

9/85

وزارة التعليم والبحث العلمي
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

Programmeur D'impulsions Numérique

Pour Le

Spectromètre RMN À Impulsions

Proposé par :
Mr. PUVVADA

Etudié par :
BENAISSA Mohammed
BARKAT Braham

Dirigé par :
Mr. PUVVADA

PROMOTION : *JUIN 1 9 8 5*



PROGRAMMEUR D'IMPULSIONS
NUMÉRIQUE
POUR SPECTROMÈTRE RMN

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ

Dédicaces

À mes parents

À mes frères

À toute ma famille.

À tous ceux que j'aime.

Mohammed

À ma mère

À mon père

À mes frères et sœurs et leurs enfants

À toute ma famille.

À mes frères en Dieu et à mes amis.

À tous ceux que j'aime.

À tous ceux qui m'aiment.

Rabah

REMERCIEMENTS.

Nous tenons à remercier vivement notre promoteur M^r Puvvada pour nous avoir aidé et suivi tout au long de notre travail et dont ses conseils nous ont été très précieux dans cette étude.

Que toutes les personnes qui nous ont aidé de près ou de loin dans notre travail et que tous les professeurs qui ont contribué à notre formation trouvent ici notre profonde reconnaissance.

S O M M A I R E

INTRODUCTION	1
Chapitre 1 INTRODUCTION A LA R M N	3
I Généralités	
II Effet d'un champ magnétique sur le noyau	4
- Précession de Larmor	
III La résonance magnétique	5
1- Principe	
2- Condition de résonance	
IV Le phénomène de relaxation et son effet	8
1- Principe	
2- Equations de Bloch	
3- Solution au régime permanent	
4- Discussion	
V Interprétation quantique de la R M N	13
1- Principe	
2- Les temps de relaxation nucléaires T_1 et T_2	
Chapitre 2 LE SPECTROMETRE R M N A IMPULSIONS	17
I Schéma synoptique	
II Principe de fonctionnement	
III Description sommaire des différents étages	18
1- L'électroaimant	
2- Le programmeur d'impulsions	
3- Le système émetteur	
4- La bobine d'excitation	

- 5- Le système récepteur
- 6- Le système de visualisation

Chapitre 3 REALISATION D'UN PROGRAMMEUR D'IMPULSIONS NUMERIQUE	23
Introduction	
I Schéma synoptique	
II Etude détaillée de chaque étage	24
A- L'horloge	24
B- Le générateur d'impulsions	30
C- Comptage, Décodage, Mémoire et Affichage	40
III Réalisation et mesure	48
Chapitre 4 MESURE DES TEMPS DE RELAXATION ET APPLICATION	56
I Mesure du temps de relaxation T_1	56
II Mesure du temps de relaxation T_2	58
III Application de la R M N	60
C. CONCLUSION	62
Annexe	
Bibliographie.	

INTRODUCTION

// INTRODUCTION.

Actuellement on peut dire que la résonance magnétique nucléaire est un moyen puissant qui permet d'identifier et de connaître les structures moléculaires et un bon outil d'étude de structures cristallines. Ses applications en biochimie sont en plein développement et depuis quelques années des tomographes à résonance magnétique nucléaire (R.M.N.) pénètrent progressivement dans les départements d'imagerie médicale des hôpitaux.

La R.M.N est relativement récente puisque c'est en 1946 que deux groupes de chercheurs: Purcell, Torrey et Pound d'une part; Blok Hansen et Packard d'autre part; ont indépendamment mis en évidence ce phénomène qui très vite donna naissance à une spectroscopie de composés organiques hydrogénés avec le premier spectre de l'alcool éthylique par Arnold, Dharmati et Packard en 1951.

Un ensemble de caractéristiques de la R.M.N; les temps de relaxation nucléaire; paramètres propres à l'échantillon étudié et qui nous fournissent des informations très précieuses sur la structure et sur l'état de cet échantillon.

C'est en 1973 que Damadian et ses collaborateurs ^{Étudièrent} la résonance magnétique de tissus biologiques et qui montrèrent que les temps de relaxation de protons dans certains tissus pathologiques différaient de ceux du même tissu sain.

C'est aussi en 1973 que Lanterbur, Mansfield et Granell montrèrent qu'on pouvait obtenir l'image d'une distribution spatiale de protons contenus dans un volume donné en analysant les réponses de résonance de cet

ensemble dans différents gradients de champ magnétique.

L'imagerie à résonance nucléaire était née.

Le dispositif expérimental de la R.M.N qu'on va étudier est le spectromètre R M N à impulsions pour la mesure des temps de relaxation. Son principe est basé sur les propriétés magnétiques des protons.

Notre réalisation consiste en un étage très important du spectromètre :

c'est le programmeur d'impulsions à affichage numérique. On va présenter notre étude selon le plan suivant:

*Introduction à la R M N.

*Spectromètre R M N à impulsions.

*Réalisation et application du programmeur d'impulsions numérique pour la mesure des temps de relaxation.

*Application de la R M N.

* Conclusion.

Chapitre 1

INTRODUCTION A LA

R M N

I - GENERALITES

Outre les propriétés électriques que possèdent les noyaux, on peut attribuer à certains d'entre eux des propriétés magnétiques. Cette hypothèse avancée par Pauli en 1924 pour expliquer la structure hyperfine des spectres atomiques et qui s'est révélée depuis parfaitement justifiée, a pour conséquence de définir des propriétés magnétiques des noyaux qui sont :

- Le moment cinétique de spin \vec{a} qui lui est associé un nombre quantique de spin nucléaire total I dont les valeurs dépendent du noyau étudié, son module est :

$$|\vec{a}| = \hbar \sqrt{I(I+1)}$$

avec

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

h : constante de Planck .

I : nombre quantique de spin .

- Le moment magnétique $\vec{\mu}$ colinéaire à \vec{a} et tel que :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{a}$$

Où γ est une constante pour chaque noyau appelée : rapport gyromagnétique .

On peut donc classer les noyaux en trois catégories :

1- Les noyaux dont le nombre quantique de spin $I = 0$, donc ne possédant pas de moment magnétique de spin $\vec{\mu} = 0$, et dont le moment électrique quadripolaire (e_Q) est aussi nul $e_Q = 0$.

A cette catégorie appartiennent les noyaux de nombre de masse A et de nombre de charge Z pairs, comme $^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$...

2- Les noyaux dont le nombre quantique $I = \frac{1}{2}$, donc possédant un moment magnétique mais le moment électrique quadripolaire est nul $e_Q = 0$, $\vec{\mu} \neq 0$ c'est le cas de : ^1_1H , $^{13}_6\text{C}$, $^{15}_7\text{N}$, $^{19}_9\text{F}$, $^{31}_{15}\text{P}$...

3- Les noyaux dont I est supérieur à $\frac{1}{2}$, ils possèdent un moment magnétique et aussi un moment électrique quadripolaire e_Q qui mesure l'anisotropie de la

distribution des charges dans le noyau, distribution que l'on assimile à un ellipsoïde de révolution (allongé si e_Q est supérieur à 0, aplati si e_Q est inférieur à 0).

Ex : ${}_{14}^N$, ${}_{17}^O$, ${}_{11}^B$, ${}_{10}^B$...

On ne va pas étudier le troisième cas de noyaux qui est compliqué. On étudiera le cas où $I = \frac{1}{2}$ qui est une valeur fréquente, c'est un cas simple et qui permet de rendre compte du phénomène de résonance magnétique nucléaire.

III EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR LE NOYAU - Précession de Larmor.

Un champ magnétique statique H_0 , appliqué suivant une direction OZ à un noyau, considéré comme une sphère en rotation sur lui-même, exerce sur le moment magnétique \vec{M} dirigé suivant la direction Ou de l'axe de rotation du noyau un couple :

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

Le théorème du moment cinétique donne :

$$\vec{C} = \frac{d\vec{a}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$$

Or $\vec{a} = \frac{\vec{M}}{\gamma}$

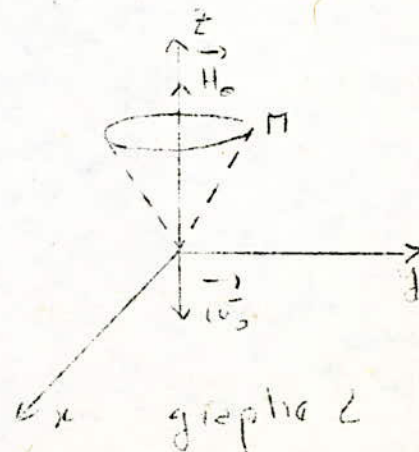
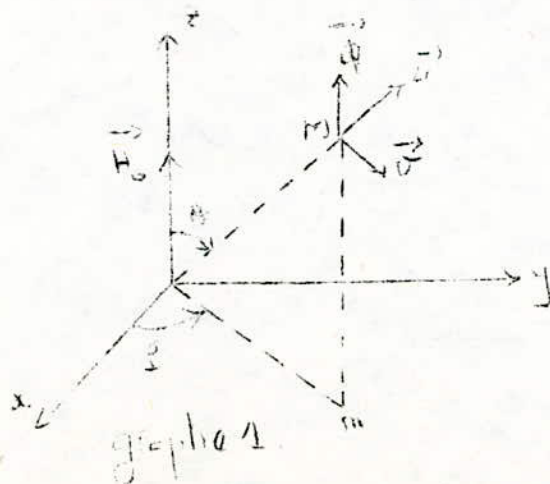
Donc : $\frac{d\vec{a}}{dt} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$

Alors : $\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_0 = -\gamma \vec{H}_0 \wedge \vec{M}$

En posant : $\vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$ on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{\omega}_0 \wedge \vec{M}$$

Cette équation décrit le mouvement du vecteur moment magnétique.



Si on a un système de coordonnées sphériques $(0, \vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$.

Les composantes dans le nouveau repère sont :

$$\begin{cases} \vec{M} = (\mu, 0, 0) \\ \frac{d\vec{r}}{dt} = \left(\frac{d\mu}{dt} \vec{u}, \frac{d\theta}{dt}, \mu \sin\theta \frac{d\phi}{dt} \right) \\ H_0 = (H_0 \cos\theta, -H_0 \sin\theta, 0) \end{cases}$$

On a donc :

$$\begin{cases} \frac{1}{\gamma} \frac{d\mu}{dt} = 0 \\ \frac{1}{\gamma} \mu \frac{d\theta}{dt} = 0 \\ \frac{1}{\gamma} \mu \sin\theta \frac{d\phi}{dt} = -\mu H_0 \sin\theta \end{cases}$$

D'où :

$$\begin{cases} \frac{d\mu}{dt} = 0 \Rightarrow \vec{OM} = \text{constante} \\ \frac{d\theta}{dt} = 0 \Rightarrow \theta = \text{constante} \\ \frac{d\phi}{dt} = -\gamma H_0 \Rightarrow \phi = -\gamma H_0 t + \text{cte} \end{cases}$$

Donc le point M décrit un cercle situé dans le plan normal à OZ avec une vitesse angulaire $\vec{\omega}_0 = -\gamma H_0$ donc en module $\omega_0 = \gamma H_0 \Rightarrow f_0 = \frac{\gamma H_0}{2\pi}$.
C'est la précession de Larmor (voir graphe 2).

Ce mouvement est analogue à la rotation d'une toupie autour d'un axe vertical. Au début la toupie est animée d'un mouvement de rotation autour de son axe, ensuite sous l'effet de la pesanteur, l'axe s'incline en décrivant un cône. Donc la toupie a deux mouvements simultanés : une rotation autour de son axe et un mouvement de précession de cet axe autour de la verticale.

III LA RESONNANCE MAGNETIQUE .

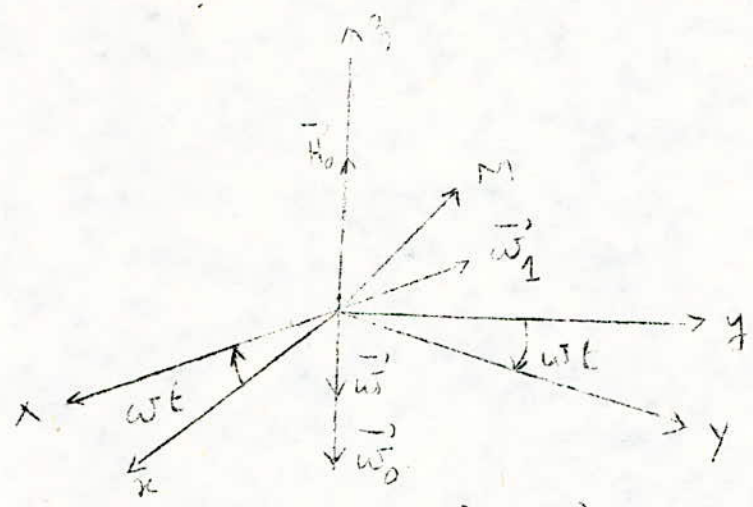
1- PRINCIPE .

Un champ statique H_0 appliqué à un moment magnétique a pour effet, comme on l'a vu, de faire tourner ce moment magnétique avec la vitesse angulaire

$$\vec{\omega}_0 = -\gamma H_0$$

C'est la précession de Larmor .

Appliquons maintenant en plus un autre champ magnetique H_1 petit perpendiculaire à H_0 et qui tourne autour de lui avec une vitesse angulaire $\vec{\omega}$ (egale ou differente de $\vec{\omega}_0$).



Lorsque les deux vitesses de rotation $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_0$ sont assez differentes l'une de l'autre, la disposition relative du moment magnetique \vec{M} et du champ tournant H_1 se modifie constamment et de maniere rapide. L'action exercée sur \vec{M} par le champ H_1 change de sens très fréquemment et l'on s'attend à ce que son effet soit nul.

Lorsque les deux vitesses sont égales, la disposition relative du moment magnetique \vec{M} et du champ tournant H_1 reste constante dans le temps. Il devient alors possible que l'action exercée par le petit champ H_1 finisse par avoir un effet important.

Dans ce cas le theoreme du moment cinetique nous donne :

- $\frac{d\vec{a}}{dt} = \vec{c} = \vec{M} \wedge (\vec{H}_0 + \vec{H}_1)$
- Or $\vec{M} = \gamma \vec{a}$

donc on a :

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

Avec :

- $\vec{\omega}_0 = -\gamma H_0$; $\vec{\omega}_1 = -\gamma H_1$

Pour la simplification de la solution du problème il est utile de se placer dans un système de coordonnées tournant dans lequel H_{\perp} paraîtra fixe. C'est le référentiel dont l'axe OX coïncide avec la direction et le sens de H_{\perp} et ayant le même axe OZ que le référentiel du laboratoire $Oxyz$, et tournant par rapport à lui avec la vitesse angulaire $\vec{\omega}$ de H_{\perp} . Le référentiel du laboratoire joue le rôle du repère absolu.

D'après le théorème de composition des vitesses, la dérivée d'un vecteur quelconque dépendant du temps $A(t)$ calculée dans le référentiel du labo

$\frac{dA}{dt}$ est reliée à la dérivée du même vecteur calculée dans le système mobile $\frac{\partial A}{\partial t}$ par :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge A \quad (*)$$

Or on a vu que :

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_{\text{abs}} = (\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M}$$

Alors on aura d'après (*) dans le référentiel tournant l'équation :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dM}{dt}\right)_{\text{rel}} &= (\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{M} - \vec{\omega} \wedge \vec{M} \\ &= (\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}) \wedge \vec{M} \end{aligned}$$

Donc dans le référentiel tournant $OXYZ$ le vecteur aimantation M va précessionner avec la vitesse angulaire :

$$\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_0 - \vec{\omega} = \vec{\omega}_1 + \Delta\vec{\omega} \quad \text{car} \quad \Delta\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}$$

2- CONDITION DE RESONANCE .

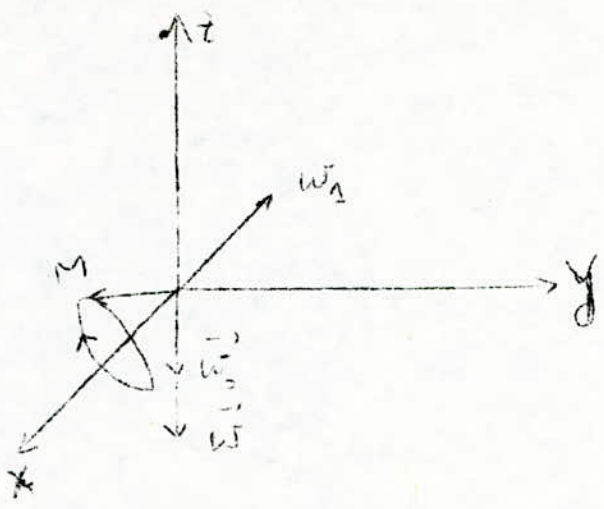
Le vecteur vitesse fait avec l'axe OZ un angle θ tel que :

$$\text{tg } \theta = \left| \frac{\omega_{\perp}}{\Delta\omega} \right|$$

- si $\vec{\omega}_0$ et $\vec{\omega}_1$ sont très différentes ($\omega_{\perp} \ll \Delta\omega$), l'axe de rotation est pratiquement OZ . Donc H_{\perp} n'a aucun effet sur M .

- si $\vec{\omega}_1 \approx \vec{\omega}_0$ ($\Delta\omega \approx 0$), l'axe de rotation subit une variation importante et on aura : $\frac{dM}{dt} = \vec{\omega}_1 \wedge \vec{M}$ alors le vecteur de rotation se trouve sur l'axe OX . On est donc en présence de la R M N et la

condition de résonance est : $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$



Donc on peut dire que le champ \vec{H}_1 n'a d'effet efficace sur le noyau que lorsque l'accord de fréquence est réalisé c'est à dire sa fréquence de rotation est très voisine de celle de Larmor, d'où le nom de R M N.

IV LE PHENOMENE DE RELAXATION ET SON EFFET .

1- PRINCIPE .

Jusqu'à maintenant on a pas tenu compte d'un phénomène très important qui est le phénomène de relaxation ; En effet lorsque le champ \vec{H}_0 est appliqué à l'échantillon , les angles θ que font les vecteurs moments magnétiques et \vec{H}_0 sont différents , or ces moments sont couplés par induction mutuelle et tendent à s'aligner les uns sur les autres , ce qui entraine une dépense d'énergie qui se traduit par un amortissement des mouvements de precession et le vecteur résultant des moments \vec{OM} qui est le vecteur aimantation tend à s'aligner sur \vec{H}_0 .

Si on considère le système de coordonnées cartésiennes , le vecteur aimantation \vec{M} aura trois composantes M_x , M_y , M_z ; Sous l'action du champ \vec{H}_0 et à cause du phénomène de relaxation , la composante longitudinale M_z tend vers une valeur finale M_0 et les composantes transversales M_x et M_y disparaissent

L'évolution de l'aimantation vers une valeur d'équilibre finale $M_z = M_0$ peut souvent se décrire avec une très bonne approximation par l'équation :

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{(M_z - M_0)}{T_1}$$

T_1 s'appelle temps de relaxation longitudinale .

Si par un moyen quelconque par exemple par une impulsion de radiofréquence on donne à l'aimantation une composante perpendiculaire au champ H_0 , les divers champs locaux dus à ce que les spins ne sont pas libres et interagissent entre eux et avec leur environnement font décroître l'aimantation transversale d'une façon qu'on peut souvent représenter par les équations :

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}$$

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

T_2 est dit temps de relaxation transversale .

Du fait que la composante longitudinale $M_z(t)$ varie , entraîne qu'il y a un échange d'énergie de magnétisation entre le système de spins (système de noyau) et le réseau (milieu environnant)

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

Mais l'évolution des composantes transversales se fait sans échange d'énergie avec le réseau (elle se fait à l'intérieur du système de spins) .

Le temps de relaxation transversal T_2 , commande l'allure des interactions entre spins , il est appelé temps de relaxation spin-spin .

Le temps de relaxation longitudinal T_1 commande l'allure des échanges d'énergie entre le système de spins et le réseau , c'est pourquoi il est appelé aussi temps de relaxation spin - réseau .

2- EQUATIONS DE BLOCK.

En prenant en considération les résultats obtenus pour un noyau isolé, et en tenant compte du phénomène de relaxation, Block a proposé un système d'équations simples que nous allons exposer pour décrire les propriétés magnétiques d'un ensemble de noyaux dans un champ magnétique extérieur.

Avant on a obtenu l'équation : $\frac{d\vec{M}}{dt} = (\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_0 - \vec{\omega}) \wedge \vec{M}$ dans le référentiel tournant.

Pour tenir compte du phénomène de relaxation, on doit ajouter des équations :

soignant l'évolution de chaque composante du vecteur aimantation M qu'on a vu :

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

On obtient alors les équations :

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2} + \Delta\omega \cdot M_y.$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\Delta\omega \cdot M_x - \frac{M_y}{T_2} - \omega_1 \cdot M_z.$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \omega_1 \cdot M_y - \frac{M_z - M_0}{T_1}.$$

Ces équations définissent le mouvement de chaque composante dans le référentiel tournant.

3- SOLUTIONS EN REGIME PERMANENT.

On obtient les solutions en régime permanent en écrivant :

$$\frac{dM_x}{dt} = \frac{dM_y}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = 0$$

Soit :

$$M_x = M_0 \frac{\delta H_1 T_2^2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \delta^2 H_1^2 T_1 T_2} \Delta\omega.$$

$$M_y = M_0 \frac{\delta H_2 T_2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \delta^2 H_1^2 T_1 T_2}$$

$$M_z = M_0 \frac{1 + (T_2 \Delta\omega)^2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \delta^2 H_1^2 T_1 T_2}$$

Ces composantes dependent de $\Delta\omega$ que l'on fait varier dans le temps, on peut donc obtenir un signal de resonance en suivant l'une des composantes de M dans le referentiel du laboratoire où on a :

$$\left\{ \begin{aligned} M'_x &= \frac{M_0 \gamma T_2}{2} \frac{(T_2 \Delta\omega) \cdot 2H_1 \cos \omega t + 2H_1 \sin \omega t}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \\ M'_y &= \frac{M_0 \gamma T_2}{2} \frac{2H_1 \cos \omega t - (T_2 \Delta\omega) \cdot 2H_1 \sin \omega t}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \\ M'_z &= M_0 \end{aligned} \right.$$

$$\text{car: } \left\{ \begin{aligned} M'_x &= M_x \cos \omega t - M_y \sin \omega t \\ M'_y &= M_x \sin \omega t + M_y \cos \omega t \\ M'_z &= M_z \end{aligned} \right.$$

4- DISCUSSION .

- Si $|\Delta\omega|$ est très grand on a : $|\Delta\omega \cdot T_2| \gg 1$, $|\Delta\omega| \gg \omega_1$

$$\text{Alors : } \begin{cases} M_x = M_y = 0 \\ M_z = M_0 \end{cases}$$

Aucune influence du champ tournant sur le milieu .

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

$$\begin{aligned} &\bullet \gamma H_1^2 T_1 T_2 \gg 1 \quad (\omega_1 = \gamma H_1) \\ &\bullet \omega_1 \gg |\Delta\omega| \end{aligned}$$

$$\text{D'où : } M_x = M_y = M_z = 0 .$$

Il y a saturation ; Aucune aimantation globale du milieu .

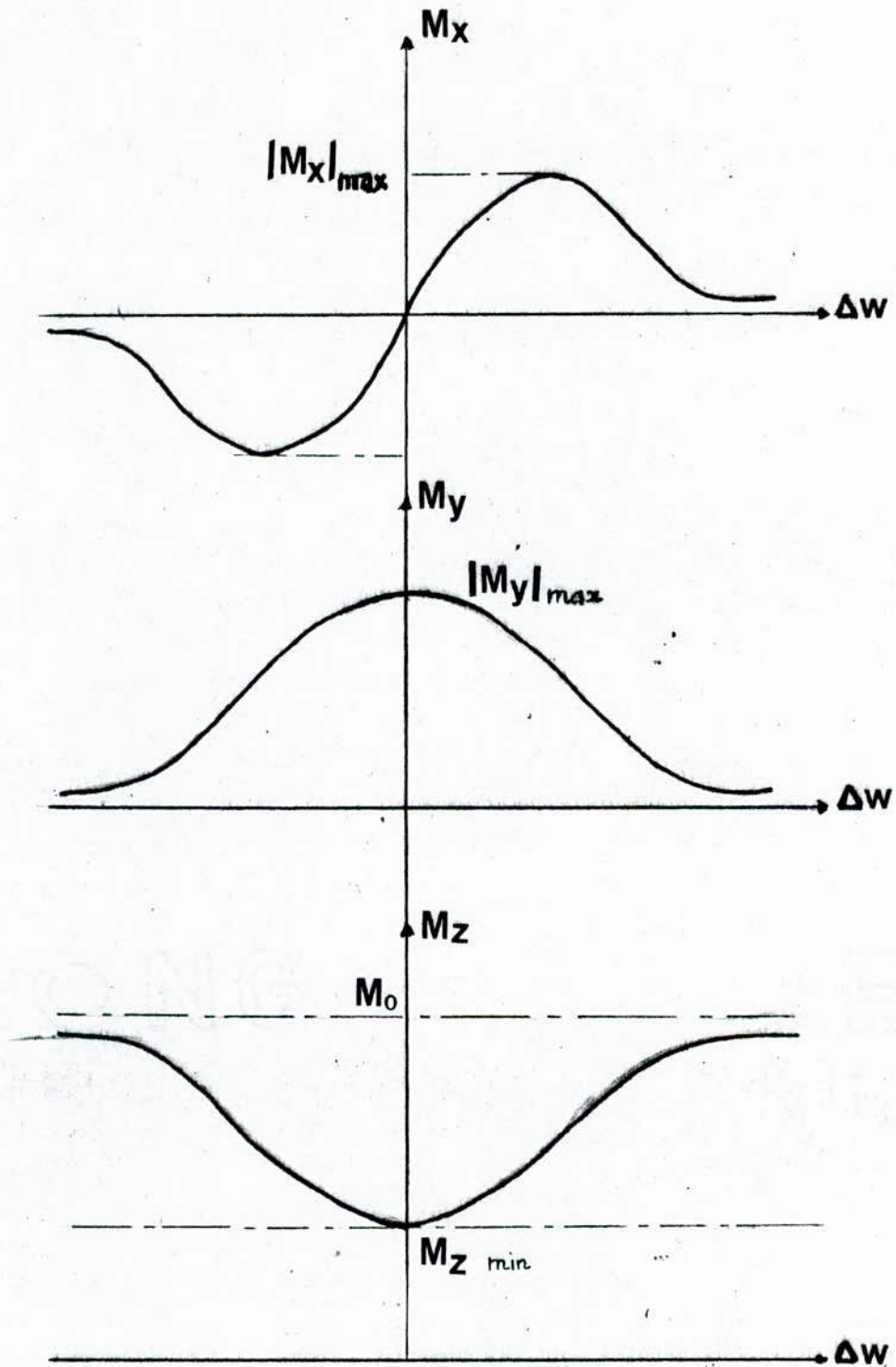
- Si $\Delta\omega = 0 \Rightarrow \omega = \omega_0$ c'est la résonance magnétique .

$$M_x = 0$$

M_y passe par un maximum .

M_z passe par un minimum .

Traçons alors les courbes representants M_x , M_y , M_z .



$$M_{x \max} = \frac{M_0 \delta H T_2}{2 \sqrt{1 + \delta^2 H_1^2 T_1 T_2}} ; \quad M_{y \max} = M_0 \frac{\delta H_1 T_2}{1 + \delta^2 H_1^2 T_1 T_2}$$

$$M_{z \min} = \frac{M_0}{1 + \delta^2 H_1^2 T_1 T_2}$$

V - INTERPRETATION QUANTIQUE DE LA R M N .

1- PRINCIPLE .

Comme on l'a vu précédemment , le moment magnétique d'un noyau est proportionnel et colinéaire au moment cinétique de ce noyau , donc la quantification du moment cinétique entraîne celle du moment magnétique et inversement :

$$\vec{M} = \gamma \vec{a}$$

Et les différentes valeurs observables pour la composante a_z du moment cinétique sur un axe Z défini par un champ \vec{H}_0 , diffèrent entre elles par la quantité \hbar ou par un multiple de \hbar , et si une valeur est observable son opposée l'est aussi .

Donc les valeurs observables sont données par la formule :

$$M_z = m_I \hbar \quad m_I : \text{est appelée nombre quantique magnétique .}$$

Avec $-I \leq m_I \leq I$. Donc $2I+1$ valeurs .

I : le spin nucléaire déjà défini .

Souvent on écrit : $\vec{a} = \hbar \vec{I}$

et les composantes de \vec{I} sont égales aux valeurs de m_I et la composante maximale de \vec{I} est égale au nombre quantique I .

On va prendre l'exemple de l'hydrogène (qui est présent en abondance principalement sous forme d'eau) dont le nombre de spin $I = \frac{1}{2}$ et de telle sorte que m_I peut prendre deux valeurs $+\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$ et que le moment magnétique observable sur l'axe Z défini par le champ \vec{H}_0 ne peut

être que : $M_z^+ = \frac{1}{2} \gamma \hbar$ ou $M_z^- = -\frac{1}{2} \gamma \hbar$

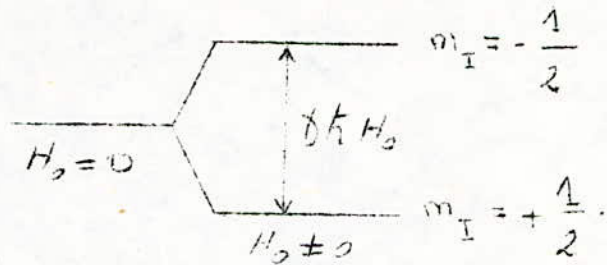
Et comme d'une façon générale l'énergie d'un moment magnétique dans un

champ \vec{H}_0 est définie par : $\mathcal{W} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 = -M_z H_0$

Alors les niveaux d'énergie d'un noyau d'hydrogène dans \vec{H}_0 sont :

$$E^+ = -\frac{1}{2} \gamma \hbar H_0$$

$$E^- = +\frac{1}{2} \gamma \hbar H_0$$



Donc en accord avec le théorème d' Einstein , il est alors possible d'induire des transitions d'un état à l'autre à l'aide d'un photon d'énergie $h\nu$.

Soit $h\nu = \Delta E = E^- - E^+ = \gamma \hbar H_0 = \gamma \frac{h}{2\pi} H_0$

Donc la condition de résonance :

$$\omega = 2\pi\nu = \gamma H_0 = \omega_0$$

Les pseudos - exposants + , - symbolisent les états parallèles et anti-parallèles de \vec{M}_I par rapport à \vec{H}_0 .

En effet le noyau à cause de son spin est assimilé à un petit aimant , donc à un dipole magnétique , et les moments magnétiques qui avant l'application du champ H_0 avaient une orientation quelconque , s'orientent vis à vis du champ H_0 de manière parallèle ou antiparallèle ; et la population des états parallèles qu'on note N^+ est supérieure à celle des états antiparallèles qu'on note N^- ($N^+ > N^-$) à cause de la distribution naturelle appelée aussi statistique de Maxwell-Boltzmann et qui dit que les populations des états parallèles N^+ et antiparallèles N^- se partagent suivant les expressions :

$$N^+ = \text{Cste} \cdot e^{-\frac{E^+}{KT}}$$

$$N^- = \text{Cste} \cdot e^{-\frac{E^-}{KT}}$$

tel que : $N^+ + N^- = N$: Nombre total de noyau X .

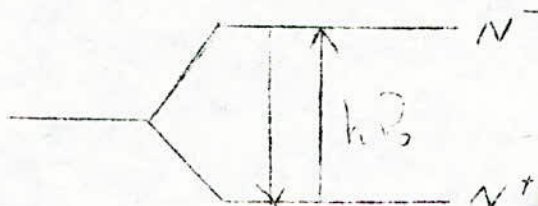
K : constante de Boltzmann .

T : température absolue .

$$\begin{aligned} E^+ &= -\frac{1}{2} \gamma \hbar H_0 \\ E^- &= +\frac{1}{2} \gamma \hbar H_0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{donc} \quad \frac{N^+}{N^-} &= \exp \left[\frac{\gamma \hbar H_0}{2kT} + \frac{1}{2} \frac{\gamma \hbar H_0}{kT} \right] \\ \frac{N^+}{N^-} &= \exp \left[\frac{\gamma \hbar H_0}{kT} \right] \end{aligned}$$

On voit qu'à la température ambiante N^+ est supérieur à N^- ce qui implique que le sous niveau le plus stable (d'énergie inférieure) $m_I = \frac{1}{2}$ est plus peuplé que le sous niveau correspondant à $m_I = -\frac{1}{2}$.
Lorsque on applique un champ tournant H_1 avec une vitesse ω_0 il y aura transitions entre les deux sous niveaux.



Et comme on a $N^+ > N^-$ alors les transitions du sous niveau $m_I = +\frac{1}{2}$ vers le sous niveau $m_I = -\frac{1}{2}$ sont en plus grand nombre que celle en sens inverse et s'il n'y a pas restauration de la population dans le sous niveau $m_I = +\frac{1}{2}$ les populations des deux sous niveaux tendent à s'égaliser statistiquement et on a : $N^+ = N^-$

C'est le phénomène de saturation.

La restauration de la population du sous niveau $m_I = +\frac{1}{2}$ est assurée par la relaxation spin - réseau.

En effet l'interaction spin - réseau qui se manifeste par transitions thermiques (sans émission d'énergie) permet la restauration de la

population du sous niveau inferieur telle que la condition $N^+ > N^-$ est toujours réalisée , et le phénomène de R M N est détectable .

La restauration doit être effectuée après un temps T_1 petit pour permettre la detection du phénomène de R M N facilement (c'est à dire $N^+ > N^-$ toujours vérifiée) , car si T_1 est très grand , après un certain temps du fait des transitions entre les deux sous niveaux , les populations N^+ et N^- s'égalisent avant la restauration .

C'est le phénomène de saturation qui se rencontre dans les solides dont les temps de relaxation sont très longs et la detection de la R M N sera alors difficile .

Interactions spin-spin :

Comme on l'a dit avant chaque noyau est considéré comme un dipole ainsi chaque spin sera couplé magnétiquement à ceux qui l'entourent et il y aura une interaction dipole - dipole qui va causer la dispersion des spins .

Ainsi il y a encore dans ce cas un processus de relaxation qui est régi par la loi exponentielle : $\exp\left(-\frac{t}{T_2}\right)$ et qui caractérise la disparition de la cohérence de phase des spins dans le mouvement de precession .

T_2 est appelé temps de relaxation spin - spin .

Chapitre 2

LE SPECTROMETRE R M N

A

IMPULSIONS

C'est le dispositif experimental qui permet de mettre en oeuvre les interactions d'un champ électromagnétique et d'un noyau pour recevoir et traiter le signal résultant de ces interactions qui nous fournira des informations très précieuses sur l'échantillon étudié .

Dans notre cas on va étudier le spectromètre R M N à impulsions pour la mesure des temps de relaxation , on a une méthode très précise et assez rapide .

I SCHEMA SYNOPTIQUE . (voir schema)

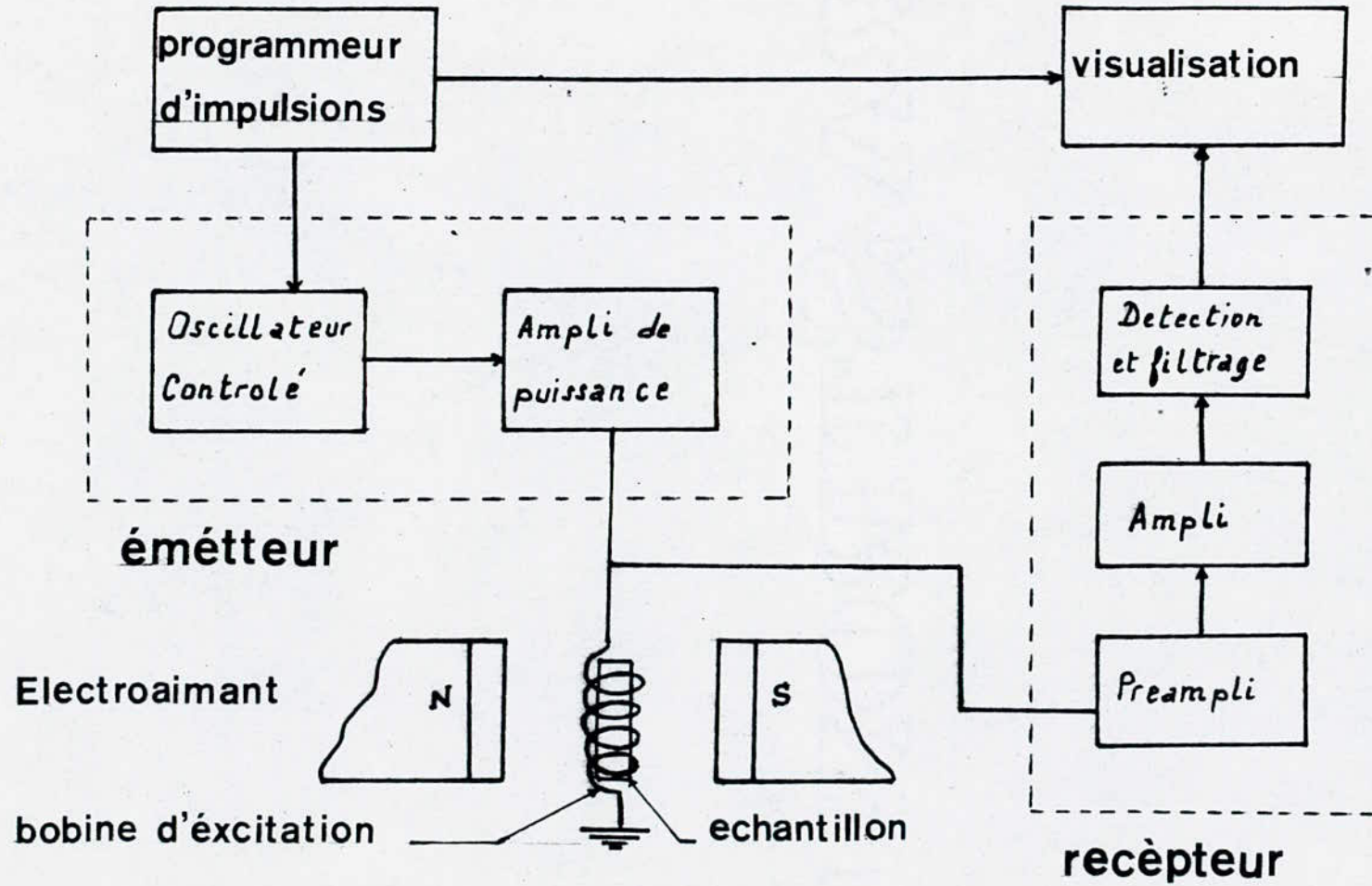
Le spectromètre R M N à impulsions est constitué de :

- L'électroaimant .
- Programmeur d'impulsions .
- Systeme emetteur par impulsions .
- Une bobine d'excitation radiofrequence .
- Un systeme recepteur .
- Un systeme de visualisation .

II PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT .

Le programmeur d'impulsions genere les impulsions $\frac{\pi}{2}$ et les impulsions π séparées d'un temps τ réglable .

Le systeme emetteur produit des salves d'un signal sinusoïdal radiofrequence dont les durées sont commandées par le programmeur d'impulsions Ces salves (salves $\frac{\pi}{2}$ et π) excitent une bobine d'excitation pour induire le champ tournant à la frequence du signal radiofrequence H_1 ; L'échantillon étudié est placé à l'interieur de la bobine d'excitation , qui elle



synoptique du spectromètre RMN

même est placé entre les deux pôles de l'électroaimant qui produit le champ statique H_0 . L'échantillon va être excité pendant la durée des salves et son vecteur aimantation subit des fractions de rotation. A la fin de l'impulsion, l'aimantation revient à sa position d'origine.

D'après le phénomène de précession libre et d'après la loi de Lenz ce phénomène crée une force électromotrice induite dans la bobine d'excitation. Le récepteur recueille ce signal et va le traiter et le filtrer avant d'être visualisé sur l'écran de l'oscilloscope et donner une information sur le régime transitoire d'excitation.

L'étude des courbes obtenues nous permet de mesurer les temps de relaxation.

III DESCRIPTION SOMMAIRE DES DIFFÉRENTS ÉTAGES.

1- L'ELECTROAIMANT.

L'électroaimant doit permettre de produire un champ H_0 :

* assez élevé pour assurer une meilleure sensibilité car la tension induite est proportionnelle à H_0 , donc la sensibilité de la méthode est d'autant plus grande que le champ est élevé.

* aussi homogène que possible dans l'espace et dans le temps pour avoir des mesures précises.

* très stable dans le temps.

Pour tout cela, on utilise dans la pratique, des aimants dont le diamètre des pièces polaires est compris entre 150 et 250 mm avec un entrefer de 15 à 25 mm.

Pour assurer un bon parallélisme, les pièces polaires sont garnies de calottes ajustables.

On utilise une alimentation stabilisée en courant pour alimenter l'électro-aimant, afin d'empêcher la dérive dans le temps de l'intensité du champ

et assurer une bonne stabilité dans le temps. Cette alimentation devra délivrer des courants allant jusqu'à 20 A pour avoir un champ H_0 assez élevé. L'électroaimant est maintenu à une température constante grâce à un système de refroidissement.

2- LE PROGRAMMEUR D'IMPULSIONS.

C'est un étage très important du spectromètre R M N; Il génère les séquences d'impulsions $\frac{\pi}{2} - T - \frac{\pi}{2}$, ainsi que les séquences d'impulsions $\frac{\pi}{2} - \tau - \pi$. Ces séquences vont commander l'oscillateur radiofréquence pour donner les salves d'excitation, et servent à déclencher le balayage de l'oscilloscope pour la synchronisation.

Comme la durée des salves, donc des impulsions diffèrent d'un échantillon à un autre et d'une méthode de mesure à une autre; Le programmeur doit permettre le réglage de la durée des impulsions, de la durée les séparant ainsi que la durée de la séquence; Ces réglages doivent être séparés.

Une étude détaillée sera donnée dans le chapitre suivant sur le programmeur et ses différents blocs.

3- LE SYSTEME EMETTEUR.

Il délivre des salves radiofréquence qui excitent l'échantillon et provoque le phénomène de R M N.

Il est composé d'un générateur radiofréquence contrôlé par le programmeur d'impulsions, et d'un étage amplificateur de puissance qui fournit la puissance nécessaire à ces salves pour obtenir le champ tournant à l'aide de la bobine d'excitation.

Lorsque l'émetteur fonctionne, la bobine joue le rôle d'excitatrice; et lorsqu'il est bloqué, elle joue le rôle de réceptrice, et il faut .

que pendant ce temps qu'aucun autre signal que celui provoqué par l'échantillon n'y soit induit dans la bobine sinon ça sera une source d'erreur pour la mesure. Et comme il n'y a pendant ce temps aucune source de parasites autre que l'émetteur, alors ce système doit permettre d'avoir un rapport: $\frac{\text{amplitude du signal RF pendant l'état ON}}{\text{amplitude du signal RF pendant l'état OFF}}$ le plus grand possible pour que le signal parasite soit le plus réduit possible.

En plus le système émetteur doit présenter une stabilité en amplitude et en fréquence.

4-LA BOBINE D'EXCITATION.

Elle permet de produire le champ tournant H_1 et recueillir le signal correspondant au phénomène de relaxation.

Pendant l'état ON des salves RF la bobine produit le champ tournant H_1 qui va exciter l'échantillon, et elle^{est} alors reliée à l'émetteur.

Pendant l'état OFF, la bobine recueille le signal induit lors du phénomène de relaxation, elle^{est} alors reliée au récepteur.

Pour avoir une sensibilité meilleure (de détection), on place l'échantillon dans la bobine.

5- LE SYSTEME RECEPTEUR.

Il permet de recueillir le signal induit par l'échantillon dans la bobine d'excitation pendant la durée OFF des salves et de l'amplifier et de le mettre en forme. Pendant l'état ON des salves RF, le récepteur est saturé. A l'état OFF le récepteur doit passer à son fonctionnement normal le plus rapidement possible (quelques microsecondes) pour recueillir le signal induit à la fin de l'impulsion qui l'a saturé.

Le récepteur doit posséder une passante B supérieure ou égale à l'inverse

de la durée de l'impulsion: $B \gg \frac{1}{t}$ afin de ne pas avoir de pertes de l'information.

6-SYSTEME DE VISUALISATION.

Le système de visualisation est un oscilloscope synchronisé par les impulsions du programmeur.

Chapitre 3

REALISATION D'UN PROGRAMMEUR

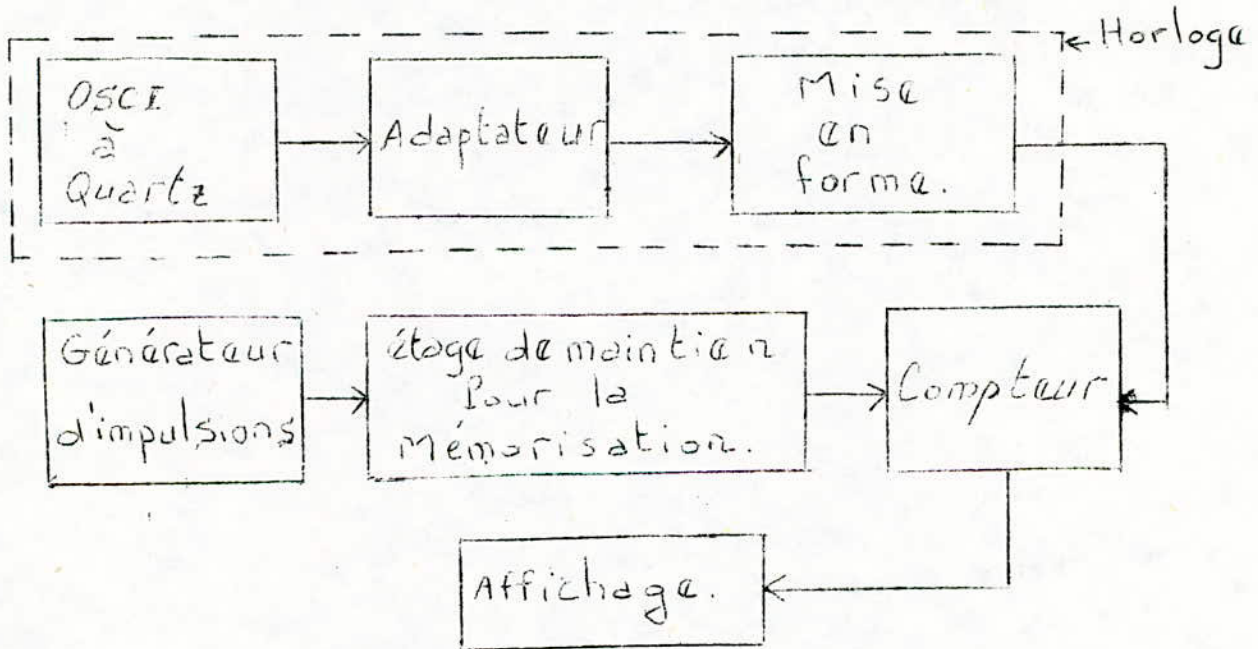
D'IMPULSIONS NUMERIQUE

INTRODUCTION :

Notre réalisation consiste en un programmeur d'impulsions avec affichage numérique à huit bits commandé par une horloge à quartz; On peut mesurer ainsi la période T , les durées d'impulsions $\frac{\pi}{2}$ et π et le temps ζ représentant le retard entre les deux impulsions avec une précision de 1 microseconde. Ainsi on peut avoir une mesure très précise des temps de relaxation de protons .

SCHEMA SYNOPTIQUE ET FONCTIONNEMENT.

Le schéma synoptique de notre réalisation est le suivant :



L'oscillateur utilisé réclame une grande stabilité et pour qu'un oscillateur soit stable il faut qu'il dépende le moins possible de la température. Pour obtenir ce résultat, on a utilisé un oscillateur à quartz dont le

fonctionnement sera détaillé ultérieurement.

Le signal sinusoïdal de fréquence stable (1,0Mhz) issu de l'oscillateur attaque un étage adaptateur, après ça le signal subit une mise en forme grâce à l'étage de commutation qui nous délivre à sa sortie des impulsions rectangulaires de fréquence stable de (1,0Mhz) et dont le niveau est adaptable pour la logique T.T L (5V). Les trois blocs qu'on vient de citer (c'est à dire l'oscillateur à quart, l'étage de commutation et l'étage de mise en forme) constituent l'horloge.

Le générateur pour sa part génère des séquences d'impulsions dont la durée et la période seront mesurées à l'aide du dispositif qu'on a réalisé.

Le temps d'affichage doit être suffisant pour que l'utilisateur puisse le lire, c'est pour cet effet qu'on utilise l'étage de maintien pour l'affichage. Enfin on utilise un compteur qui compte le nombre d'impulsions pendant le temps à mesurer. Comme l'horloge délivre des impulsions à la fréquence de 1 Mhz l'unité de comptage sera donc la microseconde; Et le nombre affiché par le système de visualisation (afficheurs à sept segments) sera le temps mesuré en microseconde.

II ETUDE DETAILLE DE CHAQUE ETAGE.

A- L' HORLOGE.

A1- L' OSCILLATEUR A QUARTZ.

Un cristal de quartz est un édifice composé d'atomes de silicium et d'atomes d'oxygène selon un motif de base hexagonal.

Quand le réseau subit une compression, un déséquilibre se crée qui charge les deux faces du cristal; Il en est de même s'il subit une compression. En bref, si l'on tape sur le cristal dans la bonne direction il se comporte comme un

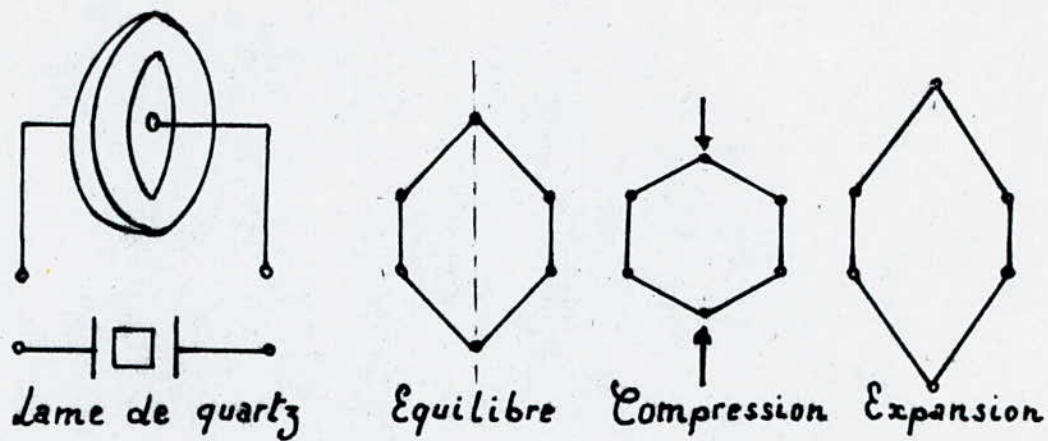


fig1 Principe du quartz

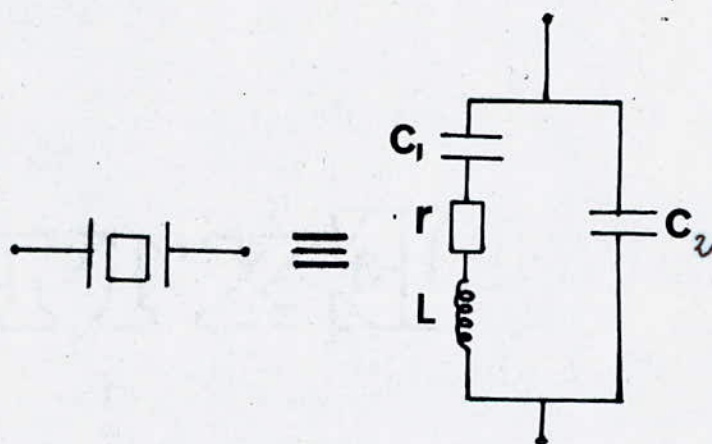
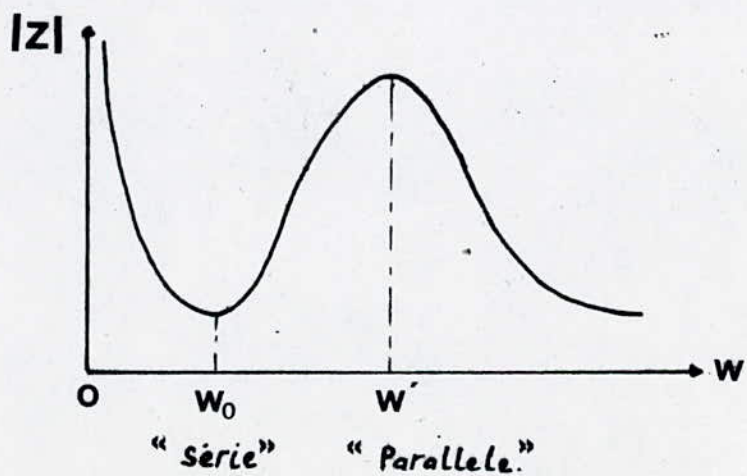


fig 2



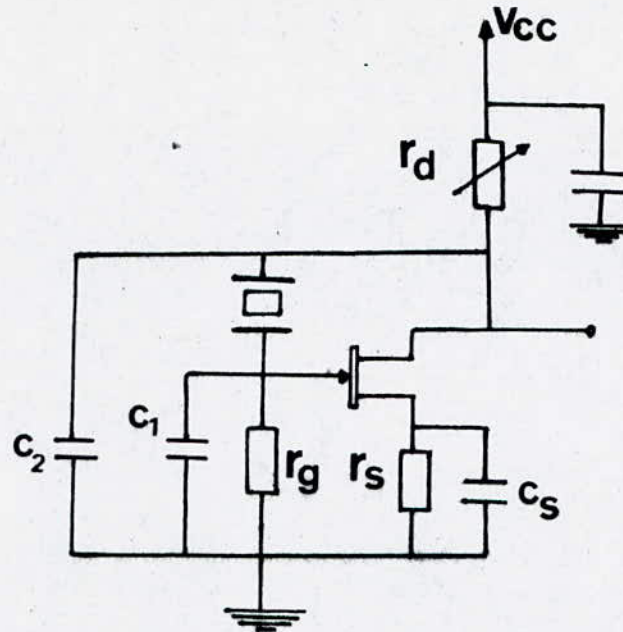


fig 3 Oscillateur à quartz

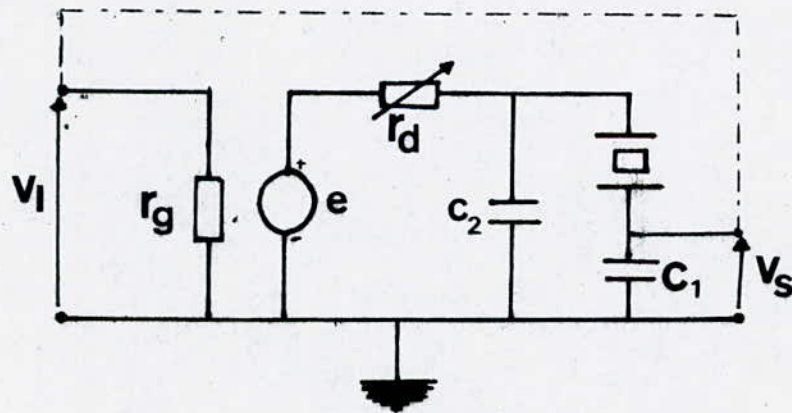


fig4 Schema équivalent

A12- FREQUENCE D'ACCROCHAGE DE L'OSCILLATEUR.

Comme on l'a déjà mentionné avant, le quartz possède deux fréquences caractéristiques qui sont très voisines: une de résonance série l'autre de résonance parallèle.

L'oscillateur à quartz fonctionne toujours à une fréquence comprise entre la valeur de résonance et la valeur d'antirésonance. En modifiant les valeurs des capacités C_1 et C_2 il est possible d'agir sur la fréquence d'oscillation du quartz. Si la qualité de la lame est bonne, cette action sera limitée à quelques millièmes en valeur relative.

La figure 4 représente le montage équivalent de l'oscillateur, il apparaît comme une chaîne d'amplification fermée par la condition $V_1 = V_S$.

Le gain en boucle ouverte se calcule facilement et est égal à :

$$g_o = \frac{V_S}{V_1} = - \frac{g_1 G_o \Gamma}{G_o(\Gamma + C_1) + j\omega(\Gamma C_1 + \Gamma C_2 + C_1 C_2)}$$

Avec: $\Gamma = C_Q \frac{\omega^2 - a^2}{\omega^2 - b^2}$ car le quartz est supposé dipole linéaire d'admittance:

$$Y(\omega) = j C_Q \omega \frac{\omega^2 - a^2}{\omega^2 - b^2} = j \Gamma \omega.$$

La condition de réalité de g_o fournit la pulsation d'oscillation:

$$\Gamma C_1 + \Gamma C_2 + C_1 C_2 = 0 \Leftrightarrow \omega_o^2 = \frac{(C_1 + C_2) C_Q a^2 + C_1 C_2 b^2}{C_1 C_Q + C_2 C_Q + C_1 C_2}$$

Pour cette pulsation on a: $g_o = g_1 \frac{C_2}{C_1}$, on a donc amorçage des oscillations

si: $g_o = \frac{V_S}{V_1} \gg 1$ d'où $g_1 \frac{C_2}{C_1} \gg 1$.

D'une façon générale, dans les oscillateurs à F E T, la stabilité relative de la fréquence est nettement meilleure que celle des oscillateurs à transistors bipolaires, surtout en charge (donc à température élevée).

Lors des mesures on a trouvé une fréquence de (0.999803 Mhz) avec une précision de : $4 \cdot 10^{-7}$

A2- L'ETAGE ADAPTATEUR (voir figs 5 et 6).

Cet étage est à base d'un F E T monté en drain commun pour abaisser l'impédance.

Le rôle d'un abaisseur d'impédances est de recopier aussi fidèlement que possible la tension qu'on lui applique à l'entrée.

Dans notre cas, on interpose un étage drain commun entre l'oscillateur à quartz et l'ampli de commutation (mise en forme), on voit que l'ensemble devient extrêmement sensible, le quartz fonctionne pratiquement à "vide" c'est à dire qu'il n'a pratiquement aucune intensité à fournir à l'entrée de l'étage adaptateur. En revanche, sa tension inaltérée par l'étage abaisseur d'impédance se retrouve telle quelle (au gain près) à la sortie de cet étage, capable d'actionner l'entrée de notre ampli de commutation sans se trouver réduite pour cela.

A3- LA MISE EN FORME DU SIGNAL DE L'OSCILLATEUR. (fig 7).

Comme l'oscillateur délivre un signal sinusoïdal de 1 Mhz et que notre application nécessite un signal rectangulaire de 1 Mhz, il est nécessaire de faire une mise en forme à notre signal sinusoïdal.

Pour cela on utilise l'ampli de commutation de la figure 7. Le commutateur à transistor fonctionne en tout ou rien (saturation ou blocage).

En saturation, la tension collecteur - émetteur ($V_{ce \text{ sat}}$) tombe à une valeur faible (variant de 0,1 à 0,6 V suivant le transistor utilisé).

Au blocage, la tension collecteur est au niveau haut V_{cc} (tension d'alimentation);

Le courant de fuite résiduel circulant dans le transistor est tout à fait

négligeable.

Lorsque le transistor passe de l'état bloqué à la saturation il faut un temps fini au porteurs de charge pour "transiter" dans le transistor et que s'établisse la tension $V_{ce\ sat}$. De même, le passage inverse nécessite un délai, lui aussi non négligeable, pour que les porteurs minoritaires stockés dans la base puissent se retirer.

Les vitesses de commutation sont améliorés par l'utilisation de capacité en parallèle sur la résistance R_b .

Pour améliorer le signal obtenu, on utilise une porte logique comme inverseur. En effet le signal issu de l'inverseur possède un temps de montée très petit, un palier régulier, un temps de descente négligeable...

B- LE GENERATEUR D'IMPULSIONS.

Le générateur d'impulsions est le système de base du spectromètre R M N. Sa fonction consiste à générer des séquences de une ou deux impulsions qui vont être utilisées pour le contrôle d'un signal radiofréquence afin de le transformer en salves d'excitation, et sert aussi à la synchronisation de l'oscilloscope.

Etant utilisées pour exciter les échantillons à étudier, ces salves 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 générateur d'impulsions doit offrir la possibilité de réglage de la durée des impulsions $\frac{1}{2}$ et 1 , de la durée T séparant les deux impulsions de la même séquence, et la période des séquences T .

Ces réglages doivent être en outre séparés.

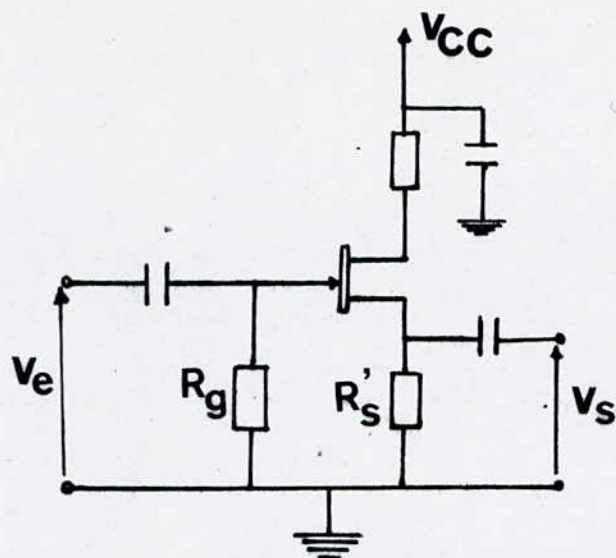


Fig5 L'adaptateur

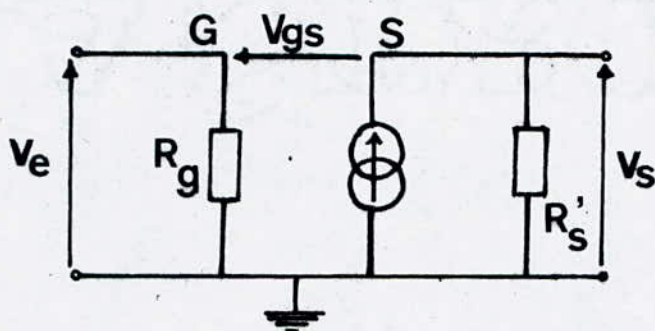


FIG 6 Schéma équivalent

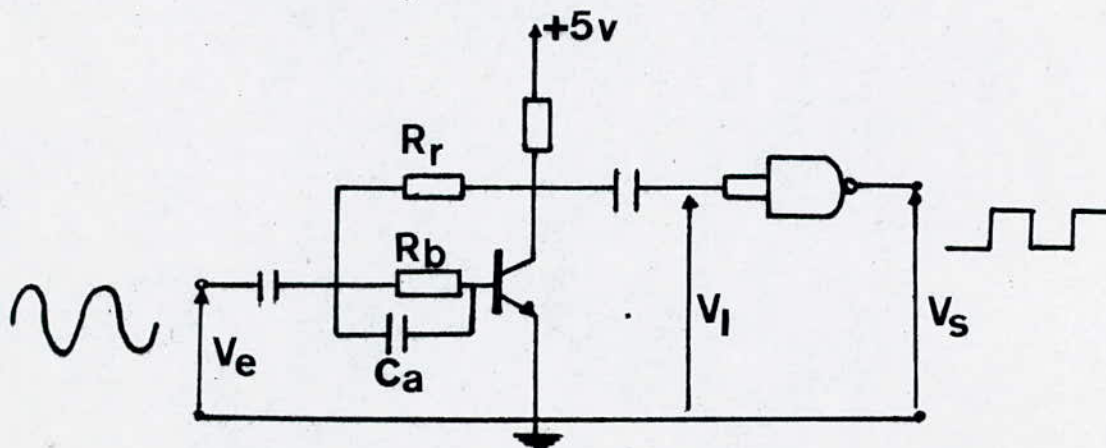
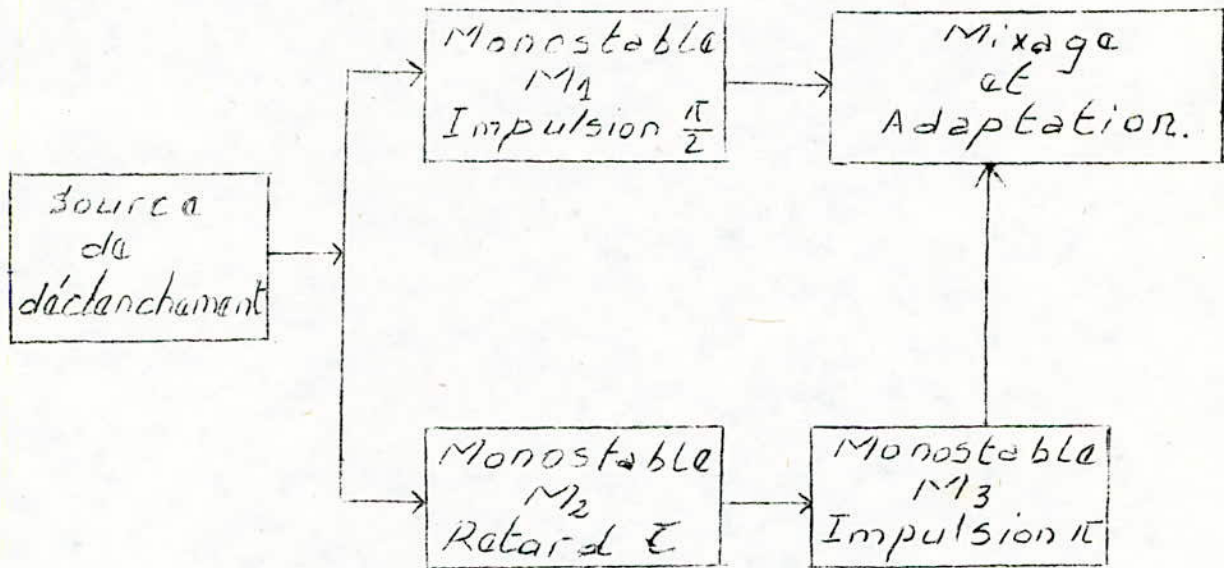


FIG 7 Étage de mise en forme

B1- SYNOPTIQUE DU GENERATEUR.

Le montage devant présenter quatre temps de durées réglables séparément, on a donc quatre étages distincts associés à un étage de mixage des différentes impulsions. Nous avons donc le schéma synoptique suivant :



B2- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.

Les monostables M_1 et M_2 sont pilotés par l'horloge (source de déclenchement) composée autour du CI NE 555 monté en astable et dont la période est réglable (période des séquences).

Les durées réglables des états instables de M_1 et M_2 fixent respectivement la première impulsion $\frac{\pi}{2}$ et le retard τ .

Le front descendant de M_2 va actionner le monostable M_3 qui à son tour va nous générer la seconde impulsion π dont la durée est réglable aussi.

On voit donc bien que l'impulsion π est en retard par rapport à $\frac{\tau}{2}$ de la durée τ . Les trois monostables sont à base du CI 74121.

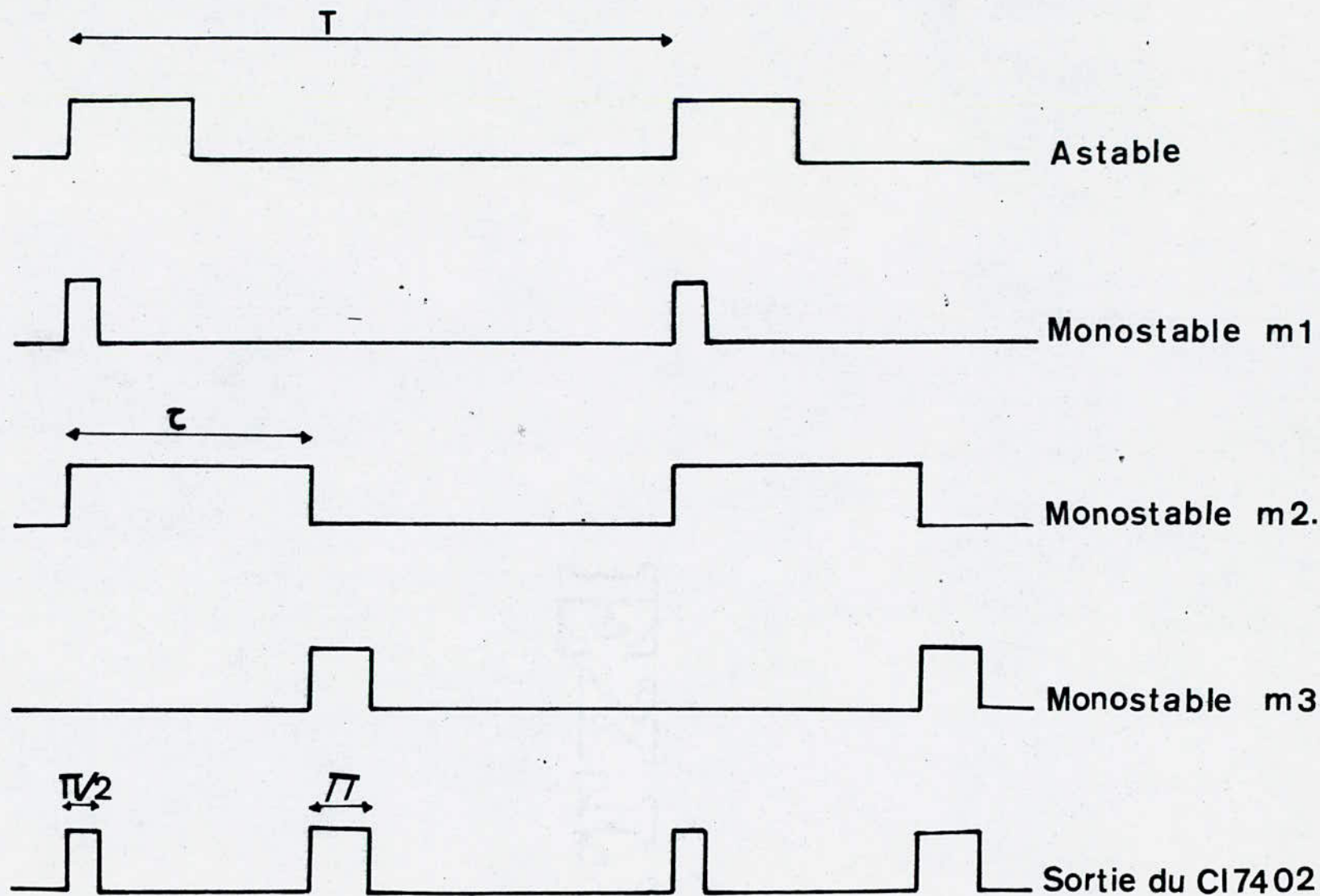


FIG8 chronogrammes

le mixage entre les deux impulsions $\frac{M_1}{2}$ et M_3 délivrées par M_1 et M_3 est obtenu grâce à la combinaison de deux portes NOR. Pour cela on utilise le CI 7402. La première porte nous donne la somme logique: $\bar{S} = \frac{M_1}{2} + M_3$. la seconde porte nous donne la somme complémentaire: $S = \frac{M_1}{2} + M_3$ qui est précisément le signal désiré.

Dans le cas où on a besoin uniquement des impulsions $\frac{M_1}{2}$, on utilise le monostable M_1 et on coupe la deuxième branche du montage à l'aide d'un interrupteur.

Le signal issu de la seconde porte va attaquer un étage suiveur dont le rôle est de réaliser une adaptation d'impédances entre le programmeur et l'étage émetteur de salves.

REMARQUE : Il faut que le temps du retard τ soit inférieure à la période T pour ne pas avoir chevauchement des impulsions $\frac{M_1}{2}$ et M_3 lors du mixage.

B3- ETUDE DES CI UTILISES DANS LE GENERATEUR.

B31- LE CI NE 555.

Ce circuit spécifique est utilisé de part sa simplicité pour réaliser des astables, des temporisations, d'où le nom de "TIMER".

D'après la figure 9 qui représente le diagramme fonctionnel du CI NE 555, on voit que le CI est constitué principalement de deux comparateurs et d'une bascule RS.

Les tensions de référence $\frac{2V_{cc}}{3}$ et $\frac{V_{cc}}{3}$ respectivement des comparateurs

1 et 2 sont imposées par le pont diviseur de tension constitué des trois résistances égales R.

Dés la mise sous tension le comparateur 1 applique un niveau logique "0" à l'entrée R de la bascule, le comparateur 2 applique un niveau logique "1" à l'entrée S, donc la sortie Q sera au niveau logique "1", ainsi le transistor T se bloque (Q étant au niveau logique "0").

La capacité C se charge à travers R_A et R_B avec une constante de temps égale à $(R_A + R_B)C$. La tension V_C (aux bornes du condensateur) croît et dès qu'elle dépasse légèrement les $\frac{1}{3}V_{cc}$ (de quelques microvolts), le comparateur 2 porte S à "0" d'où $R=S=0$ donc la bascule garde l'état précédent ($Q="1"$),

et la capacité continue à se charger jusqu'à une tension légèrement supérieure à $\frac{2}{3}V_{cc}$; le comparateur 1 passe alors au niveau "1" d'où

$R=1$ et $S=0$ on a donc une remise à zéro de la bascule, la sortie sera au niveau "0", comme Q est au "1" logique le transistor T se sature et la capacité va se décharger à travers R_B avec une constante de temps égale

à $R_B C$. Le comparateur 1 bascule à zéro dès que la tension V_C devient inférieure à $\frac{2}{3}V_{cc}$, on a alors $R=S=0$, la bascule ne change donc pas

d'état. La tension V_C continue à décroître et dès qu'elle devient inférieure à $\frac{1}{3}V_{cc}$ le comparateur 2 passe à l'état "1". On aura ainsi $S=1$, $R=0$,

la sortie passe alors de nouveau à l'état "1", et le transistor T se bloque.

Et ainsi de suite le cycle se répète. On obtient donc à la sortie Q un signal rectangulaire représenté à la figure 10, dont les durées des niveaux hauts et bas dépendent respectivement de la charge et de la décharge du

condensateur C, donc des constantes de temps $(R_A + R_B)C$ et $R_B C$, et de là on aura : $T = T_H + T_B = 0,7(R_A + R_B)C + 0,7R_B C = 0,7(R_A + 2R_B)C$.

Pour faire varier T il suffit de faire varier un ou plusieurs paramètres le caractérisant. Pour notre application on a choisi C variable pour faire changer de gammes, et R_A variable pour varier T dans une même gamme.

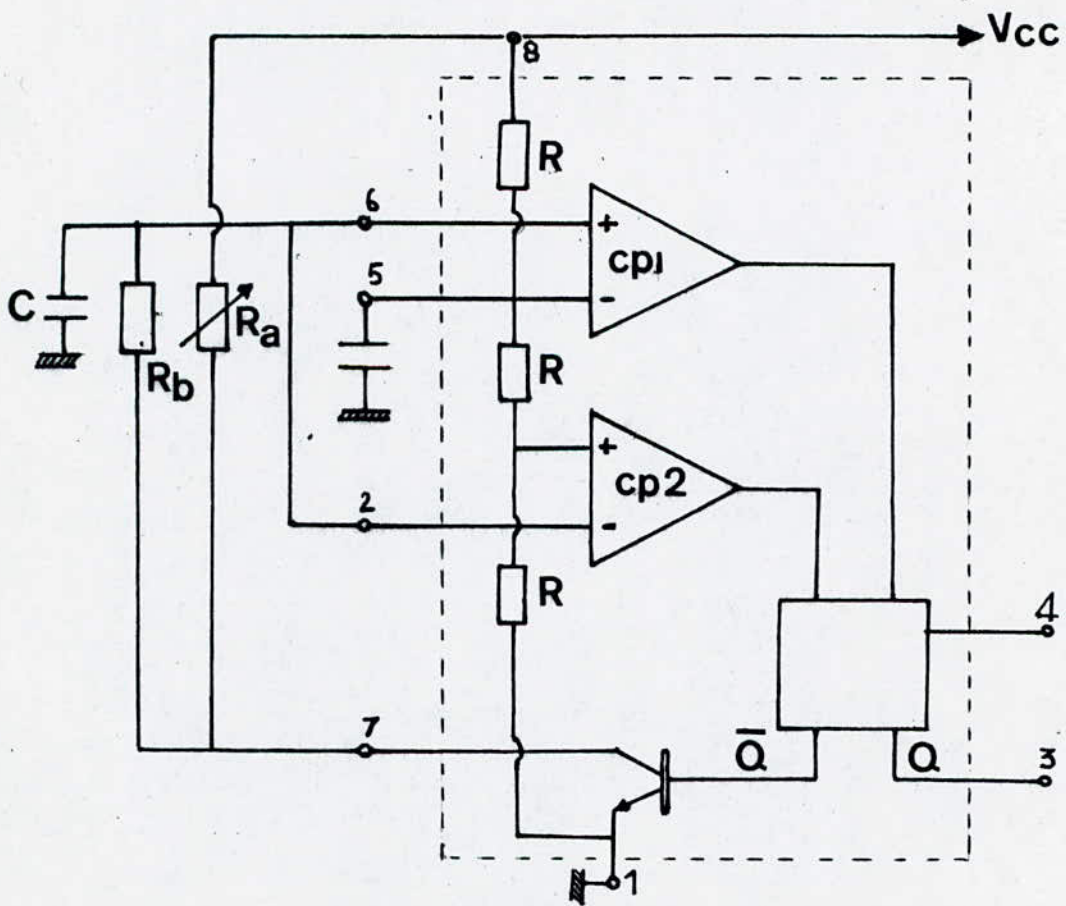
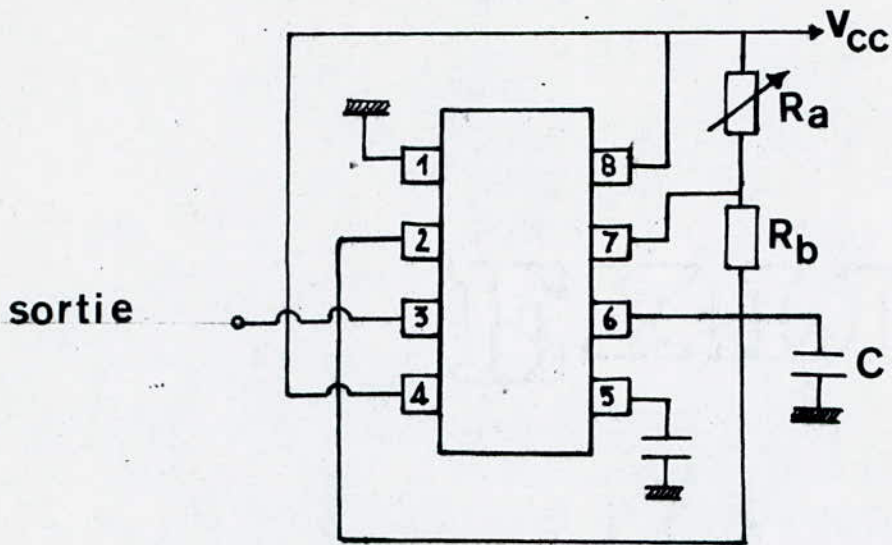


fig 9 le ci NE 555

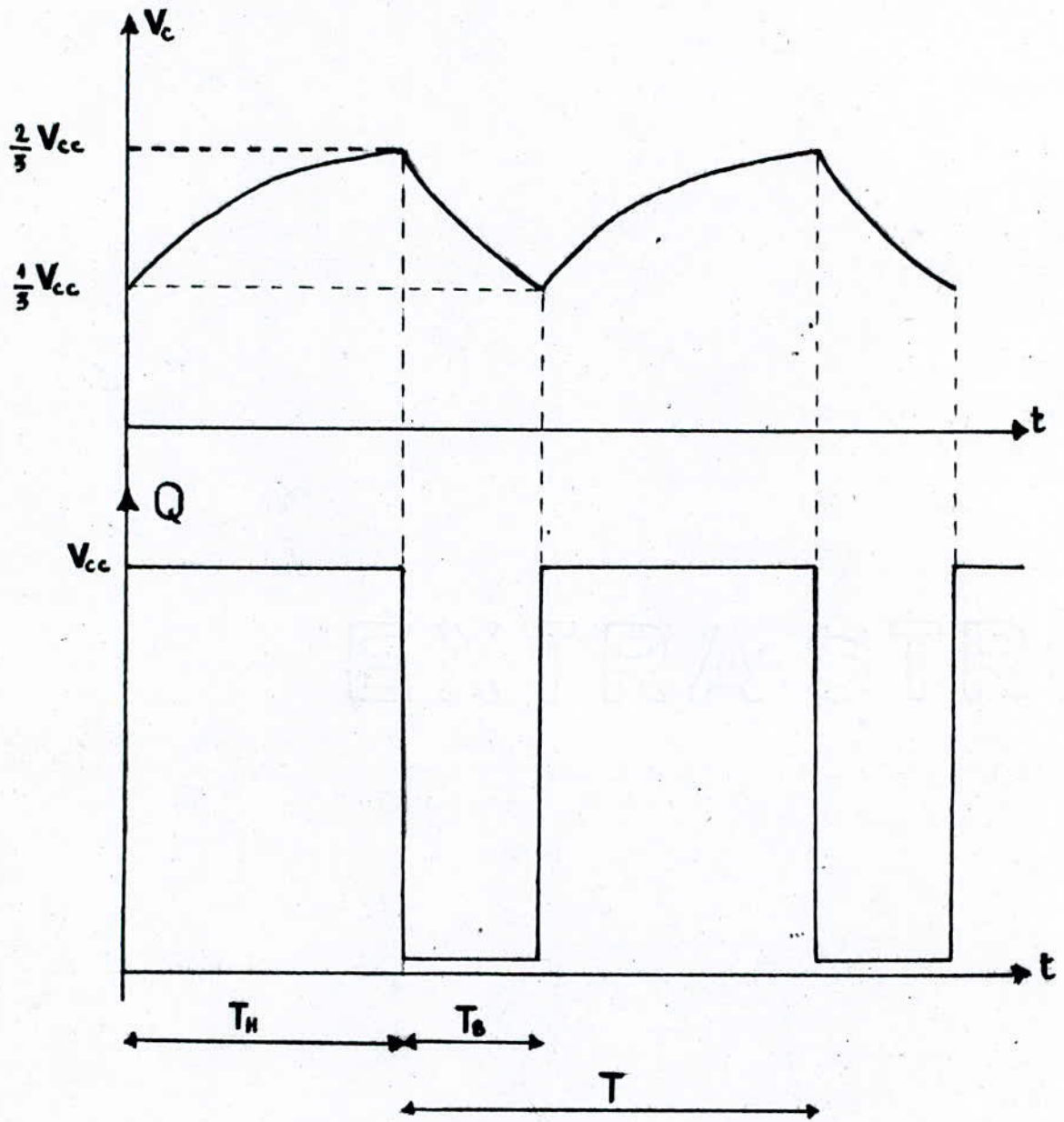


fig 10 chronogramme de l'astable

B32- LE CI 74121 (LE MONOSTABLE).

Un monostable est un montage possédant deux états de fonctionnement: l'un stable, l'autre instable. Le montage étant initialement à l'état stable, une impulsion le fait à l'état instable puis, le montage revient de lui-même à l'état stable au bout d'un temps T dépendant du circuit et appelé période (ou durée) du monostable.

Le CI 74121 est un monostable à circuit intégré de haute performance dans la série 74 (TTL), il se présente sous forme rectangulaire avec 14 broches. On voit donc d'après le schéma interne (fig 11) que le 74121 est composé d'une porte OR, d'un trigger de Schmitt et d'une bascule RS. Et d'après la table de vérité (tableau 1), on constate que le monostable est déclenchable sur les fronts de montée ou de descente du signal d'entrée.

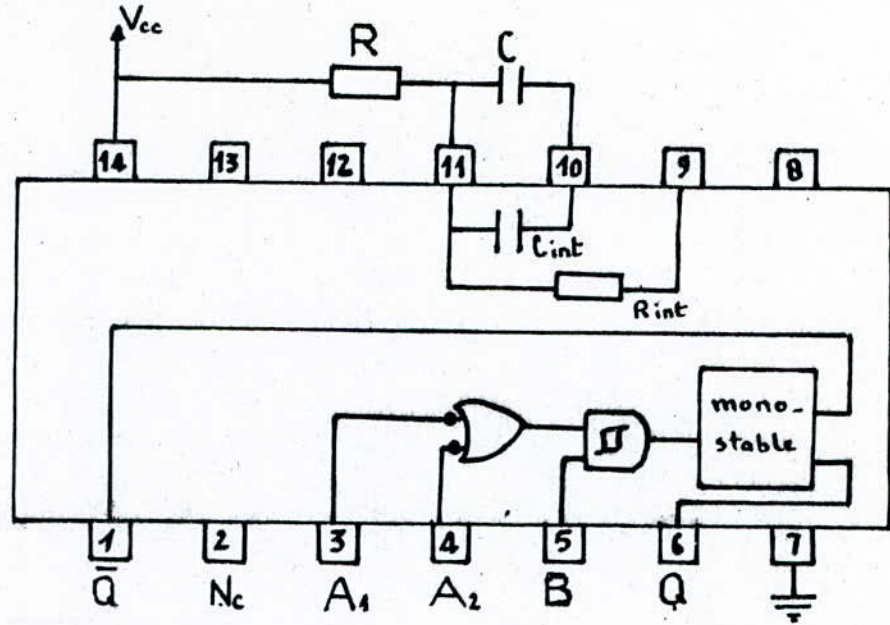
Si on veut que le monostable se déclenche sur les fronts de montée, on peut prendre la combinaison: $A_1=A_2=0$, le signal d'entrée étant appliqué en B. Pour que le déclenchement se fasse sur les fronts de descente (cas du monostable M_3), on prend la combinaison: $A_2=B=1$, le signal d'entrée étant appliqué en A_1 . La durée des impulsions est donnée par: $T=0,7 R_{ext} C_{ext}$ si on veut des durées supérieures à 50ns.

B33-LE CI 7402 (voir fig 12).

Le mixage entre les deux impulsions délivrées par M_1 et M_3 est obtenu grâce à la combinaison de deux portes NOR. Pour cela, on utilise le CI 7402 qui est constitué de quatre portes NOR et se présente sous forme rectangulaire de 14 broches.

B4- UNITE DE SORTIE.

Le signal à la sortie de la seconde porte NOR attaque un étage réalisant



A_1	A_2	B	Q	\bar{Q}
0	0	1	0	1
0	0	1	0	1
0	0	0	0	1
1	1	0	0	1
1	↓	1	⌋	⌋
↓	1	1	⌋	⌋
↓	↓	1	⌋	⌋
0	0	↑	⌋	⌋
0	0	↑	⌋	⌋

FIG11 le ci 74121

une adaptation d'impédance. C'est un ampli à transistor monté en collecteur commun (voir fig 13).

A l'issue de tout ce qu'on a vu comme CI, schémas synoptiques, ainsi que les organigrammes qu'on désire obtenir; On réalise le générateur d'impulsions dont le schéma est donné à la figure 14.

On remarque que l'astable (générateur de la période T), ainsi que le monostable M_2 comportent chacun quatre gammes, ceci étant dû à la grande gamme qu'on veut avoir (T de 30ms à 10s et de 30ms à 5s).

C-COMPTAGE, MEMORISATION, DECODAGE, ET AFFICHAGE.

Après avoir vu en détail l'horloge et le générateur d'impulsions on va maintenant voir la troisième grande partie de réalisation qui est le compteur et le système de visualisation qui nous donne avec une bonne précision les temps et période des impulsions délivrées par le générateur ainsi que le retard séparant les impulsions $\frac{1}{2}$ et π .

Comme son nom l'indique, le cerveau d'un compteur électronique est constitué de l'unité de comptage des impulsions électriques (délivrées par l'horloge pendant le temps qu'on veut mesurer.) et d'affichage des résultats. La figure 15 représente le schéma fonctionnel simplifié d'une telle unité.

La composante de base de l'unité de comptage à décades et d'affichage est un compteur à décades B C D (Binary Coded Decimal). On utilise un compteur à décades pour chaque décade de comptage désirée. Si par exemple on veut compter de zéro à un millier d'impulsions, il faudra utiliser trois compteurs à décades.

Les sorties de chaque compteur à décades sont stockées dans une bascule

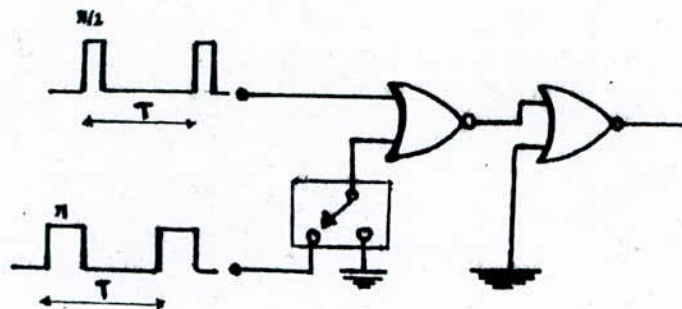


Fig12 Mixage

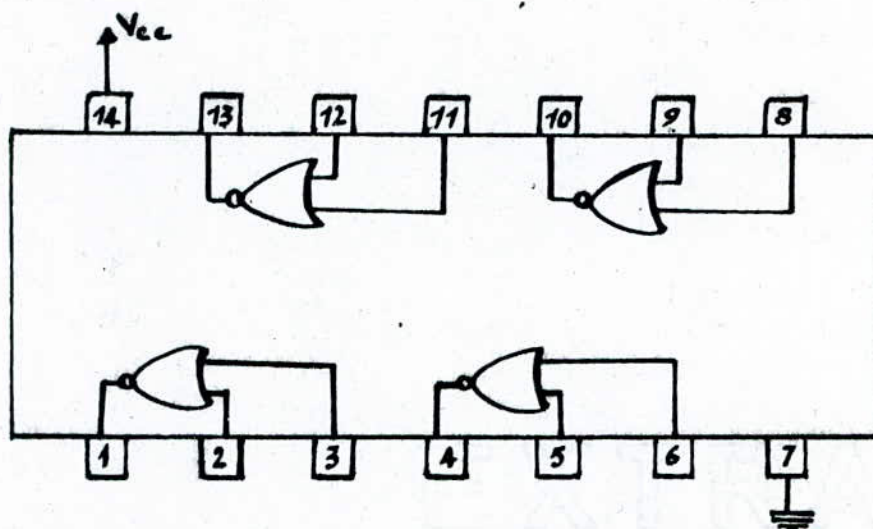


Fig 13_1 Le CI 74 02

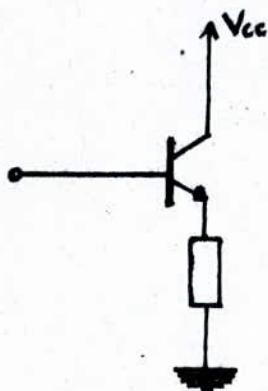


Fig 13_2 Adaptateur

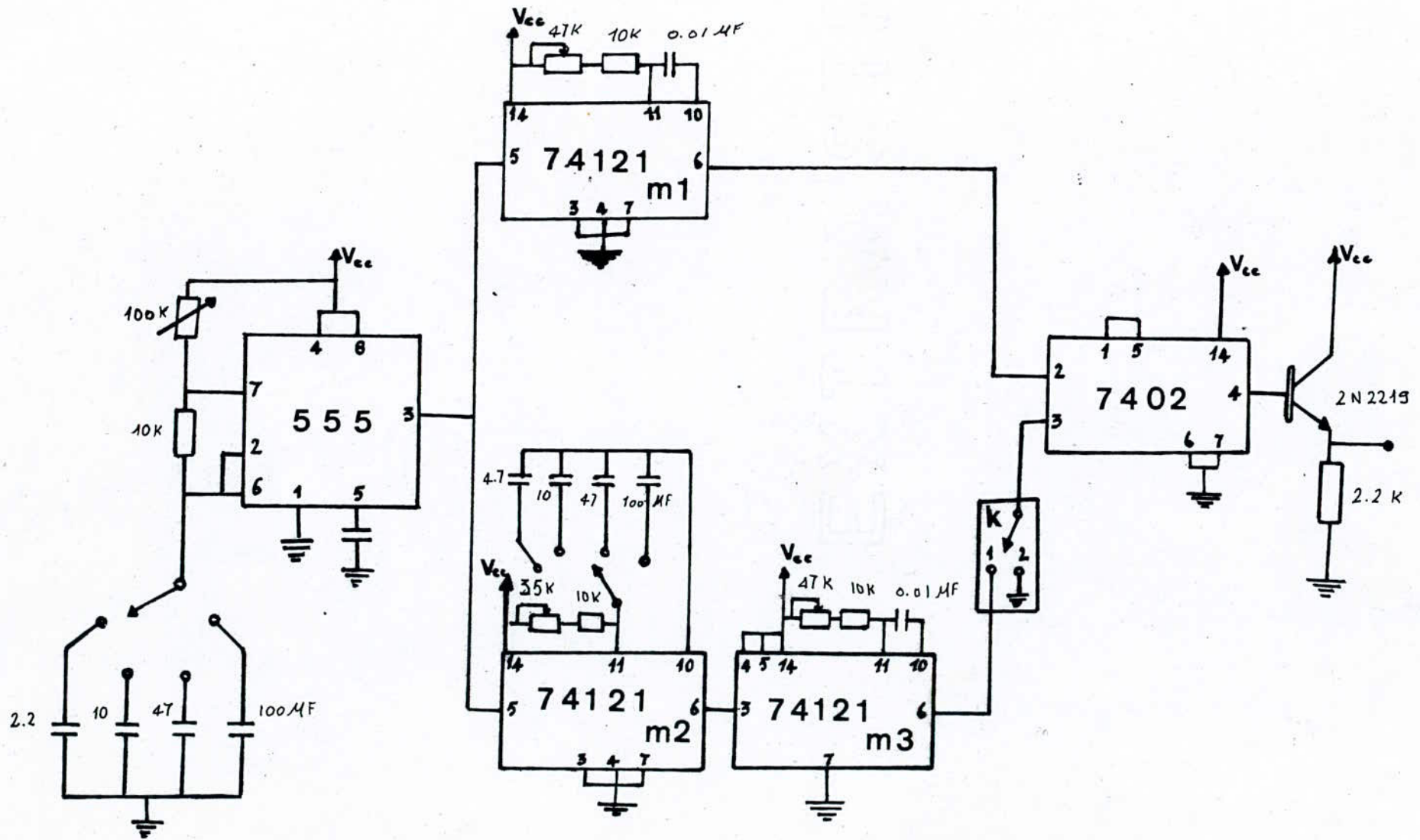


Fig 14 Schema électrique du generateur d'impulsions

à quatre bits (mémoire). La sortie de la bascule à quatre bits est reliée au décodeur pilote (décodeur B C D - sept segments) de cette décade. Les décodeurs pilotes attaquent le visuel (afficheurs à sept segments). Chaque bascule à quatre bits stocke l'information comptée dans son compteur à décades tant que l'entrée strobe (validation) de la bascule est au niveau logique "1" (on reviendra en détail sur ce point après). Ce fonctionnement de la bascule permet de visualiser un nombre même lorsque le compte du compteur à décades varie.

Le décodeur pilote transforme l'information B C D en provenance de la bascule en signaux utilisés pour attaquer les afficheurs à sept segments. La section pilote d'un décodeur transforme les signaux logiques en signaux plus forts ayant assez de courant et de tension pour activer l'afficheur. L'unité de comptage qu'on a utilisé dans notre application est un CI de 24 broches qui comporte le compteur, la mémoire et le décodage en plus des résistances de limitation de courant.

CI-FONCTIONNEMENT DE L'UNITE DE COMPTAGE A DECADES.

L'unité de comptage à décades et d'affichage compte le nombre d'impulsions électriques produites par un oscillateur à quartz de 1Mhz à son entrée clock. Puis sur commande, elle affiche le nombre total d'impulsions comptées. Le temps de comptage commence lorsque le strobe (patte 21) passe du niveau logique "1" au niveau logique "0" et que le clear (patte 3) est au niveau logique "1"; lorsque le strobe passe au niveau "1" le nombre d'impulsions est mémorisé dans la bascule, cette action entraîne l'affichage du nombre d'impulsions entre le début de comptage et la mémorisation. Le nombre total d'impulsions pouvant être comptées avant que ne se produise

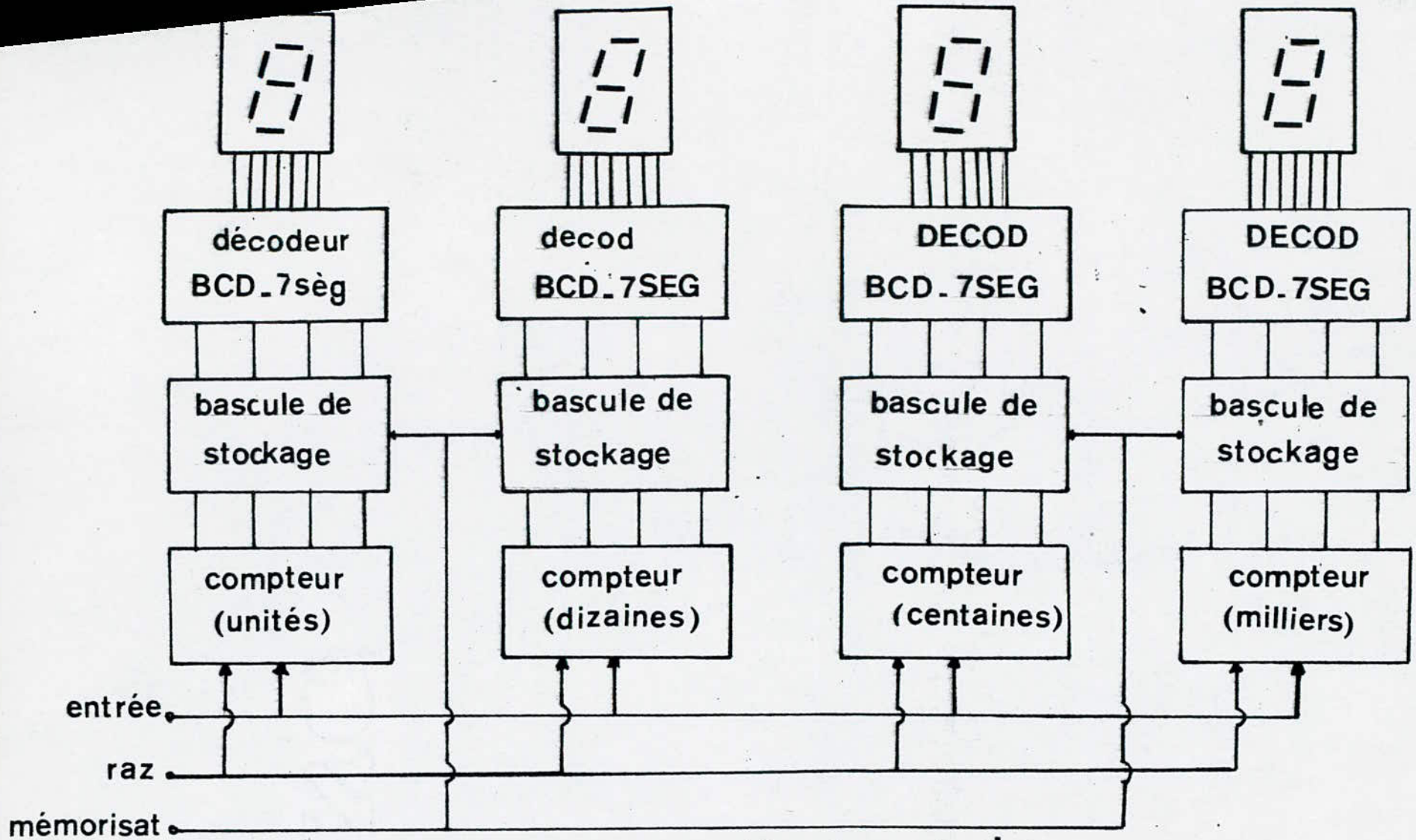


fig15 Unité de comptage a décades et d'affichage

une surgamme (dépassement de capacité) dépend du nombre de compteurs à décades utilisés.

Pour notre application, comme la fréquence de l'horloge est de 1Mhz et que nous voulons mesurer des temps allant jusqu'à 10s, il nous fallait utiliser huit(08) compteurs à décades et huit(08) afficheurs.

C2- PRESENTATION BREVE DU CI 74143.

Le circuit intégré à 24 broches 74143 est pour l'essentiel un compteur B C D associé sur la même puce à une mémorisation et à un décodeur pour leds. Son brochage est donné à la figure 16.

Sur ce circuit intégré, on peut localiser hors les alimentations qui sont aux extrémités habituelles, trois groupes de lignes:

** Le compteur proprement dit qui est attaqué par l'horloge CLOCK, on a aussi MAX COUNT qui est une sorte de report conditionnel et qu'on utilise pour les temps de mesure et d'affichage. Enfin CLEAR qui sert à la remise à zéro.

** Dans la seconde ligne on a un latch qui est activé par STROBE et qui sert à recopier l'état du compteur tant qu'on a pas mémorisation. Le latch est accessible sous sa forme binaire via Q_A à Q_D .

** Dans la troisième et dernière ligne on trouve le décodeur pilote de LED qui nous délivre le code affichable via les sorties a, b, c, ..., g.

C3- EXEMPLE SIMPLE D'UTILISATION DU 74143.

La figure 17 montre notre montage d'expérience "minimum", c'est à dire remplissant la fonction: comptage + affichage décimal; l'horloge est

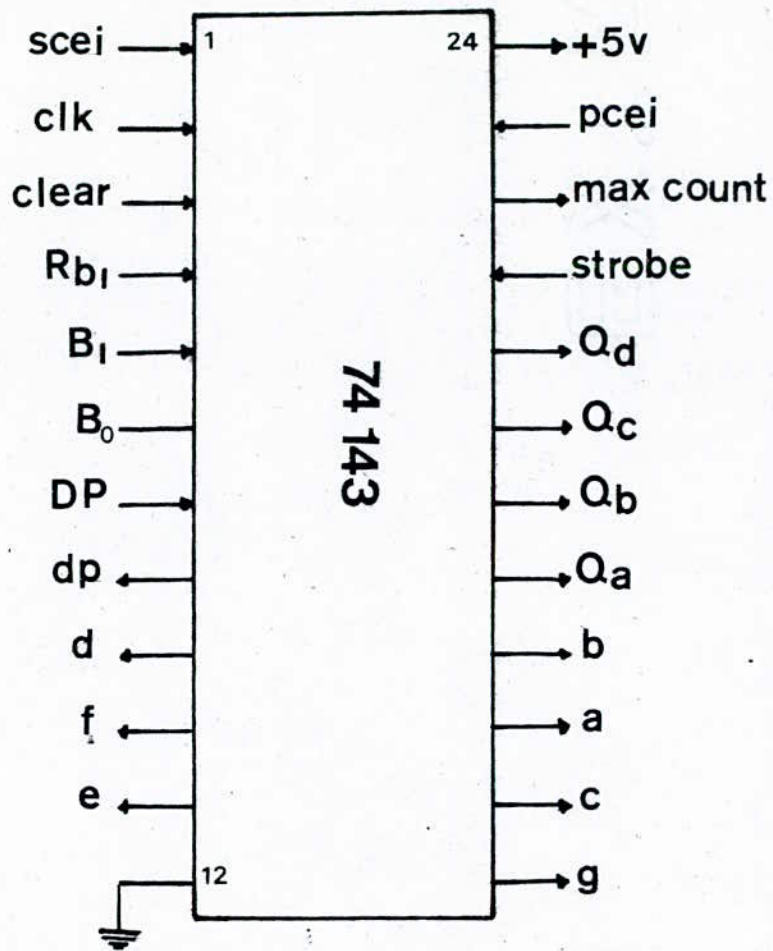


Fig16 Le CI 74 143

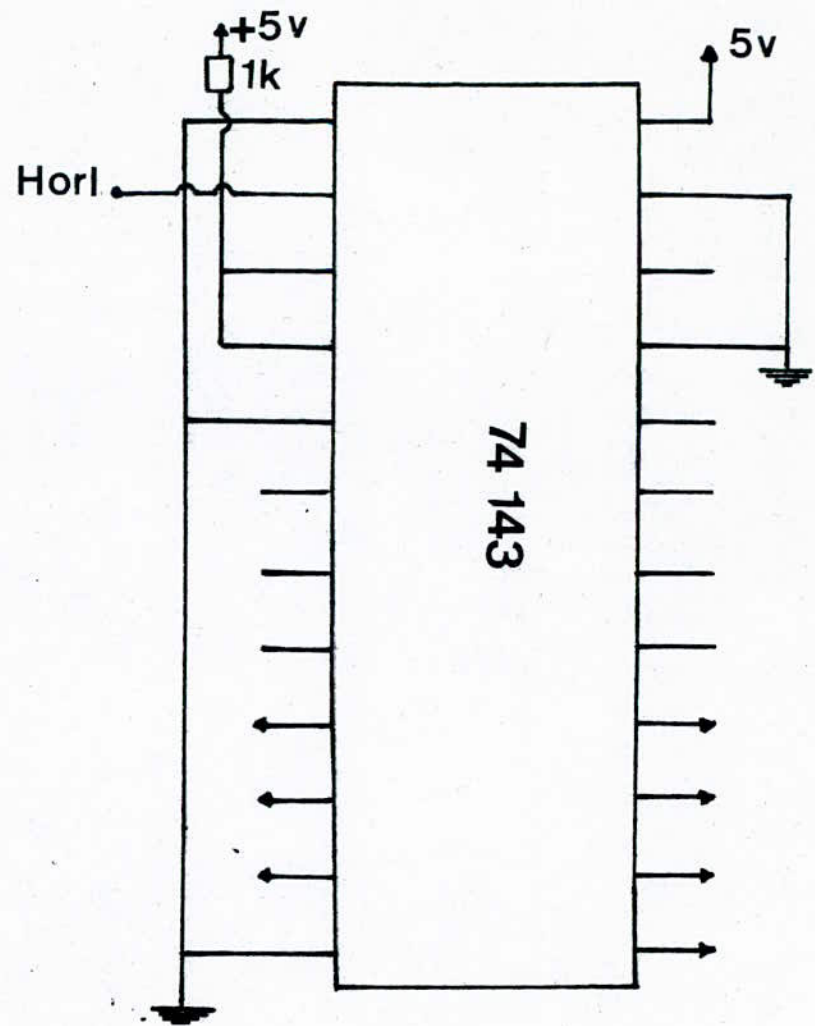


Fig17 montage de comptage & affichage

fournie par notre oscillateur à quartz. Un certain nombre de points sont reliés à la masse ou à une source de "1". Les sorties de commande de LEDs sont connectés aux points de même nom de l'afficheur. Le montage ainsi réalisé va compter de 0 à 9 et ainsi de suite .

Une bonne façon de comprendre les diverses entrées d'option consiste à les changer et observer les différences .

Par exemple si on enlève la liaison STROBE de la masse, le compteur se "fige" en l'état. Cette commande prend tout son sens dans notre réalisation car elle nous permet de commander le temps d'affichage (c'est à dire on a une mémorisation du dernier nombre compté tant que STROBE est à "1").

D- TEMPS DE MESURE ET TEMPS D'AFFICHAGE.

Pour permettre à l'utilisateur la lecture du temps de mesure sans difficultés, le temps d'affichage doit être assez grand surtout si on a des temps de mesure très petits.

C'est pourquoi on a conçu un système électronique permettant la mesure des temps T , τ , $\frac{\tau}{2}$, $\sqrt{\tau}$, et l'affichage de ces temps pendant des durées assez longues pour avoir une bonne lecture .

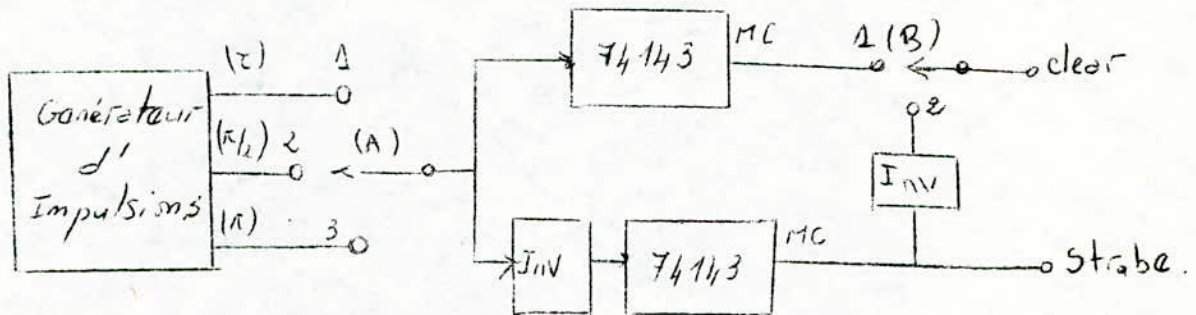
Notre système se base sur les fonctions: CLEAR, STROBE et MAX COUNT.

En effet le CI 74143 caractérisé par les notions de CLEAR, STROBE et MAX COUNT permet de :

- ** Compter(mesurer le temps) tant que CLEAR est à "1" et STROBE à zéro.
- ** Mémoriser(afficher le temps) lorsque STROBE est à "1", indépendamment de CLEAR.

** Diviser par dix la fréquence du signal d'entrée car la broche 22 qui représente MAX COUNT est au niveau haut entre la première et la huitième impulsion à la neuvième impulsion elle passe au niveau bas, à la dixième impulsion elle revient de nouveau à l'état haut, et le cycle recommence ainsi de suite.

En se basant sur ces caractéristiques qu'on a conçu un système qui nous mesure la période T et les temps τ , $\frac{\pi}{2}$, et π . En ce qui concerne le temps d'affichage on l'a choisi égal à $9T$. Le synoptique du dispositif est le suivant :



Pour mesurer l'un des temps τ , $\frac{\pi}{2}$, ou π , on met le commutateur A aux positions respectives 1, 2, ou 3; et le commutateur B à la position 1. Pour la mesure de T le commutateur B doit être en position 2 alors que la position du commutateur A est quelconque.

Les chronogrammes de la figure 18 donne une illustration parfaite des temps de mesure et d'affichage.

III. RÉALISATION ET MESURE.

Vu la grandeur de notre circuit à réaliser, on a été obligé de le faire sur deux cartes différentes.

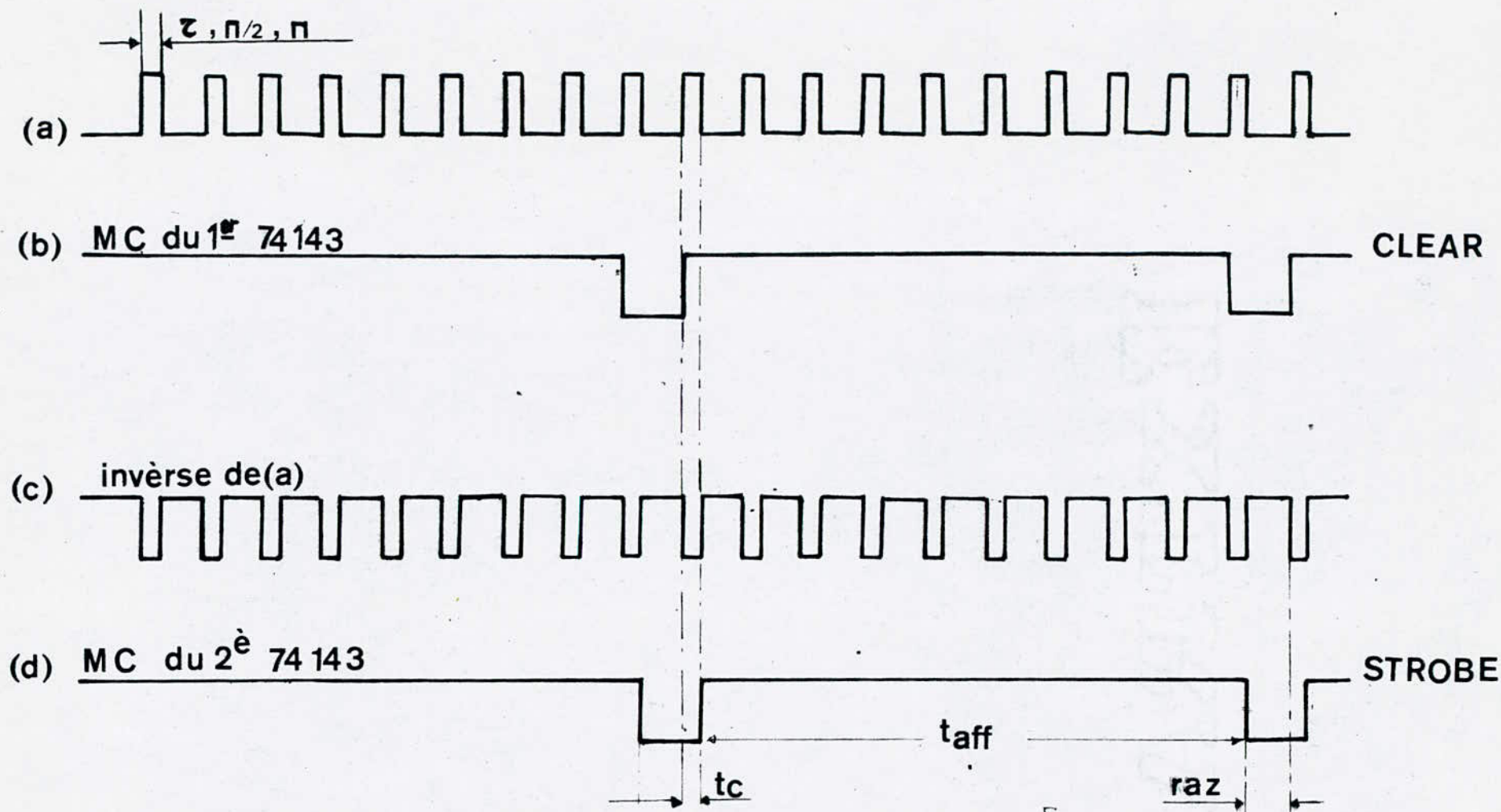


fig 18-1 chronogrammes des temps de mesure et d'affichage
pour $z, \pi/2, \pi$

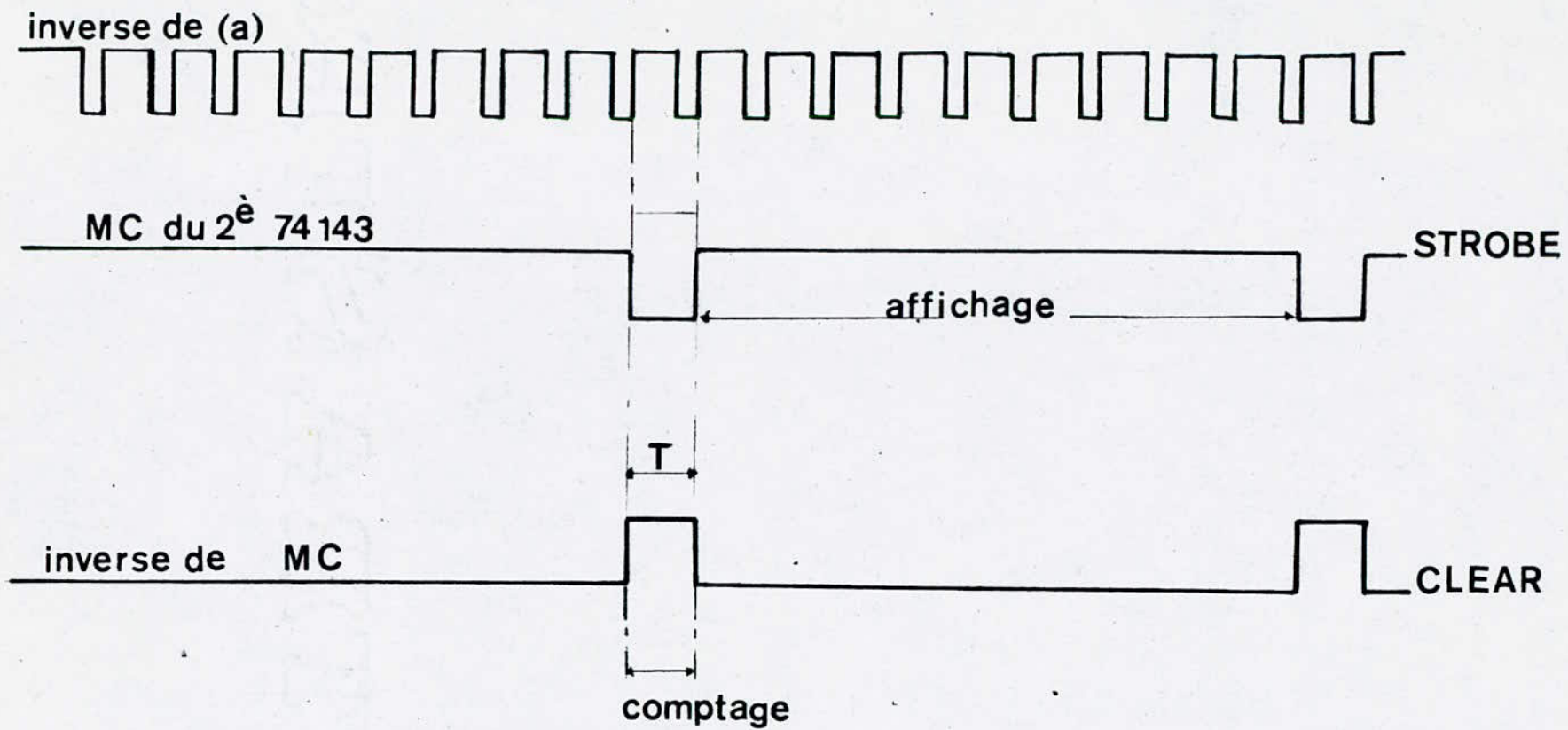


fig18-2 : Mesure et affichage de T

La première carte(monoface) compte : l'horloge, le générateur et l'étage de maintien pour la mémorisation.

La seconde carte contient les huit(08)unités de comptage et huit(08) afficheurs. Cette seconde carte est une plaquette double face pour éviter toute connexion en "straps".

Pour faciliter le montage et le démontage des plaquettes, ainsi qu'un dépannage éventuel, on a prévu sur toutes les cartes utilisées des connecteurs.

Les deux plaquettes sont montées dans un boîtier de(30 × 22 × 12:Gm) en aluminium dont la face avant contient les cinq commutateurs nécessaires ainsi que les cinq potentiomètres, et un interrupteur de mise en marche. Sur la face arrière on a prévu les douilles pour l'alimentation, comme on a prévu aussi les sorties vers l'émetteur radiofréquence et l'oscilloscope de synchronisation.

Les afficheurs étant montés sur la même plaquette que les CI de comptage et dans le souci de réduire au maximum les dimensions du boîtier, on a placé les afficheurs sous la face de dessus; Pour cet effet on a réalisé la face de dessus en plexy-glace permettant ainsi la lecture du nombre mentionné sur les afficheurs.

En faisant les mesures sur l'oscillateur à quartz sur de courtes et longues durées(2mn et 20mn) on a trouvé pour la fréquence:

$$f_1 = 0.9998032 \text{ Mhz et } f_2 = 0.9998004 \text{ Mhz; pour leurs stabilités on a :}$$

$$\frac{\Delta f_1}{f_1} = 4 \cdot 10^{-7} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta f_2}{f_2} = 3,2 \cdot 10^{-6}$$

on peut en conclure que notre oscillateur est très stable et que sa fréquence est presque égale à la valeur désirée, c'est à dire 1Mhz.

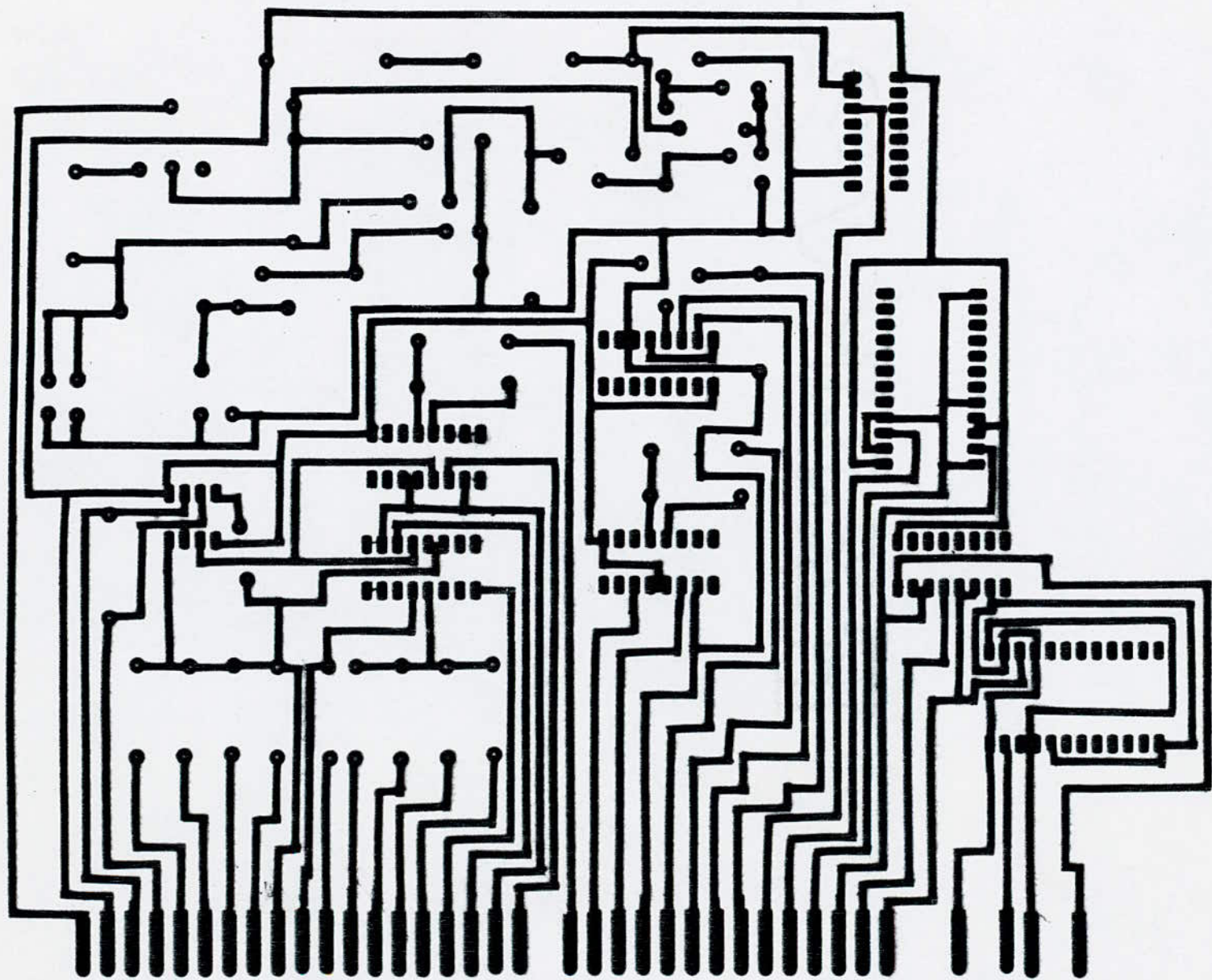
En ce qui concerne la mesure des temps T , τ , $\frac{\tau}{2}$, π ; on a trouvé les valeurs suivantes:

	temps maximum	temps minimum
T	11,378965 s	0,386950 s
τ	0,405000 s	0,039566 s
$\tau/2$	389 μ s	6 μ s
π	328 μ s	6 μ s

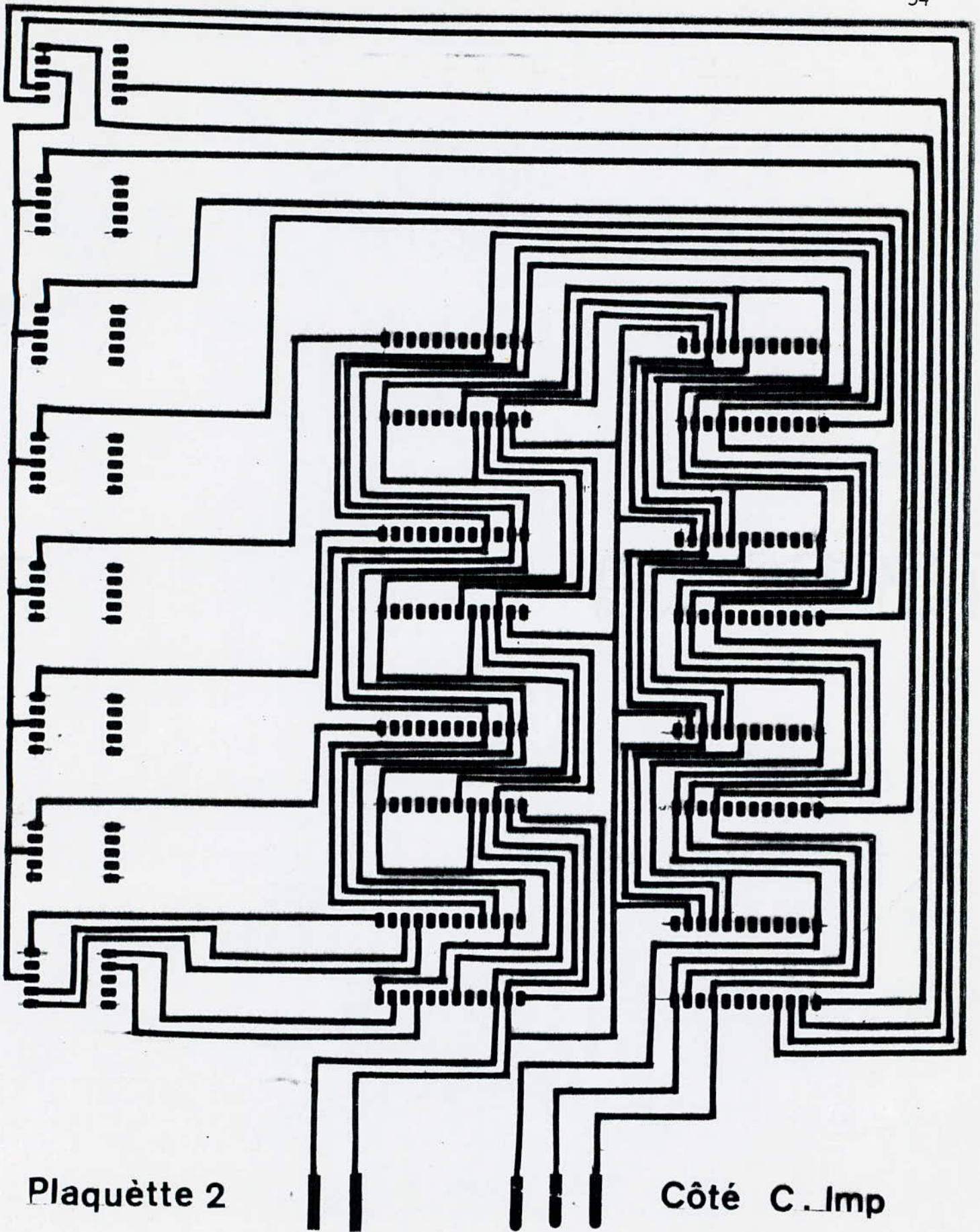
On peut voir que ces valeurs répondent bien aux conditions mentionnées sur le cahier de charge.

On conclut que l'appareil réalisé nous donne des impulsions dont les durées, la période et le retard (entre ces impulsions) sont très précis et très stables.

PLAQUETTE 1 (monoface)



Côté composants



Chapitre 4

MESURE DES TEMPS DE

RELAXATION ET APPLICATION

II MESURE DU TEMPS DE RELAXATION T_1 .

La mesure du temps de relaxation spin-réseau T_1 est basée sur le phénomène de précession libre de l'aimantation après une impulsion radiofréquence.

En effet comme on l'a vu, un champ statique \vec{H}_0 homogène appliqué à un système de spins a pour effet de précessionner autour de lui le vecteur aimantation qui va tendre vers la valeur d'équilibre M_0 à la fin de la précession telle que :

$$M_x = M_y = 0$$

$$M_z = M_0.$$

On part de cette position d'équilibre et on applique un champ \vec{H}_1 perpendiculaire à \vec{H}_0 (suivant l'axe Ox), tournant autour de \vec{H}_0 à la vitesse

$\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 = -\gamma \vec{H}_0$, donc d'après ce qu'on a vu, le vecteur aimantation va entamer

un mouvement de précession autour de \vec{H}_1 dans le plan YOZ du repère tournant

à la vitesse $\vec{\omega}_1 = -\gamma \vec{H}_1$.

Si on veut que le vecteur aimantation fasse seulement un quart de tour

dans le plan YOZ (donc un angle $\frac{\pi}{2}$), on applique alors le champ tournant

\vec{H}_1 pendant un temps t_1 tel que :

$$\vec{\omega}_1 t_1 = \frac{\pi}{2} = \gamma H_1 t_1 \implies t_1 = \frac{\pi}{2\gamma H_1}$$

et le vecteur aimantation viendra s'aligner sur l'axe OY du repère tournant

et on aura alors : $M_x = M_z = 0$ et $M_y = M_0$.

Donc cette impulsion a pour effet de ramener M_0 de sa position d'équilibre OZ à une position OY. Elle est dite impulsion $\frac{\pi}{2}$.

A la fin de cette impulsion le champ H_1 est coupé, donc le vecteur aimantation va entamer le mouvement de précession libre autour de \vec{H}_0 suivant la loi de variation déjà décrite :

$$M_z(t) = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right).$$

Ainsi avec une séquence d'impulsions $\frac{\pi}{2}$ de période T on aura après un

temps T , l'aimantation dirigée suivant OZ tel que :

$$M_z = M_{z1} = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$$

$$M_x = M_y = 0. \quad \text{avec } M_{z1} < M_z \text{ car } t < T.$$

À ce moment une deuxième impulsion $\frac{\pi}{2}$ vient et remet alors M_{z1} sur l'axe OY

et on aura après un temps T :

$$M_y = M_{z1} = M_0 (1 - e^{-t/T_1})$$

$$M_x = M_z = 0.$$

À la fin de cette impulsion on a un mouvement de précession libre selon

la loi : $M_z(t) = M_{z1} (1 - e^{-t/T_1})$. Et à l'équilibre on aura :

$$M_z = M_{z1} (1 - e^{-T/T_1})$$

D'où $M_z = M_{z2} = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^2$ avec $M_{z2} < M_{z1}$.

Et ainsi de suite pour la $n^{\text{ième}}$ impulsion une fois l'équilibre établi on

aura : $M_z = M_{zn} = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^n$.

On remarque qu'à chaque impulsion, M_z diminue. Or on détecte la composante transversale de l'aimantation dont les variations suivent la loi :

$$M_T = M_{T_0} e^{-t/T_2} \cos \omega_0 t.$$

où M_{T_0} est la valeur initiale de cette composante. Ainsi pour la $(P+1)^{\text{ème}}$

impulsion M_{T_0} correspond exactement à la valeur d'équilibre de la composante

M_z . Après la $P^{\text{ème}}$ impulsion on a :

$$M_{T_0}(P+1) = M_z(P) = M_0 (1 - e^{-T/T_1})^P$$

D'où $M_{T_0}(P+1) = M_{T_0}(P) (1 - e^{-T/T_1})$

on tire alors : $\text{Ln} \frac{M_{T_0}(P) - M_{T_0}(P+1)}{M_{T_0}(P)} = \frac{-T}{T_1}$.

D'où la mesure de T_1 suivante :

1- On mesure à l'aide de l'oscilloscope les valeurs des amplitudes initiales

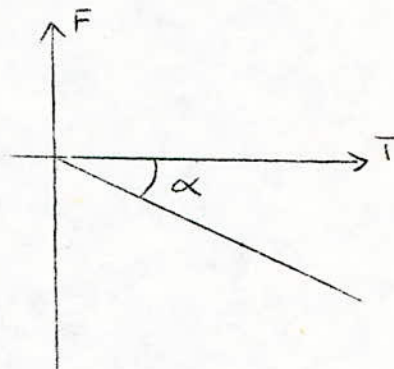
$M_{T_0}(P)$ et $M_{T_0}(P+1)$ correspondant à deux impulsions $\frac{\pi}{2}$ consécutives et

ceci pour plusieurs valeurs de T .

2- On trace la courbe représentant en ordonnées la quantité F telle que

$$F = \frac{M_{T_0}(P) - M_{T_0}(P+1)}{M_{T_0}(P)} \quad \text{et en abscisses la période } T .$$

T	$M_{T_0}(P)$	$M_{T_0}(P+1)$	F
x	x	x	x
⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮



D'après la courbe obtenue (c'est une droite) on aura la pente α et le temps T_1 égal à $\frac{-1}{\alpha}$.

III MESURE DU TEMPS DE RELAXATION T_2 .

On peut mesurer le temps de relaxation T_2 à partir de l'enveloppe du signal induit par la composante transversale M_T .

En effet lorsqu'on applique au système de spins une impulsion $\frac{\pi}{2}$, le vecteur aimantation \vec{M}_0 initialement en position d'équilibre aligné sur \vec{H}_0 , va tourner d'un quart de tour et s'aligne sur l'axe OY du repère tournant. A la fin de cette impulsion, le vecteur aimantation va précessionner autour de \vec{H}_0 selon les équations de Bloch :

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-t/T_2}\right)$$

$$M_T = M_0 e^{-t/T_2} \cos \omega_0 t .$$

Ainsi pour mesurer T_2 il suffit de détecter l'enveloppe du signal induit par M_T dans la bobine et calculer la constante de temps de cette courbe.

Or à cause de la non homogénéité du champ \vec{H}_0 sur tout l'échantillon, cette

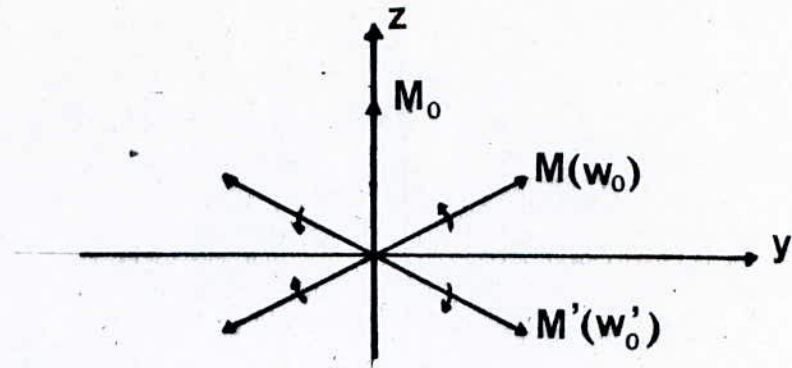


FIG 19

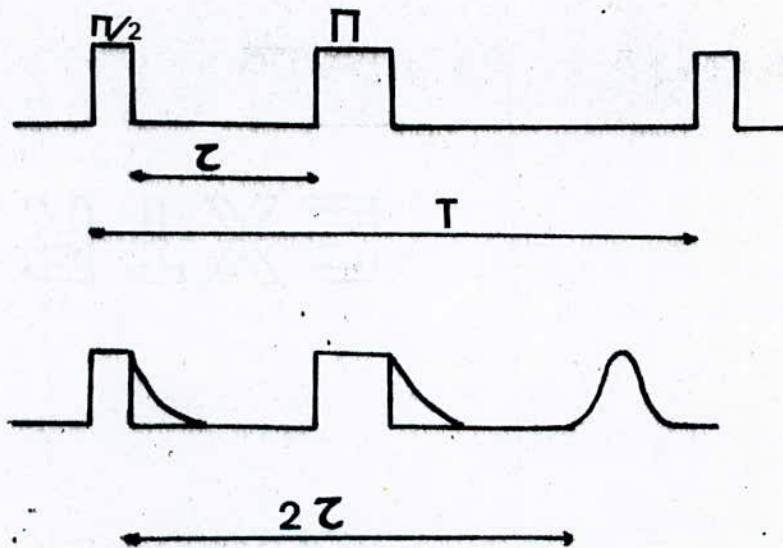


FIG 20 Echo de spin

méthode de mesure de T_2 s'avère inexacte.

En effet à cause de l'inhomogénéité de H_0 , après une impulsion $\frac{\pi}{2}$, les moments magnétiques de spins dans l'échantillon vont précessionner autour de H_0 avec des vitesses légèrement différentes et vont perdre graduellement leurs cohérences de phase. Il se produit alors une dispersion des spins qui sera totale au bout d'un temps dépendant du degré d'homogénéité de H_0 . Si après un temps τ , on applique une impulsion π les vitesses angulaires changent de sens (fig 19).

Si on suppose que les vitesses restent constantes dans le temps alors à l'instant $t=2\tau$ les moments se retrouvent en phase et on aura un signal intense : C'est le phénomène d'écho de spins.

On utilise cette technique pour mesurer T_2 (fig 20).

Ainsi une séquence d'impulsion $\frac{\pi}{2} - \tau - \pi$ produit un écho de spins à $t=2\tau$. A l'instant $t=T$ une nouvelle séquence produit un nouvel écho à $t=T+2\tau$ et ainsi de suite.

REMARQUE : T doit être supérieur à 2τ pour ne pas gêner l'établissement de l'écho de spins.

Les amplitudes de ces échos vont décroître exponentiellement et cette variation dépend du temps T_2 car elle a pour cause les interactions spin-spin, donc la mesure de la constante de temps de la courbe recueillie sur l'oscilloscope nous donne le temps de relaxation spin-spin T_2 .

III APPLICATION DE LA R M N .

Depuis sa découverte, le phénomène de R M N n'a cessé d'avoir de plus en plus d'importance dans divers domaines techniques et scientifiques, de la spectroscopie des composés organiques avec la spectre de l'alcool

éthylque en 1951 jusqu'à l'imagerie par R M N au début des années 70.

Ainsi la R M N est utilisée en spectroscopie pour préciser les structures chimiques, donc permet d'identifier le nom et le nombre de noyaux dans cette structure en identifiant les spectres de R M N. Elle est aussi utilisée pour déterminer les différents groupements chimiques .

Une des caractéristiques les plus importantes de la R M N sont : les temps de relaxation, paramètres qui caractérisent un corps donné et qui nous fournissent des informations très précieuses sur l'état et la structure de ce corps .

En effet en médecine la connaissance des temps de relaxation d'un corps est un moyen de diagnostic, car les temps de relaxation de certains tissus pathologiques diffèrent de ceux des mêmes tissus sains. Ainsi les temps verront leurs valeurs doubler dans le cas d'un cancer ou d'un sang leucémique.

La R M N est aussi présente en agriculture où elle permet de préciser la teneur en eau ou en huile de produits agricoles.

Le domaine d'application de la R M N le plus récent et dont les investigations sont importantes et qui connaît une croissance très rapide est sans doute l'imagerie par R M N (I R M N) qui depuis qu'on a montré qu'on pouvait obtenir des images R M N du corps humain (début des années 70) a connu un développement important, et l'ère de commercialisation des systèmes d'imagerie R M N a commencé, où de nombreux laboratoires de recherche industrielle travaillent sur des prototypes d'appareils d'I R M N. Et ce qui a encouragé le développement de cette imagerie, c'est qu'elle est inoffensive. C'est à dire qu'elle n'introduit pas dans le corps humain des produits de contraste, et ne le soumet pas à des radiations.

CONCLUSION

C O N C L U S I O N .

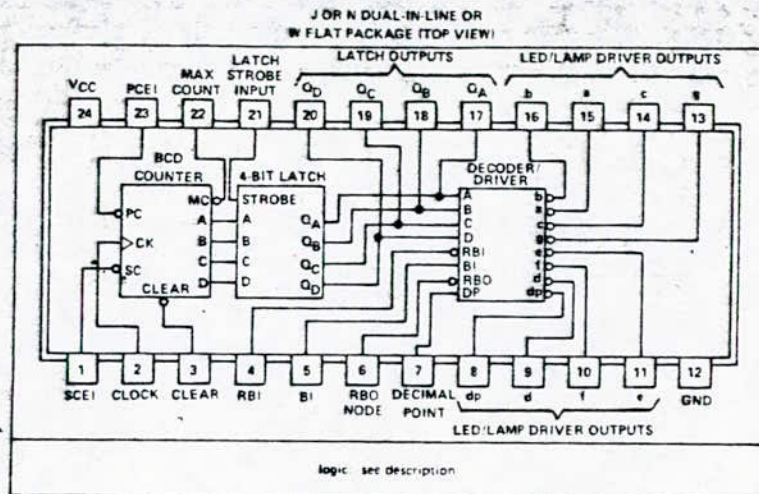
Au terme de notre travail, on peut dire que notre étude a été très bénéfique, surtout qu'elle nous a permis de connaître de nouveaux domaines et d'élargir ainsi les horizons de nos connaissances .

Grâce à la réalisation du programmeur numérique, on a pu mettre en application les connaissances qu'on a acquises durant nos études; Comme elle nous a permis aussi de bien connaître les problèmes que pose une réalisation pratique surtout dans le domaine des hautes fréquences.

On peut dire que notre système présente de bonnes performances surtout avec l'utilisation d'une horloge à quartz et du CI SN 74143 qui contient un compteur, une mémorisation et un décodage.

La réalisation du programmeur numérique a sans doute contribué à l'amélioration du spectromètre R M N à impulsions et permet ainsi de mesurer les temps de relaxation avec une plus grande précision.

ANNEXE



- **Choice of Driver Outputs:**

SN54143 and SN74143 have 15-mA Constant-Current Outputs for Driving Common-Anode LED's such as TIL302 or TIL303 without Series Resistors

SN54144 and SN74144 Drive High-Current Lamps, Numitrons¹, or LED's from Saturated Open-Collector Outputs

- **Universal Logic Capabilities**

Ripple Blanking of Extraneous Zeros

Latch Outputs Can Drive Logic Processors Simultaneously

Decimal Point Driver Is Included

- **Synchronous BCD Counter Capability Includes:**

Cascadable to N-Bits

Look-Ahead-Enable Techniques Minimize Speed Degradation When Cascaded for Large-Word Display

Direct Clear Input

description

These TTL MSI circuits contain the equivalent of 86 gates on a single chip. Logic inputs and outputs are completely TTL/DTL compatible. The buffered inputs are implemented with relatively large resistors in series with the bases of the input transistors to lower drive-current requirements to one-half of that required for a standard Series 54/74 TTL input. The serial-count-enable, actually two internal emitters, is rated as one standard series 54/74 load. The logic outputs, except RBO, have active pull-ups.

The SN54143 and SN74143 driver outputs are designed specifically to maintain a relatively constant on-level sink current of approximately 15 milliamperes from outputs "a" through "g" and seven milliamperes from output "dp" over a voltage range from one to five volts. Any number of LED's in series may be driven as long as the output voltage rating is not exceeded.

¹Trademark of RCA

YPES SN54143, SN54144, SN74143, SN74144
-BIT COUNTER/LATCH, SEVEN-SEGMENT LED/LAMP DRIVERS

Description (continued)

The SN54144 and SN74144 drivers have high-sink-current saturated outputs for driving indicators having voltage ratings up to 15 volts or requiring up to 25 milliamperes drive. The SN54144 sinks 20 milliamperes and the SN74144 sinks 25 milliamperes at an on-level voltage of 0.6 volts across their respective operating temperature ranges.

All inputs are diode-clamped to minimize transmission-line effects, thereby simplifying system design. Maximum clock frequency is typically 18 megahertz and power dissipation is typically 280 milliwatts. The SN54143 and SN54144 are characterized for operation over the full military temperature range of -55°C to 125°C ; the SN74143 and SN74144 are characterized for operation from 0°C to 70°C .

Functions of the inputs and outputs of these devices are as follows:

FUNCTION	PIN NO	DESCRIPTION
CLEAR INPUT	3	When low, resets and holds counter at 0. Must be high for normal counting.
CLOCK INPUT	2	Each positive-going transition will increment the counter provided that the circuit is in the normal counting mode (serial and parallel count enable inputs low, clear input high).
PARALLEL COUNT ENABLE INPUT (PCEI)	23	Must be low for normal counting mode. When high, counter will be inhibited. Logic level must not be changed when the clock is low.
SERIAL COUNT ENABLE INPUT (SCEI)	1	Must be low for normal counting mode, also must be low to enable maximum count output to go low. When high, counter will be inhibited and maximum count output will be driven high. Logic level must not be changed when the clock is low.
MAXIMUM COUNT OUTPUT	22	Will go low when the counter is at 9 and serial count enable input is low. Will return high when the counter changes to 0 and will remain high during counts 1 through 8. Will remain high (inhibited) as long as serial count enable input is high.
LATCH STROBE INPUT	21	When low, data in latches follow the data in the counter. When high, the data in the latches are held constant, and the counter may be operated independently.
LATCH OUTPUTS (QA, QB, QC, QD)	17, 18, 19, 20	The BCD data that drives the decoder can be stored in the 4-bit latch and is available at these outputs for driving other logic and/or processors. The binary weights of the outputs are: $Q_A = 1$, $Q_B = 2$, $Q_C = 4$, $Q_D = 8$.
DECIMAL POINT INPUT	7	Must be high to display decimal point. The decimal point is not displayed when this input is low or when the display is blanked.
BLANKING INPUT (BI)	5	When high, will blank (turn off) the entire display and force RBO low. Must be low for normal display. May be pulsed to implement intensity control of the display.
RIPPLE-BLANKING INPUT (RBI)	4	When the data in the latches is BCD 0, a low input will blank the entire display and force the RBO low. This input has no effect if the data in the latches is other than 0.
RIPPLE-BLANKING OUTPUT (RBO)	6	Supplies ripple blanking information for the ripple blanking input of the next decade. Provides a low if BI is high, or if RBI is low and the data in the latches is BCD 0; otherwise, this output is high. This pin has a resistive pull-up circuit suitable for performing a wire-AND function with any open-collector output. Whenever this pin is low the entire display will be blanked; therefore, this pin may be used as an active-low blanking input.
LED/LAMP DRIVER OUTPUTS (a, b, c, d, e, f, g, dp)	15, 16, 14, 9, 11, 10, 13, 8	Outputs for driving seven-segment LED's or lamps and their decimal points. See segment identification and resultant displays on following page.

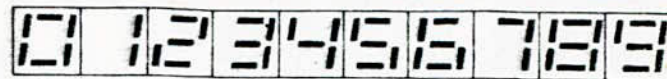
TEXAS INSTRUMENTS

1171

TYPES SN54143, SN54144, SN74143, SN74144
4-BIT COUNTER/LATCH, SEVEN-SEGMENT LED/LAMP DRIVERS

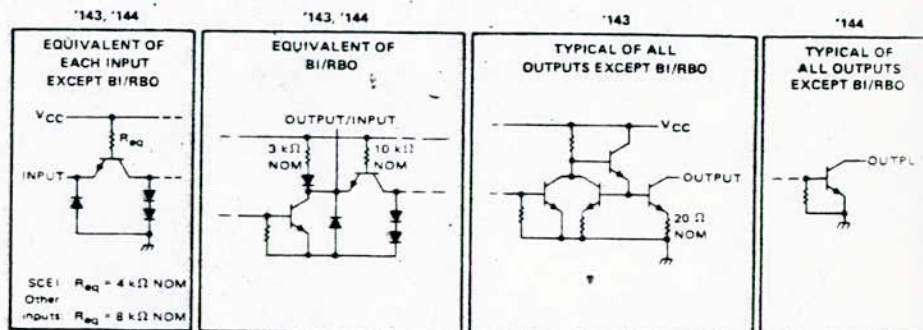


SEGMENT IDENTIFICATION



NUMERICAL DESIGNATIONS—RESULTANT DISPLAYS

schematics of inputs and outputs



absolute maximum ratings over operating free-air temperature range (unless otherwise noted)

Supply voltage, V_{CC} (see Note 1)	7
Input voltage	5.5
Off-state voltage at outputs "a" thru "g" and "dp", '144	15
Off-state current at outputs "a" thru "g" and "dp", '143	250
Continuous total power dissipation at (or below) 70°C free-air temperature (see Note 2)	1.4
Operating free-air temperature range: SN54' Circuits	-55°C to 125°C
SN74' Circuits	0°C to 70°C
Storage temperature range	-65°C to 150°C

NOTES 1. Voltage values are with respect to network ground terminal.
 2. For the SN54143 and SN54144 in the N and W packages, this rating applies at (or below) 80°C free-air temperature. For operation above this temperature, derate linearly at the rate of $11.7\text{ mW}/^{\circ}\text{C}$ for the W package and $14.7\text{ mW}/^{\circ}\text{C}$ for the N package. No derating is required for these devices in the J package.

recommended operating conditions

	SN54143, SN54144			SN74143, SN74144			UNIT
	MIN	NOM	MAX	MIN	NOM	MAX	
Supply voltage, V_{CC}	4.5	5	5.5	4.75	5	5.25	V
On-state voltage at outputs a thru g and dp ('143 only)	1		5	1		5	V
High-level output current, I_{OH}	Q_A, Q_B, Q_C, Q_D			-240			μA
	Maximum count			-560			
	RBO			-120			
Low-level output current, I_{OL}	Q_A, Q_B, Q_C, Q_D, RBO			4.8			mA
	Maximum count			11.2			
Clock pulse width, $t_{w(\text{clock})}$	High logic level			25			ns
	Low logic level			55			
Clear pulse width, $t_{w(\text{clear})}$	Serial and parallel carry			301			ns
	Clear inactive state			601			
Operating free-air temperature, T_A	-55		125	0		70	$^{\circ}\text{C}$

†The arrow indicates that the rising edge of the clock pulse is used for reference.

TEXAS INSTRUMENTS

1272

62

TYPES SN54143, SN54144, SN74143, SN74144
4-BIT COUNTER/LATCH, SEVEN-SEGMENT LED/LAMP DRIVERS

Electrical characteristics over recommended operating free-air temperature range (unless otherwise noted)

PARAMETER	TEST CONDITIONS†	SN54143, SN74143		SN54144, SN74144		UNIT	
		MIN	TYP: MAX	MIN	TYP: MAX		
V _{IH} High-level input voltage		2		2		V	
V _{IL} Low-level input voltage			0.8		0.8	V	
V _I Input clamp voltage	V _{CC} = MIN, I _I = -12 mA		-1.5		-1.5	V	
V _{OH} High-level output voltage	RBO	V _{CC} = MIN, V _{IH} = 2 V, V _{IL} = 0.8 V, I _{OH} = MAX	2.4	2.4		V	
	Q _A , Q _B , Q _C , Q _D Maximum count						
V _{OL} Low-level output voltage	Q _A , Q _B , Q _C , Q _D , RBO	V _{CC} = MIN, V _{IH} = 2 V, V _{IL} = 0.8 V, I _{OL} = MAX	0.4	0.4		V	
	Maximum count						
V _{O(off)} Off state output voltage	Outputs a thru g, dp	V _{CC} = MAX, I _{OH} = 250 μA	7	15		V	
V _{O(on)} On State output voltage	Outputs a thru g, dp	V _{CC} = MIN See Note 3				0.6 V	
I _{O(on)} On state output current	Outputs a thru g	V _{CC} = MIN, V _O = 1 V	9	15		mA	
		V _{CC} = 5 V, V _O = 2 V		15	22		
		V _{CC} = MAX, V _O = 5 V		15	22		
		V _{CC} = MIN, V _O = 1 V	45	7			
	Output dp	V _{CC} = 5 V, V _O = 2 V	7				
		V _{CC} = MAX, V _O = 5 V	7	12			
Input current at maximum input voltage		V _{CC} = MAX, V _I = 5.5 V	1			1 mA	
I _H High-level input current	Serial carry		40		40	μA	
	RBO node	V _{CC} = MAX, V _I = 2.4 V	-0.12	-0.5	-0.12	-0.5	mA
	Other inputs		20		20	μA	
I _L Low-level input current	Serial carry	V _{CC} = MAX, V _I = 0.4 V		-1.6		-1.6	mA
	RBO node	See Note 4		-1.5		-2.4	mA
	Other inputs			-0.8		-0.8	mA
I _{SC} Short-circuit output current	Q _A , Q _B , Q _C , Q _D	V _{CC} = MAX	-9	-27.5	-9	-27.5	mA
	Maximum count		-15	-55	-15	-55	mA
I _C Supply current		V _{CC} = MAX See Note 5	56	93	56	93	mA

† Test conditions shown as MIN or MAX use the appropriate value specified under recommended operating conditions for the applicable type. Typical values are at V_{CC} = 5 V, T_A = 25°C.
 1. Typical values are at V_{CC} = 5 V, T_A = 25°C.
 2. For SN54144, I_{OL} = 20 mA, for SN74144, I_{OL} = 25 mA.
 3. I_{IL} at RBO node is tested with BI grounded and RB1 at 4.5 V.
 4. I_{IL} at other inputs is tested with BI grounded and RB1 at 4.5 V.
 5. I_{CC} is measured after the following conditions are established:
 a) Strobe = RB1 = DP = 4.5 V
 b) Parallel count enable = serial count enable = BI = GND
 c) Clear (L) then clock until all outputs are on (L) (S)
 d) For 143, outputs "a" through "g" and "dp" = 2.5 V, all other outputs open. For 144, all outputs are open.

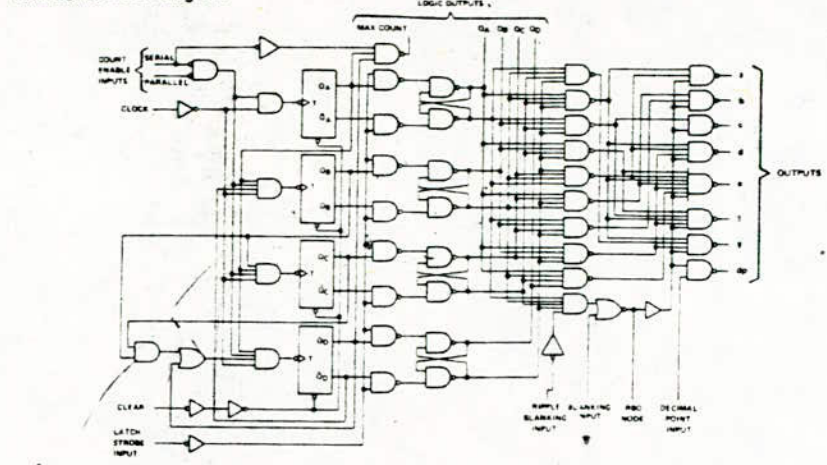
Timing characteristics, V_{CC} = 5 V, T_A = 25°C

PARAMETER	FROM (INPUT)	TO (OUTPUT)	TEST CONDITIONS	MIN	TYP	MAX	UNIT
f _{max}				12	18		MHz
t _{PLH}	Serial look-ahead	Maximum count	C _L = 15 pF, R _L = 560 Ω, See Note 6	12	20		ns
t _{PHL}				23	35		
t _{PLH}	Clock	Maximum count	C _L = 15 pF, R _L = 1.2 kΩ, See Note 6	26	40		ns
t _{PHL}				29	45		
t _{PLH}	Clock	Q _A , Q _B , Q _C , Q _D	C _L = 15 pF, R _L = 1.2 kΩ, See Note 6	28	45		ns
t _{PHL}				38	60		
t _{PHL}	Clear	Q _A , Q _B , Q _C , Q _D		57	90		ns

f_{max} = Maximum clock frequency. t_{PLH} = Propagation delay time, low-to-high-level output.
 t_{PHL} = Propagation delay time, high-to-low-level output.
 E 6. Load circuit and voltage waveforms are shown on page 14B

TYPES SN54143, SN54144, SN74143, SN74144
4-BIT COUNTER/LATCH, SEVEN-SEGMENT LED/LAMP DRIVERS

functional block diagram

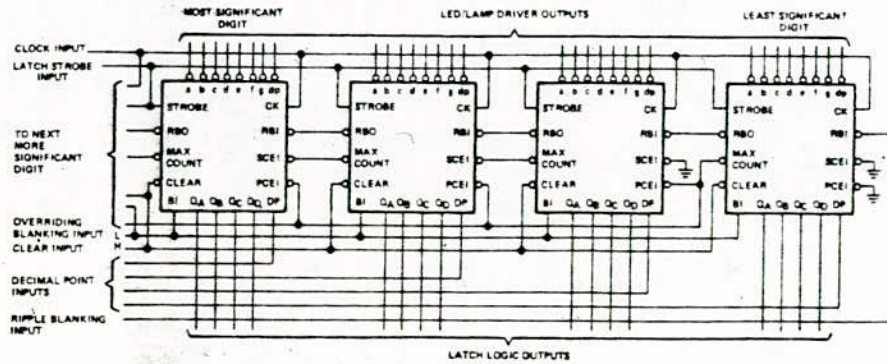


Dynamic input activated by a transition from a high level to a low level.

TYPICAL APPLICATION DATA

This application demonstrates how the drivers may be cascaded for N bit display applications. It features:

- Synchronous, look-ahead counting
- Ripple blanking of leading zeros, blanking of trailing zeros (not illustrated) can also be implemented
- Overriding blanking for total suppression or intensity modulation of display
- Direct parallel clear
- Latch strobe permits counter to acquire next display while viewing current display



The serial count-enable input of the least-significant digit is normally grounded; however, it may be used as a count-enable control for the entire counter (high to disable, low to count) provided the logic level on this pin is not changed while the clock line is low or false counting may result.

TI cannot assume any responsibility for any circuits shown or represent that they are free from patent infringement. TEXAS INSTRUMENTS RESERVES THE RIGHT TO MAKE CHANGES AT ANY TIME IN ORDER TO IMPROVE DESIGN AND TO SUPPLY THE BEST PRODUCT POSSIBLE.

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

ABRAGAM "Le principe du magnétisme nucléaire"

KITTEL "Physique de l'état solide"

OEHMICHEN "Transistors à effet de champ"

QUINET "Circuits de l'électronique"

VERBEEK "Les fonctions essentielles en commutation"

DORVAL "Technique des impulsions"

TEXAS INSTRUMENTS "TTL Data Book"

REVUE "Micro Systèmes" Février 1985

Projets De Fin D'études "La R M N" de Juin 82 jusqu'à Janvier 85

PROGRAMMEUR D'IMPULSIONS NUMERIQUE POUR LE SPECTROMETRE RMN

