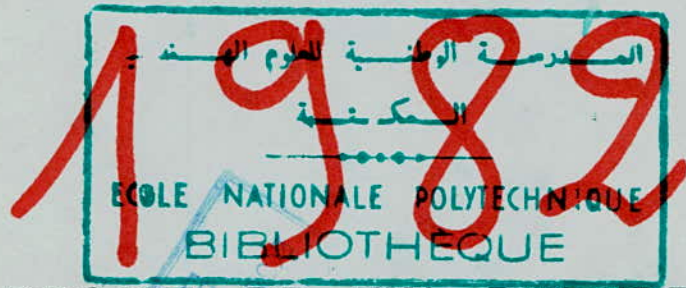


FILIERE D'INGENIEUR EN  
ELECTRONIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDES  
R.M.N

SUJET : Etude et Réalisation d'un Programmeur d'impulsions  
pour la mesure des temps de Relaxation

PROPOSE PAR : Mr P UVVADA

REALISE PAR : MADI ZOUBIR





## Remerciements

Je tiens à remercier vivement mon promoteur,  
M<sup>E</sup> PUVVADA, pour m'avoir aidé tout au long  
de cette étude.

Je remercie également M<sup>E</sup> S. FERRAT, M<sup>elles</sup> ZIZI et  
KAOUA, M<sup>me</sup> IBTIOUEN et pour les conseils qu'ils m'ont  
donnés et pour l'aide matérielle qui m'a facilité la  
réalisation pratique.

Que tous les enseignants qui ont contribué à ma  
formation trouvent ici l'expression de ma profonde  
reconnaissance.

# Sommaire.

## Chapitre I - Introduction à la RMN.

- A - Description de la RMN.
  - .. I - Conception classique
    - . I-1 Effets gyromagnétiques
      - I-1-1 Définition du rapport gyromagnétique.
      - I-1-2 Précession de Larmor.
      - I-1-3 Relaxation.
    - . I-2 Résonance magnétique.
  - .. II Conception quantique.
    - .. II-1 Quantification.
      - II-1-1 Règles de quantification.
      - II-1-2 Sous-niveaux Zeeman.
    - .. II-2 Résonance magnétique.
      - II-2-1 Evolution des populations.
      - II-2-2 Absorption de puissance.
- B - Détection de la résonance.
- C - Comparaison entre RMN et RPE.

## Chapitre II - Mesure des temps de relaxation.

- A - Précession libre.
- B - Echos de spins.
  - 1. Interprétation du phénomène.
  - 2. Etude du mouvement relatif de deux moments particuliers lors d'une expérience d'échos de spins.
- C - Mesure des temps de relaxation.
  - 1. Mesure du temps de relaxation spin-spin  $T_2$ .
  - 2. Mesure du temps de relaxation spin-réseau  $T_1$ .

## Chapitre III - Spectromètre RMN à impulsions.

- A - Description.
- B - Réglages et fonctionnement général

## Chapitre IV - Etude du programmeur d'impulsions.

- A - Présentation et applications de quelques circuits intégrés.
  - .. I. Le "555".
    - . I-1. Montage en multivibrateur astable.
      - I-1-1 Principe de fonctionnement.
      - I-1-2 Broche de RAZ et broche de commande.
      - I-1-3 Caractéristiques du signal de sortie.
        - a) Période.
        - b) rapport cyclique



- . I-2 Montage en multivibrateur monostable.
- .. II - Le circuit SN <sup>54</sup> 121.
- .. II-1 Schéma fonctionnel.
- .. II-2 Fonctionnement en monostable simple.
  - a) Déclenchement sur le front de montée.
  - b) Déclenchement sur le front de descente.
- .. II-3 Fonctionnement en monostable avec un retard à l'entrée.
- .. III - Le CI "7402".
- B - Programmeur d'impulsions.
  - .. I - schéma synoptique.
  - .. II - Schéma complet.
    - . II-1 Source de déclenchement.
    - . II-2 Générateur de la 1<sup>ère</sup> impulsion.
    - . II-3 Générateur de la 2<sup>ème</sup> impulsion.
    - . II-4 Portes NOR N<sub>1</sub> et N<sub>2</sub>.

## Chapitre V. Réalisation du programmeur.

- I - Présentation de la réalisation.
- II - Résultats.

## Avant-propos.

La mesure des temps de relaxation relatifs à un échantillon donne fournit de précieuses informations sur son état. Comment peut-on, à partir de l'effet de la Résonance Magnétique Nucléaire, mettre l'électronique au service de cette tâche ? Tel est grosso-modo le but de ce travail.

Le chapitre I est une introduction à la Résonance Magnétique Nucléaire, à l'application de la Résonance Magnétique Nucléaire (du point de vue classique) et la mesure de temps de relaxation constitue l'objet du chapitre II. Le chapitre III sur le spectromètre concrétise les deux premiers chapitres et définit par la même le contexte dans lequel s'inscrit le chapitre IV dont l'objet est l'étude d'un étage du spectromètre : le programmeur d'impulsions. Enfin, dans le dernier chapitre est présentée la réalisation du programmeur d'impulsions.

## Chapitre I

### Introduction à la RMN

La résonance magnétique nucléaire (RMN en abrégé) est devenue, de nos jours, un outil d'investigation des plus importants dans de nombreux domaines de la science, notamment en physique, chimie, médecine, industrie, agriculture, ...

Ses applications ont permis :

- la mesure de moments magnétiques nucléaires,
- de déterminer la composition chimique de composés organiques,
- d'identifier la leucémie chez un patient.
- de déterminer sans ambiguïté la teneur des produits agricoles en eau et en huile
- de détecter les tumeurs malignes dans le corps humain.

Son principe est le suivant :

On provoque le phénomène de résonance magnétique par un champ électromagnétique qui interagit avec des noyaux. On recueille ensuite le signal résultant de ces interactions, on le traite, et on en extrait l'information qu'il supporte.

A - Description de la RMN. On peut décrire le phénomène ~~de~~



de deux manières différentes :

### I. Conception classique.

#### I-1 Effets gyromagnétiques.

##### I-1-1 Définition de rapport gyromagnétique.

En physique atomique, on exprime pour un électron la proportionnalité entre son moment cinétique total (moment cinétique orbital et moment cinétique intrinsèque (ou spin)) et son moment magnétique total (moment magnétique orbital et moment magnétique intrinsèque) par un coefficient appelé "rapport gyromagnétique". On le note  $\gamma_e$ ; il est tel que :

$$\gamma_e = \frac{\vec{M}_e}{\vec{S}_e},$$

où  $\vec{M}_e$  est le moment magnétique total, et  $\vec{S}_e$  le moment cinétique total. Il faut noter que les vecteurs  $\vec{M}_e$  et  $\vec{S}_e$  sont colinéaires. Ceci peut être généralisé à un système de plusieurs électrons.

De même, en physique nucléaire, on fait correspondre à un noyau comportant un ou plusieurs protons un moment magnétique  $\vec{M}$  lié à un moment cinétique de spin  $\vec{S}$  par la relation :

$$\gamma = \frac{\vec{M}}{\vec{S}} \quad (I-1)$$

où  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique. Il est caractéristique du noyau considéré.

##### I-1-2 Précession de Larmor.

Dans un champ magnétique homogène (on dit aussi uniforme)  $\vec{H}_0$ , un noyau ayant un moment magnétique  $\vec{M}$  est soumis à des forces moyennes dont le couple résultant est :



$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$$

Si on choisit l'origine au centre de gravité  $G$  du noyau le théorème du moment cinétique (appliqué au noyau)

s'écrit : 
$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$$

ou encore : 
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_0 = -\gamma \vec{H}_0 \wedge \vec{M}$$
, en tenant compte de (I-1). Cette dernière équation est appelée "équation de Bloch".

En posant  $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ , elle devient : 
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\omega}_0 \wedge \vec{M} \quad (I-2)$$

En général, on raisonne sur un grand nombre de noyaux (on se limitera à un ensemble de noyaux de même espèce), et au lieu de parler du moment magnétique, on parle de l'aimantation  $\vec{M}$  qui est la somme des moments magnétiques de tous les noyaux par unité de volume car dans la pratique, on ne peut pas faire des mesures sur un noyau isolé; auquel cas, l'équation (I-2) devient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\omega}_0 \wedge \vec{M} \quad (I-3)$$

Elle montre que le champ  $\vec{H}_0$  fait subir au vecteur aimantation  $\vec{M}$  un mouvement de rotation (dans le repère du laboratoire supposé absolu et ayant son origine au centre de gravité du système) défini par le

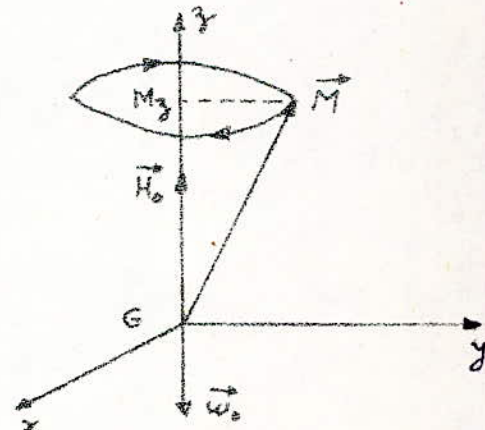


Fig I.1

vecteur rotation  $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$  (voir Fig. I.1).

$\vec{\omega}_0$  caractérise ce que l'on appelle "la rotation de Larmor".

Par analogie avec le mouvement de précession de l'axe d'un

gyroscope, on appelle ce mouvement de  $\vec{M}$  "précession de Larmor".

En définitive, l'action du champ  $\vec{H}_0$  est de faire tourner autour de lui le gyroscope aimanté que constitue le système de noyaux.

I.1.3 Relaxation. Au bout d'un certain temps,  $\vec{M}$  prend la direction de  $\vec{H}_0$  : la composante longitudinale  $M_z$  tend vers une valeur finale  $M_0$  et la composante transversale disparaît. D'après la théorie de Bloch, pour les liquides, on peut décrire l'évolution de  $M_z$  vers  $M_0$  en introduisant dans l'équation (I.3) le terme :  $-\frac{M_z - M_0}{T_1} = \frac{dM_z}{dt}$  et pour les deux autres composantes, les termes :  $\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}$  et  $\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}$ , où  $T_1$  est le temps de relaxation longitudinal et  $T_2$  le temps de relaxation transversal. Ce phénomène d'évolution progressive est appelé relaxation. D'autre part, l'énergie de l'aimantation  $\vec{M}$  dans le champ magnétique  $\vec{H}_0$  est donnée par :  $W = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 = -M_z H_0$ . Lorsque  $M_z$  varie, l'énergie varie et s'échange entre l'aimantation  $\vec{M}$  et le milieu dans lequel baigne le système de spins ; milieu qu'on appelle "réseau". L'allure de ces échanges d'énergie est commandée par le temps de relaxation  $T_1$  appelé également "temps de relaxation spin-réseau". Par contre, cette énergie n'est nullement affectée par une variation de  $M_x$  ou de  $M_y$  (donc de  $M_T$ ). Donc quand  $M_T$  varie, l'énergie totale du système de spins reste inchangée, et son échange se fait uniquement entre les spins du



système ; c'est le temps de relaxation transversal  $T_2$  qui rend compte justement de ces interactions. C'est pour cette raison qu'on l'appelle "temps de relaxation spin-spin" pour le distinguer de  $T_1$ .

### I-2. Résonance magnétique.

On a vu que l'action de  $\vec{H}_0$  est de faire tourner l'aimantation  $\vec{M}$  autour de lui avec une vitesse angulaire  $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ .

On applique maintenant un champ  $H_1$  de faible amplitude, perpendiculaire à  $\vec{H}_0$  et tournant à la vitesse angulaire  $\omega$  parallèle

à  $\vec{\omega}_0$  et de même sens ; donc il tourne dans le même sens que l'aimantation

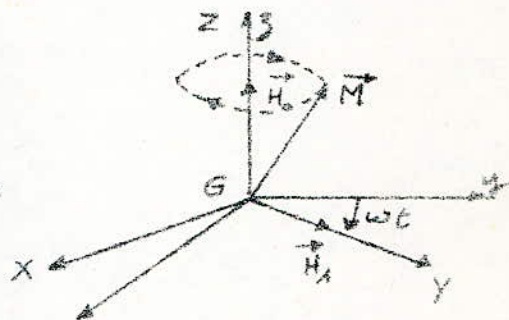


Fig. I-2

$\vec{M}$  (voir fig I-2). Si  $\omega$  est très différente de  $\omega_0$ , l'action de  $\vec{H}_1$  sur  $\vec{M}$ , changeant de sens continuellement (car l'orientation de  $\vec{H}_1$  par rapport à  $\vec{M}$  change continuellement), a un effet en moyenne nul. Par contre, si  $\omega$  est très proche de  $\omega_0$  ( $\omega \approx \omega_0$ ), l'action de  $\vec{H}_1$ , se faisant dans un seul sens, finit par avoir un effet notable sur  $\vec{M}$ . Quel sera donc le résultat de cet effet ?

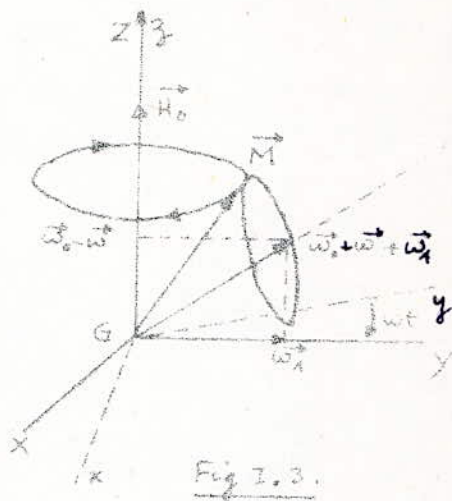
On introduit, pour le calcul, un repère tournant  $GXYZ$  à la même vitesse  $\omega$  que  $H_1$  ; - donc dans lequel  $\vec{H}_1$  paraît fixe ; et ayant son origine au barycentre  $G$  du système de spins.

En posant  $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{H}_1$  par analogie avec la relation  $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ , et en écrivant l'équation du mouvement dans le repère tournant, on montre que l'aimantation  $\vec{M}$  est animée d'un mouvement de précession défini par le vecteur  $\vec{\omega}_0 - \vec{\omega} + \vec{\omega}_1$ . La pulsation



de ce mouvement est donc :  $[(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2]^{1/2}$  (voir fig. I.3)

Dans le cas où  $|\omega_0 - \omega| \gg \omega_1$ , l'axe de rotation est pratiquement confondu avec l'axe vertical  $Gz$ , et la composante  $M_z$  de l'aimantation ne varie pas : l'effet de  $H_1$  sur l'aimantation est donc nul ; ce qui confirme ce qui a déjà été dit plus haut. Si maintenant  $\omega \approx \omega_0$ , le vecteur rotation se retrouve sur l'axe  $Gy$  et devient égal à  $\vec{\omega}_1$ . L'aimantation  $\vec{M}$  va donc précessionner autour de  $\vec{H}_1$  avec la pulsation  $\vec{\omega}_1$ . On dit que l'on est en présence de la résonance magnétique ; et la condition de résonance est  $\omega = \omega_0 = \gamma H_0$ .



En résumé, dans le repère du laboratoire et à la résonance, les vecteurs  $\vec{H}_1$  et  $\vec{M}$  tournent autour de  $\vec{H}_0$  avec la même vitesse angulaire de Larmor  $\omega_0$ . Dans ce mouvement de rotation autour de  $\vec{H}_0$ , le vecteur  $\vec{M}$  est animé en même temps d'un autre mouvement autour de  $H_1$  avec la vitesse angulaire  $\omega_1$ .

REMARQUE. Pour obtenir le champ tournant  $H_1$  à la pulsation  $\omega$ , il suffit de générer un champ alternatif  $2H_1 \cos \omega t$  de direction fixe perpendiculaire à  $\vec{H}_0$  (Gx par exemple dans le cas de notre représentation : voir fig. I.4), en alimentant une bobine d'axe Gx et entourant l'échantillon étudié, avec un courant de pulsation  $\omega$ . En effet, un tel champ peut être décomposé en deux champs

de modules  $H_0$  et tournant dans le plan  $xOy$ , l'un avec la pulsation  $\omega$  (dans le sens de la rotation de Larmor), et l'autre de pulsation  $(-\omega)$ , (donc d'action négligeable).

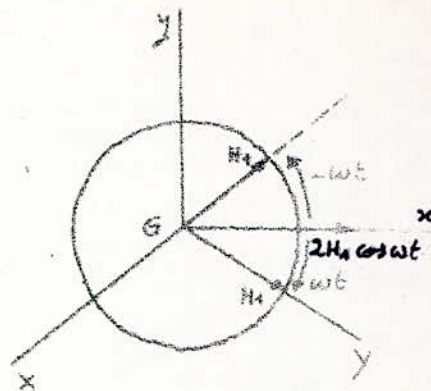


Fig. I-4

## II. Conception quantique.

### II.1 Quantification.

#### II.1.1 Règles de quantification.

a) nombre quantique magnétique  $m_I$ . On démontre en mécanique quantique que pour un noyau les diverses valeurs observables de la composante  $\sigma_z$  du moment cinétique de spin ne sont pas quelconques mais elles sont données par :  $\sigma_z = m_I \hbar$  où  $m_I$  peut être négatif, nul, ou positif ; entier :  $\dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$

ou demi-entier :  $\dots -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$

$m_I$  est sans dimension, et  $\hbar$  constitue l'unité naturelle des spins.

b) nombre quantique de spin  $I$ . On désigne par  $I$  la valeur maximale de  $m_I$  ;  $I$  correspond donc à la valeur maximale de  $\sigma_z$ . On en déduit que le nombre de valeurs de  $m_I$  (donc de valeurs observables de  $\sigma_z$ ) est égal à  $2I+1$  puisque  $-I < m_I < I$ .

Pour la commodité des raisonnements, on introduit un vecteur  $\vec{I}$  sans dimension tel que  $\vec{\sigma} = \hbar \vec{I}$ . Les composantes de  $\vec{I}$  sont les valeurs que prend  $m_I$  ; la composante maximale de  $\vec{I}$  est égale au nombre quantique de spin  $I$ . On peut donc désigner le spin simplement par  $\vec{I}$  (ou par ses composantes  $m_I$ ),  $\hbar$  constituant l'unité naturelle.



La quantification du spin entraîne celle du moment magnétique car  $\vec{M} = \gamma \vec{S}$ . D'autre part, le rapport gyromagnétique peut être exprimé sous la forme :  $\gamma = g \frac{1}{\hbar} \frac{q}{2m}$ , où  $g$  est le facteur de Landé ; il est caractéristique du noyau.  $q$  est la charge du noyau ; et  $m$  sa masse.  $\hbar$  est un facteur dépendant des unités. On peut mettre le moment magnétique sous la forme :  $\vec{M} = g \beta \vec{I} = \gamma \hbar \vec{I}$ , avec  $\beta = \frac{1}{\hbar} \frac{q}{2m}$  : c'est le magnéton nucléaire ; il constitue l'unité naturelle des moments magnétiques. Donc les valeurs observables du moment magnétiques sont données par :  $M_z = \gamma \hbar m_I = g \beta m_I$

### II-1-2 Sous-niveaux Zeeman.

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

$$W = - \vec{M} \cdot \vec{H}_0 = - M_z \cdot H_0 = - \hbar m_I H_0 = - g \beta H_0 m_I$$

Les valeurs de  $M_z$  étant quantifiées, on n'observe que certaines valeurs discrètes de l'énergie  $W$ . Si l'énergie correspondant à l'état propre (lorsque le noyau n'est soumis à aucune perturbation extérieure) est  $E_0$ , après application du champ statique  $H_0$  elle devient  $E(m_I) = E_0 + W(m_I)$  ; on dit que  $H_0$  lève la dégénérescence. Le niveau d'énergie  $E_0$  se trouve donc subdivisé en plusieurs sous-niveaux correspondant chacun à une valeur bien déterminée de  $m_I$ , donc à des états différents du noyau : ils diffèrent par l'orientation de leurs spins. On appelle ces sous-niveaux les "sous-niveaux Zeeman".

Le nombre de spins ayant la même orientation (donc le même



nombre quantique  $m_I$ ) s'appelle "population du sous-niveau correspondant".

Dans le cadre de cette étude, on se limite au cas où  $I$  est égal à  $\frac{1}{2}$ , et donc  $m_I$  est égal à  $+\frac{1}{2}$  ou  $-\frac{1}{2}$ . C'est un cas simple, et il est très intéressant car on le rencontre fréquemment. Le diagramme d'énergie correspondant est représenté fig. I-5.

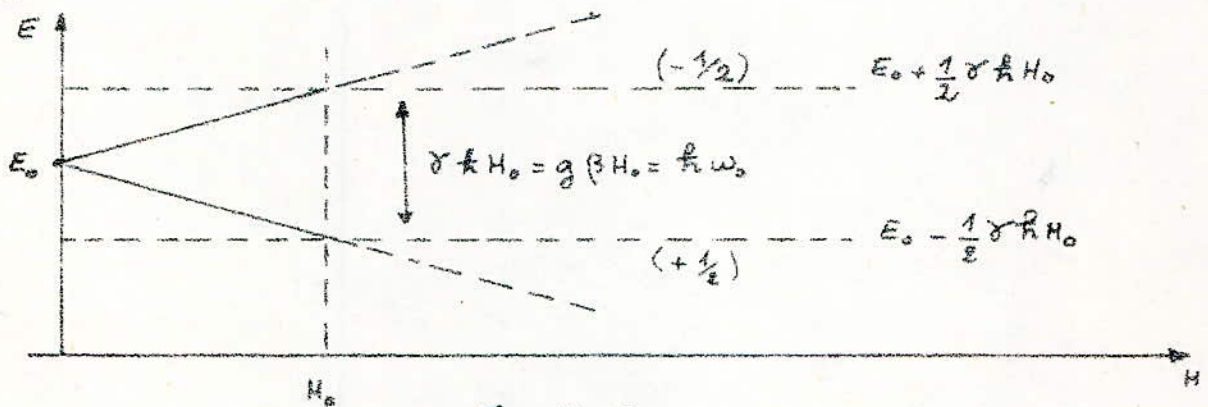


Fig I-5.

## II-2 Résonance magnétique.

D'après la relation d'Einstein, les transitions entre les deux sous-niveaux ne peuvent être provoquées que par une onde de fréquence  $\nu_0$  ou de pulsation  $\omega_0$  telles que :

$h\nu_0 = h\omega_0 = |E(m_I+1) - E(m_I)| = \gamma \hbar H_0 = g\beta H_0$ , autrement dit une onde de pulsation  $\omega_0 = \gamma H_0$ .

On retrouve ainsi par un raisonnement tout à fait différent de celui tenu en mécanique classique la condition de résonance. Cette onde de pulsation  $\omega_0 = \gamma H_0$  peut modifier l'orientation des spins nucléaires parce que ses photons  $h\omega_0$  sont égaux exactement à l'écart d'énergie  $\gamma \hbar H_0$  entre deux orientations

possibles de spin.

Revenons au cas précédent (fig. I.5) où  $I = \frac{1}{2}$ . La transition du sous-niveau inférieur ( $+\frac{1}{2}$ ) au sous-niveau supérieur ( $-\frac{1}{2}$ ) n'est possible que si l'onde fournit de l'énergie au système donc cette transition absorbe de l'énergie. La transition dans le sens inverse fournit de l'énergie à l'onde.

### II-2-1 Evolution des populations.

Considérons un échantillon de spin  $m_I = \pm \frac{1}{2}$  qu'on désire analyser. En vertu de la loi de distribution de Boltzmann entre les sous-niveaux Zeeman, à l'équilibre thermique, le sous-niveau inférieur est plus peuplé que le sous-niveau supérieur. L'application d'un champ alternatif approprié va induire des transitions du sous-niveau inférieur vers le sous-niveau supérieur. En l'absence d'un autre phénomène s'opposant à ces transitions cet excès de Boltzmann dans le sous-niveau inférieur va disparaître peu de temps après l'application du champ alternatif (champ radiofréquence) de pulsation  $\omega_0$ . Donc la résonance égalise les populations des deux sous-niveaux. Il en résulte ce que l'on appelle "la saturation" et il est impossible de détecter si la résonance a lieu.

En fait, l'excès de population est restauré par les processus de relaxation spin-réseau ; et il se produit un équilibre dynamique résultant de la compétition entre ces deux phénomènes (résonance et relaxation).



## II-2-2. Absorption de puissance.

Les transitions nécessitant un apport d'énergie sont donc plus nombreuses que les autres. Le milieu étudié absorbe par conséquent une fraction de la puissance de l'onde hertzienne. Cette énergie est mesurable ; et c'est cela qui permet de détecter la résonance.

### B. Détection de la résonance.

Pour détecter le phénomène de résonance, les solutions les plus courantes et les plus faciles sont les méthodes classiques de radioélectricité qui exploitent la propriété de l'aimantation transversale tournante, à savoir que cette composante  $M_T$  engendre aux bornes de la bobine d'excitation en vertu de la loi de l'induction une force électromotrice, et en outre une variation de l'énergie contenue dans la bobine. Mais encore faut-il pouvoir distinguer l'effet dû à cette aimantation tournante  $M_T$  de celui dû au champ tournant lui-même. Afin de résoudre ce problème, on adopte les deux solutions suivantes :

a) Soit on utilise une seule bobine par l'intermédiaire de laquelle on peut observer la répercussion du flux induit par l'aimantation tournante sur le circuit émetteur. La bobine sert donc à la fois à l'excitation de l'échantillon et à la réception du signal qui en est issu. L'absorption de l'énergie par les spins au moment où se produit la résonance provoque la variation du coefficient de surtension du circuit.



b) Soit on se sert de deux bobines: une bobine d'excitation d'axe parallèle à  $G_x$  par exemple et une autre bobine pour la détection disposée de façon à ce que son axe soit parallèle à  $G_y$  (voir Fig I-6); ainsi le flux créé par le champ radiofréquence à travers la bobine réceptrice est nul, et on peut recueillir le signal pur dû à l'aimantation tournante  $M_T$ .

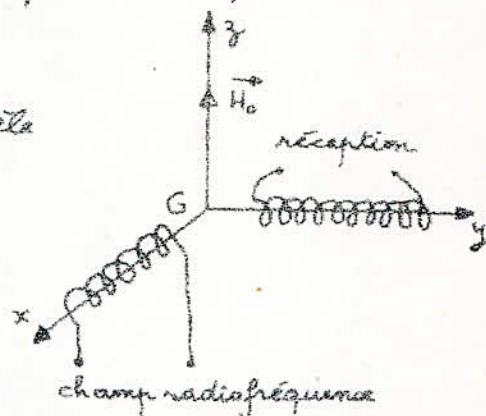


Fig I-6

Dans tous les cas pour réaliser une expérience de résonance magnétique, on peut soit conserver le champ homogène  $H_0$  fixe et faire varier lentement la fréquence  $\nu$  du champ alternatif; on parle alors de "balayage en fréquence"; soit conserver la fréquence  $\nu$  fixe égale à  $\nu_0$  et faire varier  $H_0$ , et on parle dans ce cas de "balayage en champ".

### C. Comparaison entre RMN et RPE.

Parallèlement à ces expériences de RMN, existent d'autres expériences analogues de Résonance Paramagnétique Electronique (RPE en abrégé) qui mettent en jeu les moments magnétiques électroniques. On rencontre ce phénomène dans les milieux paramagnétiques, c'est-à-dire des milieux dont les constituants élémentaires (atomes, molécules, ions) possèdent un moment magnétique d'origine électronique non nul.

Les ondes d'excitation utilisées dans ces deux genres

d'expériences RMN et RPE ne sont pas situées dans le même domaine de fréquences, et cela nécessite des équipements différents appropriés à leur réalisation. C'est sur ce point très important qu'on voudrait porter l'attention, et axer surtout la comparaison.

En effet, la sensibilité de la méthode radioélectrique est proportionnelle au carré du champ statique  $H_0$ , car on peut montrer que l'amplitude de la force électromotrice induite dans la bobine est proportionnelle à  $H_0^2$ .

Pour avoir une sensibilité maximale, on a donc intérêt à travailler dans des champs statiques élevés, et comme la fréquence de résonance en dépend ( $\omega_0 = \gamma H_0$ ), les ondes d'excitation appartiendront au domaine des fréquences élevées, domaine des hyperfréquences le cas de la RPE. C'est pourquoi dans les expériences de RPE, on utilise des cavités résonantes où l'on peut produire des champs hyperfréquences, et des guides d'ondes. Par contre en RMN, cela n'est pas nécessaire. En effet, les protons ayant une masse environ 2000 fois plus grande que celle des électrons, le rapport gyromagnétique sera environ 2000 fois plus petit que celui des électrons, et donc la fréquence de résonance sera 2000 fois plus faible que celle en RPE pour la même champ  $H_0$ . C'est ce qui explique l'utilisation des ondes radiofréquences. Pour  $H_0 = 10\,000$  gauss,  $f_0 = 10$  MHz en RMN et  $f_0 = 20$  GHz en RPE.



## Chapitre II

### Mesure des temps de relaxation

Après avoir vu brièvement dans le chapitre précédent ce qu'est le phénomène de résonance magnétique nucléaire du point de vue classique ~~et~~ étayé par la théorie quantique, on peut passer à présent à son application dans la mesure des temps de relaxation. On exposera quelques méthodes de mesure se basant sur des considérations classiques.

L'étude du mouvement gyroscopique de l'aimantation du système de spins offre un moyen de mesure très élégant. Dans ces dernières méthodes, on utilise des impulsions d'ondes radiofréquences; on les appelle "méthodes transitoires". Ce chapitre sera axé essentiellement là-dessus. Mais auparavant, il est à signaler qu'il y a d'autres méthodes utilisant des ondes radiofréquences continues, et dans ce cas la mesure des temps de relaxation est basée sur les équations de Bloch.

On a déjà expliqué au paragraphe (I-1-3) que l'aimantation  $\vec{M}$  tend après un mouvement de précession vers une valeur d'équilibre  $\vec{M}_0$  parallèle au champ magnétique statique  $\vec{H}_0$  qui est appliqué.

On part maintenant de cette situation d'équilibre, et on applique un champ magnétique  $H_1$  dirigé selon l'axe  $OY$  d'un repère



tournant à la fréquence de Larmor autour de  $H_0$ . La condition de résonance étant satisfaite, il est clair que le mouvement de précession (autour de  $H_0$ ) de  $\vec{M}_0$  s'effectuera dans le plan  $XGZ$  (voir fig II-1)

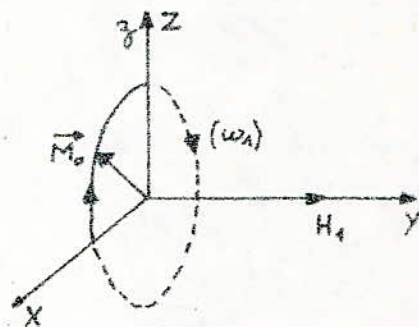


Fig II-1.

### A. Précession libre.

Si l'on désire faire effectuer à l'aimantation  $\vec{M}_0$  une fraction de rotation par exemple

$\frac{\pi}{2}$ , il suffit d'appliquer le champ magnétique  $H_1$  de pulsation  $\omega_1$  pendant un temps  $t$  tel que:  $\omega_1 t = \gamma H_1 t = \frac{\pi}{2}$ , c'est-à-dire

$t = \frac{\pi}{2\gamma H_1}$ . Cette impulsion de l'onde radiofréquence qui amène le vecteur  $\vec{M}_0$  de sa position d'équilibre selon  $GZ$  à la nouvelle position selon  $GX$  s'appelle "impulsion  $\frac{\pi}{2}$ " (ou pulse  $\frac{\pi}{2}$ ) (fig II-2)

Une fois que le champ est coupé (fin de l'impulsion),  $\vec{M}_0$  tend à revenir dans la direction de  $H_0$  en précessionnant à la fréquence de Larmor  $\gamma_0$  (ce mouvement étant

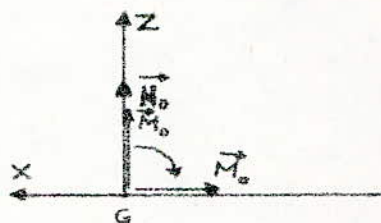


Fig II-2

suivi dans le laboratoire): c'est la précession libre de l'aimantation autour de  $H_0$ . Dans le système de coordonnées tournantes, le mouvement de la résultante  $\vec{M}_0$  de l'aimantation des spins est une rotation dans le plan  $XGZ$ .

Si on tient compte des conditions initiales pour les composantes, à savoir  $M_z = M_y = 0$ , et  $M_x = M_0$ , cette précession peut être décrite par la solution des équations de Bloch:

$$M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1}) \quad \text{et} \quad M_T = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega t \quad (\text{précession})$$

On peut aussi renverser l'aimantation en appliquant une impulsion  $\pi$  deux fois plus longue que l'impulsion  $\pi/2$ . En effet, par une rotation  $\pi$ , le vecteur  $\vec{M}_0$  reste dans la direction de l'axe  $GZ$  en passant de  $M_0$  à  $-M_0$ . Cette impulsion  $\pi$  correspond à l'application du champ  $H_1$  pendant un temps  $t = \frac{\pi}{\gamma H_1}$ .

Il est à noter également qu'il est possible de modifier non seulement les conditions initiales d'un système de spins par application d'une impulsion radiofréquence, mais aussi les conditions lors d'une évolution transitoire. L'intérêt de cette possibilité sera mieux apprécié dans le paragraphe suivant.

B. Echos de spins. Ce n'est pas par hasard que dans le paragraphe précédent on n'a mentionné que des impulsions  $\pi/2$  ou  $\pi$ . Nous allons voir que l'emploi de telles impulsions de durée bien définie est à la base de la technique des échos de spins. Cependant, cet exposé n'a pas la prétention de décrire en détails les diverses techniques des échos de spin. On se limitera à quelques applications très simples concernant la mesure des temps de relaxation.

### 1) Interprétation du phénomène.

Dans l'expérience de précession libre, l'effet du champ magnétique  $H_1$  est double : il amène le vecteur  $\vec{M}_0$  dans la direction  $GX$  (pour une impulsion  $\pi/2$  et  $H_1$  suivant  $GY$ ), et de plus il maintient en phase le mouvement des spins eux-mêmes. Dès la coupure de  $H_1$  non seulement  $\vec{M}_0$  tend à revenir vers sa position initiale parallèlement à l'axe  $GZ$ , mais en outre la cohérence de phase.



(on dit aussi le parallélisme) existant entre les moments magnétiques élémentaires va disparaître.

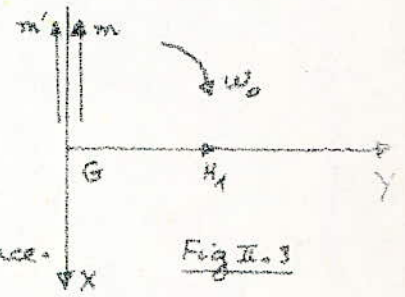
On peut se représenter ce phénomène en imaginant que  $H_0$  est inhomogène sur le volume de l'échantillon, si bien qu'à la fin de l'impulsion, les spins, subissant des effets différents dus à des champs voisins différents, vont précessionner à des fréquences différentes, ~~ne seraient que~~ légèrement. Si la valeur moyenne de champ sur le volume de l'échantillon est  $H_0$ , certains spins précessionneront à une fréquence plus élevée, d'autres à une fréquence moins élevée que  $\omega_0$ ; il se produit alors une dispersion des directions des spins qui sera totale au bout d'un temps dépendant de l'inhomogénéité du champ  $H_0$ . La dispersion totale entraîne la destruction de l'aimantation tournante  $M_T$ .

Si on laisse évoluer le système de spins dans sa précession libre pendant un intervalle de temps  $\tau$  après la fin de la première impulsion, et on crée brusquement une nouvelle impulsion de phase et de durée convenables, on a la possibilité de provoquer le phénomène inverse de celui qui se produit spontanément à la fin de la première impulsion. En d'autres termes, on peut produire un regroupement momentané des spins, regroupement qui aura son effet maximal au bout du temps  $2\tau$  après la fin de la première impulsion: c'est ce que l'on appelle l'écho de spins.

3) Etude du mouvement relatif de deux moments particuliers lors d'une expérience d'échos de spins.

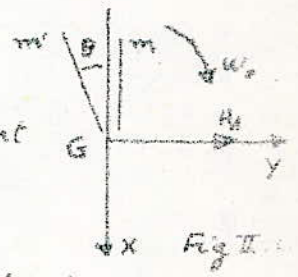


Afin de mieux saisir le phénomène d'échos de spins, décrivons le mouvement de deux moments magnétiques élémentaires particuliers issus de deux régions différentes de l'échantillon. Ces deux régions sont supposées assez petites pour être considérées comme homogènes. Les deux moments  $m$  et  $m'$  subissent l'action de deux champs différents respectivement  $H_0$  et  $H'_0$  ( $H'_0 < H_0$ ), et par conséquent ils précessionneront à des vitesses angulaires différentes  $\omega_0$  et  $\omega'_0$  ( $\omega'_0 < \omega_0$ ). A partir de l'équilibre selon OZ, une impulsion  $\pi/2$  de l'onde radiofréquence les fait tourner de  $\pi/2$  autour de  $H_1$  (Fig II.3).

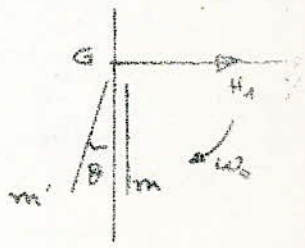


A la fin de l'impulsion, la précession commence.

Au bout d'un temps  $t = \tau$ ,  $m'$  (le plus lent) est retardé d'un angle  $\theta$  par rapport à  $m$ . Leur disposition



est par exemple celle représentée fig II.4. A l'instant  $t = \tau$ , une impulsion  $\pi$  appliquée amène les moments symétriquement par rapport à l'axe OY et ainsi  $m'$  se retrouve en avance sur  $m$  du même angle  $\theta$  car



le sens de rotation du référentiel tournant n'a pas changé (fig. II.5).  $m$  rattrapera  $m'$  et les deux moments seront ainsi parallèles au bout du temps  $t = 2\tau$  : c'est l'écho de spins (fig II.6)

En résumé, toute modification dans la position prise par les moments magnétiques

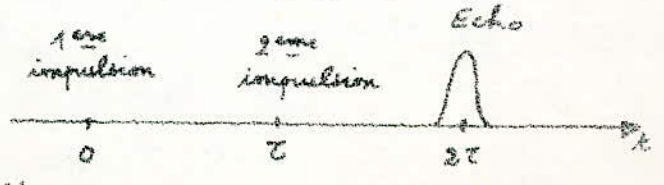


Fig II.6

après un certain temps, qui donne une avance aux plus lents sur les plus rapides, provoque un écho.

### C - Mesure des temps de relaxation.

Limitons-nous à la mesure des temps de relaxation de certains corps tels que les liquides car ils sont courts.

#### 1) Mesure du temps de relaxation spin-spin $T_2$ .

Le flux induit dans la bobine de réception est proportionnelle à la composante transversale de l'aimantation  $M_{\perp} = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega t$ . La décroissance de ce signal nous donnerait directement  $T_2$  si elle n'était pas perturbée par <sup>les interactions entre</sup> le système de spins et la bobine de réception, ou (et) l'inhomogénéité de  $H_0$ . Pour surmonter cet écueil, on utilise la technique des échos de spins.

On a déjà expliqué plus haut qu'une série d'impulsions  $\frac{\pi}{2}$  et  $\pi$  séparées par un temps  $\tau$  provoquait un écho au temps  $t = 2\tau$ . Si au temps  $t = 3\tau$ , on crée une autre impulsion  $\pi$ , la condition d'écho sera satisfaite en  $t = 4\tau$ , et ainsi de suite. Lorsque les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  sont très grands, l'amplitude des échos reste à peu près constante. Par contre, quand  $T_1$  et  $T_2$  sont de l'ordre de  $2\tau$ , l'amplitude des échos décroît de façon appréciable, et cette décroissance ne peut être due qu'aux interactions entre les spins, interactions qui sont contrôlées par  $T_2$ . Cette décroissance est exponentielle avec une constante de temps égale à  $T_2$ ; d'où la mesure de  $T_2$  (fig II.7).



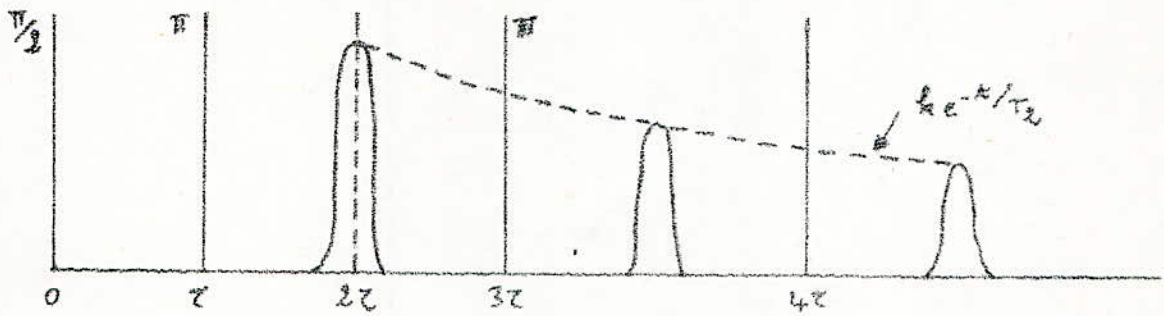


Fig II.7.

2) Mesure du temps de relaxation spin-réseau  $T_1$ .

On utilise ici une méthode dite "méthode de la saturation progressive". Elle consiste en une série d'impulsions  $\pi/2$ . La première impulsion amène  $M_z = M_0$  dans le plan  $xOy$ . Ce qui donne naissance à une précession de  $M_z$  autour de  $H_0$ , précession dont l'amplitude initiale est  $M_0$ . Au bout d'un temps,  $M_z$  devient :  $M'_z = M_0(1 - e^{-t/T_1})$ , du fait de la tendance de  $\vec{M}_0$  à revenir à sa position initiale selon  $OZ$  (voir fig. II.8 et II.9).

La 2<sup>ème</sup> impulsion  $\pi/2$  amènera cette composante  $M'_z$  dans le plan  $xOy$ ; il se produit à la fin de l'impulsion une <sup>précession</sup> dont l'amplitude initiale est précisément  $M'_z$  (voir Fig 10), et ainsi de suite. Le flux recueilli dans la bobine est dû à la composante de l'aimantation qui est dirigée selon  $Ox$  (composante transversale).

Ce rôle dans notre cas est joué respectivement par  $M_0, M'_z, \dots$

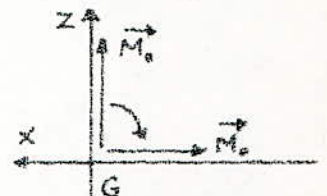


Fig 8

Fin de l'impulsion  
ou

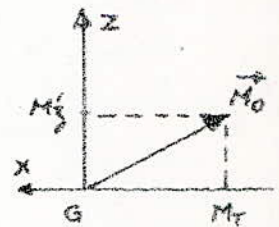


Fig 9

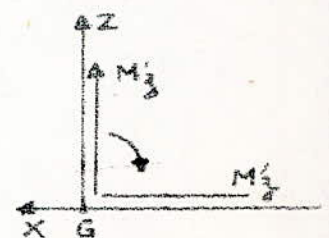


Fig. 10



On reconstitue ainsi point par point le graphique donnant la variation de  $M_z = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$  en joignant les sommets des amplitudes initiales des précessions. Ce qui donne le temps de relaxation spin-réseau par la mesure de la constante de temps de la décroissance (voir fig. 11).

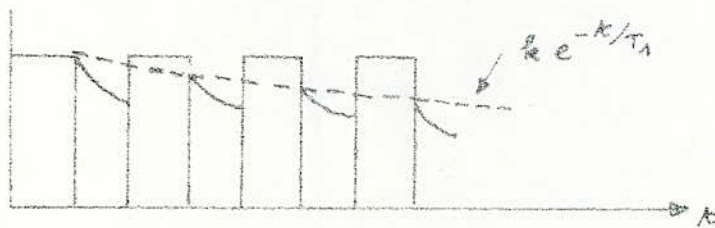


Fig 11.

Soulignons que ces méthodes ne sont pas les seules. Dans d'autres méthodes, on utilise des séquences de trois impulsions ou plus.

L'étude de la relaxation spin-réseau est d'une extrême importance dans le domaine médical. En effet, il a été constaté que les temps de relaxation spin-réseau sont considérablement élevés (de 100% dans certains cas) dans les tissus atteints de cancer que dans les tissus sains dans la même région du corps. Aussi un grand nombre de chercheurs dans le monde entier s'efforcent de développer des appareils (spectromètres) permettant ce genre de mesures, et utilisant l'effet de RMN.

## Chapitre III

### Spectromètre RMN à impulsions

On doit pouvoir mettre en oeuvre les interactions du champ électromagnétique et du proton pour traiter le signal qui véhicule l'information en tenant compte de tous les phénomènes.

Il s'agit d'être capable donc de mettre au point des appareils permettant d'effectuer ces expériences.

En ce qui concerne la mesure des temps de relaxation, il existe plusieurs spectromètres plus ou moins perfectionnés utilisant différentes méthodes de mesure. Dans le cas des expériences se basant sur les méthodes transitoires, les spectromètres à impulsions répondent efficacement à cette question. L'objet de cette partie est justement la présentation sommaire d'un de ces derniers spectromètres. Son principe de mesure est conforme aux méthodes transitoires décrites dans le chapitre 2.

#### A. Description.

Le spectromètre RMN à impulsions est représenté par son synoptique fig III.1. Il est constitué :

- 1) d'un aimant, en général un électroaimant.
- 2) d'un programmeur d'impulsions

- 3) d'un système émetteur contrôlé,
- 4) d'un étage de réception,
- 5) d'un détecteur,
- 6) d'un système de visualisation (oscilloscope).

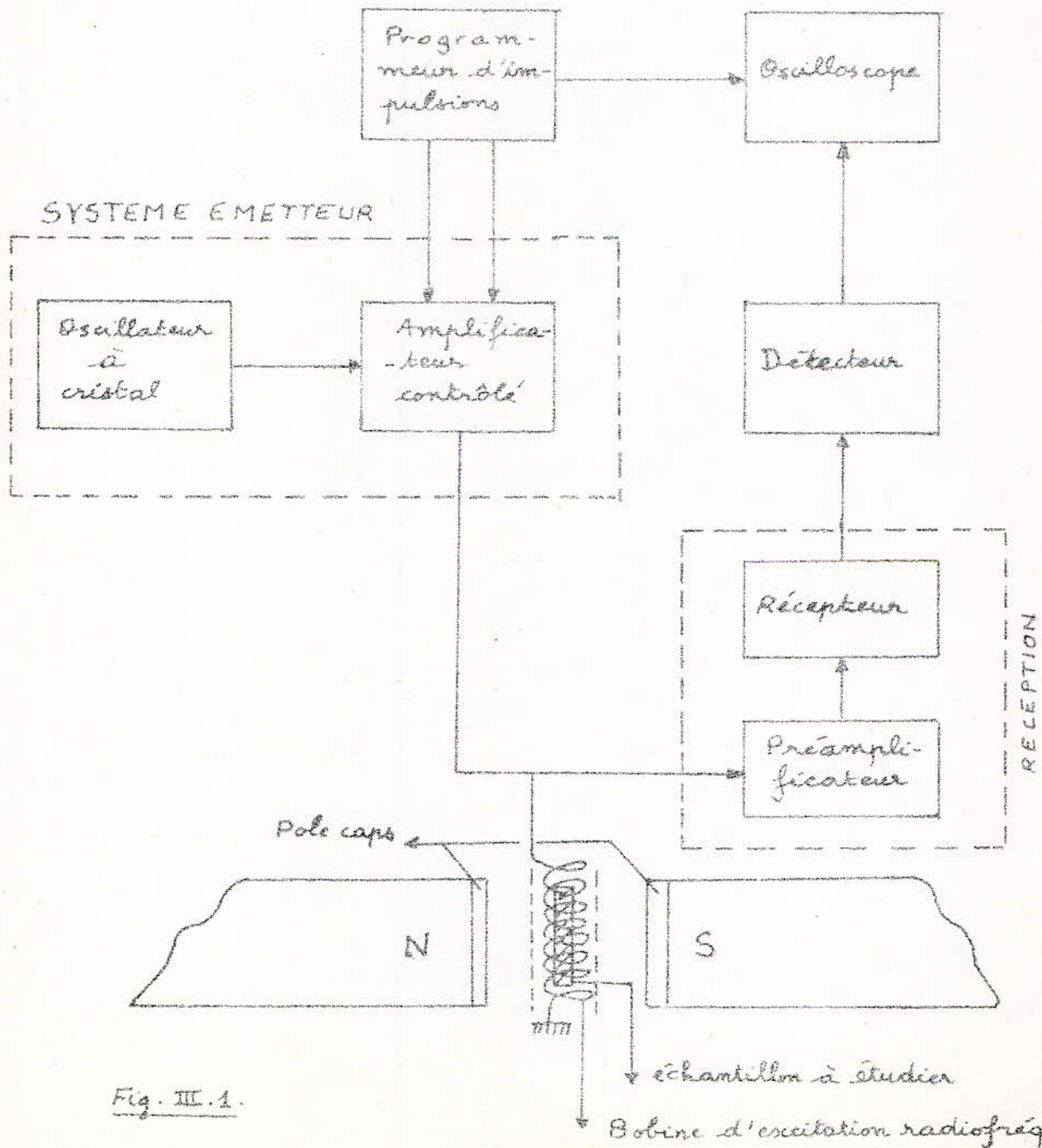


Fig. III.1.

Bobine d'excitation radiofréquence



Passons en revue maintenant tous les étages.

1) Electroaimant. On sait que l'effet perturbateur dû à l'inhomogénéité du champ statique  $H_0$  sur le volume de l'échantillon peut être éliminé par les échos de spins quand il s'agit de la mesure des temps de relaxation. Mais toujours est-il que pour observer la résonance, d'après ce qu'on a vu au chapitre I, il est nécessaire d'avoir un champ statique qui soit le plus stable et le plus homogène possible dans un intervalle de variation compris généralement entre 1 kilogauss et une dizaine de kilogauss, car dans cet appareil on procède à la détection de la résonance par un balayage en champ.

Aussi, dans la pratique, on utilise des aimants dont le diamètre des pièces polaires ne soit pas inférieur à 150 mm avec un entrefer de 20 à 25 mm. En plus ces pièces polaires sont garnies de calottes polaires (pole caps en anglais) ajustables pour assurer un bon parallélisme, parallélisme qui est très important pour une meilleure homogénéité du champ.

L'homogénéité dépend également de la régulation du courant alimentant les bobines de l'électroaimant. Les régulations d'un tel courant variant jusqu'à 20 A à travers les bobines (charge de 4 à 8  $\Omega$ ) sont très communes dans les applications de la RMN. Le développement de la technologie des composants a facilité ce genre de réalisation.

En général, une alimentation stabilisée en courant

est constituée d'une source de référence en tension, un comparateur (amplificateur différentiel), un élément série dit "ballast" et une résistance standard maintenue à une température constante.

La tension développée aux bornes de la résistance standard (qui est traversée par le courant à stabiliser) est comparée à la tension de référence. La moindre variation de courant entraîne une variation de tension qui est détectée et amplifiée par l'amplificateur différentiel à grand gain pour être appliquée à l'entrée; ce qui corrige le courant

### 2) Programmeur d'impulsions.

Le programmeur d'impulsions est capable de générer des impulsions  $\pi/2$  périodiques, des séquences également périodiques  $\pi/2 - \tau - \pi/2$ ,  $\pi/2 - \tau - \pi$ , ou  $\pi - \tau - \pi/2$  selon les besoins de chaque cas particulier. Ces impulsions vont contrôler le signal radiofréquence; elles servent également au déclenchement du balayage de l'oscilloscope pour la synchronisation.

On n'en dit <sup>pas</sup> plus pour le moment, son étude et sa réalisation seront traitées dans les chapitres qui vont suivre.

### 3) Système émetteur.

Il peut fournir de courtes salves d'énergie radiofréquence dont la durée est commandée par le programmeur d'impulsions (voir fig III.2)

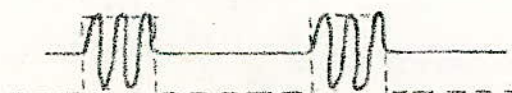


Fig III.2



Il est constitué d'un oscillateur radiofréquence très stable (oscillateur à cristal) dont la sortie est appliquée à l'entrée de l'amplificateur commandé par le programmeur.

La caractéristique la plus importante que doit avoir cet amplificateur est que le niveau du signal pendant la durée OFF (durée du niveau 0) soit le plus faible possible. On l'exprime par le rapport du niveau ON au niveau OFF:  $\left(\frac{\text{niveau ON}}{\text{niveau OFF}}\right)$ . Donc l'amplificateur est d'autant meilleur que le rapport est plus élevé.

La sortie du système émetteur est couplée à la bobine d'excitation qui entoure l'échantillon. Cette bobine est reliée à la sortie de l'émetteur pendant la durée ON et au récepteur pendant la durée OFF. Elle joue donc deux rôles séparément: pendant la durée ON, elle excite l'échantillon, et pendant la durée OFF, elle reçoit le signal de précession libre.

4) Réception. L'important problème pour le récepteur est le passage de l'état de saturation (pendant la durée ON) à l'état de fonctionnement normal (pendant la durée OFF). Généralement, il doit s'effectuer en quelques microsecondes. Ce retour rapide à l'état de fonctionnement normal lui permet de recevoir le signal de précession libre à la fin de l'impulsion qui l'a saturé.

5) Détecteur. La courbe enveloppe d'un signal de précession dont on a parlé dans le chapitre 2 peut être obtenue par

détection : c'est le rôle du détecteur. Ce qui rend possible sa visualisation directe sur l'oscilloscope et par suite la mesure du temps de relaxation.

6) Système de visualisation. Un oscilloscope à balayage déclenchable (par une impulsion du programmeur) constitue un bon système de visualisation de la décroissance du signal de précession libre.

### B. Réglages et fonctionnement général.

Récapitulons et voyons comment on peut exploiter cet appareil

Au départ, on ne connaît pas les temps de relaxation. On ne peut donc pas savoir les caractéristiques exactes du train d'impulsions appropriés à leur mesure. D'où :

#### 1) Réglage des impulsions et recherche de la résonance.

Pour ce faire, on utilise un train d'impulsions périodiques de période la plus grande possible, et de durée la plus faible possible (pour qu'elle soit inférieure à une impulsion  $\pi/2$ ). On augmente simultanément le champ  $H_0$  en partant de faibles valeurs, et la durée des impulsions jusqu'à ce que le signal de décroissance de la précession libre apparaisse sur l'oscilloscope.

Alors, on continue à faire varier  $H_0$  seul jusqu'à observer le maximum de l'amplitude initiale du signal de décroissance ; ceci correspond à la résonance.

De même, on recherche le maximum de cette amplitude en jouant sur la durée des impulsions. Une fois que le



maximum est atteint, les impulsions sont des impulsions  $\frac{\pi}{2}$ .

On pourra vérifier la résonance en jouant de nouveau sur le réglage de  $H_0$ ; et connaissant la durée des impulsions  $\frac{\pi}{2}$  on en déduit celle des impulsions  $\pi$  (le double).

### 2) Fonctionnement général.

L'émetteur contrôlé délivre un train d'ondes résultant du découpage du signal radiofréquence issu de l'oscillateur selon les impulsions du programmeur. Ce train d'ondes va exciter l'échantillon à étudier. Pendant la durée ON, le récepteur est saturé. Dès la transition ON-OFF, le récepteur passe en fonctionnement normal, et reçoit ainsi le signal de précession libre (qui est amplifié). Le détecteur extrait la courbe enveloppe de ce signal, courbe qui est par la suite visualisée sur l'oscilloscope.

## Chapitre IX

### Étude du programmeur d'impulsions.

Vu l'importante fonction du programmeur d'impulsions au sein du spectromètre, on peut dire qu'il constitue en quelque sorte le cœur de ce dernier. Il est destiné essentiellement à découper le signal radiofréquence en "salves" ("bursts" en anglais) au rythme de ses impulsions. Ces salves constituent une sorte de "pont" entre les régimes purement impulsifs et les régimes sinusoïdaux entretenus. Etant utilisées pour exciter les échantillons à étudier, elles sont différentes d'un échantillon à un autre et d'une méthode de mesure à une autre; donc les impulsions qui leur correspondent sont également différentes. Par conséquent, le programmeur d'impulsions doit offrir la possibilité de réglage de la durée des impulsions  $\frac{\pi}{2}$  ou  $\pi$ , la durée  $\tau$  séparant les deux impulsions de la même séquence, et la période des séquences. Ces réglages doivent être en outre séparés (voir Fig. IX-1).

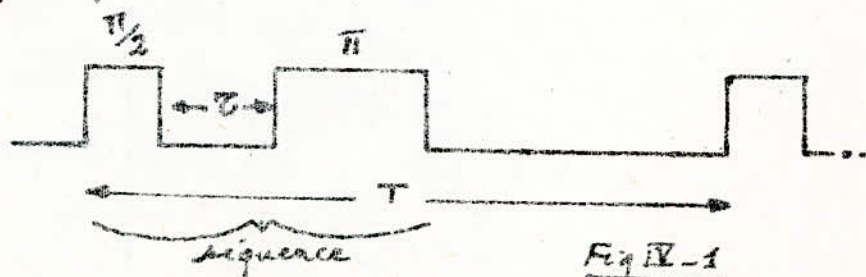


Fig IX-1



Le cahier des charges impose les données suivantes :

La durée de l'impulsion  $T_2$  ou  $T_1$  est réglable entre 15  $\mu$ s et 300  $\mu$ s ; la durée  $T$  est variable entre 1 ms et 5 s ; et ceci de manière continue. La cadence de répétition des séquences (K) est, elle, susceptible de varier entre 1 ms et 10 s sans trop également. Le temps de montée doit être le plus rapide possible. Le niveau de sortie est de 5 V.

Avant d'aborder l'étude proprement dite du programmeur d'impulsions, nous allons préparer le terrain en commençant par la présentation de quelques circuits intégrés digitaux et leurs applications. Après quoi, nous verrons comment nous pourrions les exploiter au mieux pour réaliser notre programmeur d'impulsions.

## A - Présentation et applications de quelques circuits intégrés digitaux.

I - Le CI "555". Le circuit intégré "555" se présente sous deux formes : circulaire ou rectangulaire (voir fig IV-2). Il comporte huit (8) broches. Ses applications sont innombrables. Dans cet exposé, nous nous limiterons à ses applications en astable et en monostable.

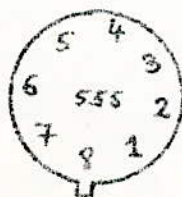
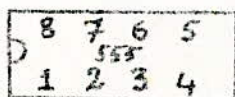


Fig IV-2

### I-1 Montage en multivibrateur astable.

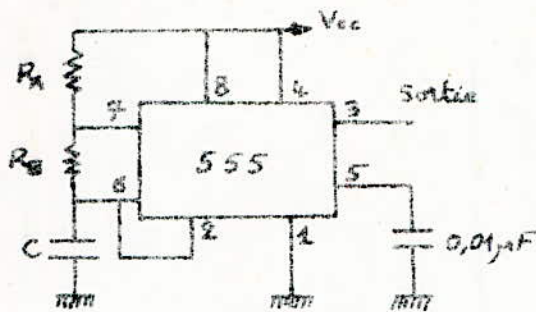


Fig IV-3

Monté comme indiqué fig. IV-3, le "555" va osciller de lui-même (sans déclenchement). Il fournit en sortie (broche 3) des impulsions carrées dont la durée et la période dépendent de  $R_A$ ,  $R_B$ , et  $C$ , et donc l'amplitude est sensiblement égale à  $V_{cc}$ .

#### I.1.1 Principe de fonctionnement.

Examinons le schéma de la figure IV-4 (qui est identique à celui de la fig. IV-3) où le CI est représenté par son diagramme fonctionnel (intérieur du cadre tracé en pointillés). On voit que le CI est constitué en gros de deux comparateurs, et d'une bascule RS (ou flip-flop).

Au départ, après alimentation, le pont diviseur de tension constitué des 3 résistances  $R$  égales impose les tensions de référence  $\frac{2}{3}V_{cc}$  et  $\frac{1}{3}V_{cc}$  respectivement des comparateurs (1) et (2). Le comparateur (1) applique "0" (logique) à l'entrée  $R$  du flip-flop. Le comparateur (2) applique "1" à l'entrée  $S$  du flip-flop.  $\bar{Q}$  est égale à "0". Le transistor (T) est bloqué. La sortie (3) est au niveau haut. Le condensateur  $C$  se charge avec une constante de temps  $(R_A + R_B)C$  à travers la résistance  $(R_A + R_B)$ .

La tension  $V_C$  aux bornes du condensateur  $C$  croît jusqu'aux  $\frac{2}{3}$  de  $V_{cc}$ . Dès qu'elle dépasse légèrement  $\frac{2}{3}V_{cc}$  (de quelques centaines,



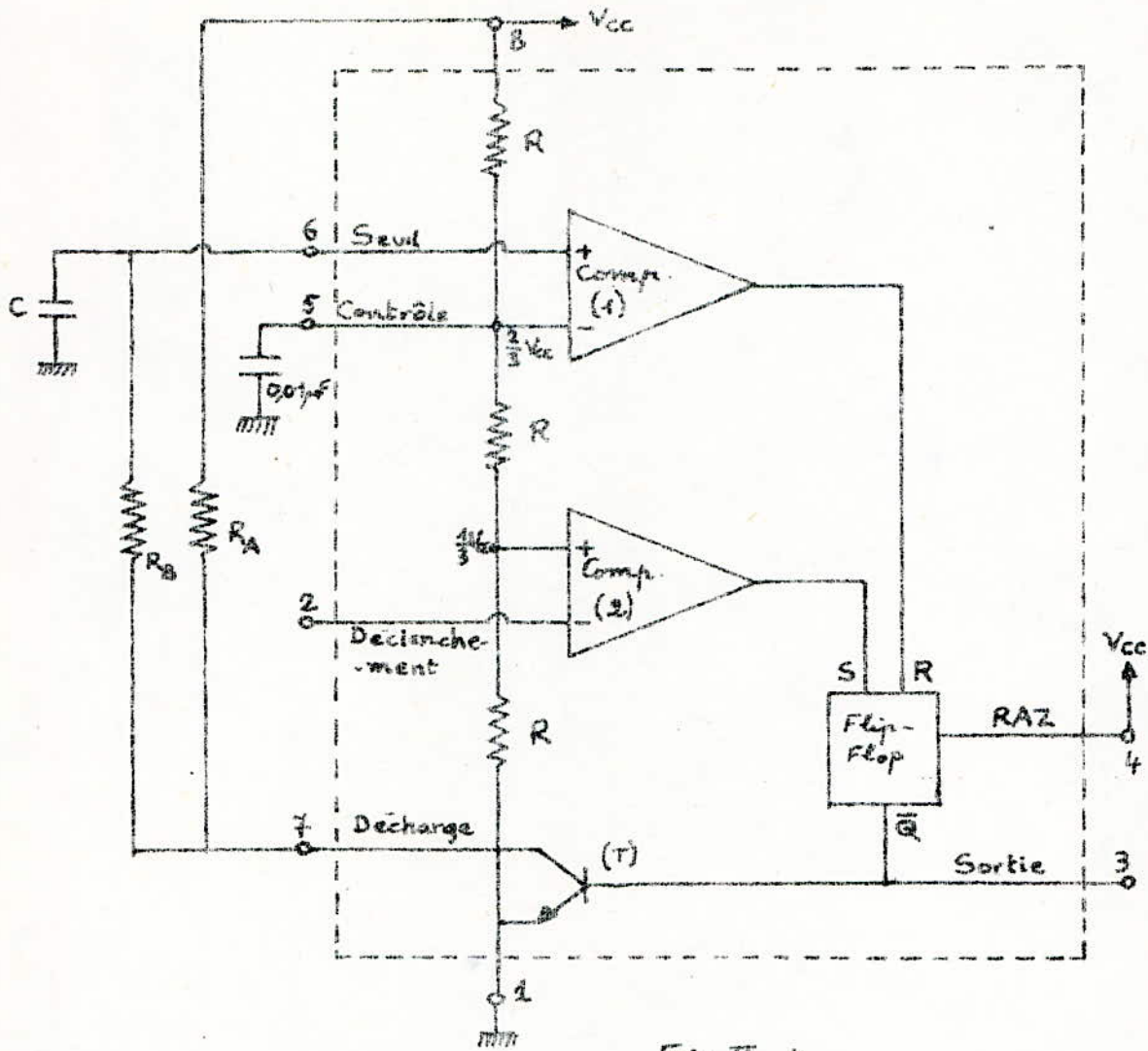


Fig IV-4.

de  $\mu V$ ), le comp. (1) se sature et porte R à "1". Entretemps, la sortie du comp. (2) passe à "0" dès que  $V_c$  est légèrement plus élevé que  $\frac{1}{3}$  de  $V_{cc}$ ;  $\bar{Q}$  passe à "1" et le transistor devient conducteur. Le condensateur se décharge à travers  $R_B$ , donc avec une constante de temps égale à  $R_B C$ . La sortie (3) passe à "0".

Le condensateur se décharge donc, et  $V_c$  diminue jusqu'à une tension légèrement inférieure à  $\frac{1}{3} V_{cc}$ . A cet instant, le comp. (2) agit sur le flip-flop dont la sortie  $\bar{Q}$  passe à "0". Le transistor devient bloqué et la sortie (3) passe à "1". Le cycle est terminé.

En résumé, la tension  $V_c$  varia entre  $\frac{1}{3} V_{cc}$  et  $\frac{2}{3} V_{cc}$ . La sortie (3) du

montage est à "1" durant la charge du condensateur, et à "0" durant sa décharge (voir fig IX-5).

Remarque 1. Pour fixer la période  $T$  (ou encore  $t_1$  ou  $t_2$ ), il suffit de jouer sur les paramètres dont ils dépendent.

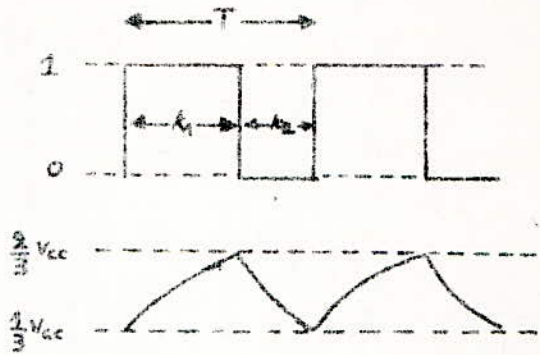


Fig IX-5

Remarque 2. Dans la fig IX-5, l'échelle des amplitudes n'a pas été respectée car le niveau "1" est sensiblement égal à  $V_{cc}$ .

### I-1-2 Broche de remise à zéro (RAZ) et broche de commande (ou de contrôle).

#### Remise à zéro.

La borne 4 est utilisée pour la remise à zéro : en lui appliquant une impulsion négative ou en la mettant à la masse, l'impulsion de sortie est interrompue et passe au niveau 0 (voir Fig. IX-6).

En pratique, lorsque la borne 4 n'est pas utilisée, on la relie à  $V_{cc}$  afin d'éviter tout déclenchement intempestif.

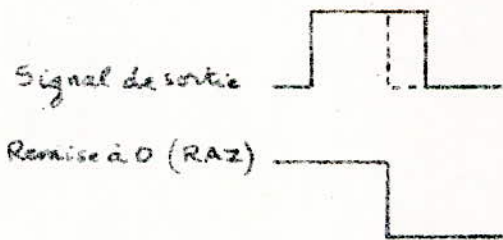


Fig IX-6.

#### Broche de commande.

Par l'application d'une certaine tension appelée "tension de commande", il est possible de faire varier la période et la durée de l'impulsion du signal de sortie. Dans le cas où cette borne n'est pas utilisée, on la relie à la masse à travers une capacité de 10 nF afin d'éliminer les parasites extérieurs qui risqueraient d'influencer ces dernières caractéristiques du signal de sortie.



### I.1.3 Caractéristiques du signal de sortie.

a) Période. La durée du niveau haut est donnée par  $t_1 = 0,7(R_A + R_B)C$

La durée du niveau bas est donnée par  $t_2 = 0,7R_B C$ . La période est donc donnée par  $T = 0,7(R_A + 2R_B)C$ .

b) Rapport cyclique. Le rapport de la durée du niveau haut pendant une période à la période est appelé "rapport cyclique".

Il est donc égal à  $\frac{t_1}{T} = \frac{R_A + R_B}{R_A + 2R_B}$  dans notre cas. Il est toujours inférieur à 1. On l'exprime en %.

La variation d'un des paramètres  $R_A$  ou  $R_B$  entraîne celle du rapport cyclique. La détermination de  $R_A$  et  $R_B$  pour un certain rapport cyclique fixé se fait à l'aide de diagrammes.

### I.2 Montage en multivibrateur monostable.

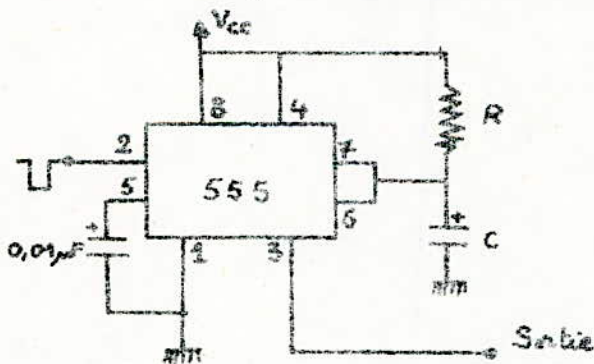


Fig. IX-7

Le CI "555" peut être également utilisé en multivibrateur monostable selon le schéma donné à la fig. IX-7.

L'enclenchement de ce monostable s'effectue sur la borne 2

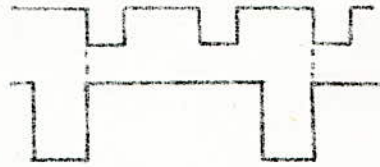
par de brèves impulsions négatives: leur durée doit être inférieure à celle de l'impulsion de sortie pour que le fonctionnement du circuit soit normal.

Une fois que le monostable est enclenché par une impulsion négative, l'impulsion de sortie dure un temps  $t$  dépendant des valeurs de  $R$  et de  $C$ , et tel que  $t = 1,1 RC$ . L'arrivée d'autres impulsions négatives sur la

borne 8 pendant ce temps  $t$  n'affecte <sup>pas</sup> le signal de sortie. En d'autres termes, le circuit ne réagira à d'autres impulsions qu'une fois que le temps  $t$  imposé par sa structure se sera écoulé (voir fig IX-8).

Remarquons que dans ce cas de montage également la broche 4 est reliée à  $V_{cc}$  et la broche 5 à la masse par l'intermédiaire d'une capacité de 10nF.

Signal de déclenchement



Signal de sortie

Fig IX-8

Le CI "555" est utilisé essentiellement en monostable de longue durée.

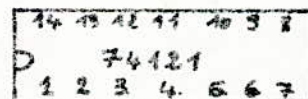
Il peut être remplacé efficacement par le CI "74121" qui est plus précis et couvre une plus large gamme de <sup>hautes</sup> fréquences, et c'est précisément ce qu'on va voir dans la partie suivante (II).

II. Le CI SN 54 121.

Le CI SN 54 121 est un multivibrateur monostable

à circuit intégré de haute performance dans la série des 54/74 TTL. Ses entrées et sorties sont compatibles avec d'autres circuits intégrés de la même série et avec plusieurs autres circuits intégrés digitaux d'autres séries. Il se présente sous forme rectangulaire avec 14 broches (voir fig IX-9)

Fig IX-9.



II.1 Schéma fonctionnel.

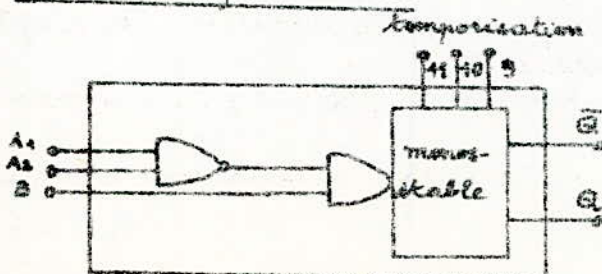


Fig IX-10

$A_1$ ,  $A_2$ , et  $B$  (entrées d'un trigger de Schmitt) sont des entrées où un signal de



déclenchement peut être appliqué au monostable et lui faire changer d'état.

### II-3 Fonctionnement en monostable simple.

Le monostable peut être déclenché sur les fronts de montée ou encore sur les fronts de descente des impulsions d'un signal d'entrée.

Si la largeur des impulsions ne dépasse pas 50 ns, on peut utiliser la résistance interne (en reliant la broche 9 à  $V_{cc}$ ). On peut aussi utiliser une

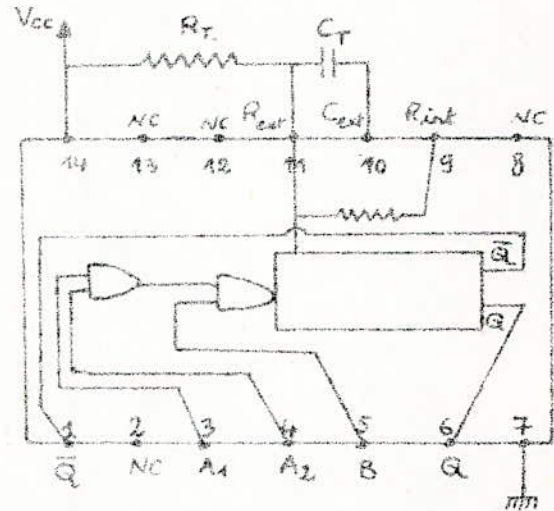


Fig. IX-11

résistances  $R_T$  et une capacité  $C_T$  externes montées

comme indiqué sur le schéma de brochage donné fig. IX-11, si la largeur des impulsions de sortie doit être supérieure à 50 ns. Dans ce cas, elle peut prendre des valeurs allant jusqu'à 28 s, et elle est donnée par la relation :  $t = 0,7 C_T R_T$ .

La table de vérité est comme suit :

A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	B	Q	Q̄
0	φ	1	0	1
φ	0	1	0	1
φ	φ	0	0	1
1	1	φ	0	1
1	↓	1	⊓	⊓
↓	1	1	⊓	⊓
↓	↓	1	⊓	⊓
0	φ	↑	⊓	⊓
φ	0	↑	⊓	⊓

avec  $\phi$  = état quelconque.

↑ = front de montée.

↓ = front de descente.

⊓ = impulsion.

a) Déclenchement sur le front de montée. D'après la table de vérité, on voit qu'on doit injecter le signal de déclenchement à l'entrée B qui présente les caractéristiques d'un trigger de Schmitt (voir fig IX-12).

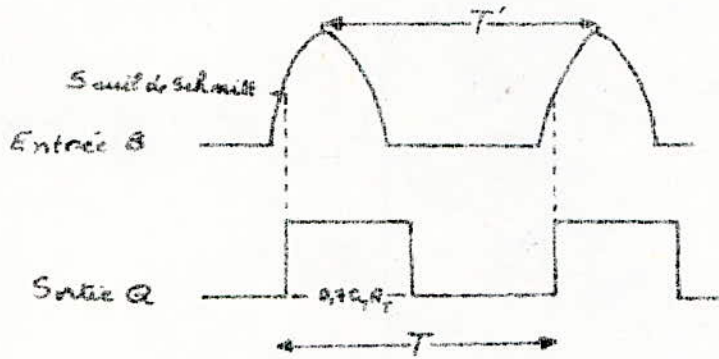


Fig. IX-12

remarquer cependant que  $T$  doit être inférieur à  $T'$  ( $T < T'$ ), condition nécessaire à un fonctionnement correct.

b) Déclenchement sur le front de descente. Il est possible également de provoquer le déclenchement du monostable sur le front de descente d'une impulsion appliquée convenablement à ses entrées. C'est le cas par exemple pour la combinaison  $A_1 = \bar{b}$ , et  $A_2 = B = 1$  (voir Fig IX-13).

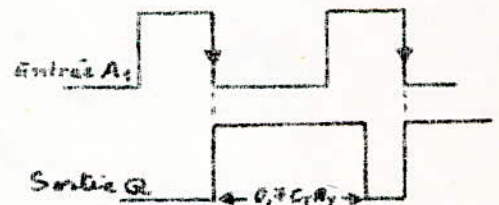


Fig IX-13.

### II-3 Fonctionnement en monostable avec un retard à l'entrée (input delay).

L'entrée B du trigger de Schmitt peut être utilisée avec une cellule (résistance, capacité) donnant un retard. La source de déclenchement est appliquée selon le schéma de la figure IX-14; les entrées  $A_1$  et  $A_2$  sont à la masse.

Quand l'entrée passe de 0 à 1, la capacité se charge, et la tension



à ses bornes augmente jusqu'à atteindre après un temps de retard  $t_d$  le seuil de Schmitt qui fait fonctionner le monostable (voir fig IX-15).

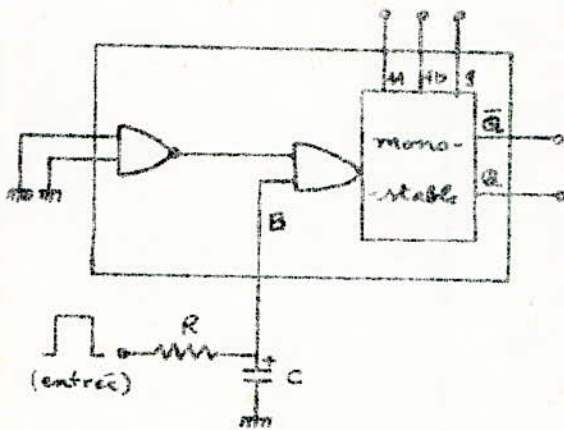


Fig IX-14.

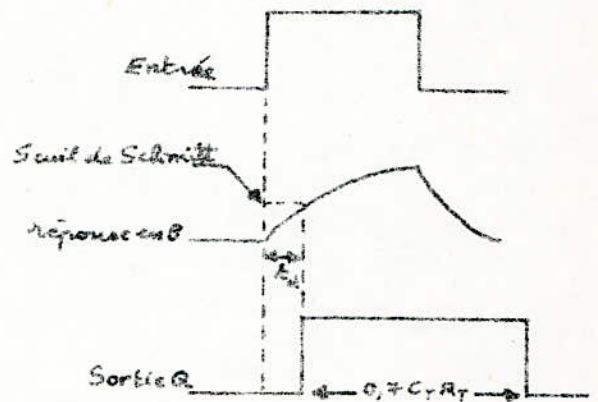


Fig IX-15

Afin d'éviter le déclenchement du monostable quand le signal d'entrée est à 0, la résistance  $R$  doit être limitée à une certaine valeur maximum. La capacité, elle aussi, a une valeur maximale déterminée par la durée de l'impulsion d'entrée et la valeur de la résistance  $R$  puisqu'elle se décharge avant le commencement de l'impulsion suivante. Il en résulte de ce fait que le temps de retard  $t_d$  est lui aussi limité.

On verra plus loin (dans la partie B) comment on peut remplacer ce montage par un autre montage utilisant 2 CI "74121" et grâce auquel il est possible de régler le temps de retard  $t_d$  avec une plus grande souplesse.

### III Le CI "7402". (voir fig. IX-16)

Le circuit intégré "7402" est une quadruple porte NOR. Chaque porte a deux entrées  $A$  et  $B$ ; elle réalise la fonction :  $Y = \overline{A+B}$

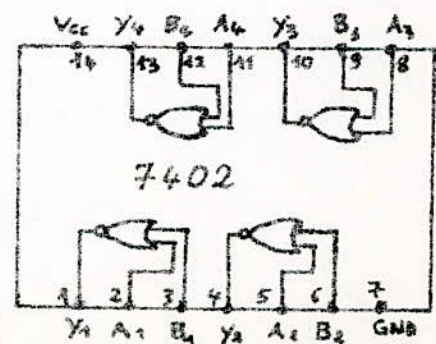


Fig IX-16

## B. Programmeur d'impulsions.

Pour réaliser le programmeur d'impulsions, on a opté pour la solution suivante :

I. Schéma synoptique. Ce schéma est donné fig. IX-17.

Le principe de fonctionnement est comme suit :

La source déclenchement déclenche au même instant d'une part le monostable  $M_1$  et d'autre part le monostable  $M_2$  qui lui-même déclenche le monostable  $M_3$ .

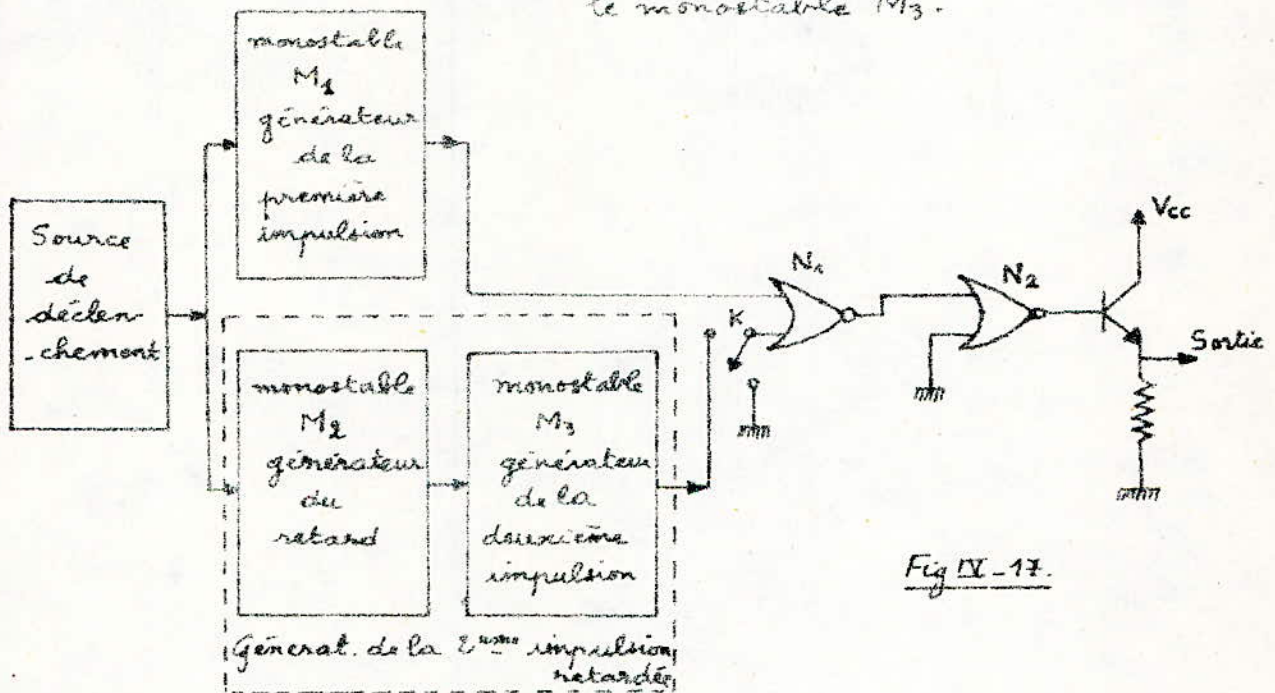


Fig IX-17.

Les 2 impulsions de la séquence sont produites séparément : la première impulsion par le monostable  $M_1$ , la deuxième impulsion par le monostable  $M_3$  qui est donc déclenché par le monostable  $M_2$  avec un certain retard par rapport à  $M_1$ . Ces deux impulsions sont par la suite additionnées logiquement grâce à l'ensemble des deux portes NOR  $N_1$  et  $N_2$ .

Pour comprendre le fonctionnement détaillé, examinons le schéma complet.



II. Schéma complet. Ce schéma est donné fig. II-13.

II-1 Source de déclenchement. La source de déclenchement est un CI "555" monté en astable. C'est cet astable qui fixe la période des séquences, période qui correspond précisément à celle du signal qu'il délivre en sortie. A l'aide de la résistance variable  $R_A$  ( $R_B$  étant maintenue fixe) et les capacités pouvant être mises en circuit une par une au moyen d'un commutateur, on peut faire varier cette période. Il est évident que dans ces conditions le rapport cyclique du signal de sortie n'est pas constant.

II-2 Générateur de la 1<sup>ère</sup> impulsion. En ce qui concerne la réalisation du monostable  $M_1$ , l'utilisation du "555" nécessite un signal de déclenchement d'impulsions (négatives) inférieures en durée aux impulsions de sortie (voir paragraphe I-2 page 34). Par conséquent, le rapport cyclique du signal de déclenchement doit être tel que cette condition soit toujours vérifiée, ce qui n'est pas aisé sur le plan de la pratique si l'on veut que la période de ce même signal soit variable.

Le circuit intégré "74121" permet d'éviter cette contrainte. En effet, dans ce cas, le déclenchement du monostable peut s'opérer sur le front de montée (par exemple) d'une impulsion du signal de déclenchement (voir chronogramme fig. II-13 a)), et on n'a pas à se soucier de son rapport cyclique; l'important c'est sa période. C'est donc cette solution qu'on a adoptée ici. La combinaison des signaux appliqués aux entrées du CI est la suivante:  $A_1 = A_2 = 0$ ,  $B = \uparrow$ .

A l'aide de la résistance variable  $R_1$ , on peut régler la durée de

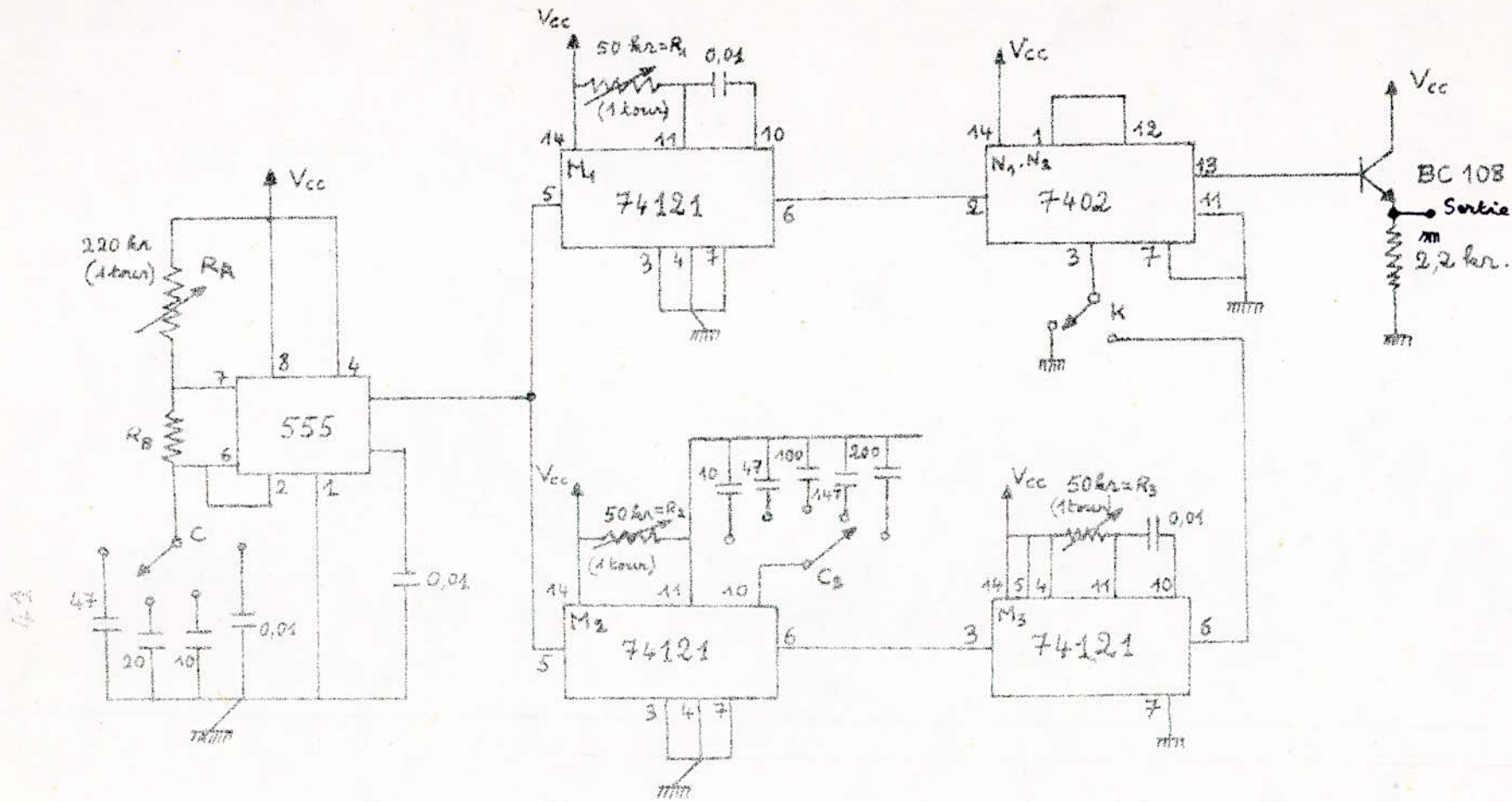


Fig. IX-18

Schema complet du programmeur d'impulsions.

Les capacités sont en  $\mu F$  et  $V_{cc} = 5V$ .

L'impulsion de sortie (avec impulsion de la séquence).



II-3 Générateur de la 2<sup>ème</sup> impulsion. La production de la deuxième impulsion (avec son retard par rapport à la première) se fait grâce à un ensemble de deux monostables "74121" ( $M_2$  et  $M_3$ ). Le monostable  $M_2$  ainsi que  $M_1$  sont déclenchés sur le front de montée d'une même impulsion de déclenchement, ce qui permet de définir exactement le retard entre les deux impulsions de la séquence. C'est l'impulsion de sortie du monostable  $M_2$  qui détermine ce retard. En effet, cette impulsion de sortie de  $M_2$  va déclencher sur son front de descente  $M_3$  qui, lui, délivre en sortie justement la deuxième impulsion de la séquence (voir chronogr. fig. IX-19 a)). Notons que ce déclenchement s'effectue selon la combinaison suivante des signaux appliqués aux entrées de  $M_3$ :  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = B = 1$ . En ce qui concerne  $M_3$ : il est monté de la même façon que  $M_1$ .

Donc pour régler l'intervalle de temps  $T$  séparant les deux impulsions de la séquence, il suffit de jouer sur la durée de l'impulsion de sortie de  $M_2$  à l'aide des différentes capacités (au moyen d'un commutateur) et de la résistance  $R_2$  variable.

Le monostable  $M_3$  joue un rôle analogue à celui de  $M_1$ , à savoir qu'il génère la deuxième impulsion. Le réglage de la durée de cette impulsion se fait à l'aide de la résistance  $R_3$ .

#### II-4 Portes NOR $N_1$ et $N_2$ .

Elles sont celles d'un CI "7402". Les deux impulsions générées séparément sont envoyées sur ces deux portes. La première porte  $N_1$  donne la somme logique  $n_1 = \overline{m_1 + m_3}$  des signaux issus de  $M_1$  et de  $M_3$ ; la deuxième  $N_2$  donne la somme complémentaire  $n_2 = m_1 + m_3$  qui est

précisément le signal désiré (voir chronogr. fig. IX-19 b)).

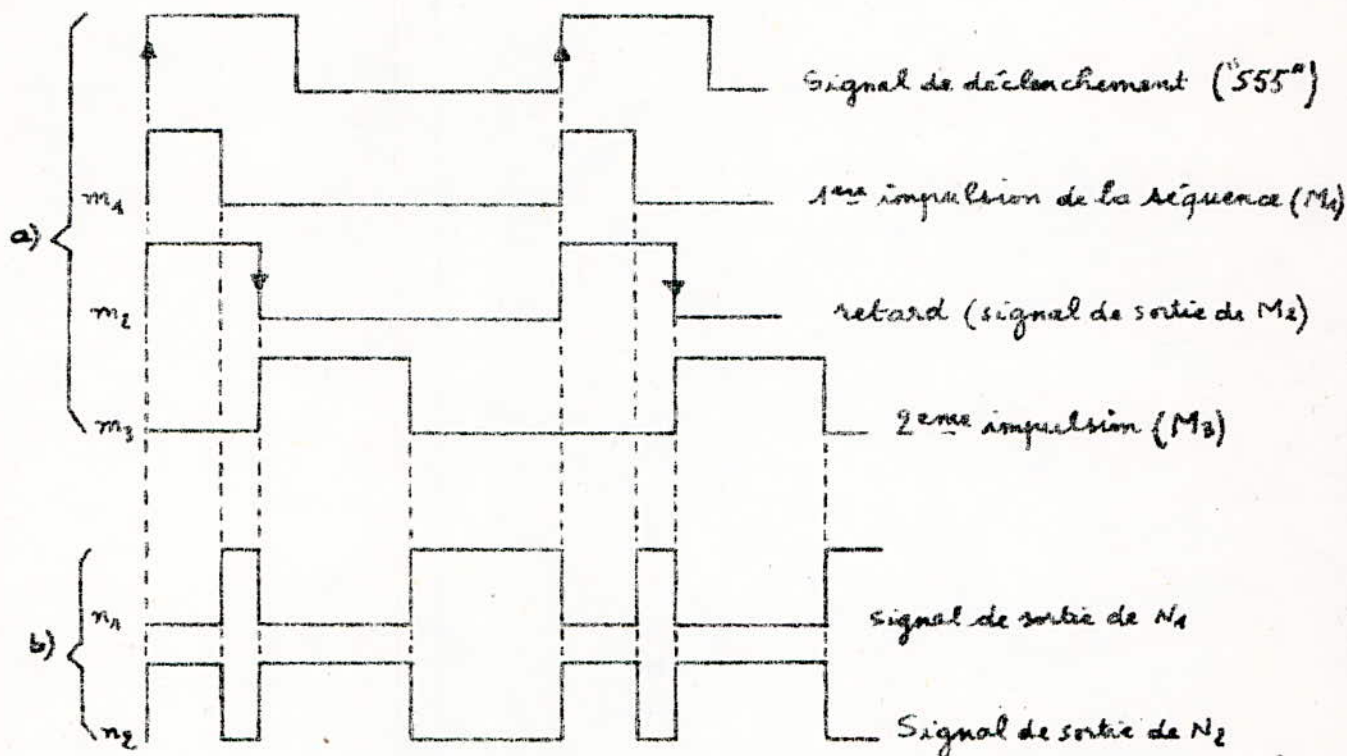


Fig. IX-19. a) Chronogramme de génération des impulsions.  
b) Addition logique de ces 2 impulsions.

Dans le cas où on aurait besoin uniquement d'une suite d'impulsions carrées périodiques, on utilise le monostable M<sub>1</sub>, et on coupe la deuxième branche du montage à l'aide de l'interrupteur K en le mettant à la masse.

Finalement, ce signal de sortie de N<sub>2</sub> va donc contrôler le découpage en balves du signal radiofréquence. Il va être injecté dans l'étage suivant (l'amplificateur contrôlé) par l'intermédiaire d'un montage suiveur (transistor monté en collecteur commun) réalisant une adaptation d'impédances.



## Chapitre II

### Réalisation du programmeur d'impulsions.

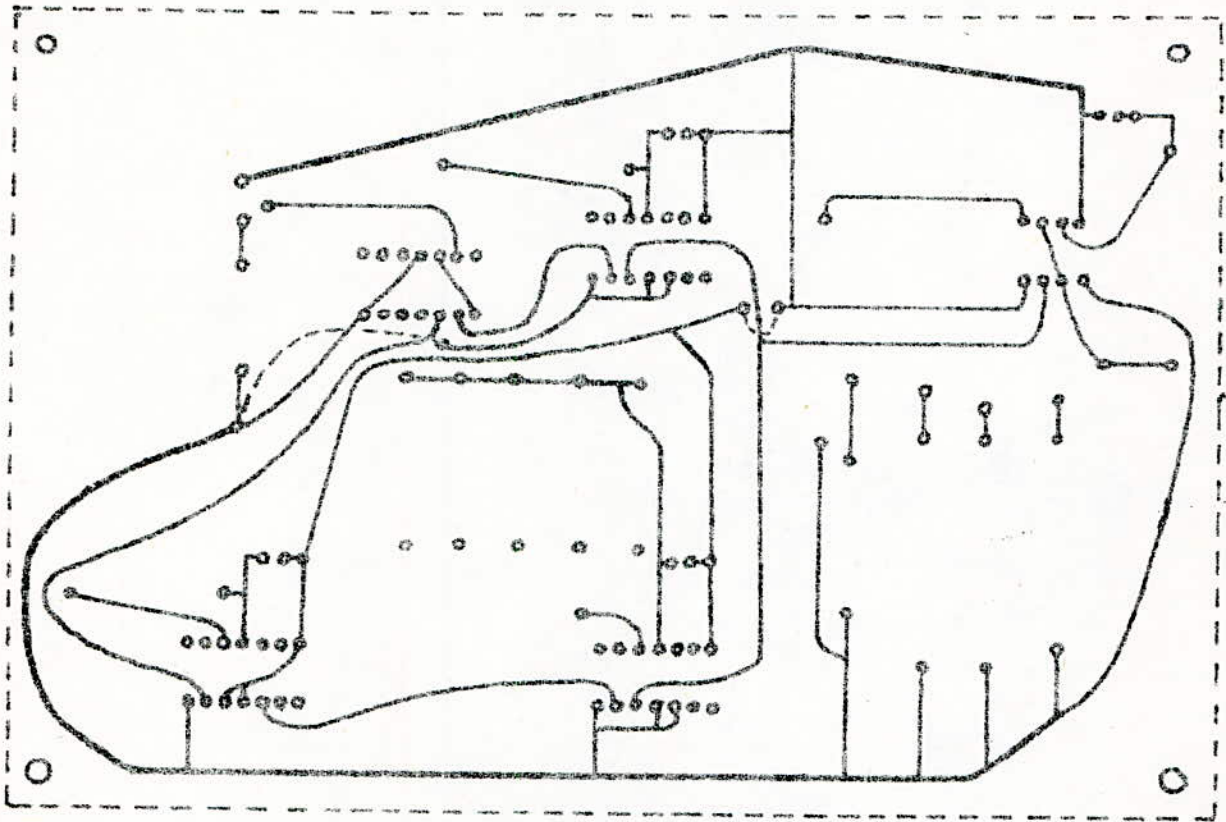
Après avoir étudié la structure et le fonctionnement du programmeur d'impulsions, il reste maintenant à présenter sa réalisation pratique.

I. Présentation de la réalisation. Le montage a été fait sur circuit imprimé dont le dessin est donné page suivante (côté verso, échelle  $\frac{1}{4}$ ). Ce circuit est incorporé dans un boîtier en bois de 170 mm de long, 120 mm de large, et 100 mm de haut. Il est <sup>fixé</sup> à la base du boîtier (face de dessous) par quatre vis.

Deux bornes pour l'alimentation sont aménagées sur la face arrière. Deux autres bornes se trouvent sur la face avant : c'est la sortie. La face de dessus supporte deux boutons : un premier bouton noté P correspondant à la résistance variable  $R_1$  et un deuxième noté C correspondant au commutateur de changement de gamme. Les boutons de réglage de la durée de la première impulsion ( $R_2$ ), du retard ( $R_3$ ), et de la durée de la deuxième impulsion ( $R_3$ ) sont disposés alignés sur la face latérale droite respectivement de droite à gauche. Plus à gauche, un peu au-dessus de leur alignement se trouve le commutateur  $C_2$ .

II. Résultats. Compte tenu des valeurs de capacités et des résistances de temporisation qui figurent sur le schéma complet, nous avons

## Circuit imprimé.



obtenue par mesures à l'oscilloscope les valeurs suivantes:

la période  $T$  prend les valeurs comprises entre  $0,76 \text{ ms}$  et  $12 \text{ s}$ ,

la durée de l'impulsion  $t$  entre  $135 \mu\text{s}$  et  $350 \mu\text{s}$ , le retard  $\tau$  entre  $4 \text{ ms}$  et  $5,5 \text{ s}$ . Ce qui satisfait bien les données du cahier des charges.

Du fait que le niveau de sortie de la source de déclenchement et celui de chaque monostable sont inférieurs à la tension d'alimentation  $V_{cc} = 5 \text{ V}$ , et aussi du fait que le transistor monté en collecteur commun a un gain inférieur à 1, le niveau de sortie de tout le montage est inférieur à  $5 \text{ V}$ . Il faut alimenter le montage sous une tension de  $5,5 \text{ V}$  pour avoir un niveau de sortie de  $5 \text{ V}$ .

Le reste ne soulève pratiquement aucun commentaire.



## - Conclusion -

La spectrométrie RMN est appelée tant à se développer, et ce développement ne peut se faire sans un certain appareillage indispensable à la réalisation des expériences.

Cette présente étude m'a ouvert les yeux sur ce domaine si intéressant et particulièrement sur la spectrométrie RMN à impulsions et les problèmes qui lui sont inhérents.

L'idéal aurait été, bien sûr, de réaliser le spectromètre en entier, mais cela est impossible matériellement à l'ENPA; cela m'aurait permis de mettre à jour et approfondir mes connaissances. Je n'ai eu le plaisir d'en réaliser qu'une partie du fait du peu de temps qui m'était imparti. Aussi, je souhaiterais que d'autres étudiants continuent ce travail sur CSTN où ceci ne serait pas chose impossible.

Bibliographie.

CAGNAC

Physique atomique - tome 1.

PAN

Electronique quantique en vue des applications

A. ERBEILA

Résonances magnétiques.

N° 4 Monograph MASON 1968

Revue:

Electronique industrielle et microélectronique.

N° 122 - Avril 1969.

TEXAS INSTRUMENTS.

Circuits intégrés digitaux.

J. VABRE.

Electronique des impulsions.

Revue:

RADIO-PLANS . N° 354 Février.

Projets de fin d'études:

\* Etude du "555" et ses applications (Juin 1979).

\* Générateur d'impulsions programmables  
(Juin 1973).