un champ \vec{H}_0 sur un noyau
 - b) Effet d'un champ \vec{H}_0 sur un échantillon de N noyaux
 - c) Effet d'un champ \vec{H}_1 sur un échantillon de N noyaux

* CHAPITRE 2 : ETUDE GENERALE D'UN SPECTROMETRE R.M.N

- I) Introduction
- II) Synoptique général et principe de fonctionnement d'un spectromètre R.M.N.
 - 1) Synoptique
 - 2) Principe de fonctionnement
- III) Constitution d'un spectromètre R.M.N à impulsions
 - 1) L'électroaimant
 - 2) Le générateur d'impulsions
 - 3) L'émetteur R.M.N
 - 4) Le système récepteur
 - 5) Le système de visualisation

* CHAPITRE 3 : ETUDE ET REALISATION DU SYSTEME RECEPTEUR R.M.N A IMPULSIONS

- I) Introduction
- II) Synoptique d'un récepteur R.M.N

III) Fonctionnement électronique des différents étages

- 1) Etage préamplificateur
 - 2) Etage suiveur
 - 3) Etage amplificateur
 - 4) Etage de détection et de filtrage
- IV) Réalisation du système récepteur



△ CHAPITRE 4 : TEMPS DE RELAXATION

- I) Introduction
- II) mesure des temps de relaxation
 - 1) précession libre
 - 2) Echo de spins
 - 3) Mesure du temps de relaxation spin-réseau T_1
 - 4) Mesure du temps de relaxation spin-spin T_2
- III) Résultats expérimentaux

* CONCLUSION

* BIBLIOGRAPHIE

De nos jours, diverses branches de l'industrie ainsi que celles de la science font appel très souvent aux méthodes d'analyse structurale de la matière. Ainsi, à cause du degré de développement rapide de la technologie et du niveau actuel de la recherche scientifique, les besoins en information sur un corps ne font que s'accroître, ainsi on est amené à utiliser des méthodes d'analyse de plus en plus précises et surtout rapides.

Depuis les premières observations de signaux de résonance nucléaire à la fin de 1945, le magnétisme nucléaire s'est développé à un rythme, qui après quinze ans ne manifeste encore aucun signe de ralentissement.

Mis en évidence en 1946 par les professeurs F-BLOCH et E-PURCELL, le phénomène de R.M.N. (résonance magnétique nucléaire) est défini chimiquement comme soit, une théorie selon laquelle certaines molécules organiques ne peuvent être représentées que par un ensemble de structures différentes au moyen de la localisation des électrons.

Par delà, la première et la plus naturelle de ses applications, la mesure des moments nucléaires, le magnétisme nucléaire est devenu un outil majeur pour l'étude des propriétés les plus fines de la matière condensée.

Depuis sa mise en évidence en 1946, la R.M.N. est en passe de devenir l'un des instruments privilégiés des investigations scientifiques et plus particulièrement dans le domaine médical. En effet, dans ce domaine, l'imagerie par R.M.N. (I.R.M.N.), est présentée comme étant une autre façon de voir l'intérieur du corps humain pour en explorer les différents organes, en fournissant sans aucun risque pour le patient des images de grande qualité apportant une aide précieuse au diagnostic.

Sur le contenu de cet ouvrage, on peut faire les commentaires suivants:

Le but de ce travail consiste en l'étude et la réalisation du système récepteur d'un dispositif expérimental dit: SPECTROMETRE R.M.N. à IMPULSIONS, ce dernier permet la mesure des temps de relaxation.

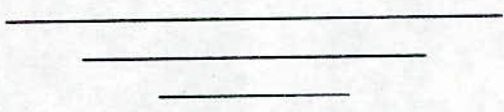
En premier lieu, dans le premier chapitre j'ai visé à faire une sorte d'introduction au phénomène de la R.M.N., en exposant les théories générales de la R.M.N. du point de vue de la mécanique classique et celle de la physique quantique.

Par ailleurs une description générale du spectromètre R.M.N. a été l'objet du chapitre deux. On y trouvera une

présentation sommaire du dispositif. Le récepteur R.M.N. est un étage important, il m'a été proposé, ainsi que son étude et sa réalisation pratique, le chapitre trois est consacré à son étude.

D'autre part, le dernier chapitre: chapitre quatre à été consacré à définir les temps de relaxations; ainsi que quelques méthodes utilisées en spectrométrie pour mesurer ces temps de relaxation .

Enfin j'ai cloturé mon travail par une conclusion tirée dans le cadre de cette étude.



CHAPITRE I :

△ THEORIE SUR LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE △

CHAPITRE 1 : THEORIE SUR LA RMN

A) 1° PARTIE: RAPPELS:

1) le moment cinétique :

soit un système de points matériels en mouvement, pour ce système, on définit un vecteur moment cinétique par:

$$\vec{\sigma} = \sum_n \vec{r}_n \wedge m_n \cdot \vec{v}_n \quad (I-1)$$

avec:

\vec{r}_n : c'est le rayon vecteur de chaque point matériel par-rapport à l'origine choisit.

m_n : masse de chaque point matériel.

\vec{v}_n : vecteur vitesse de chaque point matériel.

2) Le moment magnétique :

a) Notion classique du moment magnétique:

le vecteur moment magnétique \vec{M} caractérise un petit circuit électrique :(voire figure I-1):

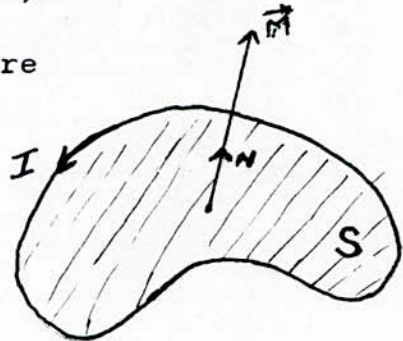
- la direction de \vec{M} est perpendiculaire au plan du circuit.
- son sens est tel que le courant I s'enroule autour de lui dans le sens trigonométrique.
- son module est donné par la relation:

$$\mu = \frac{1}{K} I.S.N$$

avec:

K: coefficient dependant des unités.

N: vecteur unitaire.



fig(I-1)

la connaissance du vecteur \vec{M} suffit a déterminer complètement, les interactions entre le petit circuit considéré et d'autres courants électriques qui sont assez éloignés de lui.

b) Généralisation pour un système de charges ponctuelles en mouvement:

L'atome se comporte comme un élément de courant nul ($\sum_n q_n v_n = 0$) ; et un développement limité au premier ordre

donne pour le champ magnétique produit à grande distance une expression identique à celle d'un petit circuit électrique de moment magnétique $\vec{\mu}$ à condition de poser:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{K} \sum_n \frac{1}{2} \vec{r}_n \wedge q_n \cdot \vec{v}_n \quad (I-2)$$

ou :

K : est une constante relative au système d'unités.

q_n : valeur de chaque charge ponctuelle.

\vec{v}_n : vitesse de chaque charge ponctuelle.

\vec{r}_n : distance entre la charge est l'origine choisie.

Rmarque:

Pour un système de charges ponctuelles en mouvement le module du vecteur moment magnétique est:

$$\mu = \frac{1}{K} \sum_n \frac{1}{2} r_n \cdot q_n v_n \quad (I-3)$$

3) Le rapport gyromagnétique:

pour un noyau de plusieurs protons, on remarque bien l'analogie des définitions du moment magnétique et du moment cinétique; puisque l'on passe de l'un à l'autre en remplaçant m par $1/2q$; comme on l'a vu déjà ci-dessus, on en déduit que les deux vecteurs moment magnétique ($\vec{\mu}$), et moment cinétique ($\vec{\sigma}$), se déduisent l'un de l'autre par simple multiplication par une constante γ :

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{\sigma} \quad \text{avec :} \quad \gamma = \frac{1}{K} \frac{q}{2m} \quad (I-4)$$

γ est le rapport gyromagnétique; il permet la prévision de nombreux phénomènes et a une importance fondamentale en physique atomique, il permet l'interprétation des phénomènes de résonance magnétique.

4) Quantification des moments magnétiques et cinétiques :

En mécanique quantique, et contrairement à la théorie classique, on démontre que la composante σ_z (composante selon l'axe OZ) du moment cinétique ne prend que certaines valeurs spécifiques dont les différences sont des multiples de la quantité :

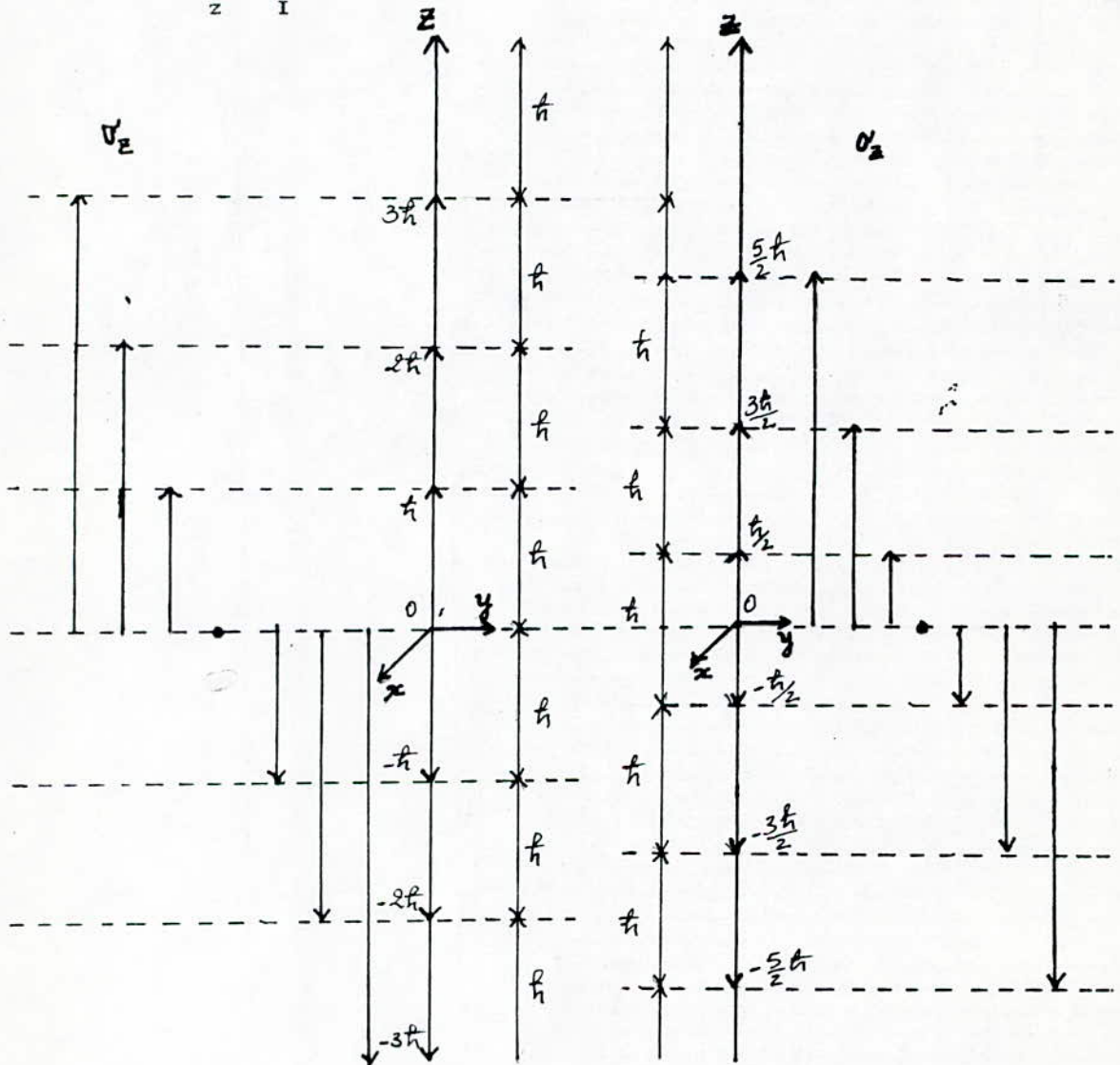
$$\hbar = h/2\pi \quad \text{avec :} \quad h: \text{cte de planck.}$$

D'autre part le vecteur moment magnétique $\vec{\mu}$ est proportionnel au vecteur moment cinétique $\vec{\sigma}$. La quantification spatiale des moments cinétiques entraine donc celles des moments magnétiques et réciproquement.

5) Le nombre quantique magnétique :

les valeurs observables de la composante σ_z du moment cinétique; diffèrent entre elles de la quantité \hbar ou d'un multiple de \hbar ($\hbar = h/2\pi$ avec h : cte de phase). D'autre part si une valeur est observable; la valeur opposée l'est aussi (voir fig I-2), on en déduit que les valeurs observables sont données par la formule suivante :

$$\sigma_z = m_l \cdot \hbar$$



(a) valeurs entières de α_z

(b) valeurs demi-entières de α_z

$m_l = \dots -3; -2; -1; 0; 1; 2; 3; \dots$

$m_l = \dots -3/2; -1/2; 1/2; 3/2; \dots$

fig(I-2) la loi de quantification spatiale

avec :

m_I : nombre entier ou demi-entier appelé nombre quantique magnétique.

6) Le nombre quantique de moment cinétique ou de spin :

Chaque noyau d'un atome particulier est caractérisé par une valeur maximum de la composante σ_z ; et donc une valeur maximum du nombre quantique m_I .

Le nombre quantique de spin désigné par I , représente cette valeur maximale du nombre quantique magnétique m_I correspondant à la valeur maximale de la composante σ_z du moment cinétique. Le nombre quantique de spin I est une caractéristique du noyau, il permet de déterminer les $2I+1$ valeurs observables de σ_z .

En effet, $-I < m_I < I$, et donc le nombre de valeurs observables de σ_z est égale à $2I+1$.

Inversement la connaissance du nombre de valeurs de σ_z permet de connaître le nombre quantique de spin I .

Remarque:

Dans le cas d'un nombre quantique de spin nul ($I=0$), le noyau ne présente pas de phénomène R-M-N.

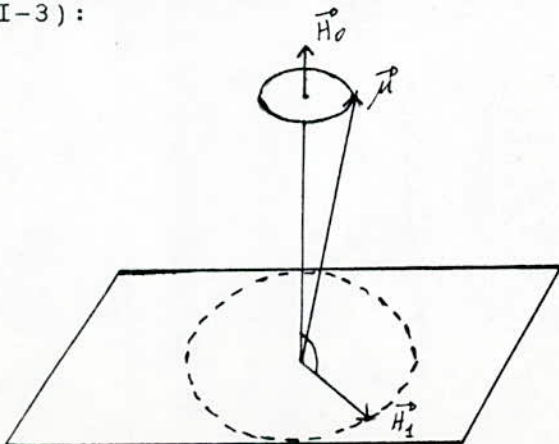
Attention:

on prendra garde à ne pas confondre le nombre quantique de spin I , avec le module $|I|$ du vecteur I .

B) 2^{ème} PARTIE : ETUDE DE LA RMN:

1) Principe de la RMN:

La R-M-N consiste à détecter la variation de l'aimantation des noyaux d'une substance sous l'action simultanée d'un champ \vec{H}_0 fixe et d'un champ radiofréquence \vec{H}_1 tournant autour de \vec{H}_0 dans un plan perpendiculaire (voir fig I-3):



fig(I-3) action des champs H_0 et H_1 en mécanique classique.

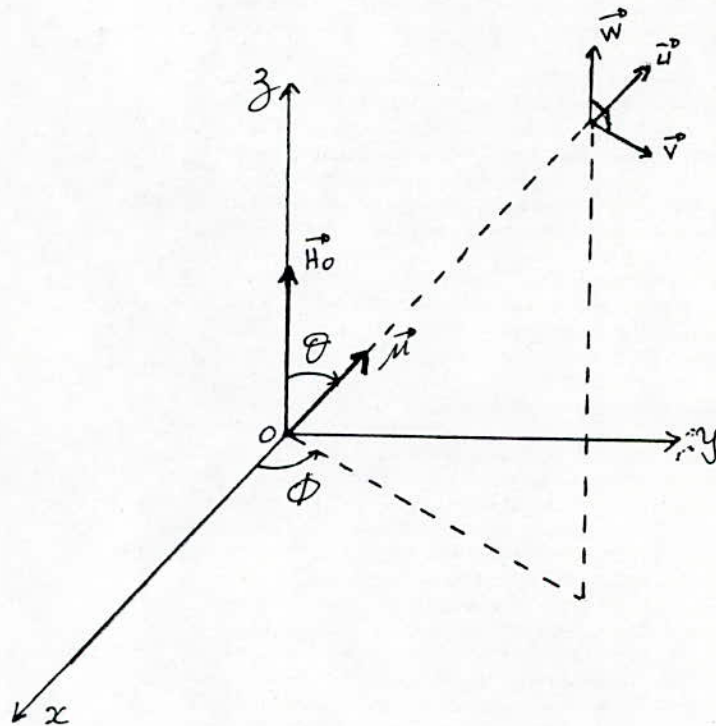
a) Noyau dans un champ magnétique:

*Procéssion de spin d'un proton:

Considérons la rotation d'un proton supposé de forme sphérique autour de lui même, l'axe de rotation est dirigé suivant une direction \vec{OU} (voir fig I-4).

puisque le proton a une masse, il existe donc un moment cinétique suivant \vec{OU} . D'autre part du fait de sa rotation autour de lui même, ce proton engendre un moment $\vec{\mu}$ magnétique puisque il est doué d'une charge électrique.

Appliquons au proton précédent un champ \vec{H}_0 suivant oz (voir fig I-4):



fig(I-4)

Le moment magnétique $\vec{\mu}$ sera soumis à un ensemble de forces dont le couple résultant est :

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{H}_0 \quad (I-5)$$

le théorème du moment cinétique donne :

$$\vec{\Gamma} = \frac{d\vec{\sigma}}{dt}$$

En utilisant l'expression du rapport gyromagnétique $\gamma = \mu/\sigma$, et les propriétés du produit vectoriel, on aura :

$$\vec{\Gamma} = \gamma \cdot \vec{\mu} \wedge \vec{H}_0 = \frac{d}{dt} (\gamma \cdot \vec{\sigma})$$

et en posant $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$; on aura :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\omega}_0 \wedge \vec{\mu} \quad (I-6)$$

c'est l'équation définissant le mouvement du vecteur \vec{OM} qui représente le moment magnétique. La cinématique montre que les composantes dans le système de coordonnées sphérique ayant pour origine O et pour axes les vecteurs \vec{u} ; \vec{v} ; \vec{w} ; sont :

$$\begin{cases} \vec{\mu} = (\mu ; 0 ; 0) \\ \frac{d\vec{\mu}}{dt} = (d\mu/dt ; \mu d\theta/dt ; \mu \sin\theta d\theta/dt) \\ \vec{H}_0 = (H_0 \cdot \cos\theta ; -H_0 \cdot \sin\theta ; 0) \end{cases}$$

le mouvement de OM sera défini par trois équations :

$$\begin{cases} d\mu/\gamma dt = 0 \\ \mu d\theta/\gamma dt = 0 \\ \mu \sin\theta \cdot d\theta/\gamma dt = -\mu H_0 \cdot \sin\theta \end{cases}$$

c'est à dire :

$$\begin{cases} d\mu/dt = d\theta/dt = 0 \\ d\theta/dt = -\gamma \cdot H_0 \end{cases}$$

Enfin :

$$\begin{cases} OM = \text{cte} \\ \theta = \text{cte} \\ \varphi = -\gamma H_0 t + \text{cte} \end{cases}$$

Il découle de la solution de l'équation différentielle (I-6) que le vecteur \vec{OM} décrit un mouvement circulaire, dans le plan normale à OZ appelé mouvement de précession de LARMOR. Le cercle est parcouru par le point M avec la vitesse angulaire en module :

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = -\gamma H_0 \quad (I-7)$$

avec : f_0 : fréquence de LARMOR.

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-à-d, son moment magnétique (voir fig I-5).

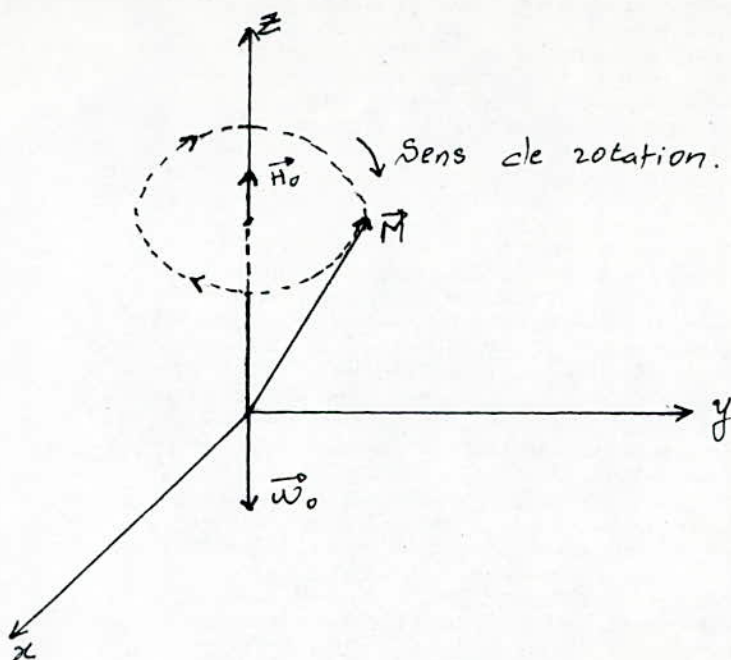


fig (I-5)

Le mouvement de rotation du point M, se fait dans le sens inverse du sens trigonométrique avec la vitesse angulaire $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$.

Remarque:

la relation (I-6) peut être généralisée à un grand nombre de noyaux simplement en utilisant le vecteur aimantation globale \vec{M} , obtenu par sommation vectorielle des moments magnétiques de chacun des noyaux :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\omega}_0 \wedge \vec{M} \quad (I-8)$$

b) Effet d'un champ \vec{H}_0 sur un échantillon de N atomes:

Pour le modèle classique, le moment \vec{M} est la somme des moments élémentaires des noyaux composant l'échantillon. Le vecteur \vec{M} étant la somme d'un grand nombre de moments répartis de façon aléatoire autour de \vec{H}_0 . La direction de \vec{M} est alignée sur \vec{H}_0 à l'équilibre. Si \vec{M} est écarté de sa position d'équilibre, il précédera à la vitesse $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ décrivant un cône d'axe \vec{H}_0 .

c) Action d'un champ \vec{H}_1 tournant :

Plaçant un volume de matière constitué d'un échantillon de N atomes, dans le champ \vec{H}_0 , et soumettant cet échantillon d'atomes à un autre champ \vec{H}_1 , tournant autour de \vec{H}_0 et qui lui

est perpendiculaire, avec une vitesse angulaire $\vec{\omega}$, qui suivant les cas pourra être différente ou égale à $\vec{\omega}_0$.

Si $\vec{\sigma}$ est la résultante des moments cinétiques des N noyaux, le théorème du moment cinétique s'écrit ; en tenant compte des champs \vec{H}_0 et \vec{H}_1 :

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \vec{M} \wedge (\vec{H}_0 + \vec{H}_1)$$

et si en tiens compte de : $\vec{M} = \gamma \vec{\sigma}$; on aura :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \gamma (\vec{H}_0 + \vec{H}_1) \quad (I-9)$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = (\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M} \quad (I-10)$$

En utilisant le vecteur de LARMOR $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ et en introduisant par analogie le vecteur $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{H}_1$ en simplifie la solution du problème, en faisant sa description dans un repère où le champ \vec{H}_1 apparait fixe (trièdre $OX'Y'Z'$ ayant même axe OZ que le repère du laboratoire, mais dont l'axe OX' coïncide avec la direction et le sens du champ \vec{H}_1).

Par rapport au repère du laboratoire ce trièdre tourne à la vitesse angulaire $\vec{\omega}$ du champ \vec{H}_1 (fig I-6). En appliquant la formule de composition des vitesses à $d\vec{M}/dt$ et en distinguant sa variation absolue dans le repère du laboratoire et sa variation relative dans le trièdre tournant :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{oxyz} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{ox'y'z'} + \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{entraînement}$$

$$\vec{M} \wedge \gamma (\vec{H}_0 + \vec{H}_1) = (d\vec{M}/dt)_{ox'y'z'} + (\vec{\omega} \wedge \vec{M})$$

alors :

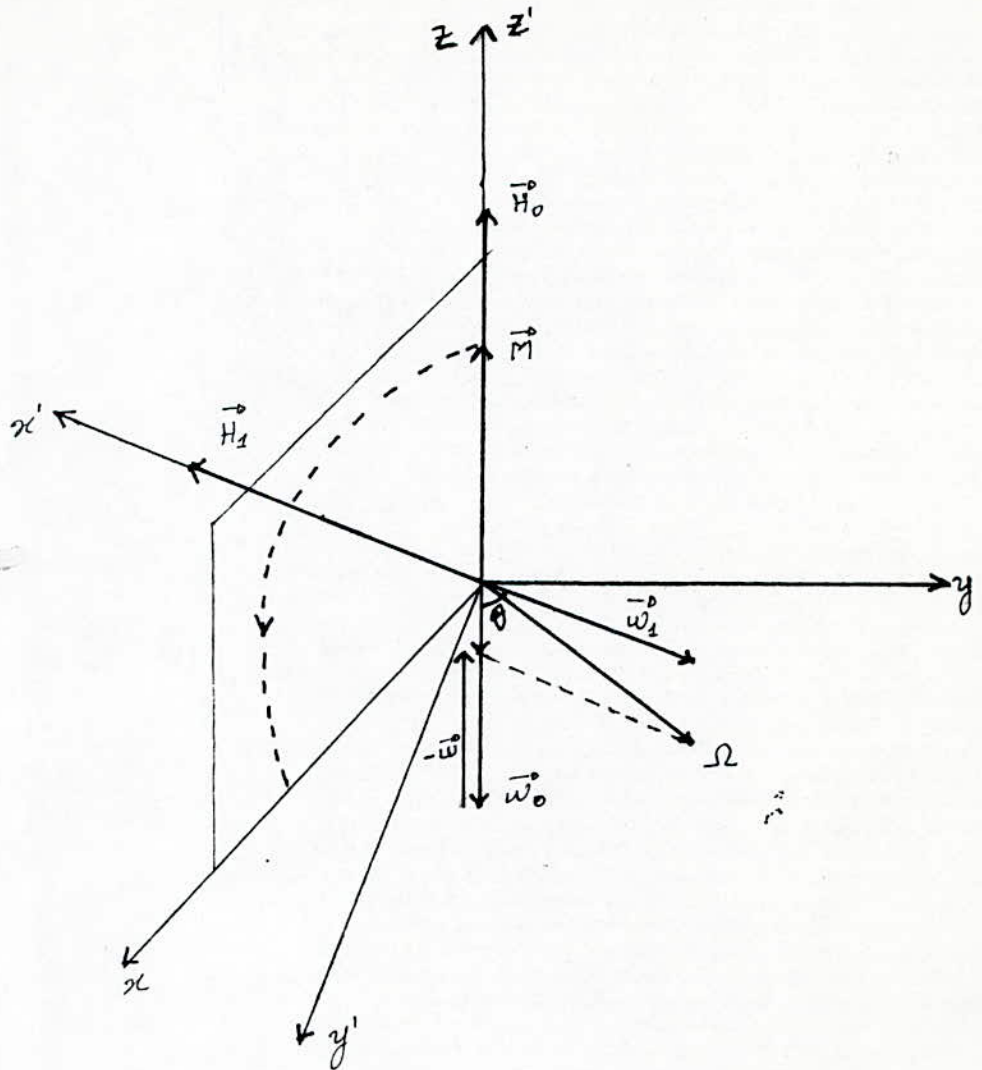
$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{ox'y'z'} = (\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}) \wedge \vec{M} \quad (I-11)$$

Soit $\delta\vec{\omega} = \vec{\omega} - \vec{\omega}_0$, l'écart entre la vitesse de rotation du champ \vec{H}_1 et la vitesse de précession du champ magnétique \vec{M} dans le champ \vec{H}_0 . A l'intérieur du trièdre tournant $\vec{\omega}_1$ est fixée et le moment \vec{M} effectue un mouvement de rotation dont le vecteur rotation est : $\vec{\omega}_1 - \delta\vec{\omega}$.

le module de ce vecteur vaut : $(w_1^2 + \delta w^2)^{1/2}$

l'angle θ qu'il fait avec OZ est :

$$\text{tg}\theta = -w_1 / \delta w$$



Fig(I-6) : Action de \vec{H}_0 et \vec{H}_1 sur le moment magnétique \vec{M}

Etudions la variation de θ en fonction des valeurs relatives de w et w_0 :

*si les vitesses w et w_0 sont très différentes :

$$|\delta w| = |w - w_0| \gg w_1$$

Tg θ est peut différente de 0. L'axe de rotation est presque confondu avec l'axe OZ et l'orientation du vecteur \vec{M} par-apport au champ fixe \vec{H}_0 ne change pas. Le champ \vec{H}_1 n'a pratiquement aucun effet sur le moment magnétique \vec{M} .

*Si w et w_0 sont très proches l'une de l'autre,
 $|\delta w| \ll w_1$

alors l'axe de rotation du moment \vec{M} fait un angle θ avec OZ , et son orientation par-rapport au champ \vec{H}_0 subit une variation

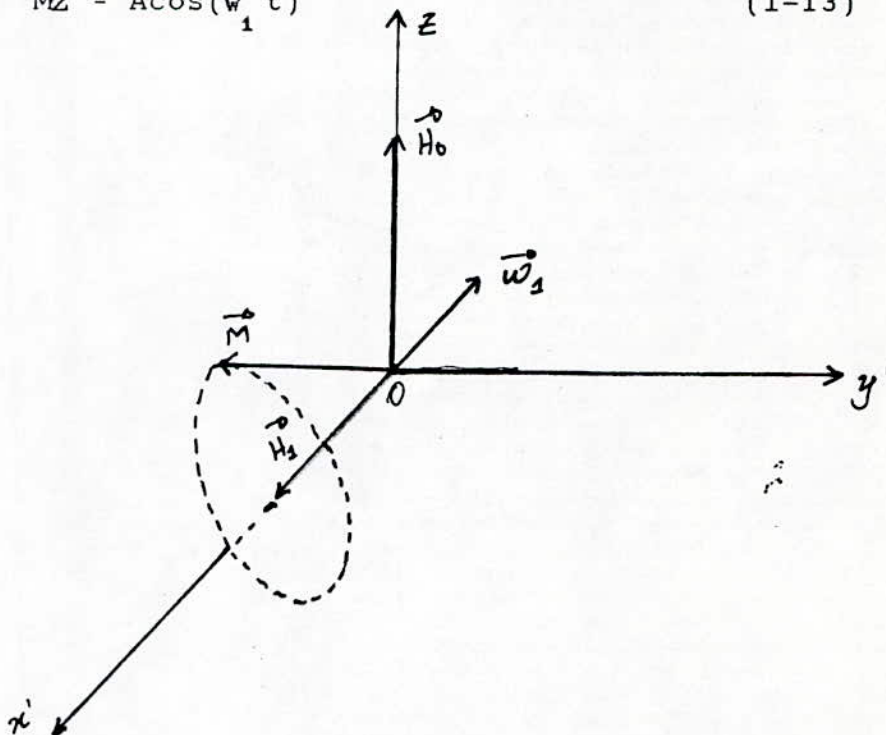
alternativre de pulsation : $(\omega_1^2 + \delta\omega^2)^{1/2}$

$$M_z = A \cos(\omega_1^2 + \delta\omega^2)^{1/2} \cdot t + B \quad (I-12)$$

(A et B sont des constantes).

*Si $\delta\omega = 0$, c-à-d $\omega = \omega_0$, alors le vecteur rotation se retrouve sur l'axe OZ et devient égale à la pulsation ω_1 et la variation de la composante M_z suit alors la loi du type :

$$M_z = A \cos(\omega_1 t) \quad (I-13)$$



Lorsque le champ \vec{H}_1 est appliqué pendant une demi-période ($T/2 = \pi/\omega_1$), le vecteur moment magnétique effectu un demi-tour autour de \vec{H}_1 et M_z change de signe (voir fig I-6). Au total, le champ \vec{H}_1 n'a d'action efficace sur le moment magnétique \vec{M} d'un ensemble de noyaux que si la pulsation de LARMOR : $\omega_0 = -\gamma H_0$; est très voisine de la vitesse angulaire de rotation du champ \vec{H}_1 .

Dans le cas ou $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0$, le champ \vec{H}_1 est capable de modifier l'orientation du moment \vec{M} par-rapport au champ \vec{H}_0 . On dit qu'il y'a résonance .

Remarque:

l'énergie d'interaction du noyau avec le champ fixe \vec{H}_0 est donnée par :

$$w_0 = -Mz \cdot H_0$$

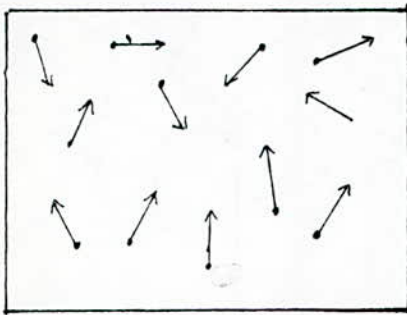
(I-14)

Cette énergie subit la même variation que la composante Mz . Si l'énergie du noyau s'accroît, on dit qu'il absorbe de l'énergie de l'onde électromagnétique à laquelle appartient le champ tournant \vec{H}_1 . Dans le cas où cette énergie diminue, l'onde électromagnétique, donc le milieu, reçoit cette énergie. On dit qu'il s'agit d'un phénomène d'émission induite.

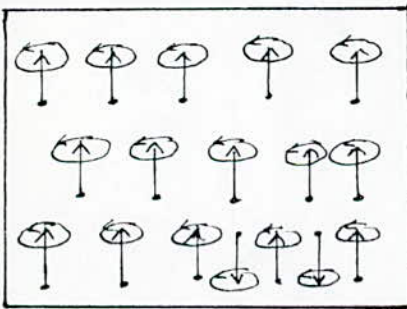
Plus généralement, chaque fois que les échanges d'énergie entre le système nucléaire et l'onde électromagnétique de milieu sont provoqués par l'action du champ magnétique de l'onde sur le moment magnétique de l'atome, on dira qu'il s'agit d'un phénomène de transition dipolaire magnétique. La RMN est un cas particulier de transition dipolaire magnétique.

d) Résumé :

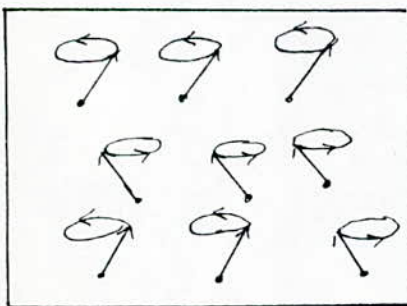
Le principe général et les différentes étapes de la RMN sont résumées par la fig (I-7):



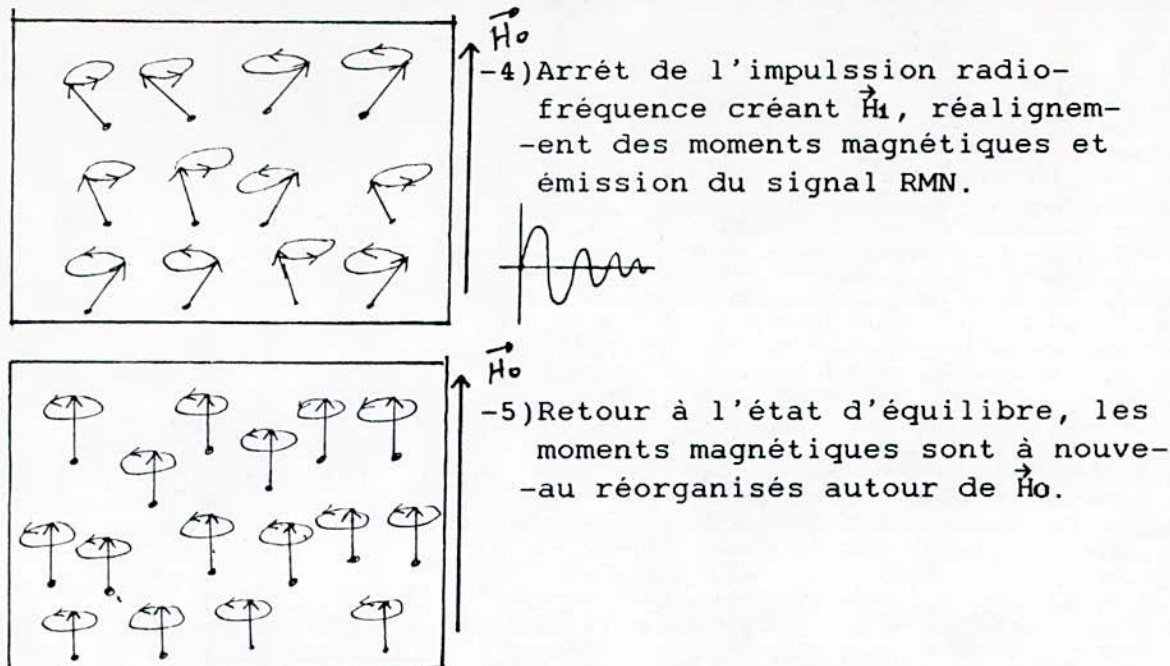
-1) Etat initial de l'échantillon: les moments magnétiques sont désorganisés par l'agitation thermique.



-2) Les moments magnétiques s'alignent sous l'application du champ \vec{H}_0



-3) L'application d'un champ magnétique tournant \vec{H}_1 crée un mouvement de rotation des moments magnétiques autour de la direction de \vec{H}_0



Fig(I-7)

2) Phénomènes de relaxation :

Comme déjà vu précédemment, l'application d'une onde électromagnétique de fréquence f_0 de LARMOR aura pour effet le basculement des moments magnétiques; des noyaux initialement alignés sur le champ uniforme \vec{H}_0 .

Après arrêt de l'onde qui a perturbée le système de spins et déplacée le moment magnétique \vec{M} , les noyaux tendent à retrouver la distribution de BOLTZMAN par relaxation. Le nouvel équilibre n'est pas obtenu instantanément mais se produit progressivement : On appelle phénomène de relaxation cette évolution progressive conduisant à un retour à l'équilibre initial.

3) Les temps de relaxation T_1 et T_2 :

Le retour à l'équilibre thermique est dû à un grand nombre d'interactions, soit entre les noyaux excités eux même, soit entre les noyaux excités et le reste de la matière .

Ces phénomènes sont régis par les lois du hasard et leur évolution temporelle peut être décrite par une loi exponentielle caractéristique des phénomènes aléatoires .

L'énergie réemise par les noyaux pendant leur retour à l'état d'équilibre n'est pas immédiatement détectée, sa propagation est retardée par :

a) Un noyau voisin qui l'absorbe et rebascule, c'est la relaxation spin-spin caractérisée par un temp de relaxation T_2 (c'est la relaxation transversale). Ce temp de relaxation

caractérise les interactions entre les divers spins de l'échantillon, il traduit la perte de cohérence de phase des spins après arrêt du champ \vec{H}_1 .

Dans le tiédre tournant ox'y'z', M_x et M_y , décroissent selon une loi exponentielle de constante de temp T_2 .

$$\frac{dM_x}{dt} = - \frac{M_x}{T_2} \quad (I-15)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = - \frac{M_y}{T_2} \quad (I-16)$$

b) Le réseau entier, c'est la relaxation spin-réseau (ou longitudinale) caractérisée par un temp de relaxation T_1 . c'est le temp correspondant au retour à l'état intial, par transfert d'énergie entre le système de spins et le milieu environnant appelé réseau.

Il caractérise le retour de M_z ; de la composante M_z du moment \vec{M} selon une loi exponentielle de constante de temp T_1 .

$$\frac{dM_z}{dt} = - \frac{M_z - M_{z0}}{T_1} \quad (I-17)$$

La mesure de ces deux temps de relaxation est importante en RMN, car leur connaissance nous renseigne sur le noyau et son environnement et constituent la base de la technique d'imagerie par RMN (I-R-M-N).

3^{eme} PARTIE : INTERPRETATION QUANTIQUE DE LA R-M-N :

1) Introduction :

D'après ce qu'on a vu précédament, l'énergie d'interaction entre un champ \vec{H}_0 et le moment magnétique d'un noyau est donnée par :

$$W = - \vec{M} \cdot \vec{H}_0 = - M_z H_0 \quad (I-18)$$

On a vu aussi que les valeurs de M_z sont quantifiées, on a :

$$W = -\gamma \cdot h \cdot m_I \cdot H_0 \quad (I-19)$$

avec : m_I : nombre quantique magnétique.

par conséquent, les valeurs de l'énergie magnétique sont aussi quantifiées, c-à-d que pour un champ magnétique \vec{H}_0 , on n'observe que certaines valeurs discrètes de l'énergie magnétique, déterminées par le nombre quantique m_I .

Considérons un atome (ou un échantillon d'atomes), dans

son état d'équilibre thermique, si E_0 représente l'énergie correspondant à l'état propre de l'atome (sans interaction extérieure), lorsqu'on applique le champ statique \vec{H}_0 , l'énergie du noyau devient :

$$E(m_I) = E_0 + W(m_I) \quad (I-20)$$

La valeur initiale de l'énergie E_0 se trouve aussi remplacée par plusieurs valeurs $W(m_I)$ voisines mais distinctes, correspondant chacun à une valeur déterminée de m_I , chaque sous niveau est appelé sous niveau ZEEMAN.

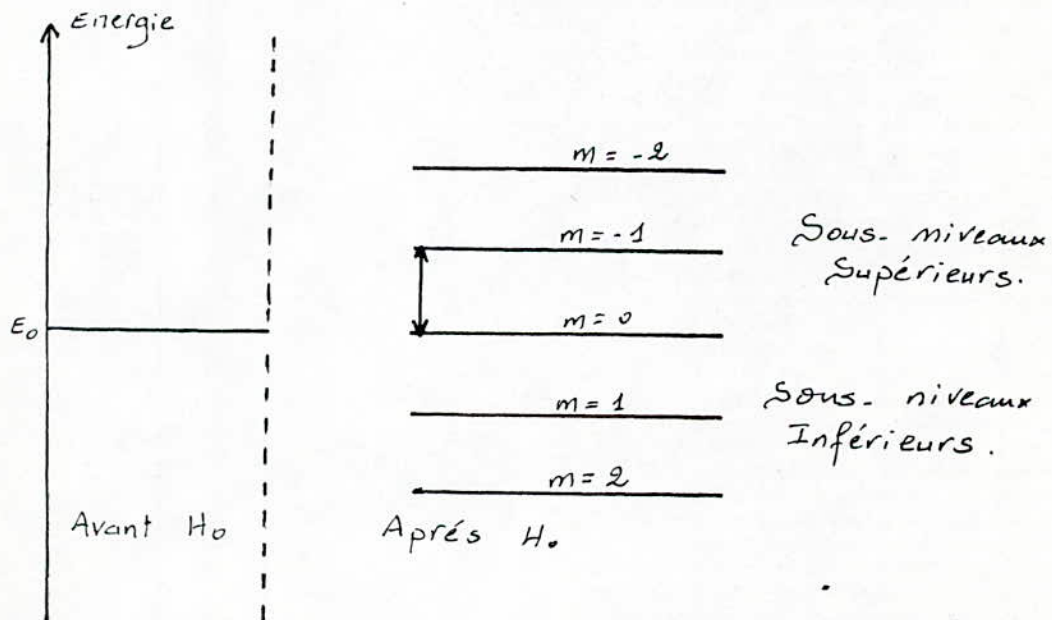
Un sous niveau Zeeman correspond donc à une orientation bien définie du noyau considéré, si on est dans le cas d'un échantillon d'atomes, le nombre de noyaux ayant même orientation (même nombre quantique m_I) s'appelle population du niveau correspondant.

Ces sous-niveaux ne possèdent pas des populations égales, les sous-niveaux inférieurs seront plus peuplés que les sous-niveaux supérieurs. le rapport des deux populations est donné par la relation statistique de BOLTZMAN :

$$\frac{N_+}{N_-} = \exp(\gamma \hbar H_0) = \exp(\Delta E / K.T) \quad (I-21)$$

avec :

- N_+ : population de sous niveau supérieur.
- N_- : population de sous niveau inférieur.
- γ : rapport gyromagnétique.
- K : cte de Boltzman.
- T : température absolue du milieu.
- h : cte de Planck.
- ΔE : écart d'énergie entre deux niveaux d'énergie.



fig(I-8) cas ou m est entier

l'écart entre deux sous-niveau Zeeman voisins est donné par la relation :

$$\Delta E = E(m_I + 1) - E(m_I) = -\gamma \hbar H_0 \quad (I-22)$$

On voit que cet écart est proportionnel à l'induction statique \vec{H}_0 . Le nombre de sous-niveau Zeeman correspondant au même niveau initial E_0 , est égale au nombre de valeurs possibles de m_I , c'est à dire $2I+1$ où I est le nombre quantique du moment cinétique correspondant au niveau initial d'énergie E_0 .

En appliquant le champ tournant \vec{H}_1 , et lorsque sa vitesse de rotation atteint la vitesse de précession ω_0 , il y'aura absorption d'énergie et transition des électrons des sous-niveau inférieurs vers les sous-niveau supérieurs de façon à égaliser les deux populations

Lorsque l'induction tournante \vec{H}_1 est interrompue, le système tendra vers son état initial d'équilibre par dépeuplement progressive des sous-niveau supérieurs suivant une loi exponentielle de constante de temp T_1 qui est appelée temp de relaxation spin-réseau.

2) Modèle quantique :

Le modèle quantique permet de mieux décrire le phénomène de RMN, ainsi que de comprendre plus ce phénomène à l'échelle de l'atome, à l'inverse du modèle classique qui permet d'écrire des équations plus simples à l'échelle macroscopique.

a) Effet d'un champ \vec{H}_0 sur un noyau:

Dans le cas, très fréquent, où le nombre de spin I vaut $1/2$, c-à-d dans le cas où il n'y a que deux sous-niveau Zeeman, un noyau placé dans un champ \vec{H}_0 à un moment magnétique $\vec{\mu}$ qui peut prendre deux orientations différentes, parallèle ou antiparallèle au champ \vec{H}_0 .

A chacune de ces orientations correspond un niveau d'énergie défini par le produit scalaire:

$$\vec{E} = - \vec{\mu} \cdot \vec{H}_0 \quad (I-23)$$

avec:

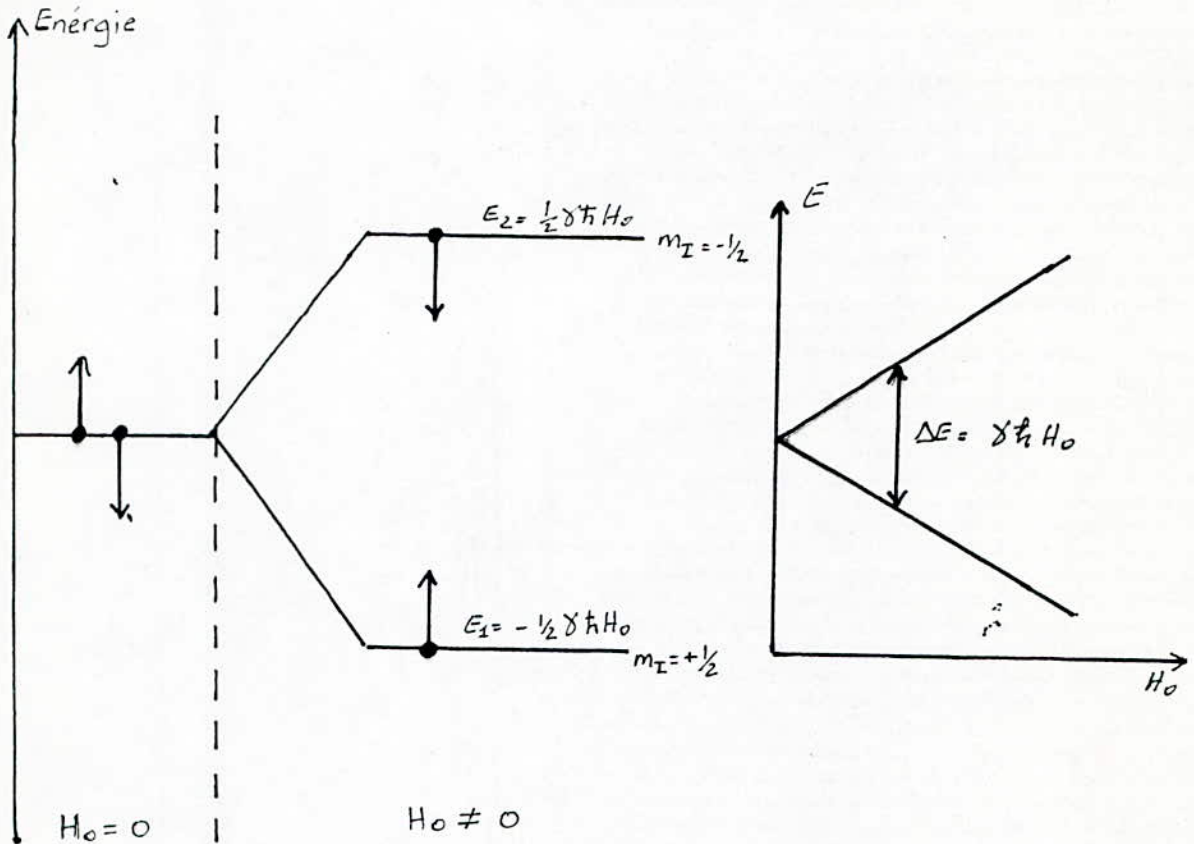
$$\vec{E} = - \vec{\mu} \cdot \vec{H}_0 \begin{cases} E_1 = - \mu_z \cdot H_0 \text{ (orientation parallèle)} \\ E_2 = + \mu_z \cdot H_0 \text{ (orientation anti-parallèle)} \end{cases}$$

soit:

$$\begin{cases} E_1 = -(\gamma \hbar H_0)/2 \\ E_2 = (\gamma \hbar H_0)/2 \end{cases}$$

L'écart entre les deux niveaux est proportionnel à \vec{H}_0 (voir fig I-9).

$$\Delta E = \gamma \hbar H_0 \quad (I-24)$$



fig(I-9) RMN en mécanique quantique

En fournissant une quantité d'énergie ΔE apportée par des ondes électromagnétiques de fréquence ω_0 , il est possible d'induire des transitions d'un niveau à un autre .

La transition du sous niveau $m = 1/2$ au sous-niveau $m = -1/2$ ne peut se faire que si l'onde électromagnétique \vec{I} fournit l'énergie nécessaire au réseau .On a absorption d'énergie par les noyaux .La transtion invérse fournit l'énergie à l'onde.

b) Effet d'un champ \vec{H}_0 sur un échantillon de N atomes:

Dans le cas d'un échantillon de N noyaux , la répartition des spins entre les deux niveaux d'énergie se fait conformément à la distribution de Boltzman, qui indique que

le nombre n_i de spins présents sur le niveau i est proportionnel à :

$$\exp(-E_i/Kt) \quad \text{avec: } K : \text{cte de Boltzman} \\ T : \text{température absolue}$$

Ce qui donne :

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp [-(E_1-E_2)/KT] = \exp[-(\Delta E)/KT] \quad (I-25)$$

Il y 'a donc plus de spins sur le niveau d'énergie le plus faible, et il en résulte un moment global \vec{M} , dont la projection M_z sur l'axe OZ est orientée selon \vec{H}_0 , et égale à :

$$M_z = (N_1 - N_2) \mu_z = (N_1 - N_2) \cdot \gamma \hbar \quad (I-26)$$

c) Effet d'un champ \vec{H}_1 radiofréquence:

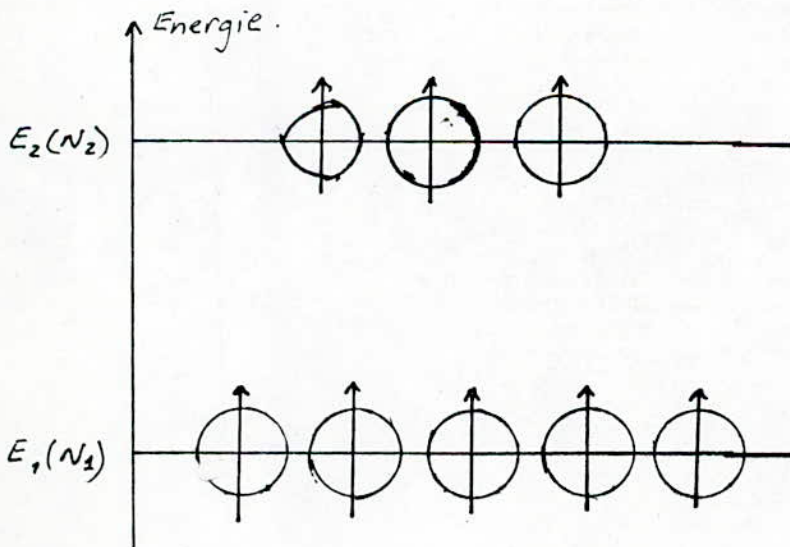
Le champ \vec{H}_1 radiofréquence, tourne dans un plan perpendiculaire au champ \vec{H}_0 avec une pulsation $\omega = 2\pi\nu$. Les photons dont l'énergie $h\nu$, exactement égale à l'écart ΔE entre les deux niveaux d'énergie des moments magnétiques sont capables d'induire des transitions, du niveau énergétique inférieur au niveau énergétique supérieur (voir fig I-10).

Dans ce cas :

$$h \nu_0 = \gamma \hbar H_0 \quad (I-27)$$

soit:

$$\nu_0 = \gamma H_0 / 2\pi \quad \text{ou ; } \omega_0 = \gamma H_0$$



fig(I-10) répartition entre spins parallèle et antiparallèle

Les transitions induites modifient les populations N_1 et N_2 des noyaux dans les états d'énergie E_1 et E_2 et donc la composante longitudinale:

$$M_z = (N_1 - N_2) \cdot \mu_z$$

alors: *) Si $N_1 = N_2 \Rightarrow M_z = 0$; on dit qu'il y'a saturation,
*) Si on inverse les populations, M_z est négatif et opposé à \vec{H}_0 .

CHAPITRE II :

△ ETUDE GENERALE D'UN SPECTROMETRE R.M.N △

I) INTRODUCTION:

La mise en évidence du phénomène de la RMN, doit être précédée d'une détection du signal RMN. Pour cela, on dispose de deux techniques différentes :

La première technique de spectrométrie dite en onde continue, consistant à obtenir un spectre d'absorption, en faisant varier la fréquence d'une façon continue à induction H_0 constante, est actuellement fortement concurrencée par la technique impulsionnelle.

C'est bien plus tard, en 1946 que cette deuxième méthode, basée sur le principe de l'action d'un champ électromagnétique crée par des impulsions radio-fréquence sur le moment magnétique d'un noyau, a été mise au point par BLOCH et PURCELL.

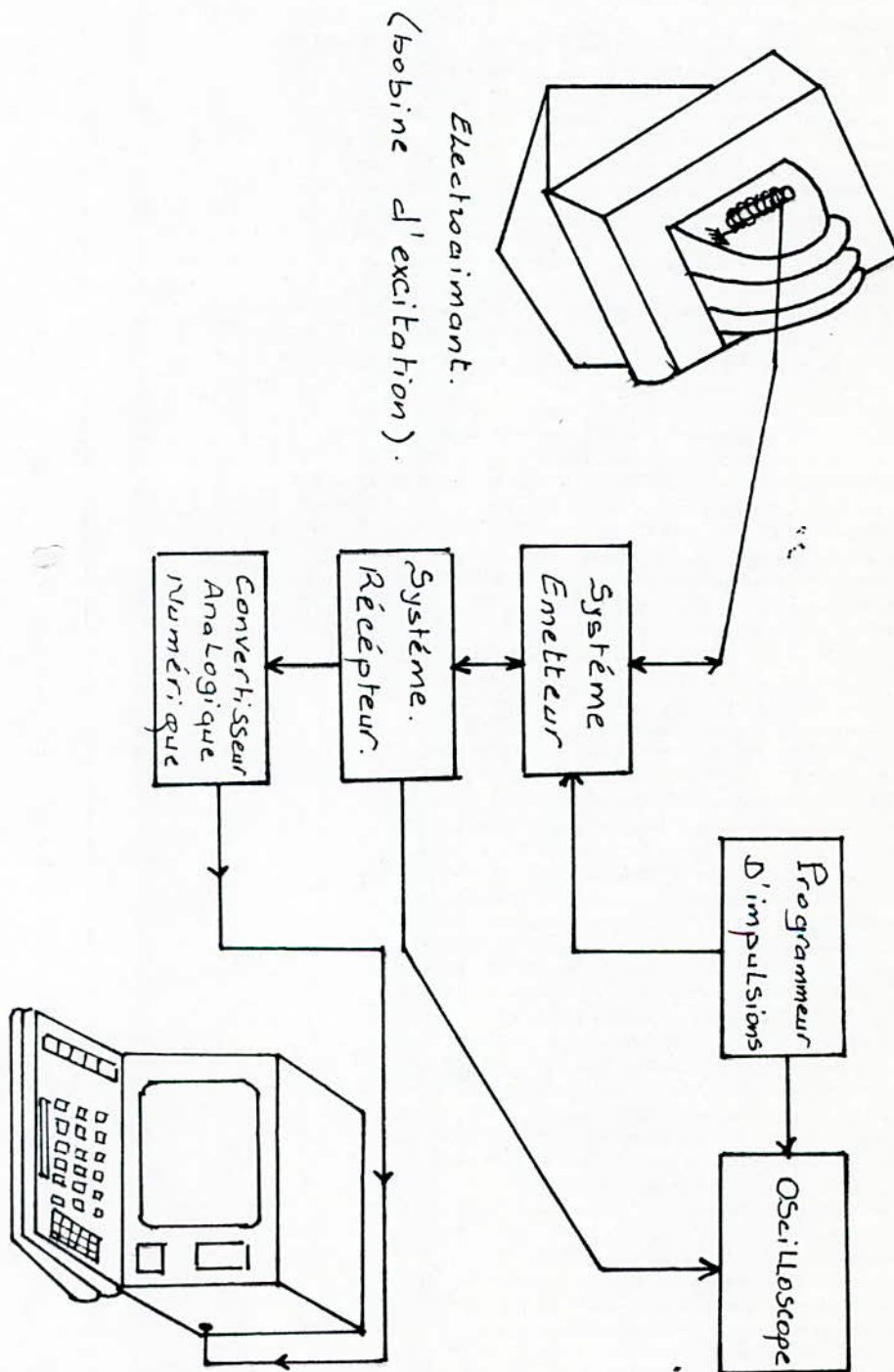
Un des avantages de la spectrométrie par impulsions et qu'elle permet l'accumulation des signaux de précession libre: les signaux propres du système étudié s'ajoutent de façon cohérente alors que les bruits de fond sont partiellement compensés. Le rapport du signal au bruit est ainsi multiplié par la racine carrée du nombre de signaux acquis.

dans ce qui suivra, notre étude s'intéressera à cette deuxième technique, car elle est à la base du spectromètre RMN qu'on étudiera.

le but pratique de la conception de cet appareil est de mettre en oeuvre les interactions d'un champ électromagnétique et d'un noyau; dans le but de recueillir le signal résultant, qui nous renseignera sur l'échantillon étudié.

II)SYNOPTIQUE GENERAL ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN SPECTROMETRE RMN:

1)Synoptique d'un spectromètre RMN:



fig(II-1) synoptique général du spectromètre RMN à impulsions

Le synoptique général d'un spectromètre RMN est représenté en figure(II-1).

Le spectromètre RMN est constitué :

- *)d'un électroaimant,
- *)d'un système émetteur,
- *)d'un système récepteur,
- *)d'un programmeur d'impulsions,
- *)d'un système de visualisation.

Dans ce qui suivra, on donnera le rôle de chacun des blocs, constituant le spectromètre RMN.

2) Principe de fonctionnement du spectromètre RMN:

L'échantillon à analyser est placé dans un tube à essai, qui est lui même entouré par une bobine excitatrice. L'ensemble est plongé dans champ magnétique \vec{H}_0 uniforme, qui régné entre les deux pôles de l'électroaimant.

Le programmeur d'impulsions est un étage capable de générer des séquences périodiques de une ou deux impulsions; de durée réglables. Ces impulsions commandent d'une part l'oscillateur contrôlé du système émetteur et servent à déclencher le système de balayage de l'oscilloscope, pour la synchronisation.

Le rôle du système émetteur pendant la durée "ON", et de produire des salves haute fréquence $\pi/2$ et π d'un signal sinusoïdal radiofréquence sous l'action des impulsions venant du programmeur d'impulsions. Ce signal radiofréquence est recueilli par la bobine excitatrice pour induire dans cette dernière un champ magnétique \vec{H}_1 pérenduculaire à \vec{H}_0 et tournant autour de ce dernier.

Pendant cette durée "ON", l'échantillon va être excité et son vecteur aimantation subit des fractions de rotation.

L'arrêt du signal radiofréquence s'accompagne de la disparition du champ \vec{H}_1 : c'est le début de la période "OFF", Le système émetteur ne délivre plus de signal radiofréquence, alors l'aimantation du réseau va revenir à sa position d'origine et d'après le phénomène de précession libre et en vertu de la loi de LENZ, ce mouvement va créer une force électromotrice induite dans la bobine d'excitation.

Le récepteur qui été saturé pendant la durée "ON", passe en fonctionnement normal dès le début de la période "OFF" et reçoit le signal issu de la bobine excitatrice, où il sera considérablement amplifié.

Après détection et filtrage, le signal RMN peut être

visualisé au moyen d'un oscilloscope, ou bien subir un traitement informatique après une conversion analogique-numérique des différentes valeurs du signal RMN.

le signal visualisé, à la forme d'une sinusoïde amortie, un réglage peut être effectué pour améliorer la forme du signal visualisé et ceci en ajustant la valeur du champ \vec{H}_0 et aussi la durée des impulsions radiofréquences.

III) CONSTITUTION DU SPECTROMETRE RMN A IMPULSIONS:

1) L'électroaimant-bobine excitatrice:

L'électroaimant sert à produire le champ uniforme \vec{H}_0 , qui est proportionnel au signal RMN recueilli au borne de la bobine d'excitation, de ce fait il est intéressant de travailler avec un champ \vec{H}_0 élevé, stable dans le temps et très homogène dans tout l'espace entourant l'échantillon.

En effet, la f-e-m induite est égale à :

$$e = W \varnothing_0 \quad (II-1)$$

où W est la fréquence du champ tournant \vec{H}_1 .

et: $\varnothing_0 = K M_0$ avec: M_0 : aimantation d'équilibre,
 K : facteur de proportionnalité.

D'autre part, la condition de résonance qui est:

$$W = W_0 = \gamma H_0$$

et la relation liant l'aimantation d'équilibre \vec{M}_0 , et le champ \vec{H}_0 qui est :

$$M_0 = X_0 H_0 \quad \text{avec:} \quad X_0: \text{suscéptibilité nucléaire statique, elle dépend du noyau}$$

font que la tension induite e est proportionnelle à H_0^2 :

$$e = A H_0^2 \quad \text{ou} \quad A = K \gamma X_0$$

avec:

- γ : rapport gyromagnétique;
- K : facteur de proportionnalité;
- X_0 : suscéptibilité nucléaire dépendant du noyau.

En conclusion la sensibilité de la méthode est d'autant plus grande que le champ magnétique \vec{H}_0 est plus intense. En plus le champ \vec{H}_0 doit être le plus possible homogène et stable. Ainsi en pratique, on utilise des électroaimants dont le diamètre des pièces polaires est compris entre 150mm et 250mm

avec un entre-fer compris entre 20mm et 25mm.

Pour assurer un bon parallélisme, les pièces polaires sont garnies de calotte ajustable, ce qui assure une bonne homogénéité spatiale du champ magnétique. Pour avoir une bonne stabilité dans le temps, et qui dépend de la régulation du courant alimentant les bobines de l'électroaimant, on utilise une alimentation stabilisée en courant pour empêcher une dérive dans le temps de l'intensité du champ \vec{H}_0 , comme nous procédant par un balayage en champ où la fréquence du champ tournant est gardée constante et l'intensité du champ statique \vec{H}_0 est variable, l'alimentation stabilisée doit pouvoir délivrer des courants allant jusqu'à 20A pour avoir des champs magnétiques de quelques Kilogauss allant jusqu'à une dizaine de Kilogauss.

La température de l'électroaimant est maintenue constante par un système de refroidissement.

Comme déjà mentionné ci-dessus la bobine est utilisée comme une sonde, elle reçoit pendant la durée "ON", les salves radiofréquences émises par l'émetteur, et crée le champ \vec{H}_1 pour exciter l'échantillon pendant la durée "OFF", elle recueille le signal induit et le véhicule vers le système récepteur.

En pratique, cette bobine est faite par un fil de diamètre de 0,5mm en 20 spires jointives de \emptyset 13mm.

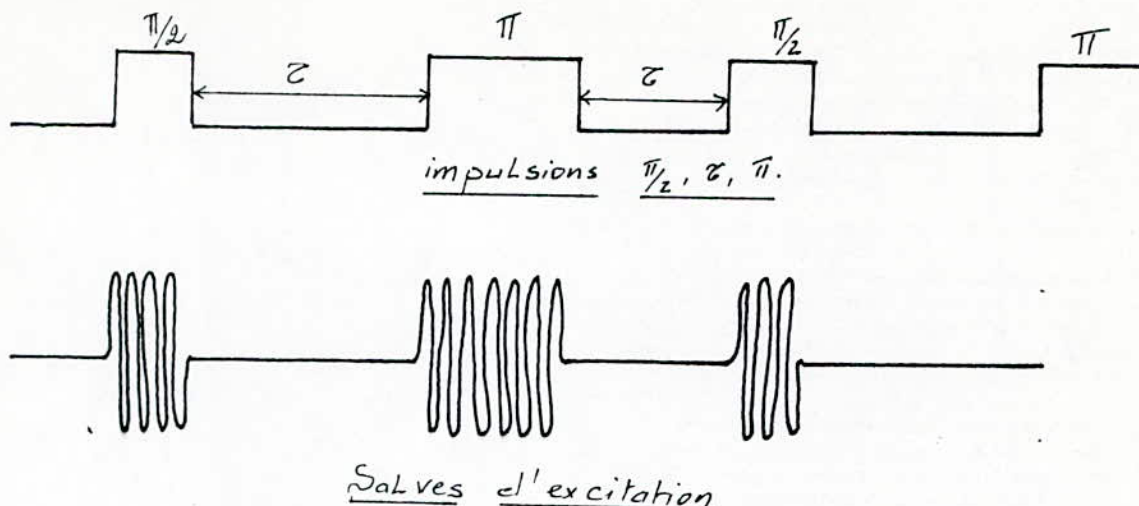
2) Le générateur d'impulsions:

a) rôle du générateur d'impulsions:

la fonction de base du générateur d'impulsions est de découper le signal radiofréquence en "salves" au rythme des impulsions qu'il génère (voir figure II-2). En plus le générateur d'impulsions permet la synchronisation de l'oscilloscope, et le C A N dans le cas d'une éventuelle acquisition et traitement par ordinateur.

Les salves d'excitation (donc des impulsions), diffèrent selon la méthode utilisée, et l'échantillon étudié par leur durée ($\pi/2$; π ; ... etc), par conséquent, le générateur d'impulsions doit être doté de la possibilité de réglage de:

- *) la durée des impulsions ($\pi/2$; π ;);
- *) la durée les séparant (τ ; 2τ ;)
- *) la durée de la séquence T.



fig(II-2) Salves d'excitation

b) Schéma synoptique: voir fig(II-3):

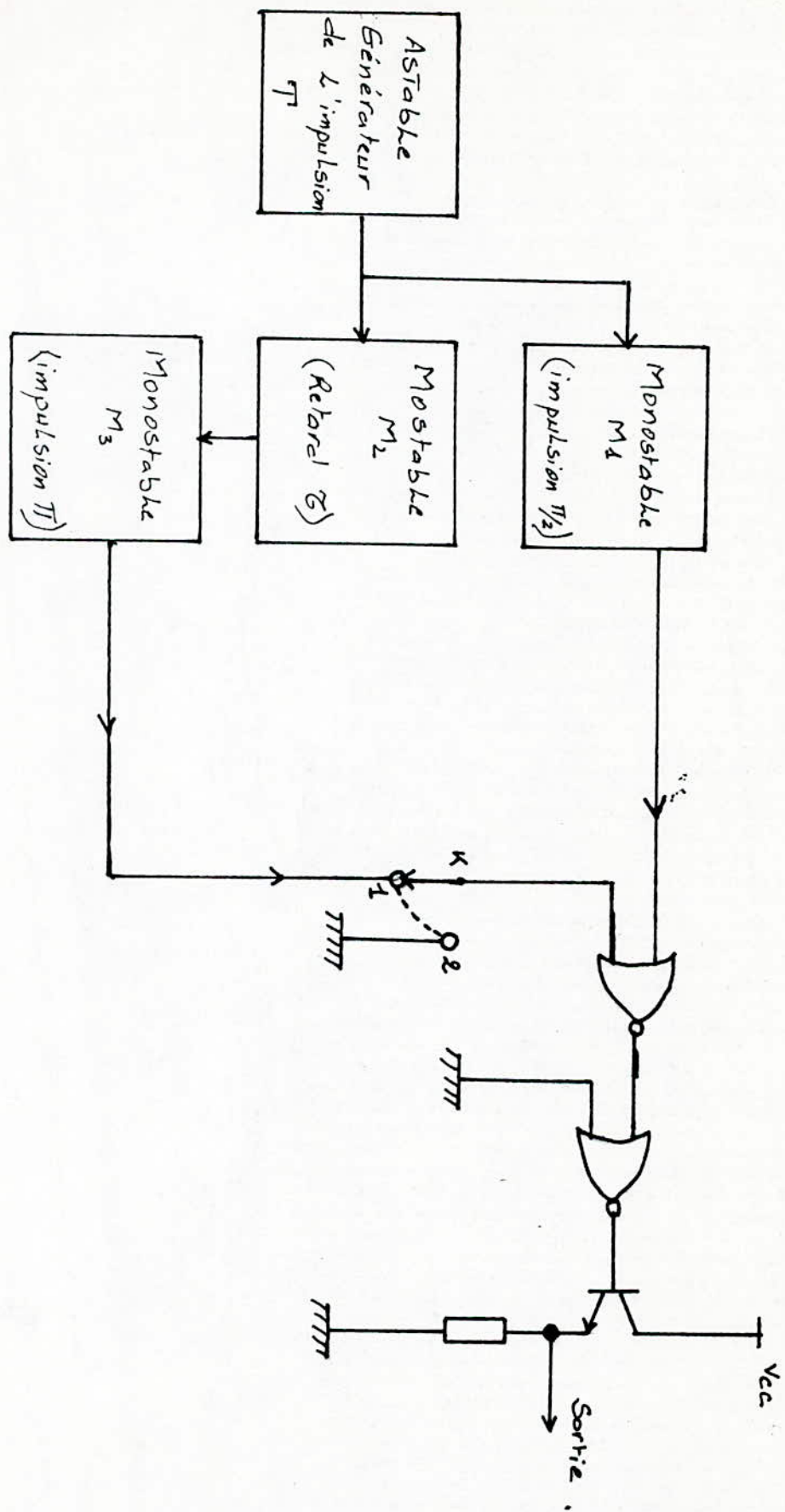
Le programmeur d'impulsions devant présenter quatre temps de durée réglables, on doit s'attendre déjà à trouver 4 étages distincts, et qui sont :

- 1) L'astable qui détermine la durée de la séquence d'impulsion T , c'est la source de déclenchement;
- 2) les monostables M_1 et M_2 qui génèrent respectivement les première et deuxième impulsions;
- 3) Le monostable M_2 , qui génère le retard τ entre la première et la deuxième impulsions;

En plus de ces quatre blocs, nous avons un bloc qui réalise deux fonctions, la première d'addition des signaux provenant des monostables M_1 et M_2 , grâce à deux portes NOR, et la seconde d'adaptation à l'aide d'un transistor bipolaire monté en collecteur commun voir fig(II-3).

c) Principe de fonctionnement voir fig(II-4):

Le multivibrateur astable (source de déclenchement), génère des impulsions de période T variable, de durée comprise entre 1ms et 10ms. Au front montant des impulsions, les deux monostables M_1 et M_2 sont déclenchés simultanément, pour générer respectivement des impulsions $\pi/2$, de durée comprise entre 15 μ s et 300 μ s et des impulsions de retard de durée τ , comprise entre 1ms et 5ms. Faisant remarquer que ces impulsions ($\pi/2$; τ) sont aussi de durée réglable.



fig(II-3) synoptique du programmeur d'impulsions

Le monostable M_3 , est déclenché par les fronts descendants des impulsions de retard générées par le monostable M_2 . Le monostable M_3 , avec un retard ($\tau - \pi/2$), génère des impulsions π de durée réglable, et comprise généralement entre $15\mu s$ et $300\mu s$.

Les deux sorties des monostables M_1 et M_3 attaquent une porte NOR dont la sortie forme une entrée d'une deuxième porte NOR, ces deux portes NOR forment le bloc sommateur, dont le rôle est d'additionner les deux signaux issus des monostables M_1 et M_3 .

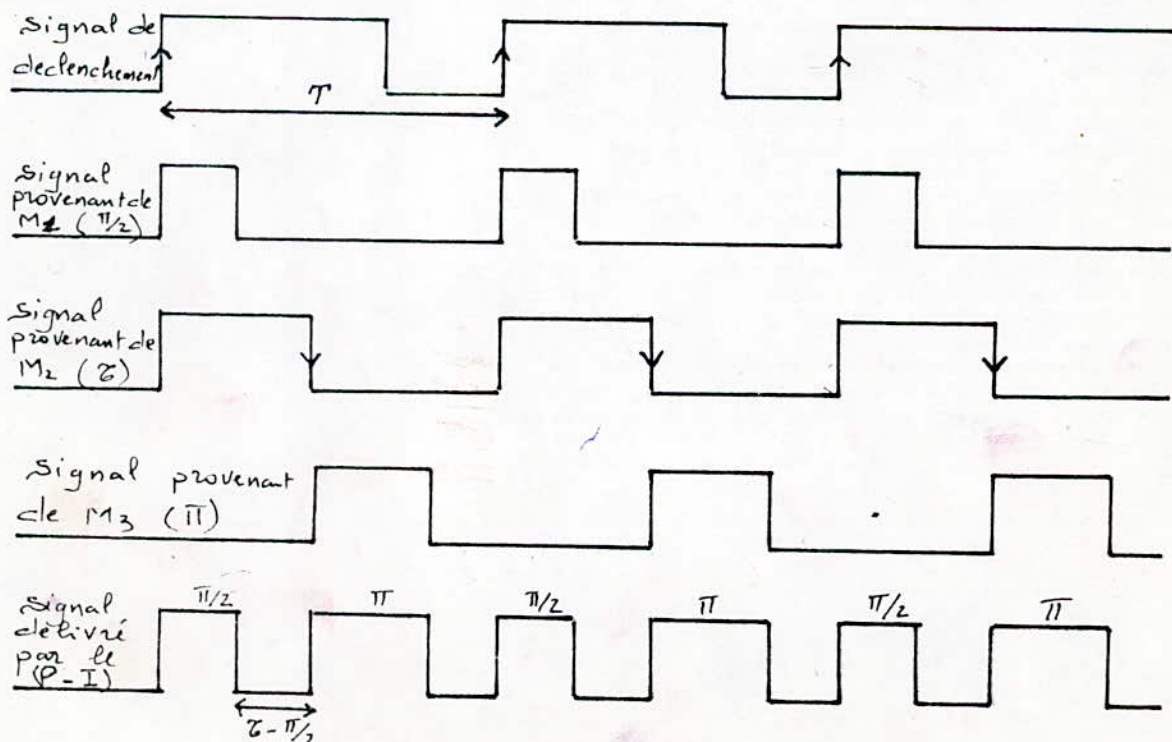
Le signal résultant va être injecté à un étage, réalisant une adaptation d'impédance. Cet étage est un amplificateur suiveur, sa conception est très simple et consiste en un transistor bipolaire monté en collecteur commun.

Remarque:

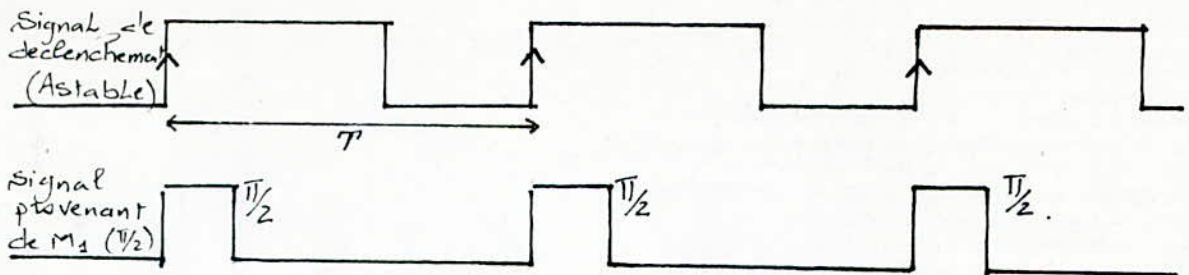
*) La durée du monostable M_2 , doit être plus grande que celle de M_1 , sinon du fait que M_2 étant la source de déclenchement de M_3 (impulsion π), alors lors de l'addition des signaux provenant de M_1 et M_3 , nous aurons un chevauchement des impulsions $\pi/2$ et π , alors d'une part on ne saura distinguer la première impulsion de la seconde, et d'autre part on n'aura plus de séquences d'impulsions de durées différentes, mais un train d'impulsions.

*) Il est possible d'avoir un train d'impulsions $\pi/2$, pour cela on doit installer un interrupteur K (voir fig II-3), il suffit alors de le brancher à la masse (position 2).

a) Interrupteur K en position 1



b) Interrupteur K en position 2:



figure(II-4)

3) L'émetteur RMN à impulsion:

Lors de l'expérience de RMN, l'échantillon devra être soumis, d'une part à l'action du champ \vec{H}_0 produit par l'électroaimant, et d'autre part à l'action d'un champ \vec{H}_1 tournant autour de \vec{H}_0 .

Pendant la durée ON le système émetteur délivre des salves d'excitation radio-fréquence, qui sont recueillies par la bobine excitatrice, cette dernière crée alors le champ tournant \vec{H}_1 , qui excite l'échantillon.

a) synoptique général d'un système émetteur:

Le système émetteur est constitué de quatre étages distincts, et qui sont; (voir fig II-5):

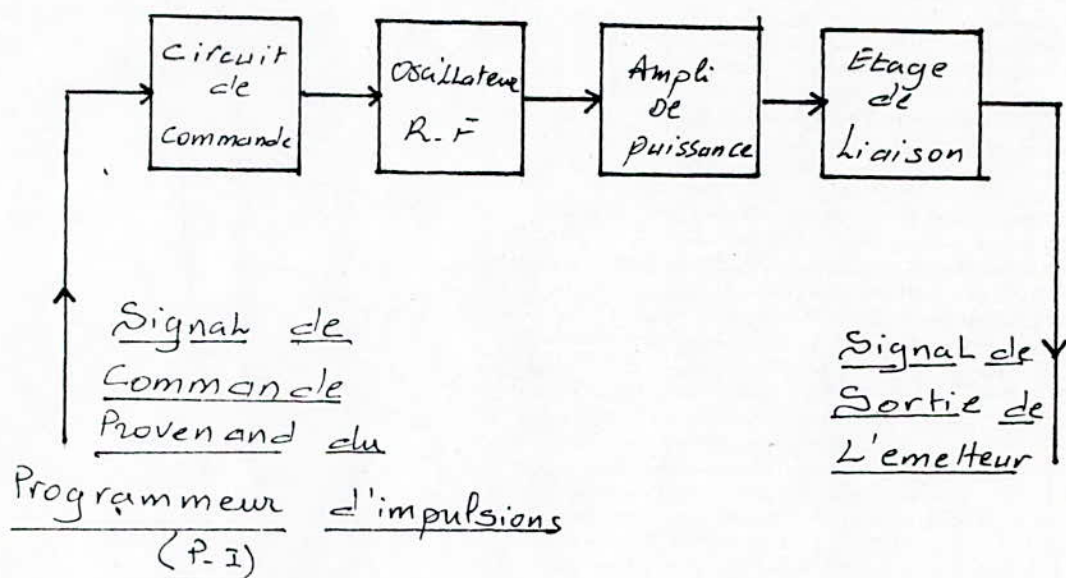
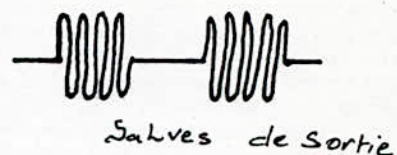
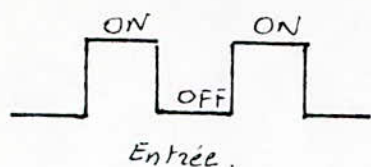
- 1) Le circuit de commande;
- 2) un oscillateur;
- 3) un amplificateur de puissance;
- 4) un étage de liaison.

b) Principe de fonctionnement et rôle de chaque étage d'un émetteur RMN :

*) principe de fonctionnement :

Le système émetteur contrôlé par le signal provenant du programmeur d'impulsion doit être capable de nous délivrer un signal sinusoïdal, de haute stabilité en fréquence, qu'en amplitude.

Pendant la durée ON des impulsions provenant du programmeur d'impulsions, correspondant au niveau haut, le circuit de commande agit sur l'oscillateur radiofréquence et contrôle son fonctionnement normale. Ce dernier délivre alors des salves radiofréquences qui sont amplifiées puis envoyées



fig(II-5): synoptique général d'un émetteur RMN

vers la bobine excitatrice par l'intermédiaire de l'étage de liaison, adaptateur d'impédance.

Pendant la durée OFF l'émetteur, grâce à son circuit de commande est bloqué et ne délivre aucun signal.

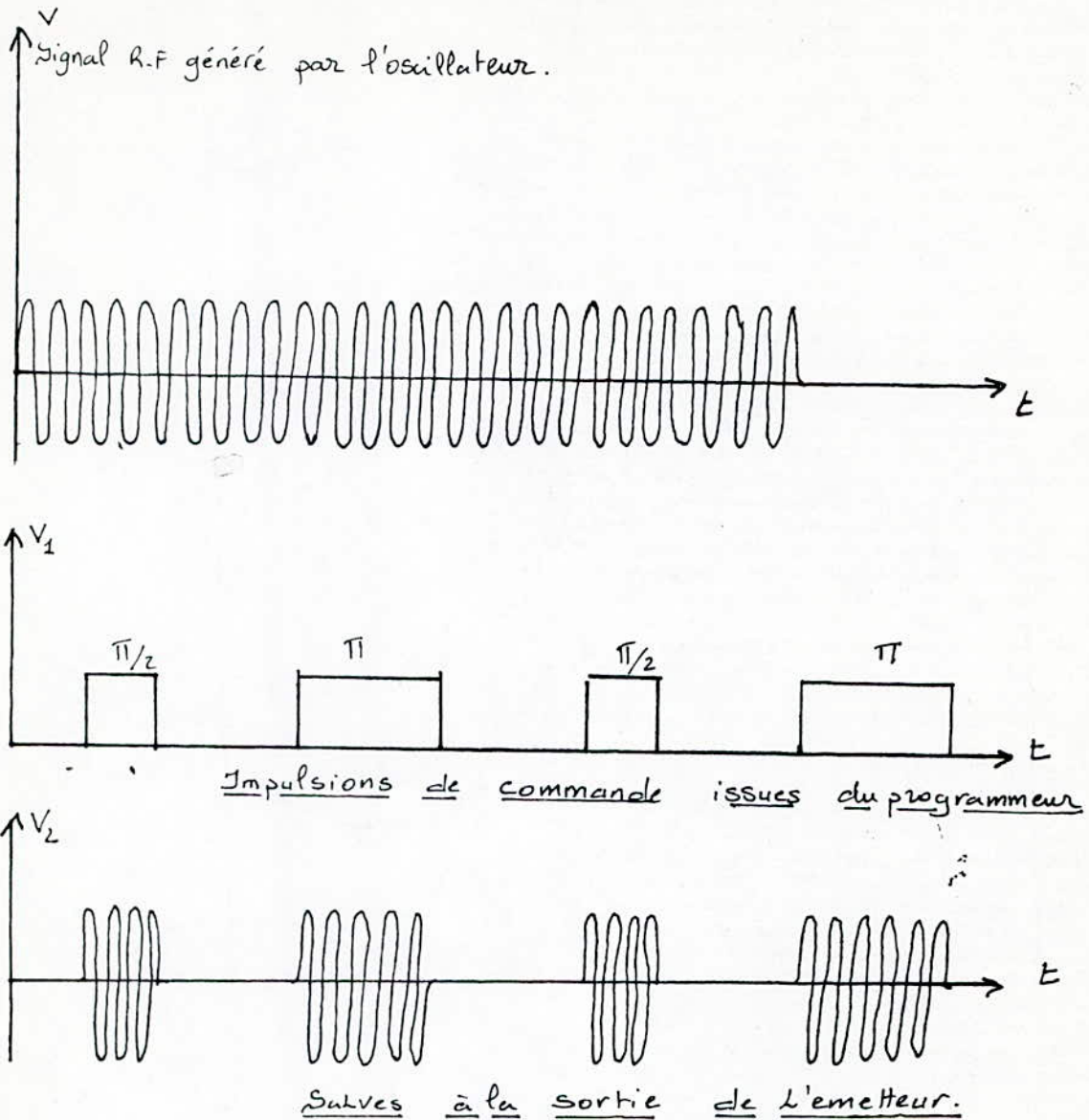
*Rôle des étages composant l'émetteur RMN :

-Circuit de commande :

Le circuit de commande agit sur l'oscillateur radiofréquence et ne permet son fonctionnement que pendant la durée ON des impulsions générées par le programmeur d'impulsions.

En définitive, son rôle est de découper le signal sinusoidal, généré par l'oscillateur, sous l'action des

séquences issues du programmeur d'impulsions, (voir figure II-6):



figure(II-6)

-L'oscillateur:

Comme on le sait, un oscillateur est un circuit électrique considéré comme un amplificateur à contre réaction, c'est un circuit permettant l'obtention d'une tension alternative à partir du signal continu de l'alimentation.

Dans le cas d'un émetteur radiofréquence, l'oscillateur doit délivrer un signal de sortie H-F, sinusoïdal, d'amplitude V_0 , constante et de fréquence fixe f_0 quelle que soit la charge et les conditions de fonctionnement.

-L'amplificateur de puissance:

Pour cet étage, on se doit de choisir un montage travaillant en haute fréquence, absorbant peu de puissance,

afin d'éviter une dérive importante en fréquence et également présenter un bon rendement et une puissance de sortie suffisante.

L'amplificateur de puissance est destiné pour amplifier le signal de salves, provenant de l'oscillateur. une deuxième fois, un circuit à deux amplificateurs classe C, montés en cascade peut être adopté pour cet étage.

-L'étage de liaison:

Afin que notre système émetteur soit opérant, nous devant prévoir en son sein un dernier étage, qui permettra d'assurer une bonne adaptation d'impédance, avec la bobine excitatrice d'une part et d'autre part empêcher le retour éventuel d'un signal RMN, induit lors de la durée OFF .

En effet, puisque la bobine est couplée aux systèmes, émetteur et récepteur, une partie du signal induit passerait dans l'émetteur s'il n'y avait ce dernier étage. De ce fait, le récepteur ne recueillera pas tout le signal induit dans la bobine , ce qui pourra perturber notre système émetteur.

5)Le système récepteur:

La tâche essentielle du récepteur RMN est de recueillir le signal induit dans la bobine excitatrice, afin de l'amplifier et de le ramener à un niveau acceptable, pour faciliter sa visualisation, et par conséquent son traitement.

nous nous limiterons à cette description ici; car son étude , qui est le but de ce projet ,est traitée en détail dans le chapitre suivant.

6)Le système de visualisation:

pour visualiser le signal RMN provenant du récepteur, un oscilloscope à mémoire est généralement le plus utilisé, car il répond bien aux conditions de fonctionnement du spectromètre à impulsions. Ce dernier est mit en synchronisation parfaite avec le programmeur d'impulsions, et il constitue par la suite un bon système de visualisation du signal de précession libre qui est mémorisé avant de ressortir sur table traçante.

Faisant remarquer enfin qu'un traitement informatique du signal induit est possible.

CHAPITRE III :

⌘ ETUDE DU RECEPTEUR R.M.N A IMPULSIONS ⌘

CHAPITRE III : ETUDE ET REALISATION DU SYSTEME RECEPTEUR RMN A IMPULSIONS.

I) Introduction:

L'un des blocs les plus importants dans un spectromètre RMN est le système récepteur, ce dernier réalise la fonction double, consistant en une amplification suivie d'une détection du signal induit par l'échantillon dans la bobine excitatrice.

Le signal induit est extrêmement faible, (quelques millivolts), un système d'amplification est donc nécessaire pour pouvoir tirer du signal induit les informations concernant l'échantillon à étudier.

L'amplification d'un signal d'entrée ne se fait généralement pas en une seule fois, alors notre système récepteur comporte deux étages d'amplification. D'autre part, on a intérêt à ce que le rapport (signal/bruit), soit le plus possible élevé.

Dans notre cas le système récepteur comporte quatre étages de gains G_1 ; G_2 ; G_3 ; et G_4 , de facteurs de bruit F_1 ; F_2 ; F_3 ; et F_4 , le facteur de bruit totale donné par notre système récepteur est:

$$F = F_1 + (F_2 - 1)/G_1 + (F_3 - 1)/(G_1 \cdot G_2) + (F_4 - 1)/(G_1 \cdot G_2 \cdot G_3)$$

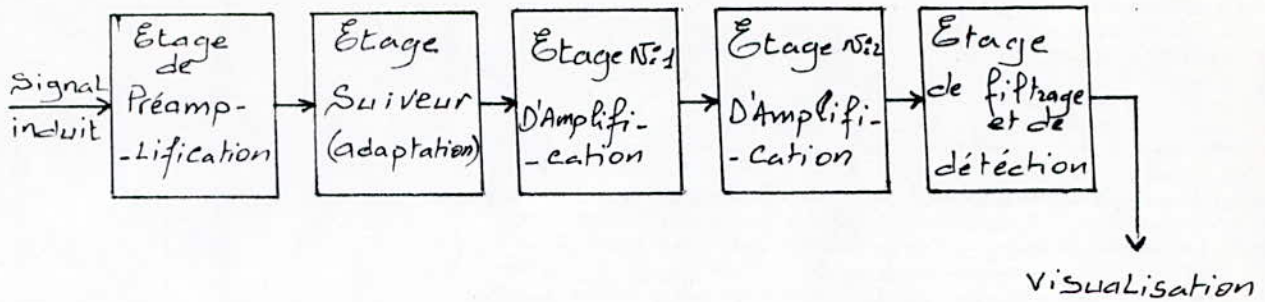
Il est évident que le facteur de bruit du premier étage F_1 est d'une grande importance, la contribution des autres facteurs est beaucoup plus faible. Il faut donc que le premier étage soit choisi très soigneusement.

Rappelons enfin que notre système récepteur est un amplificateur sélectif radiofréquence à bande très étroite, présentant un important gain en tension.

II) Synoptique d'un récepteur RMN: (voir figure III-1):

Le système récepteur se compose de quatre étages:

- 1) L'étage de préamplification et d'adaptation;
- 2) l'étage d'amplification N°1;
- 3) " " N°2;
- 4) l'étage de détection et de filtrage.



fig(III-1): synoptique d'un récepteur RMN

III) Fonctionnement électronique des différents étages:

1) L'étage préamplificateur:

La qualité du récepteur du point de vu facteur de bruit et de son élimination de la transmodulation est déterminé par cet étage préamplificateur , le rapport (S/B) doit être optimal, l'impédance d'entrée de notre préamplificateur doit être donc très élevée .car généralement le bruit est véhiculé par le courant. D'autre part le passage de l'état ON à l'état OFF doit se faire le plus rapidement possible.

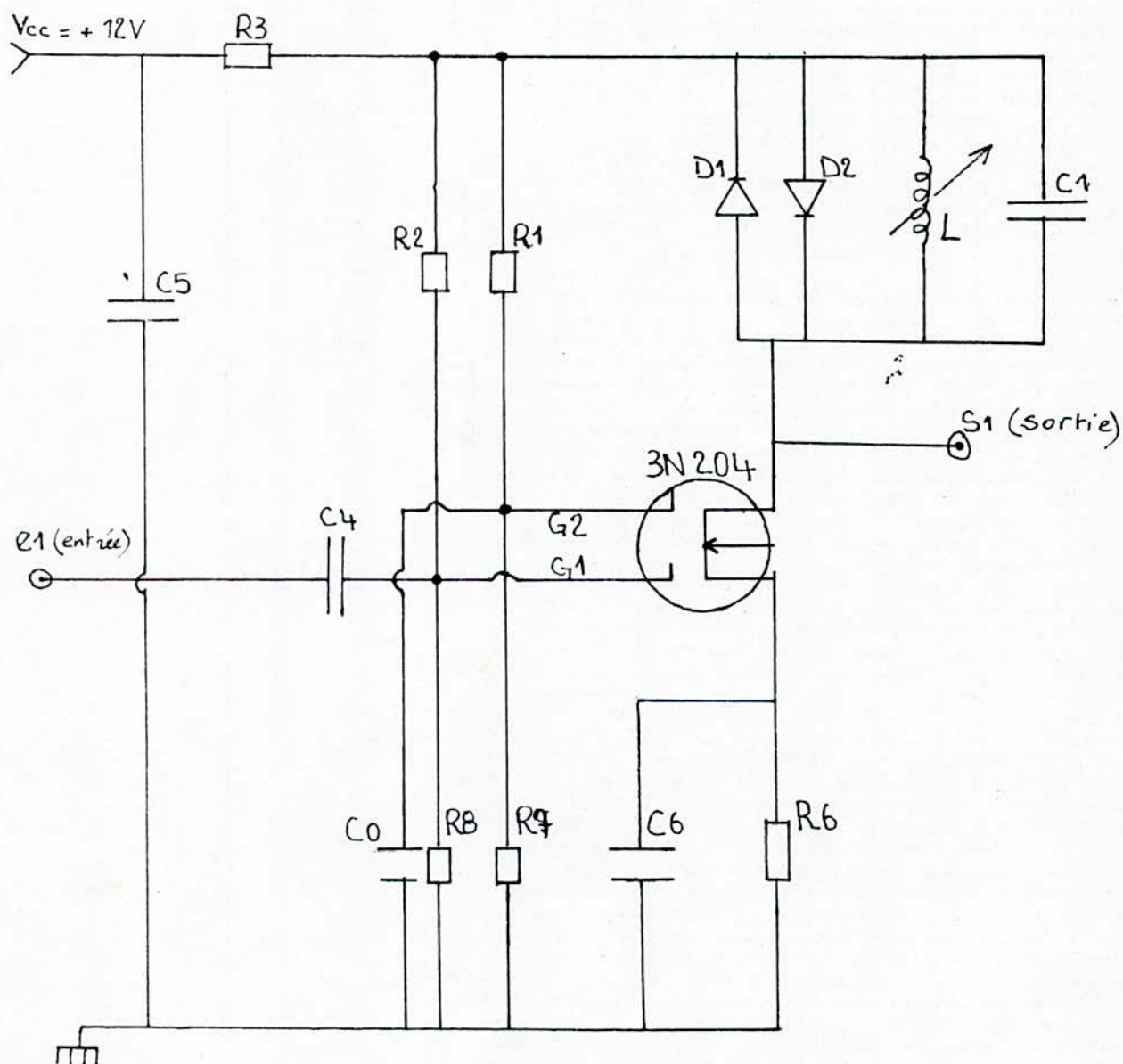
Tout ceci nous impose le choix d'un MOSFET du type 3N204 monté en source commune, ce qui donne une grande impédance d'entée, et donc un rapport S/B très élevé, car le bruit d'un transistor MOSFET est faible.(voir fig III-2).

Notre préamplificateur est accordé à la fréquence $f_0(5\text{MHz})$ de l'onde provenant de la bobine émetrice grâce au circuit résonant L-C , accordé lui même à la fréquence 5MHz. Notre préamplificateur est donc un amplificateur bande étroite; il ne peut amplifié que les signaux de fréquence égales ou voisines à la fréquence de résonance.

Le MOSFET est polarisé par les résistances: R1, R2, R6, R7 et R8, la résistance R6 est découplée par C6 pendant le régime dynamique pour avoir une amplification élevée. La résistance R3 limite le courant d'alimentation ; c'est une résistance de protection dite balaste, qui protège le circuit en cas de court-circuit par exemple. C4 est un condensateur de couplage qui empêche le passage de la composante continue, alors que C5 est un condensateur de filtrage de l'alimentation V_{cc} , il élimine les petites distorsions éventuelles de cette dernière.

C0 est un condensateur de couplage qui met à la masse la deuxième grille en régime dynamique.

Les deux diodes D1 et D2 du type 1N4148, placées en tête bêche, permettent le passage rapide du transistor de son état de blocage pendant la durée "ON" à son état de fonctionnement pendant la durée "OFF". Les deux diodes D1 et D2, montées en tête bêche travaillent en commutation. Lors de la durée "ON" le signal d'entrée est très grand et les deux diodes sont passantes, le MOSFET est saturé. Lors de la durée "OFF" les deux diodes passent rapidement de l'état "ON" à l'état bloqué "OFF" et le MOSFET est en régime de fonctionnement normal. Le temps de passage de l'état "ON" à l'état "OFF" pour les diodes 1N4148 est de 4ns.



figure(III-2) Etage préamplificateur

Remarque:

Sans le pont des diodes; les temps de montée et de descente permettant le passage de l'état "OFF" à l'état "ON" et vis-versa, sont plus au moins grand. Avec le pont des deux diodes le montage va voir sa résistance de sortie se mettre en parallèle avec celle de la diode, de ce fait la résistance équivalente va diminuer avec l'augmentation du courant I_D du MOSFET à cause de la caractéristique de la diode, lors du passage "OFF" "ON", ce qui donne un temps de montée beaucoup plus faible, et de même pour le temps de descente lors du passage "ON" "OFF".

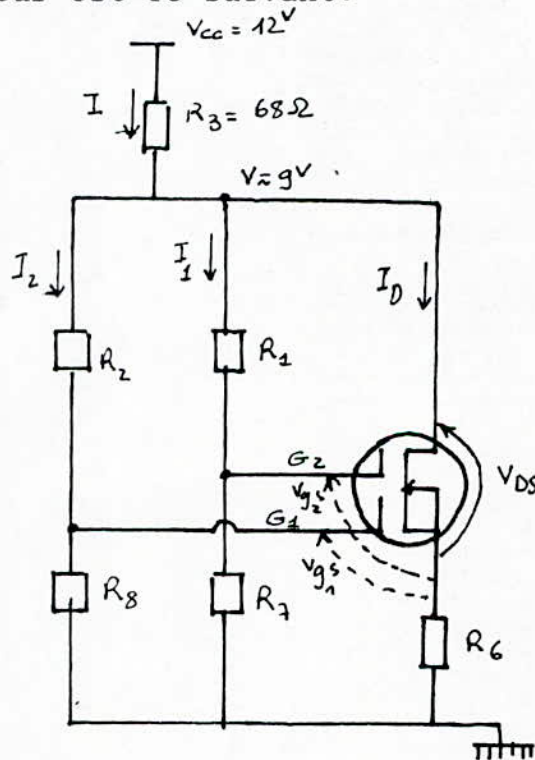
*Calcul des différents éléments:

1) Le circuit LC est un circuit bouchon dont la fréquence de résonance est de 5MHz telque:

$$LC\omega_0^2 = 1 \quad \text{avec:} \quad \omega_0 = 2\pi f \quad \text{et} \quad f_0 = 5\text{MHz}$$

on fixe $C_1 = 150\text{pF}$
et on trouve: $L = 6,8\mu\text{H}$

2) calculs statiques: le schéma équivalent en statique du préamplificateur est le suivant:



On a :

$$I = \frac{V_{cc} - V}{R_3} \quad \text{avec ; } R_3 = 68\Omega \quad \Rightarrow \quad V = 9\text{volts}$$

et $I = I_1 + I_2 + I_D$

d'autre part on a :

$$V = V_{DS} + R6 \cdot I_D \quad \Rightarrow \quad R6 = \frac{V - V_{DS}}{I_D}$$

En continu, le courant I_{G2} est très faible, la tension aux bornes de $R7$ est pratiquement nulle, on prend:

$$R7 = 150 \text{ K}\Omega$$

Soit la maille:

$$R6 \cdot I_D - R7 \cdot I_1 + V_{G2S} = 0 \quad \Rightarrow \quad I_1 = \frac{R6 \cdot I_D + V_{G2S}}{R7}$$

or:

$$V = (R1 + R7) I_1 \quad \Rightarrow \quad R1 + R7 = V / I_1$$

$$\Rightarrow \quad R1 = (V / I_1) - R7$$

de même on a:

$$R8 \cdot I_2 - R6 \cdot I_D - V_{G1S} = 0 \quad \Rightarrow \quad R8 = \frac{R6 \cdot I_D + V_{G1S}}{I_2}$$

avec:

$$I_2 = I - I_1 - I_D$$

or:

$$V = (R2 + R8) I_2 \quad \Rightarrow \quad R2 = V / I_2 - R8$$

application numérique:

$$R1 = R2 = R7 = 150 \text{ K}\Omega ;$$

$$R6 = 220 \Omega ;$$

$$R8 = 68 \text{ K}\Omega .$$

3)* Pour que C_0 et C_6 soient des courts circuits devant $R6$ et la résistance de l'équivalent de $(R1//R7)$ à la fréquence de travail, il faut que:

$$\frac{1}{2\pi f C_0} \ll R6 \quad \text{et} \quad \frac{1}{2\pi f C_6} \ll (R1//R7)$$

on choisit alors:

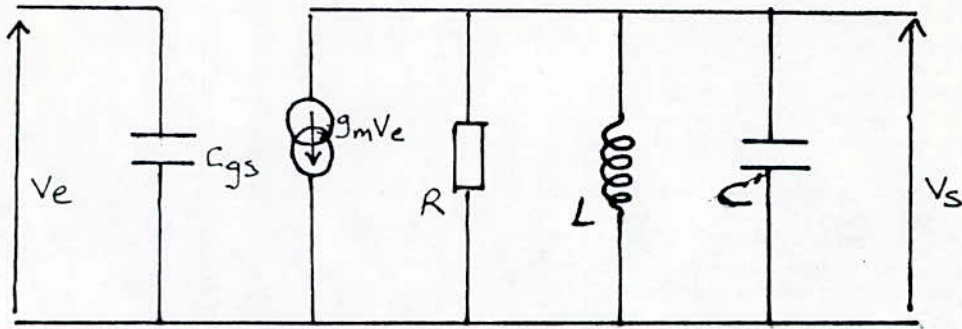
$$C_0 = 0,01 \mu\text{F} \quad \text{et} \quad C_6 = 0,01 \mu\text{F}$$

*Pour C_4 (capacité de couplage), et C_5 (capacité de filtrage de l'alimentation), on prend :

$$C_4 = 56 \text{ pF} \quad \text{et} \quad C_5 = 0,01 \mu\text{F}$$

*Détermination du gain d'amplification A_v :

Le schémat équivalent de notre préamplificateur est donné par la figure (III-3) suivante :



fig(III-3):Schémat équivalent du préamplificateur

avec:

-R : c'est la résistance équivalente à l'association en parallèle (ρ, r) telque:

r : la résistance équivalente de l'association en parallèle (r_{D1}, r_{D2}, r_L)

-C':La capacité équivalente de l'association en parallèle (C, Cds) telque C est la capacité équivalente de l'association en parallèle (C_{D1}, C_{D2}, C_2)

Remarque:

Pour l'étage source commune, on néglige la capacité Cgd, on a donc:

$$V_s = -g_m \cdot (V_e/y) \quad \text{avec} \quad y = 1/R + 1/jLw + jC'w$$

D'où :

$A_v = V_s/V_e = -g_m/y$; et en remplaçant y par sa valeur; le gain A_v devient:

$$A_v = - \frac{g_m}{1/R + 1/jLw + jC'w} = - \frac{g_m \cdot R}{1 + j(RC'w - R/Lw)} \quad (\text{III-1})$$

et on aura :

$$Q_0 = RC'W_0 = R/LW_0 \quad \text{avec} \quad W_0 = \frac{1}{\sqrt{LC'}}$$

W_0 : est la pulsation propre du circuit oscillant ;
 Q_0 : est le coefficient de qualité du circuit oscillant.

d'où :

$$A_v = \frac{V_s}{V_e} = -g_m \frac{R}{[1 + jQ_0(W/W_0 - W_0/W)]} \quad (\text{III-2})$$

à la résonance le gain devient :

$$A_v = -g_m \cdot R = A_0 \quad (\text{III-3})$$

Si on néglige les résistances des deux diodes, ainsi que la résistance de la bobine L, on aura :

$$R = \rho \quad \text{et par suite :}$$

$$A_v = -g_m \rho = A_0 \quad (\text{III-4})$$

A la résonance, le gain en tension s'écrit alors :

$$G_v = 20 \log |A_v| = 20 \log (g_m \cdot \rho) \quad (\text{III-5})$$

avec :

ρ : est la résistance interne en régime variable du MOSFET

g_m : la pente .

*Bande passante:

Pour un amplificateur, la bande passante est donnée par deux fréquences W_1 et W_2 donnant l'intervalle de fréquence dont lequel le module de l'amplification en tension est compris

entre A_{vmax} et $A_{vmax}/(2)^{1/2}$

on a :

$$|A_v| = \frac{A_{vmax}}{[1 + Q_0^2 (W/W_0 - W_0/W)^2]^{1/2}} \quad \text{avec} \quad A_{vmax} = A_0 \quad (\text{III-6})$$

à $W = W_0$

Pour $|A_v| = \frac{A_{vmax}}{\sqrt{2}}$ on aura :

$$Q_0^2 (W/W_0 - W_0/W)^2 = 1$$

$$\Rightarrow W^2 + aW - W_0^2 = 0 \quad \text{avec :} \quad a = \pm \frac{W_0}{Q_0}$$

D'où :

$$W_1 = \frac{-a + (a^2 + 4W_0^2)^{1/2}}{2} = \frac{W_0}{2 \cdot Q_0} + \frac{1}{2} [(W_0/Q_0)^2 + 4W_0^2]^{1/2}$$

$$W_2 = \frac{-a - (a^2 + 4W_0^2)^{1/2}}{2} = -\frac{W_0}{2 \cdot Q_0} + \frac{1}{2} [(W_0/Q_0)^2 + 4W_0^2]^{1/2}$$

(III-7)

donc l'expression de la B-P est :

$$BP = W_2 - W_1 = W_0/Q_0 \quad \text{(III-8)}$$

*) Une détermination graphique de la BP (bande passante) est possible, pour cela on injecte à l'entrée de notre préamplificateur une tension alternative de quelques mv (10 mv crête à crête), et on fait varier la fréquence entre 2,5 et 9 MHz et on relève la tension de sortie pour chaque fréquence; on obtient le tableau des valeurs suivantes:

f (MHz)	2,5	3	3,5	4	5	5,5	6	7	9
V _s (mvOLTS) Crête à Crête	5	11,5	16,5	26	42,0	40,5	24	14	7
A _v = $\frac{V_s}{V_e}$	0,5	1,15	1,65	2,6	4,2	4,05	2,4	1,4	0,7

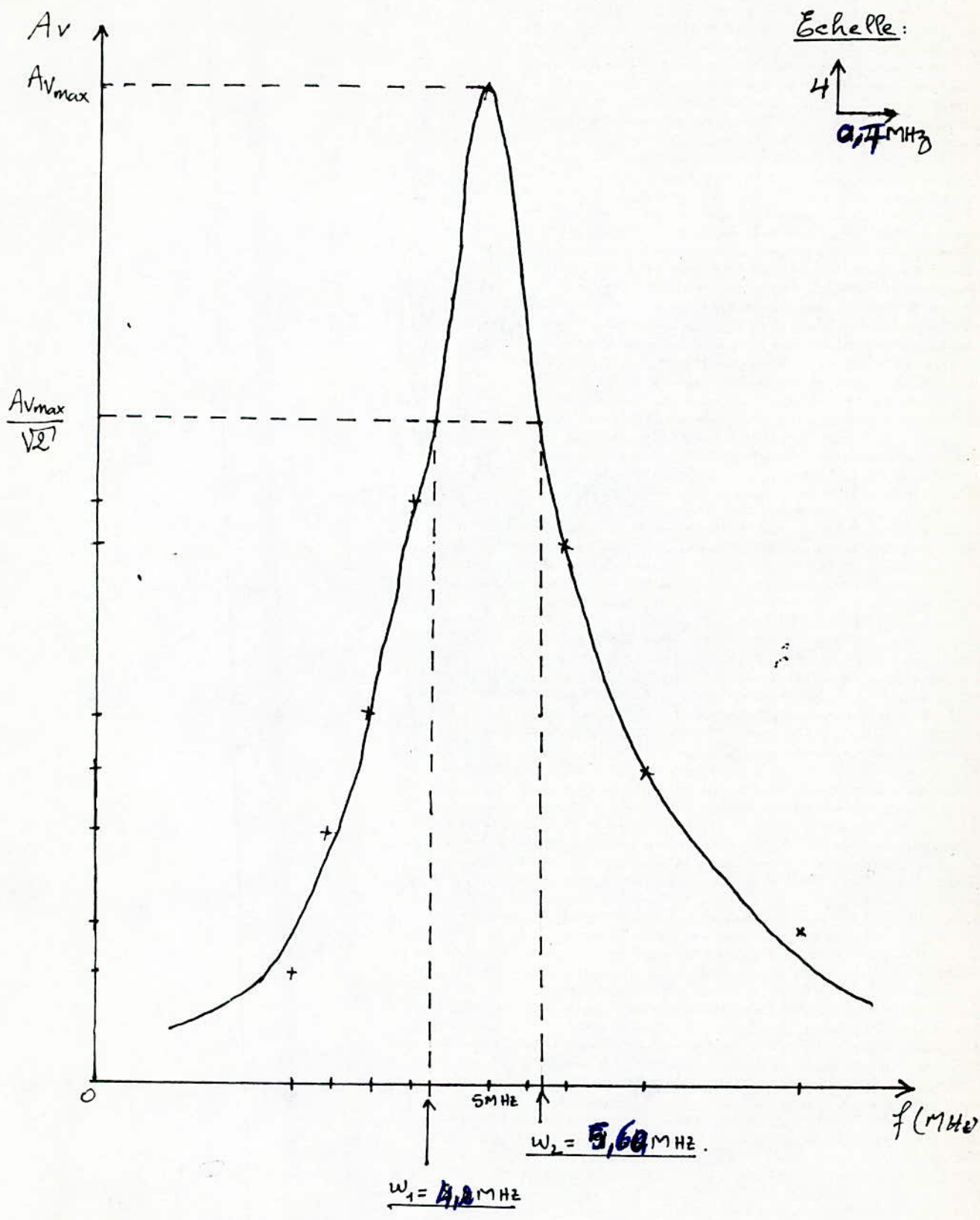
Le graphe donnant A_v en fonction de la fréquence est donné par la figure (III-4).

Remarque:

Il est intéressant de faire remarquer que notre circuit à une grande bande passante et par conséquent, il n'y aura pas perte d'information; vu que cette bande passante vérifie la condition :

$$BP \geq 1/t \quad \text{avec} \quad t: \text{durée de l'impulsion.}$$

Echelle :



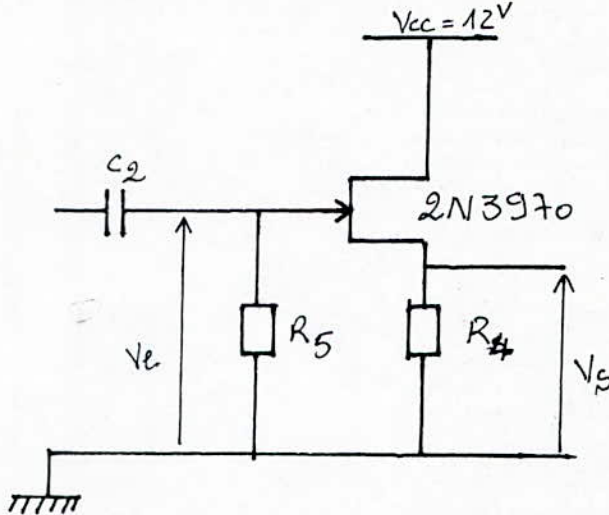
La bande passante vaut donc :

$BP = \underline{1,60 \text{ MHz}}$

figure(III-4) Tracé du graphe $Av=f(F)$

2) L'étage suiveur:

La figure (III-5), représente un amplificateur à drain commun. Le signal d'attaque de la grille produit un courant alternatif drain. Ce courant traverse la résistance non découplée R_s et produit une tension alternative de sortie approximativement égale à la tension d'entrée et en phase avec elle. D'où le nom d'amplificateur à source suiveur attribué à cet étage amplificateur.

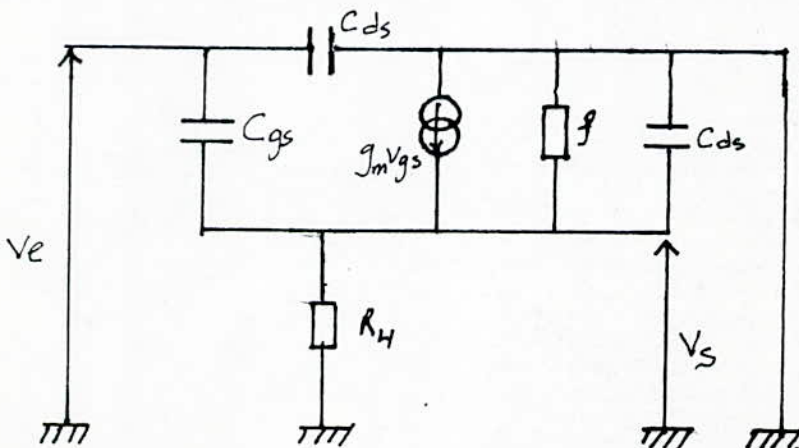


fig(III-5): Etage suiveur

Cet étage est constitué d'un FET 2N3970, monté en suiveur, comme mentionné ci-dessus, cet étage à bas impédance reçoit aussi fidèlement que possible la tension appliquée à l'entrée, et permet ainsi une adaptation d'impédance, du fait que sa résistance d'entrée est très grande, c-à-d un transfert maximum de puissance.

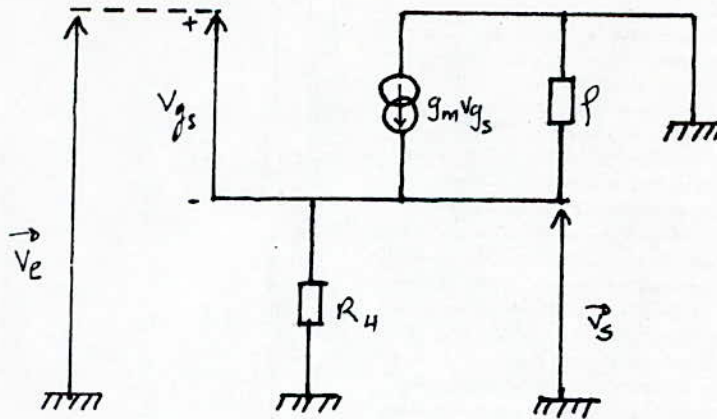
*Gain en tension:

La figure (III-6), représente le schéma équivalent en alternatif de l'étage suiveur donné en figure (III-5)



Figure(III-6)

puisque nous travaillons à 5MHz, nous pouvons négliger les capacités Cgs; Cds et Cgd, alors le schémat de la figure (III-6) devient:



on a :

$$V_{gs} + g_m \cdot V_{gs}(R_4 // \rho) - V_e = 0 \quad (\text{III-9})$$

soit : $V_e = [1 + g_m (R_4 // \rho)] \cdot V_{gs}$

or pour un FET ρ est compris entre 0,1 et 1M Ω , qui est une grande valeur, alors :

$$R_4 // \rho = R_4$$

$$\Rightarrow V_e = [1 + g_m \cdot R_4] V_{gs} \quad (\text{III-10})$$

D'autre part:

$$V_s = g_m \cdot V_{gs} \cdot R_4 \quad (\text{III-11})$$

prenons le rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée, il vient:

$$A_v = \frac{V_s}{V_e} = \frac{g_m \cdot R_4}{1 + g_m \cdot R_4}$$

cette égalité peut s'écrire sous la forme:

$$A_v = \frac{R_4}{R_4 + 1/g_m} \quad (\text{III-12})$$

si $R_4 \gg 1/g_m$, alors le gain en tension sans charge tend vers 1, on prendra :

$$R_4 = 150 \Omega$$

Remarque:

Si on tient compte des capacités C_{gs} , C_{ds} , et de la résistance ρ , alors l'expression du gain aura la forme suivante:

$$A_v = \frac{V_s}{V_e} = \frac{g_m + j.W.C_{gs}}{1/R_4 + 1/\rho + g_m + jW(C_{gs} + C_{ds})} \quad (III-13)$$

3) L'étage d'amplification:

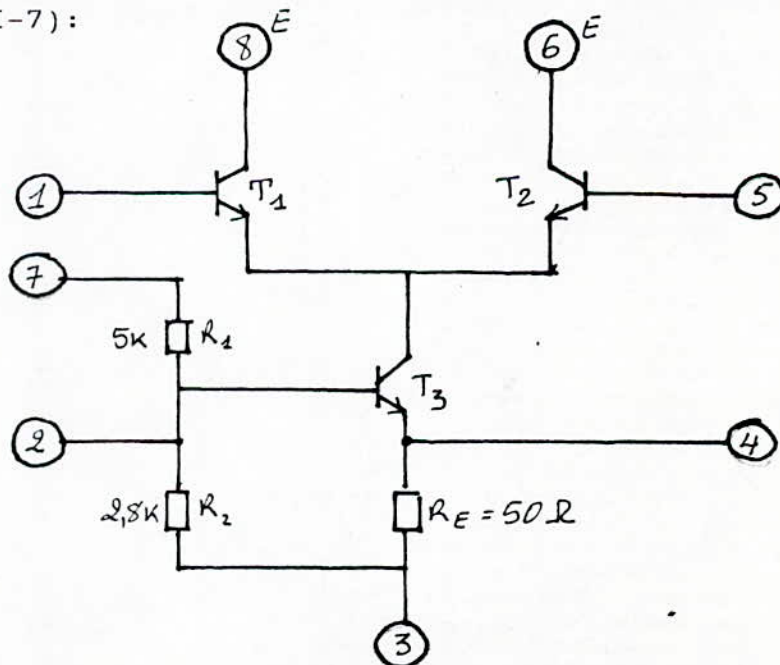
Pour que le signal RMN provenant de la bobine excitatrice soit bien amplifié, afin que sa visualisation soit possible, on a opté pour deux étages d'amplification, constitués par deux amplificateurs opérationnels CA3028A montés en cascade.

ON a choisit le CA3028A, car d'une part c'est un circuit intégré des amplificateurs radio fréquence, et d'autre part son utilisation est recommandée dans les amplificateurs d'impulsions.

Le CA3028A est offert dans un boitier circulaire TO-5 à 8 broches, qui assure une capacité de fil minimale, donc une excellente stabilité en HF.

a) Description du CA3028A:

C'est un circuit intégré sur une puce monolithique au silicium. C'est un amplificateur différentiel à un seul étage dont le diagramme des connexions terminales est donné par la figure (III-7):



figure(III-7): diagramme du circuit CA3028A

il est composé de deux transistors T1 et T2, identiques, alimentés par un courant constant provenant d'un troisième transistor T3.

Les résistances R1, R2 et RE sont des résistances de polarisation. La tension sur la base du transistor T3 vaut $E R2/(R1 + R2)$, et le courant collecteur de T3 est:

$$I_c = [E R2/(R1+R2) - 0,6]/R_E \quad (\text{III-14})$$

Pour que l'amplificateur ait une importante bande passante, il faut que les transistors utilisés soient :

- de fréquence de travail élevée;
- de faibles capacités d'entrée et de sortie;
- dont les charges collecteurs sont peu importantes.

Enfin, faisant remarquer que le courant collecteur de T3 varie avec la température:

$$I = V_e/R_E = (V_A - V_{BE})/R_E \quad (\text{III-15})$$

un ΔV_{BE} dû à un changement de température donne une variation ΔI du courant I qui est :

$$\Delta I = - \Delta V_{BE}/R_E \quad (\text{III-16})$$

b) principes de fonctionnement:

Dans chaque transistor T1 et T2 (qui sont identiques), un courant égale à $I_T/2$ circule. Le courant totale circulant dans le circuit est relativement constant et il est égale au courant collecteur de T3 ($I_T = I_{c3}$). Lorsque la tension de base V_{B1} est supérieur à V_{B2} , le courant collecteur I_{c1} augmente alors que I_{c2} diminue et quand la condition suivante:

$$V_{B1} - V_{B2} - V_{BE1} \geq V_{BE2} \quad (\text{III-17})$$

est vérifiée, alors la valeur de I_{c1} devient égale au courant totale I_T : c'est la saturation de T1 et le blocage de T2. De même quand V_{B1} devient plus petite que V_{B2} , la valeur de I_{c2} devient égale à I_T : le transistor T1 est alors bloqué tandis que T2 est saturé.

c) Mode d'opération:

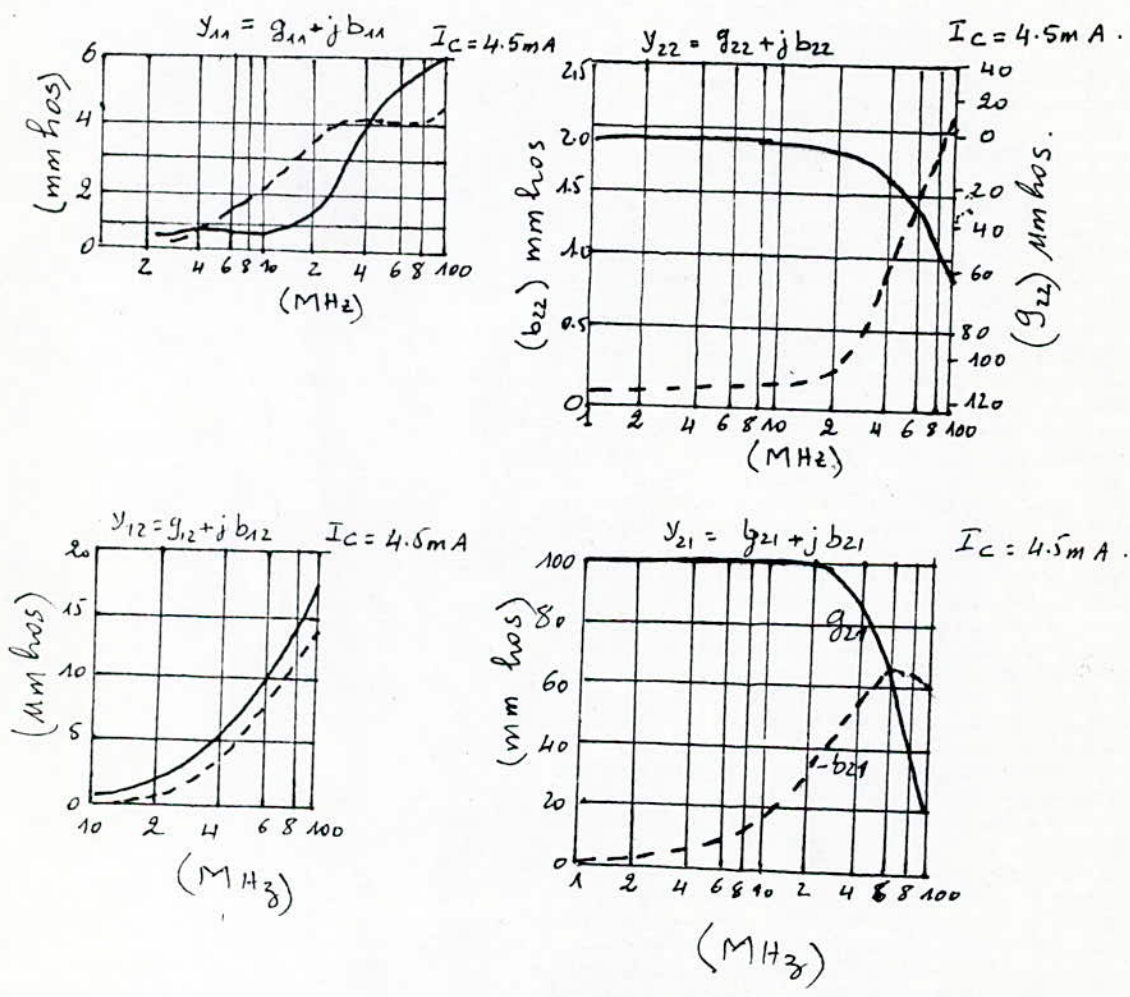
généralement il existe deux modes d'utilisation du circuit radio-fréquence CA3028A, le mode cascode et le mode différentiel. Dans le cas où l'étage amplificateur doit avoir une grande impédance d'entrée, un bon gain de contrôle, et surtout lorsqu'il s'agit d'un grand signal d'entrée à amplifier, l'utilisation du CA3028A en mode

différentiel est recommandée. En mode différentiel Le circuit CA3028A est désigné pour des applications entre 10,7MHz et 100MHz.

Dans le cas de notre récepteur RMN on utilise deux amplificateurs cascades, pour les deux raisons suivantes :

- le gain en tension de l'amplificateur cascade est plus important que celui de l'amplificateur différentiel, à cause de l'admittance de transfert Y_{21} qui est plus importante pour la configuration cascade.
- pour un amplificateur différentiel, il faut un signal d'entrée plus grand que pour l'amplificateur cascade.

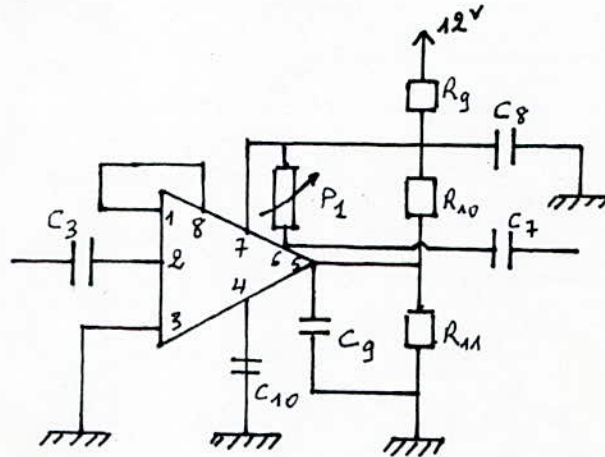
Afin de bien définir les systèmes d'utilisation du circuit intégré CA3028A, on donne en figure (III-7) la variation du paramètre "Y" (admittance) en fonction de la fréquence.



figure(III-8)

Pour un amplificateur radio fréquence en mode cascode à base du circuit CA3028A, l'étage émetteur commun attaque l'étage base commune, l'admittance de transfert Y_{21} est égale au produit de celle de l'étage émetteur commun par un nombre α (en base commune $\alpha = 1$), alors que Y_{11} (admittance d'entrée) de l'amplificateur est égale à celle de l'étage émetteur commun. L'admittance de sortie Y_{22} est très petite pour les basses fréquences ($0,6 \mu\text{mho}$), car pour l'étage base commune, la source d'attaque possède une haute impédance

Le circuit électrique de l'étage amplificateur utilisé est donné en figure (III-9) ci-dessous:



figure(III-9)

les capacités C_3 et C_7 et les filtres RC et RC évitent la contre réaction et les oscillations.

Les capacités C_8 et C_{11} ont le même rôle que C_5 (filtrage de l'alimentation) dans l'étage préamplificateur.

De même pour les résistances R_9 et R_{12} , elles ont le même rôle que R_3 , qui est de protéger le circuit en cas de court circuit, ce sont des résistances dites balastes.

Le gain en tension donné par l'ensemble est très élevé, il est réglable par les deux potentiomètres P_1 et P_2 .

5) L'étage de détection et de filtrage:

le rôle de cet étage est d'éliminer l'onde porteuse HF (servant à véhiculer l'information BF transmise) du signal RMN induit par l'échantillon d'une part, et d'autre part recueillir le signal modulant (BF) nécessaire à la mesure des temps de relaxation. cette information se traduit par un courant ou une tension dont les variations reproduisent aussi fidèlement que possible celle de la tension ayant modulé l'onde haute fréquence. L'onde porteuse est modulée en amplitude, il s'agit d'un détecteur d'enveloppe.

a) principe d'un détecteur d'enveloppe:

Le principe d'un détecteur d'enveloppe consiste en la reproduction du signal informatif (signal RMN) BF à partir des variations de l'amplitude du signal HF, ce dernier modulé en amplitude par un signal $S_0 \cos(Wt)$ est donné par l'expression générale suivante:

$$e = E_0 \left[1 + \frac{S_0}{S} \cos(Wt) \right] \cos(\Omega t)$$

avec:

Ω : pulsation de l'onde HF;

W : " " " BF;

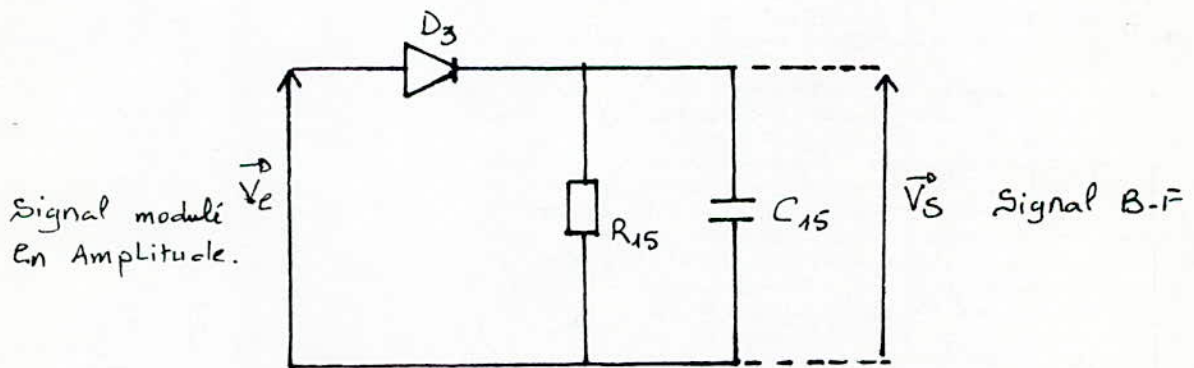
S_0

$\frac{S_0}{S}$: taux de modulation ($m < 1$).

Remarque:

Vu sa caractéristique courant tension, la diode est le composant non linéaire le plus utilisé. On peut aussi utiliser le transistor en mode impulsif (saturation ou blocage), car celui-ci bénéficie d'un gain en courant. D'autre part en VHF et UHF, les diodes à pointe sont les plus utilisées à cause de leurs faible capacité parasite.

En plus de la diode D_3 , la charge est constituée de l'assemblage en parallèle d'une résistance R_{15} et d'une capacité C_{15} (voir figure III-10), judicieusement choisis. Le rôle de C_{15} est d'éliminer la composante HF, alors qu'aux bornes de R_{15} on détecte le signal informatif BF.



Figure(III-10)

b) Choix des éléments:

afin d'avoir un bon fonctionnement de notre détecteur, il faut d'une part que la capacité C présente une très faible impédance devant R en HF, c-à-d :

$$R > 1/C\Omega \quad \text{condition HF}$$

d'autre part , il faut aussi que C vérifie la condition BF suivante:

$$R < 1/CW \quad \text{condition BF}$$

les deux conditions donnent alors:

$$1/C\Omega < R < 1/CW \quad (\text{III-18})$$

or:

$$\Omega = 2\pi/T_{HF} \quad \text{et} \quad W = 2\pi/T_{BF}$$

d'où :

$$T_{HF} < RC < T_{BF}$$

Dans notre cas on tient compte de la condition HF:

$$T_{HF} < RC \quad \Rightarrow \quad 1/2\pi f_{HF} C < R$$

$$f_{HF} = 5\text{MHz}$$

$$\begin{aligned} \text{on prendra : } R_{15} &= 1\text{K}\Omega \\ \text{et on trouve : } C_{15} &= 1\text{nF} \end{aligned}$$

IV) REALISATION DU SYSTEME RECEPTEUR:

1) schéma final:

Le schéma final du récepteur RMN est donné en figur(III-11).

2) circuits imprimés:

Les figures (III-12a); (III-12b) et (III-12c) donnent respectivement , les deux faces du circuit imprimé et la disposition des composants.

3) Mesure des gains:

- Gain en tension :

$$G_v = V_s/V_e = 1350.$$

$$G \text{ dB} = 20 \log (G_v) = 62 \text{ dB}$$

- Bande passante:

$$BP = 1,4 \text{ MHz.}$$

4) Isolation:

Le circuit récepteur est protégé par un boîtier en cuivre et ces différents étages séparés par des plaques en cuivre, afin d'éviter l'influence de l'un de ces étages sur un autre ,car cette influence peut se traduire par une contre réaction et entainer des cscillations.

Préamplificateur

Suiveur

ETAGE N°1 D'Amplification

ETAGE N°2 D'Amplification et de détection

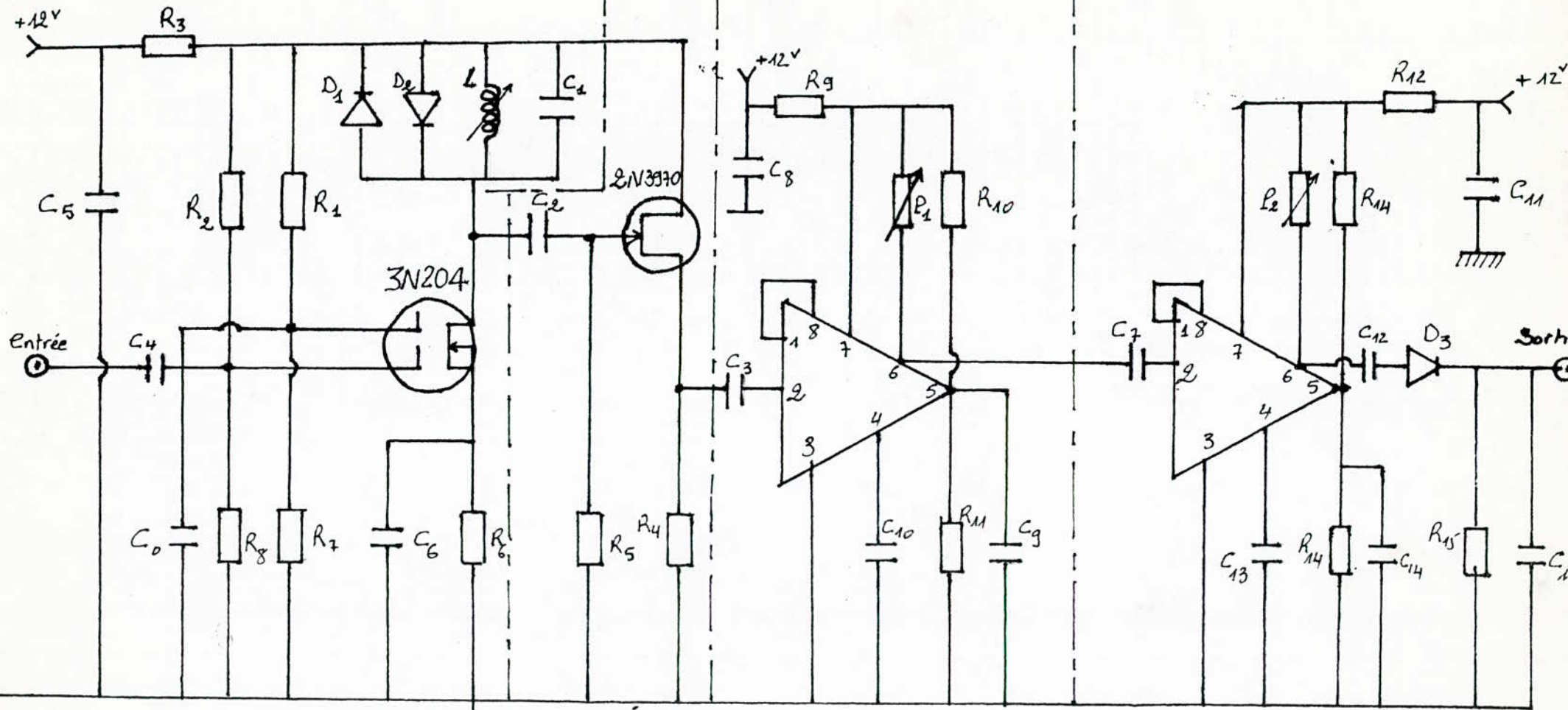


Figure (III-11): Schéma Electrique du Recepteur R.M.N à Impulsions.

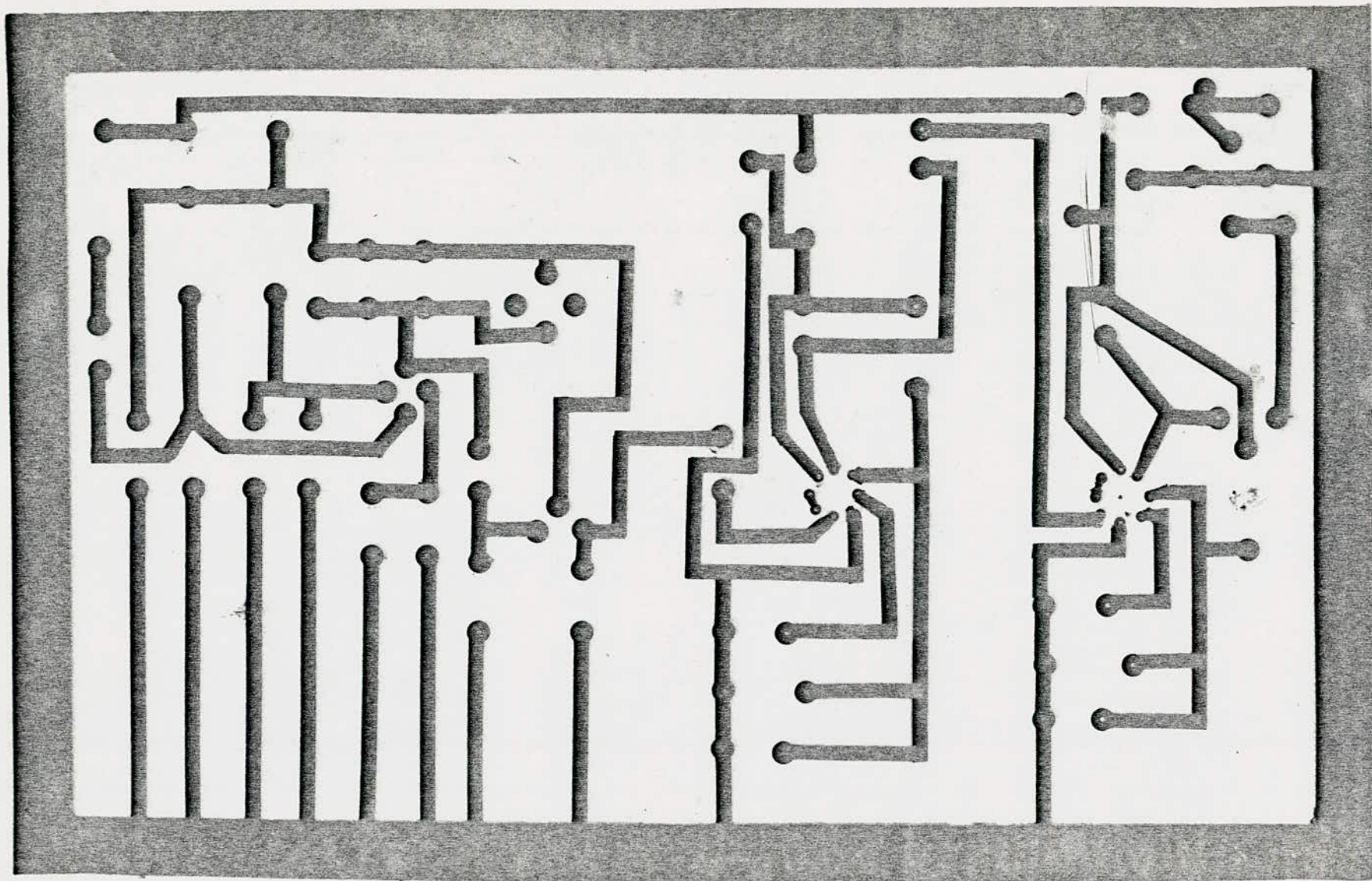


Figure (III.120). Face Cui Vrée.

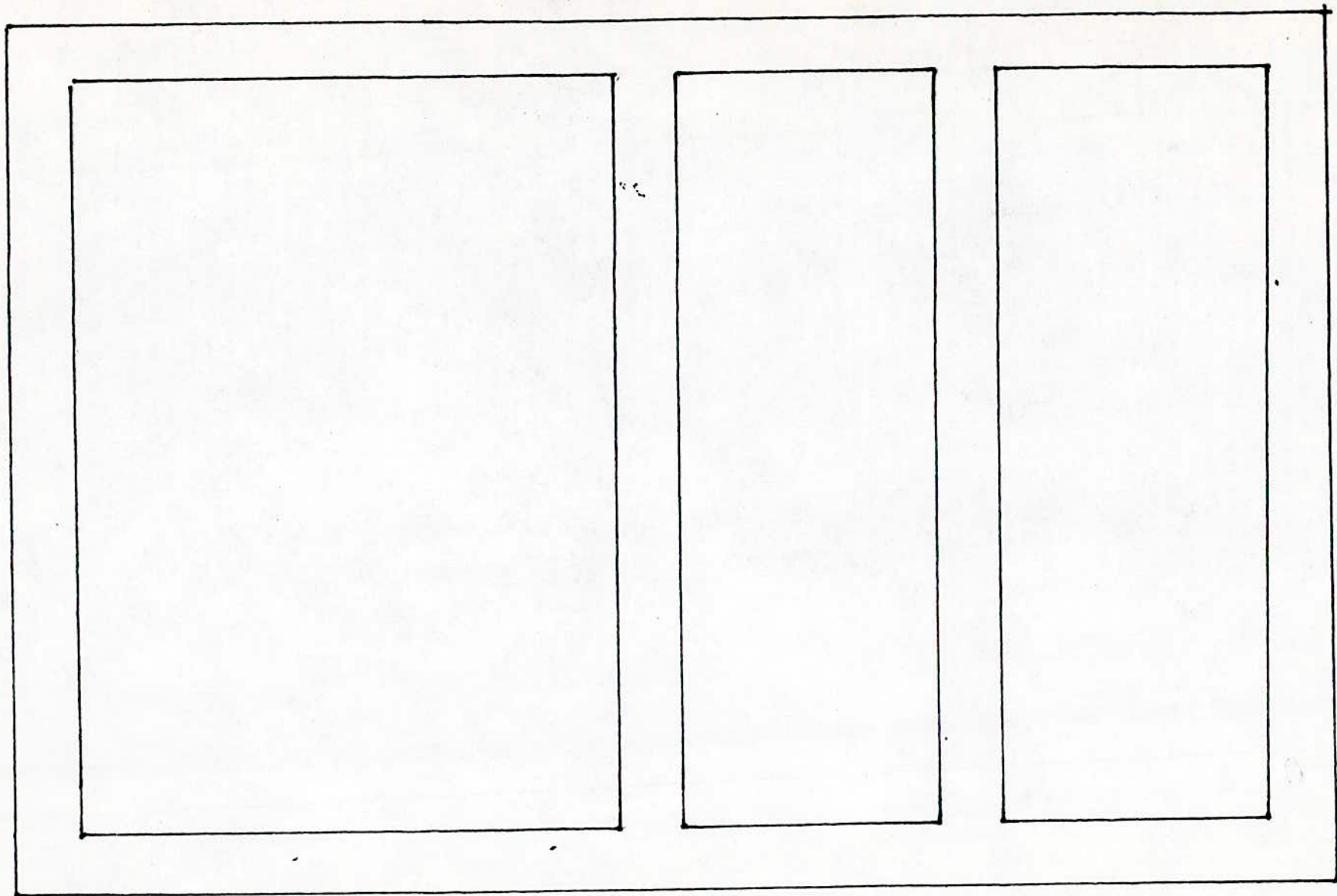


Figure (III-12.6) Cote Composants.

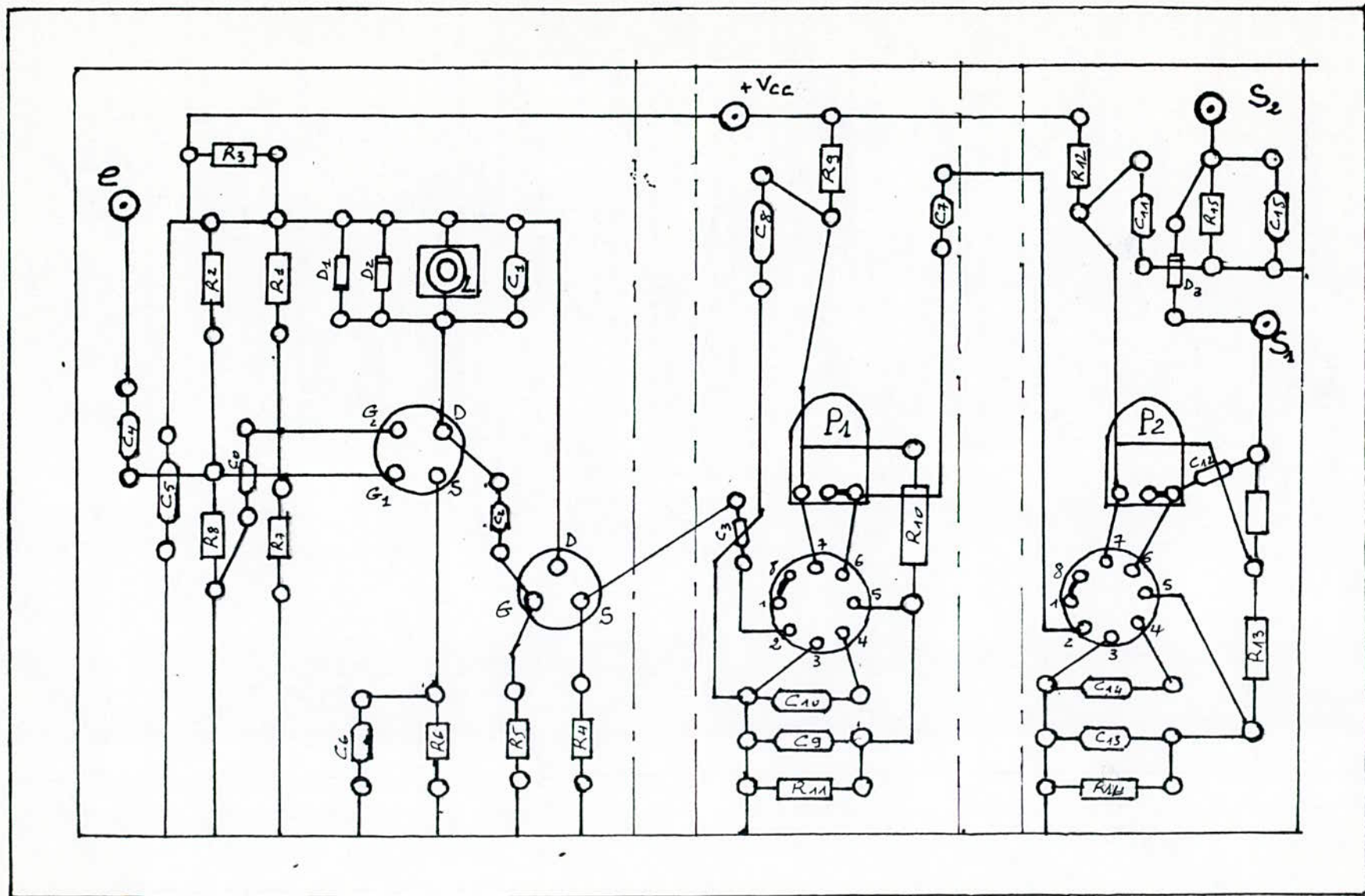


Figure (III-12c): Disposition des composants du circuit du Récepteur R-M-N.

LISTE DES COMPOSANTS:

*Résistances:

- $R_1 = R_2 = R_5 = R_7 = 150 \text{ K}\Omega$
- $R_3 = R_9 = R_{12} = 68\Omega$
- $R_4 = 150\Omega$
- $R_6 = 220\Omega$
- $R_8 = 68 \text{ K}\Omega$
- $R_{10} = R_{13} = R_{15} = 1 \text{ K}\Omega$
- $R_{11} = R_{14} = 2,2 \text{ K}\Omega$
- $P_1 = P_2 = 2,2 \text{ K}\Omega$

*Capacités:

- $C_0 = 10 \text{ nF}$
- $C_1 = 151 \text{ pF}$
- $C_2 = C_3 = C_7 = C_{12} = 100 \text{ pF}$
- $C_4 = 56 \text{ pF}$
- $C_5 = C_6 = C_8 = C_9 = C_{10} = C_{11} = C_{13} = C_{14} = 0,01 \mu\text{F}$
- $C_{15} = 1 \text{ nF}$

*Bobine:

- $L_1 = 6,75 \text{ à } 8 \mu\text{H}$

*Diodes:

- $D_1 = D_2 = 1\text{N}4148$
- $D_3 = \text{AA}119 \text{ au g\u00e9rmagnium}$

*transistors:

- $\text{TMF}1 = 3\text{N}204$
- $\text{TF}2 = 2\text{N}3970$

*Circuits int\u00e9gr\u00e9s:

- $\text{IC}1 = \text{IC}2 = \text{CA } 3028 \text{ A}$

CHAPITRE IV :

⋆ TEMPS DE RELAXATION ⋆

CHAPITRE IV : MESURE DES TEMPS DE RELAXATION

I) Introduction:

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

$$W = - \vec{M} \cdot \vec{H}_0 = - M_z \cdot H_0 \quad (\text{IV-1})$$

M_z , est la composante longitudinale suivant OZ du moment magnétique \vec{M} . Dans le mouvement de précession de Larmor, la composante longitudinale M_z reste constante et donc l'énergie d'interaction entre le champ et l'atome.

A l'équilibre thermique, les atomes dont la composante longitudinale M_z est de même signe que \vec{H}_0 , sont plus nombreux que les autres; il en résulte, une aimantation globale dirigée dans le sens du champ uniforme \vec{H}_0 appliqué à l'échantillon

Si l'on change brusquement le champ magnétique par application d'une onde électromagnétique de fréquence f_0 de Larmor, donnant naissance à un champ \vec{H}_1 perpendiculaire à \vec{H}_0 , il y'aura basculement des moments magnétiques des noyaux composants l'échantillon, alors un nouvel équilibre thermique doit s'établir. Le nouvel équilibre thermique n'est pas obtenu instantanément, il se produit par une évolution progressive qu'on appelle, phénomène de relaxation. Ce phénomène de relaxation s'accompagne d'une émission d'un signal radiofréquence, ayant la forme d'une sinusoïde amortie.

comme on l'a déjà expliqué au chapitre (I), l'énergie réémise par les noyaux lors de cette évolution progressive; n'est pas immédiatement détectée, sa détection est retardée d'une part par un noyau voisin, qui l'absorbe et rebascule: c'est la relaxation spin-spin caractérisée par le temp de relaxation transversal T_2 , et d'autre part, par le réseau entier: c'est la relaxation spin-réseau caractérisée par un temps de relaxation longitudinal T_1 .

La connaissance de ces temps de relaxation est d'une extrême importance, et plus particulièrement dans le domain médical. En effet, après étude il a été constaté que pour un tissu atteint du cancer, le temp de relaxation spin-réseau T_1 est beaucoup plus élevé que dans un tissu sain dans la même région du corps.

pour cela, des efforts considérables sont fournis afin de développer des appareils dits spectromètres, et qui permettront la mesure des temps de relaxations, et utilisant l'effet RMN.

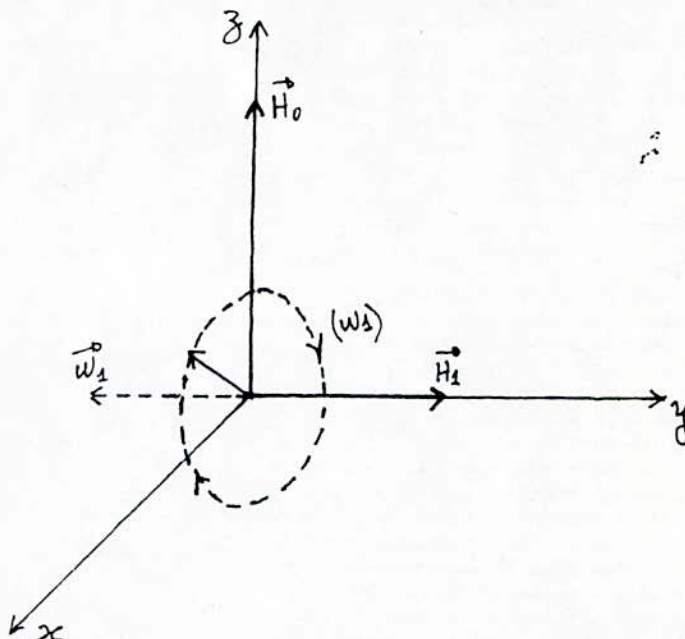
II) Mesure des temps de relaxation:

Après avoir décrit dans le chapitre précédent ce qu'est un spectromètre, nous allons exposer les méthodes de mesure des temps de relaxation, en se basant sur des considérations classiques. Notons que ces méthodes de mesure concernent le mouvement transitoire du système de spins résultant de l'application des salves radiofréquences provenant de l'émetteur.

1) Précéssion libre:

ON a déjà expliqué au chapitre I (deuxième partie), que l'aimantation \vec{M} du système des spins tend après un mouvement de précéssion, autour de l'axe OZ vers une valeur d'équilibre \vec{M}_0 parallèle au champ magnétique \vec{H}_0 qui est appliqué. Partant de cette situation et appliquant un champ magnétique \vec{H}_1 dirigé suivant l'axe OY d'un repère OXYZ (voir figure IV-1).

bien entendu ce champ \vec{H}_1 , tourne à la fréquence de LARMOR $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 = -\gamma \cdot \vec{H}_0$ autour de \vec{H}_0 dans le plan OXY.



figure(IV-1)

Il est clair, que le moment magnétique \vec{M}_0 va subir un mouvement de précéssion, autour de \vec{H}_1 dans le plan XOZ.

Si l'on désire que \vec{M}_0 fasse une fraction de rotation de $\pi/2$, il suffit d'appliquer le champ magnétique \vec{H}_1 , pendant un temps t défini comme suite:

$$\omega_1 t = \gamma H_1 t = \pi/2 \quad \Rightarrow \quad t = \frac{\pi}{2 \gamma H_1} \quad (\text{IV-2})$$

Cette impulsion de l'onde radiofréquence qui amène le vecteur \vec{M}_0 de sa position d'équilibre selon OZ, à une nouvelle position selon OX s'appelle "impulsion $\pi/2$ " ou "pulse $\pi/2$ " voire figure(IV-2):

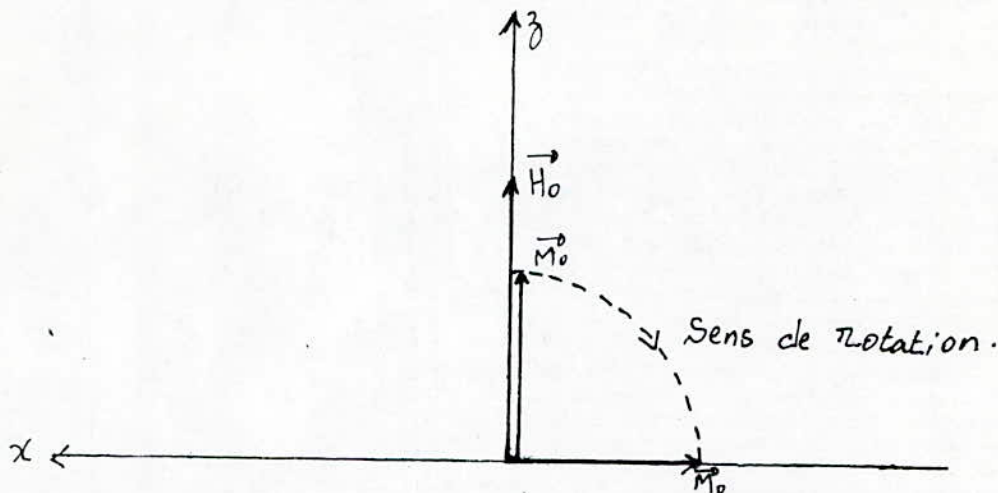


figure (IV-2)

Le champ \vec{H}_1 est coupé à la fin de l'impulsion radiofréquence, alors le moment magnétique \vec{M}_0 tendra vers sa position d'équilibre sur OZ, en suivant un mouvement de précession autour de la direction du champ \vec{H}_0 à la fréquence de LARMOR :

$$f_0 = \omega_0 / 2\pi = \gamma H_0 / 2\pi \quad (\text{IV-3})$$

C'est la précession libre de l'aimantation autour de \vec{H}_0 . Si on tient compte des conditions initiales à savoir:

$$M_{xy} = M_z = 0$$

$$M_x = M_0$$

Cette précession est décrite par les équations de BLOCK suivantes:

$$\begin{aligned} M_z &= M_0 (1 - e^{-t/T_1}) \\ M_x &= M_0 e^{-t/T_2} \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (\text{IV-4})$$

D'autre part, par une impulsion π , le vecteur \vec{M}_0 reste toujours sur l'axe OZ, en passant de la valeur M_0 à la valeur $-M_0$ (l'aimantation est renversée). Pour cela, on doit appliquer le champ \vec{H}_1 pendant une durée telle que:

$$\omega_1 t' = \gamma H_1 t' = \pi \quad \Rightarrow \quad t' = \pi / (\gamma H_1)$$

donc :

$t' = 2t$; c'est l'impulsion π .

Remarque :

En plus de la possibilité, du changement des conditions initiales d'un système de spins, par application d'une impulsion radio fréquence de durée variable, il est à noter que même lors d'une évolution transitoire les conditions peuvent être modifiées. L'intérêt de cette possibilité sera mieux apprécié dans ce qui suivra

2) Echos de spins :

Dans les systèmes réels, le champ \vec{H}_0 n'est pas totalement homogène, sur le volume de l'échantillon, si bien qu'à la fin de l'impulsion $\pi/2$, les spins subissant des effets différents dus à des champs voisins différents, vont précéder à des fréquences légèrement différentes.

Si la valeur moyenne du champ sur le volume de l'échantillon est \vec{H}_0 , certains spins précéderont à une fréquence plus élevée, d'autres à une fréquence moins élevée que ω_0 , et au bout d'un temps dépendant du degré d'inhomogénéité de \vec{H}_0 on aura une dispersion des directions des spins, ce qui entraînera la destruction de l'aimantation tournante \vec{M}_r .

Si après un temps τ de la fin de la première impulsion $\pi/2$, on applique au système une nouvelle impulsion dite de phase, de durée convenable, il y a possibilité de provoquer le phénomène inverse de celui qui s'est produit spontanément à la fin de la première impulsion ; c-à-d qu'on aura un regroupement progressive, qui sera maximal au bout d'un temps 2τ après la fin de la première impulsion : c'est le phénomène dit ECHO DE SPINS.

*) Expérience d'écho de spins :

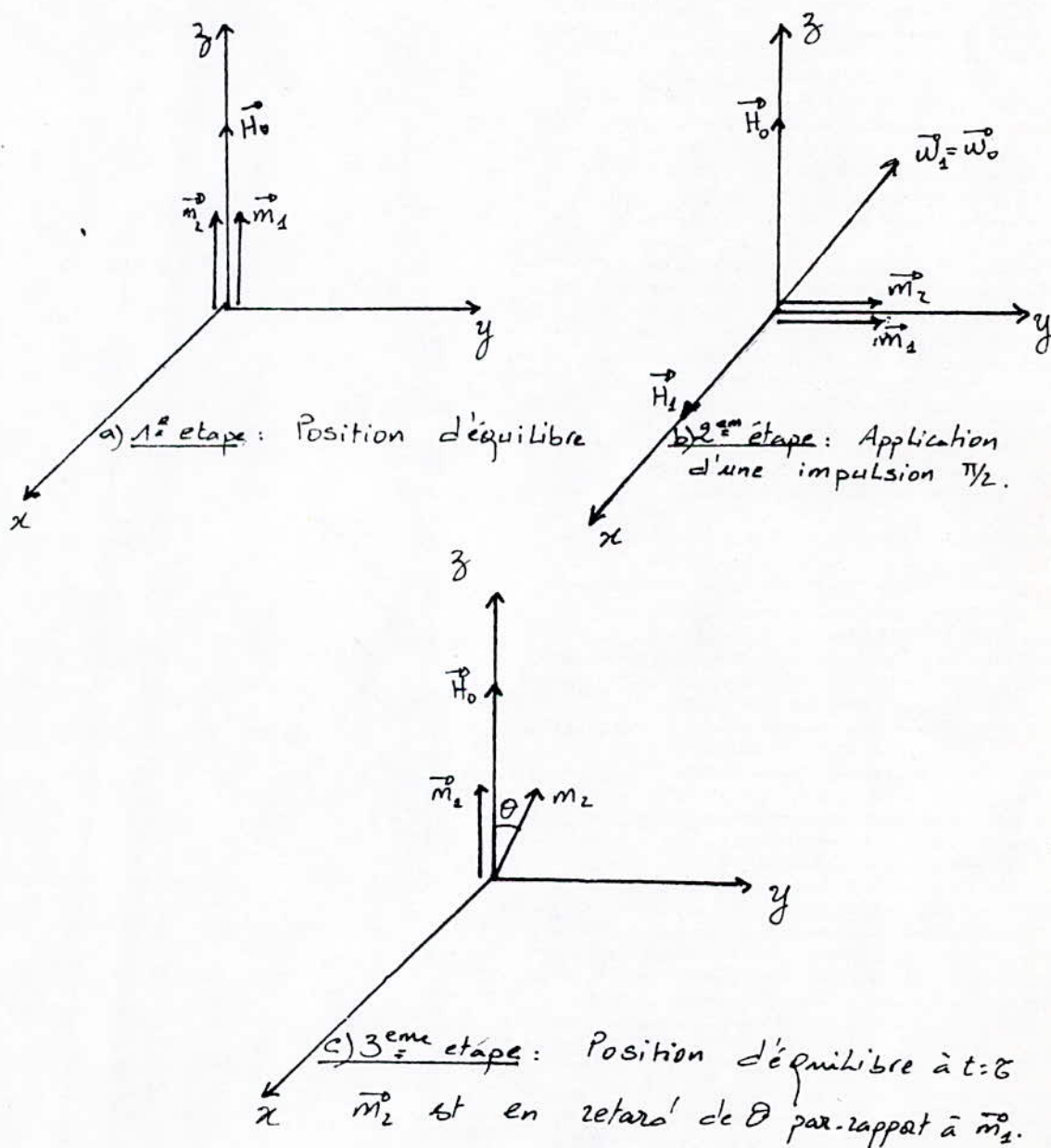
Le phénomène d'écho de spins, peut être mieux éclairci, si nous décrivons le mouvement de deux moments magnétiques élémentaires particuliers issus de deux régions différentes de l'échantillon. Ces deux régions sont supposées assez petites pour être considérées comme homogènes, nous aurons donc deux moments magnétiques \vec{m}_1 et \vec{m}_2 qui vont subir l'action de deux champs légèrement différents \vec{H}_0 et \vec{H}_0' .

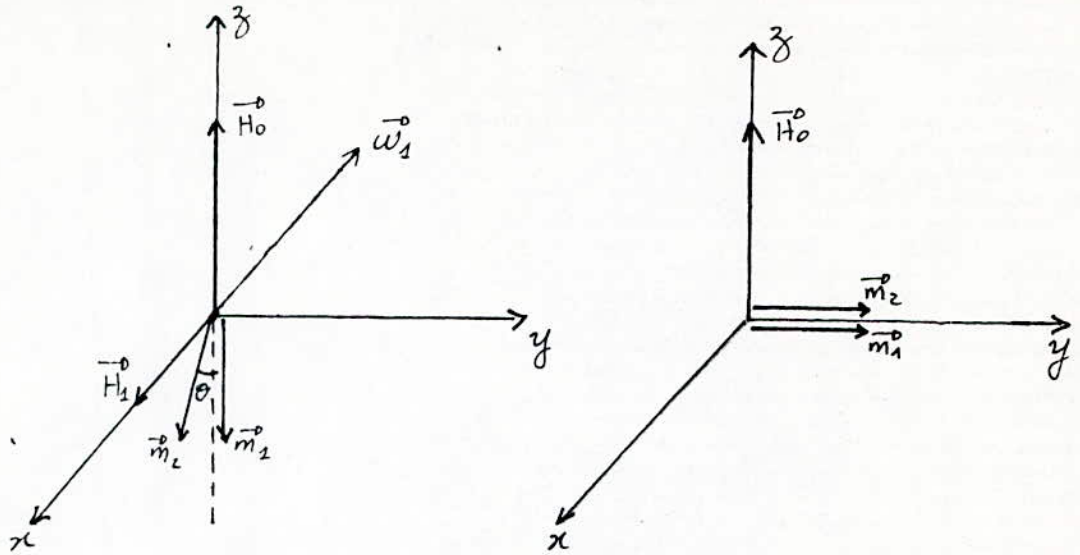
En supposant que $H_0' < H_0$, alors les moments \vec{m}_1 et \vec{m}_2 vont précéder à des vitesses angulaires différentes ω_0' et ω_0 avec $\omega_0' < \omega_0$. A partir de l'état d'équilibre où \vec{m}_1 et \vec{m}_2 sont suivant OZ, une impulsion $\pi/2$ de l'onde radio fréquence, les fait tourner d'un angle de $\pi/2$ autour de \vec{H}_1 (voir fig IV-3b).

Juste après la coupure de \vec{H}_1 , les deux moments essayeront de reprendre leurs positions d'équilibre, en suivant un mouvement de précession à des vitesses différentes, et à $t=\tau$ \vec{m}_2 (le plus lent) est retardé d'un angle θ par-rapport à \vec{m}_1 (le plus rapide) (voir fig IV-3c).

A cet instant même ($t=\tau$), on applique une impulsion π qui ramène cette fois-ci les moments \vec{m}_1 et \vec{m}_2 sur l'axe des Z négatif et ainsi \vec{m}_2 se retrouve en avance par-rapport à \vec{m}_1 d'un angle θ , car le sens du référentiel tournant n'a pas changé (voir fig 3d).

On aura en définitif, après un temps $t=2\tau$ les deux moments \vec{m}_1 et \vec{m}_2 en phase: c'est l'écho de spins (voir fig IV-4) .

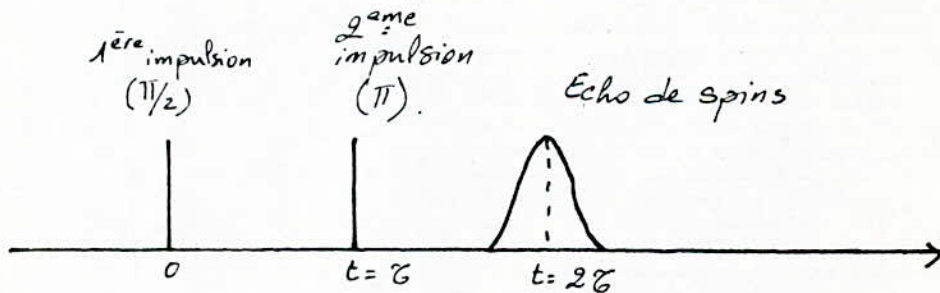




d) 4^{ème} étape: Application de l'impulsion π (\vec{m}_2 en avance par rapport à \vec{m}_1)

e) 5^{ème} étape: \vec{m}_2 et \vec{m}_1 en phase à $t = \tau \Rightarrow$ écho de spins.

Fig(IV-3): Expérience d'écho de spins



Fig(IV-4) l'écho de spins

En conclusion, on peut déduire que l'écho de spins est obtenu, après chaque modification, dans la position prise par les moments magnétiques après un certain temps donnant une avance aux plus lents sur les plus rapides.

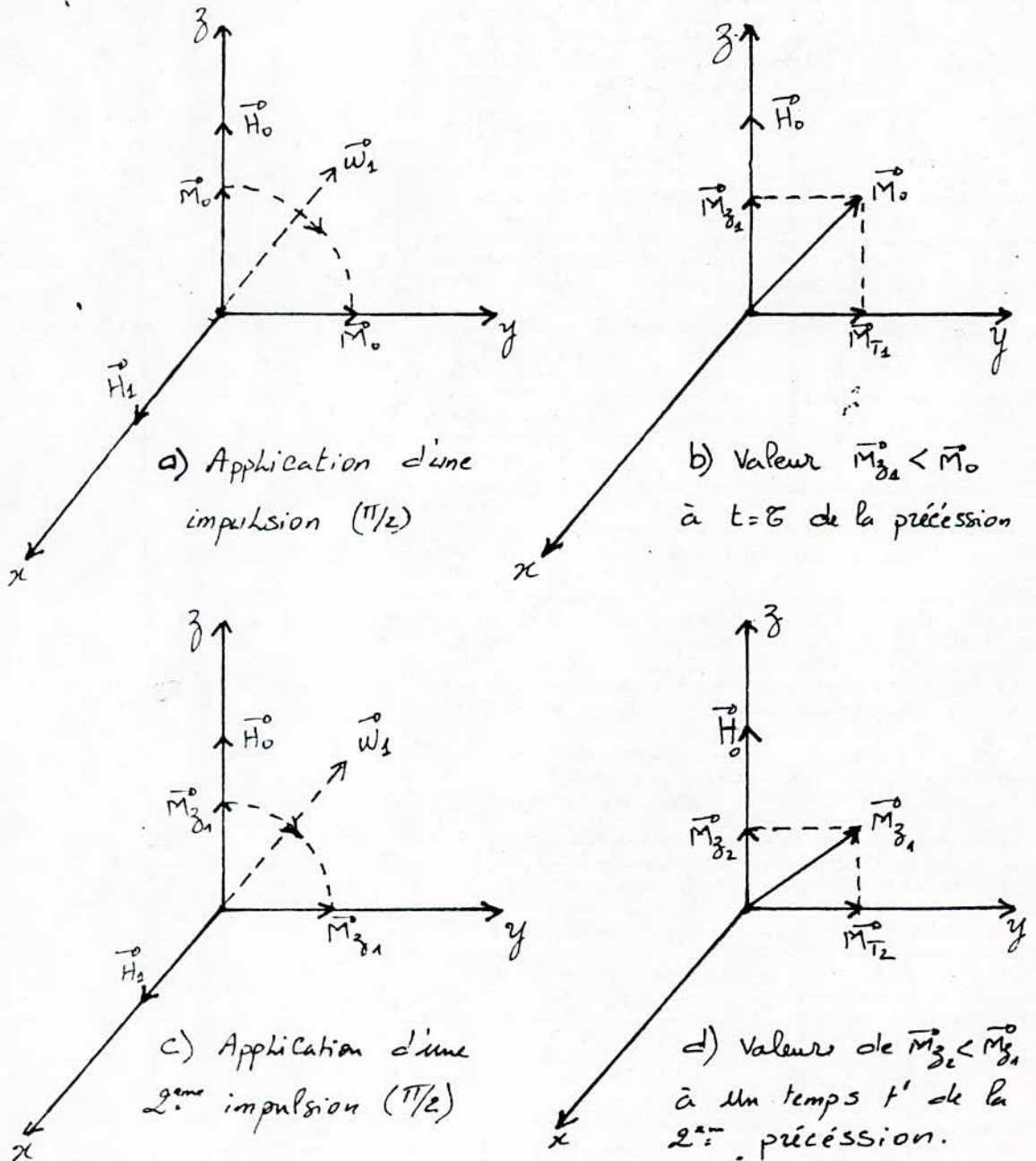
3) Mesure du temps de relaxation spin-réseau T_1 :

La méthode utilisée est dite "méthode de saturation progressive". Le signal radiofréquence est une séquence périodique d'impulsions $\pi/2$ de période T.

La première impulsion fait subir à l'aimantation \vec{M}_0 initialement parallèle à OZ, une rotation de $\pi/2$ et l'amène sur l'axe des Y (voir fig IV-5a). Après un temps T, c-à-d à la fin de la première impulsion $\pi/2$, la composante selon l'axe des OZ prend la valeur:

$$M_{z1} = M_0 (1 - e^{-T/T_1}) \quad (IV-5)$$

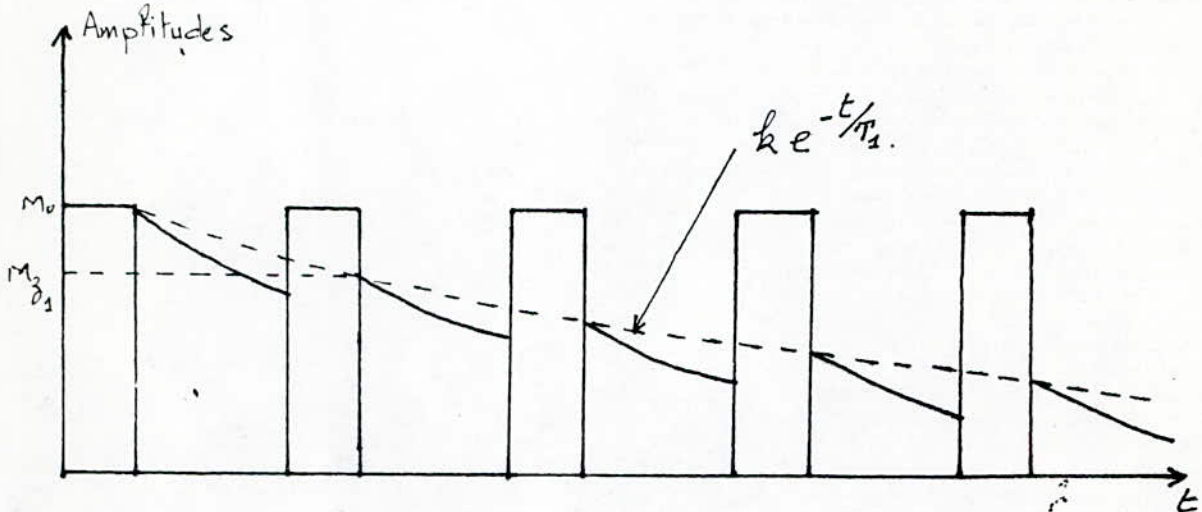
du fait de la tendance de \vec{M}_0 à revenir à sa position initiale selon OZ (voir fig IV-5b).



Figure(IV-5)

La deuxième impulsions $\pi/2$, amène de nouveau cette composante \vec{M}_{z1} sur l'axe des Y, une deuxième précession se produit à la fin de cette deuxième impulsion, et ainsi de suite.

Le flux reçu dans la bobine est dû aux différentes aimantations dirigées suivant OY (composantes transversales M_0 ; M_{z1} ;.....). On relevait sur l'oscilloscope le graphe donnant la variation de $M_z = M_0 [1 - \exp(-t/T_1)]$, et en joignant les sommets des amplitudes initiales des précessions on reconstitue l'enveloppe donnant la constante de temps spin-réseau T_1 (voir fig IV-6):

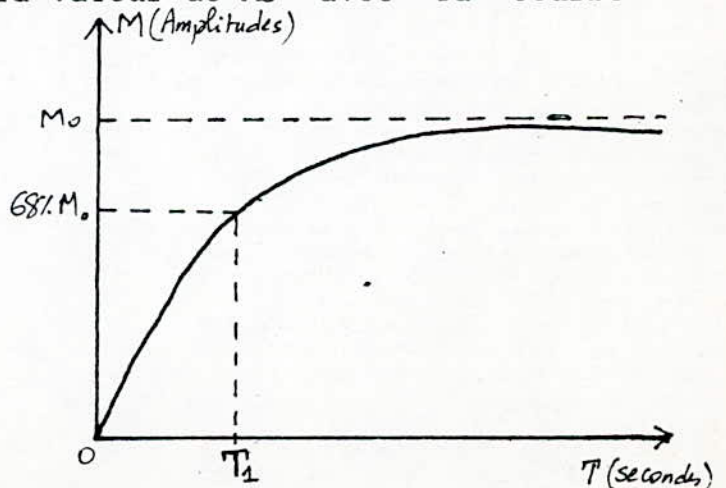


figure(IV-6)

La méthode adoptée pratiquement pour la mesure de T_1 consiste à faire varier la période T des impulsions $\pi/2$ et relever pour chaque impulsion sur l'oscilloscope, la valeur maximal du vecteur aimantation. On trace ensuite la courbe donnant l'amplitude de \vec{M} en fonction de la période T de l'impulsion radiofréquence $\pi/2$.

T_1 est égale à la valeur à la projection sur l'axe des abscisses du point correspondant à l'intersection de la droite qui donne 68 % de la valeur de M_0 avec la courbe $M(T)$ (voir fig IV-7)

fig(IV-7): graphe $M=f(T)$



4) Mesure du temps de relaxation T₂ ou spin-spin:

A la suite d'une application d'une impulsion $\pi/2$, à l'aimantation \vec{M}_0 d'équilibre, on aura rotation de \vec{M}_0 de $\pi/2$. Un mouvement de précession débute dès la fin de l'impulsion radiofréquence $\pi/2$, cette précession induit une variation de la composante transversale selon la loi suivante:

$$M_r = M_0 e^{-t/T_2} \cos (W t) \quad (IV-6)$$

Le flux induit dans la bobine de réception est proportionnel à la composante transversale de l'aimantation M_r , dont la décroissance nous donnera directement T_2 .

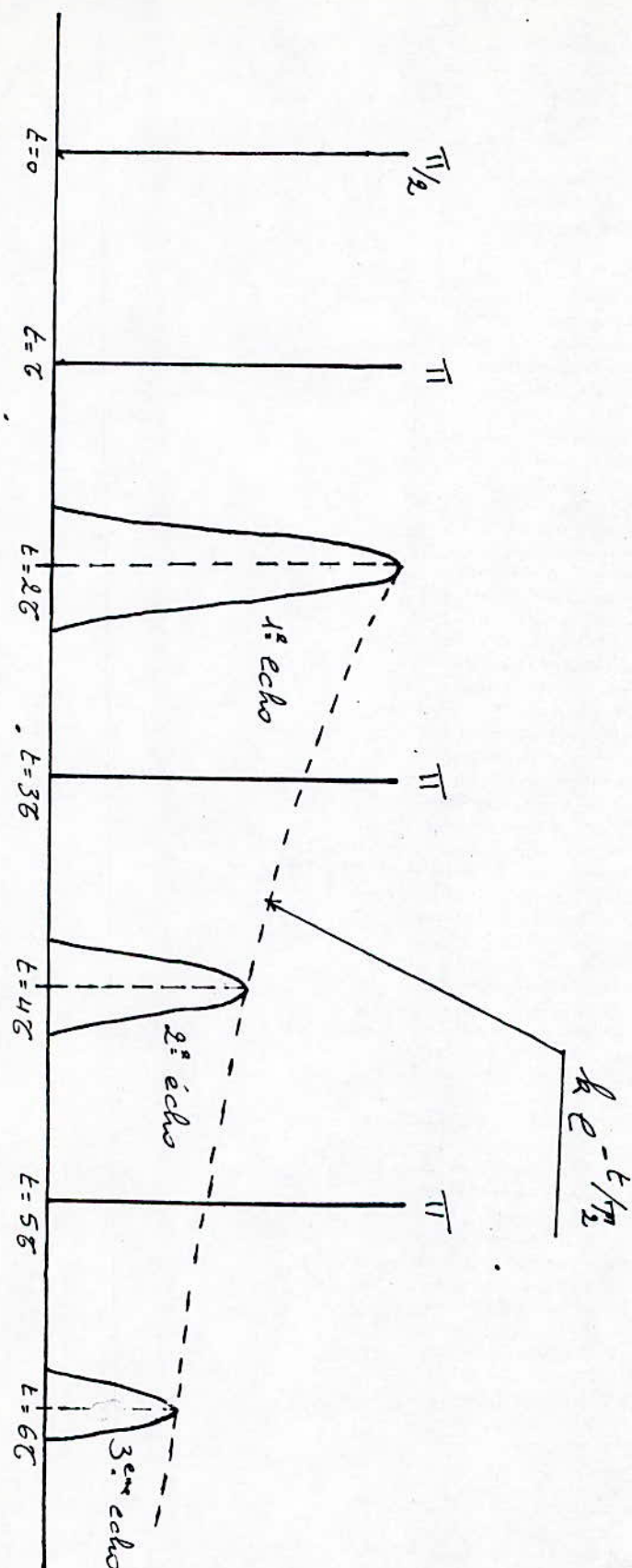
En réalité, le signal donnant la décroissance de la composante M_r est perturbé par les interactions entre le système de spins ou l'inhomogénéité de \vec{H}_0 . Pour y remédier à cela, on fait recourt à la technique d'écho de spins

Une séquence d'impulsions $\pi/2 ; \tau ; \pi$ provoquerai un echo de spin à $t = 2\tau$, on l'a expliqué précédement. Un deuxième écho est obtenu à $t = 4\tau$ si une autre impulsion π est générée à $t = 3\tau$, et ainsi de suite (voir fig IV-8).

L'ensemble des différents échos visualisés sur l'oscilloscope montrent que l'amplitude de ces derniers vont décroître en exponentielle, cette variation dépend du temps T_2 de relaxation, car elle est due aux interactions spin-spin, d'où la mesure de T_2 .

Remarque:

Lorsque les temps de relaxations T_1 et T_2 sont très grands, l'amplitudes des échos reste à peu près constante, par contre quand T_1 et T_2 sont de l'ordre de 2τ , l'amplitude des échos décroît de façon appréciable.



figure(IV-8): Echos de spins nucléaires donnés par les séquences $\dots\pi/2-\tau-\pi\dots$

III) RESULTATS EXPERIMENTAUX :

1) Mesures expérimentales:

Le spectromètre R.M.N à impulsions du laboratoire R.M.N a été utilisé pour mesurer les temps de relaxation T1 des échantillons suivants:

- Eau normale
- Eau distillée une fois
- Tissu humain sain (Malade A-T : tissu du carcinome)
- Tissu humain malade (Malade A-T : tumeur du carcinome)
- Tissu humain malade (Malade G-S : tumeur du palais)

Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus lors des mesures:

Echantillon	Etat de L'échantillon	Valeurs de T1
Eau normale	-	0.9 s
Eau distillée une fois	-	1.8 s
Tissu humain (malade A-T)	Tissu sain	150 ms
Tissu humain (malade A-T)	Tissu malade	300 ms
Tissu humain (malade G-S)	Tissu malade	800 ms

REMARQUES:

Sur les résultats expérimentaux obtenus, on peut faire les commentaires suivants:

*) D'une part on remarque que le temps de relaxation T1 de l'eau normale du robinet est inférieur à celui de l'eau distillée, par conséquent on peut conclure que les impuretés diminuent les temps de relaxation.

*) D'autre part, les valeurs de T1 obtenus pour un tissu humain sain et un tissu humain malade sont conformes aux valeurs attendus; ce qui prouve l'efficacité de la méthode dans la détection de la maladie d'une part et le bon fonctionnement de notre spectromètre d'autre part.

* CONCLUSION *

* CONCLUSION *

Ma formation d'ingénieur se close par la présentation de ce modeste travail qui en plus de la satisfaction d'avoir contribué à la réalisation d'un récepteur R.M.N m'a permis d'approfondir mes connaissances dans le domaine de l'électronique.

Je pense avoir réalisé un système récepteur R.M.N à impulsions à 5MHz qui répond au cahier de charge qui m'a été confié, et dont la tâche essentielle est de recueillir le signal RF induit dans la bobine excitatrice, afin de le ramener à un niveau acceptable pour faciliter sa visualisation et par conséquent son traitement.

Pour ce récepteur, nous avons trouvé d'une part que pour l'étage préamplificateur l'utilisation du MOSFET 2N204 donne un rapport S/B très élevé, et d'autre part le circuit intégré CA3028A est un très bon amplificateur en tension et il a une très large bande de fréquence d'amplification.

J'ai souhaité compléter mon travail par un dernier chapitre, de mesures expérimentales des temps de relaxation, en utilisant des échantillons contenant des cellules humaines malades et saines pour pouvoir dire qu'on a réellement appliqué la R.M.N dans le domaine médical.

Enfin, nous espérons que ce travail sera poursuivi et amélioré et complété par ceux ou celles qui vont opter pour ce sujet.

* BIBLIOGRAPHIE *

* LIVRES :

- ABRAGAM. T Les principes du magnétisme nucléaire
- CAGNAC. B Physique atomique Tome 1
- MALVINO.A.P Principes d'électronique
- DORVAL. Technique des impulsions
- MILSANT.F Cours d'électronique

* PROJETS DE FIN D'ETUDE:

- H-BENSAID Etude du spectromètre R.M.N et mesure des
 H-BERKOUK temps de relaxation.
Janvier 88
- M-BENAISSA Progrmmeur d'impulsions numérique pour le
 B-BERKAT spectromètre R.M.N à impulsions. :
Juin 85
- E.H-SAHRAOUI R.M.N Etude et réalisation d'un spectro-
 A- RAMDANE -mètre R.M.N à impulsions
Juin 86
- K-BOUKERROU R.M.N etude et réalisation d'un système
 M-HADJ-RABAH émetteur par impulsions pour la mesure
 des temps de relaxation .
Janvier 83.