

574

Phy.

physique

POI/574

ORSAY
Série A,
N° d'ordre :
189

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE

par

Jean POINSIGNON

REALISATION D'UN SYSTEME DE DECLENCHEMENT SUR UNE MASSE
MANQUANTE AU NEUTRON DONNEE POUR L'ETUDE DE LA REACTION
 $\pi^- p \rightarrow n X^0$ (1430 MeV/c)

Soutenu le 17 mars 1976, devant la Commission d'Examen

MM.	A. BERTHELOT	Président
	J.C. BIZOT	Examineurs
	J. LEFRANCOIS	

ORSAY

Série A,

N° d'ordre :

189

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE

par

Jean POINSIGNON

**REALISATION D'UN SYSTEME DE DECLENCHEMENT SUR UNE MASSE
MANQUANTE AU NEUTRON DONNEE POUR L'ETUDE DE LA REACTION
 $\pi^- p \rightarrow n X^0$ (1430 MeV/c)**

Soutenu le 17 mars 1976, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT	Président
J.C. BIZOT	Examineurs
J. LEFRANCOIS	

574/3994

Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance à Monsieur le Professeur A. BERTHELOT qui m'a accordé la possibilité de mener à bien ce travail au sein de son Département.

Que Monsieur J.F. DETOEUF trouve ici l'expression de ma gratitude pour l'attention qu'il a bien voulu témoigner à ce travail.

Mes remerciements vont également aux physiciens et techniciens du service d'Expérimentation par l'Electronique qui ont collaboré à l'expérience qui a servi de cadre à l'objet de cette thèse.

Ma reconnaissance s'adresse particulièrement à Messieurs P. BAREYRE et P. BORGEAUD pour les nombreux conseils et encouragements qu'ils m'ont prodigués tout au long de ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur M. CHAPPELLIER, du Service de Physique du Solide et de Résonance Magnétique pour les enseignements et conseils qu'il m'a prodigués.

Mes sincères remerciements s'adressent à Madame O. LEBEY et à Madame FRASSATI pour leur patiente collaboration à l'édition de ce travail.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	page :	1
A - <u>DESCRIPTION GENERALE DE L'EXPERIENCE</u>		3
I DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE		3
le faisceau de π^-		3
les détecteurs du faisceau		4
la cible		4
le détecteur de neutrons		4
les chambres à étincelles		5
II ELABORATION DU SIGNAL DE DECLENCHEMENT		6
III DESCRIPTION DE L'ELECTRONIQUE		8
caractéristiques des circuits électroniques rapides du laboratoire		8
formation du signal "pion incident"		9
signal " π^- absorbés"		10
signal X^0		10
appareillage auxiliaire		12
a) hodoscope		12
b) chambres proportionnelles		12
c) dispositif de déclenchement de la chambre à étincelles.		13
d) circuit haute tension		13
e) convertisseur temps-amplitude		14
f) codeur d'amplitude		14
g) calculateur		14
h) gestion de l'expérience et acquisition des données		15
i) contrôle de la bonne marche de l'expérience		15

B - <u>MESURE DE CHAMPS MAGNETIQUES AVEC SONDES A RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE</u>	page :	18
I PRINCIPE PHYSIQUE		18
II PRINCIPE DE DETECTION		19
III CONDITIONS D'OBTENTION DU SIGNAL DE RMN		20
IV REALISATION D'UNE VOIE DE MESURE		21
générateur haute fréquence		21
circuit de modulation de fréquence		22
sonde		23
a) circuit oscillant		23
b) détection préamplification		24
c) visualisation et filtrage des signaux		24
V MISE EN OEUVRE D'UNE VOIE DE MESURE		25
réglage du niveau d'excitation HF		25
mesure de champ		25
VI SONDES REALISEES POUR L'EXPERIENCE		26
VII RESULTATS		27
C - <u>MESURE DE TEMPS DE VOL A L'AIDE DE DETECTEURS DE NEUTRONS</u>		28
I MESURES TEMPORELLES A L'AIDE DE DETECTEURS A SCINTILLATION		28
Facteurs entrant dans la formation de l'information temporelle		28
Principaux facteurs d'altération des mesures de temps		29

Performances des différentes méthodes de déclenchement	page : 31
a) Déclenchement d'un discriminateur à seuil fixe par le front avant de l'impulsion (leading edge triggering)	31
b) Déclenchement au passage à zéro du signal d'anode mis en forme par ligne court-circuitée (zero-crossing clipping stub technique)	32
c) Déclenchement à fraction constante d'amplitude	32
II ESSAIS PRELIMINAIRES ET CHOIX D'UN CIRCUIT	33
Circuit à oscillation amortie	33
Description du circuit ORTEC 271	34
a) Résumé des spécifications du constructeur	35
b) Schéma et fonctionnement du discriminateur à fraction constante d'amplitude	36
c) Procédure de mise en oeuvre et réglages proposés par le constructeur	37
d) Résultats obtenus en laboratoire	38
e) Principe de la mesure et dispositif expérimental	38
f) Modifications apportées au circuit	40
g) Analyse des résolutions en fonction des amplitudes	40
h) Réponse du circuit aux petites impulsions	42
i) Résolution obtenue après modification du circuit	43
j) Stabilité du circuit	44
III UTILISATION DU CIRCUIT ORTEC 271 SUR LE DETECTEUR DE NEUTRONS DE L'EXPERIENCE	45
Description du détecteur	45

Processus de détection des neutrons	page :	45
Prédétermination du gain du détecteur		46
Fonctionnement sur le détecteur de neutrons		46
Adaptation au banc de réglage		47
Adjonction d'un réglage de gain au circuit		48
Etalonnage du seuil électronique du détecteur		49
Méthode de contrôle et d'ajustement de l'efficacité		50
Contrôles en cours d'expérience		51
a) Choix du seuil de fonctionnement en expérience et contrôle de l'efficacité		51
b) Contrôle de l'alignement en temps des détecteurs		51
c) Contrôle de la résolution en temps sur des neutrons de 430 MeV et de 168 à 180 MeV		52

CONCLUSION

54

EXPERIMENTAL

(3) Modification de l'électronique de comptage

(4) Analyse des résultats en fonction des
applications

(5) Réponse électronique aux neutrons rapides
résolution obtenue après modification du
circuit

(6) Utilisation du circuit de comptage
sur les neutrons de l'expérience

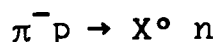
Description du détecteur de neutrons

INTRODUCTION

Ce travail décrit l'appareillage que nous avons réalisé pour une mesure de physique des particules à haute énergie.

L'expérience s'est déroulée auprès de l'accélérateur Saturne ; elle avait pour but l'étude des modes de désintégration du méson X^0 .

Ce méson est produit dans la réaction :



à l'impulsion des π^- incidents de 1,42 GeV/c, c'est-à-dire près du seuil de la réaction ($P_{\text{seuil}} = 1,405 \text{ GeV/c}$). On cherche à observer simultanément tous les modes de désintégration de cette particule qui sont les suivants :

$X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	27% des cas
$\pi^0 \pi^0 \eta$	24% des cas
$\pi^+ \pi^- \eta$	47% des cas
$\gamma \gamma$	2% des cas

Le η pouvant lui-même être observé sous les formes :

$$\begin{aligned} &\pi^+ \pi^- \gamma \\ &\pi^+ \pi^- \pi^0 \\ &\gamma \gamma \\ &\pi^0 \pi^0 \pi^0 \end{aligned}$$

Pour cette mesure, l'appareillage utilisé comprend un ensemble de quadrupôles et d'aimants qui focalise les π^- produits dans une cible primaire par les protons de Saturne sur une cible

à hydrogène liquide. Cette cible, plongée dans un champ magnétique, est entourée de chambres à étincelles permettant la visualisation des trajectoires des pions chargés et des produits de matérialisation des γ du X^0 .

A ce spectromètre s'ajoutent deux éléments : le détecteur de neutrons permettant le déclenchement sur la réaction désirée par la mesure de l'angle et de l'énergie du neutron, et un ensemble composé d'un hodoscope à scintillation et de deux petites chambres proportionnelles multifils servant à mesurer l'impulsion et la direction de la particule incidente.

La mesure des traces obtenues dans les chambres à étincelles, jointe aux informations concernant le neutron et le faisceau, permet de connaître l'impulsion et la direction de chacune des particules donc l'énergie et l'impulsion du X^0 .

La fonction de l'ensemble électronique associé à l'expérience est double :

- d'une part, détecter la réaction étudiée et fournir un signal destiné au déclenchement des chambres à étincelles et du dispositif d'acquisition des données.

- D'autre part, effectuer un comptage des réactions produites et enregistrer les informations complétant celles fournies par les chambres à étincelles telles que, par exemple, angle et énergie du neutron, angle et impulsion du pion incident.

Dans ce qui suit, l'accent sera mis sur ce qui a constitué un développement quelque peu original en regard des appareils traditionnellement utilisés dans une expérience de haute énergie : il s'agit de la mesure des champs magnétiques au moyen de la résonance magnétique nucléaire et de la détection, avec une bonne efficacité et une bonne résolution en temps, de neutrons d'énergie cinétique comprise entre 100 et 300 MeV.

A - DESCRIPTION GENERALE DE L'EXPERIENCE

I - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

Le faisceau de π^-

Il s'agit d'un faisceau à double analyse recueillant à 0° les π^- produits dans une cible d'oxyde de béryllium par les protons de 3,8 GeV/c extraits de l'accélérateur.

Les éléments magnétiques du faisceau sont les suivants :
(Fig.1)

- Un aimant d'aiguillage : Sirène.
- Deux aimants d'analyse déviant les particules de 18° chacun, Marsouin et Chevreuil.
- Deux triplets de quadrupôles assurant la focalisation.
- Un aimant à faible champ - Surcouf - précédant l'aimant de vertex et permettant d'ajuster de façon fine l'incidence du faisceau sur la cible d'hydrogène liquide.
- L'aimant de vertex - Goliath - au centre duquel est placée la cible, et dont le volume magnétique utile est cylindrique : diamètre de 2 mètres et hauteur d'entrefer 90 centimètres. Le champ nominal est de 1,8 Tesla.

Le faisceau possède une image intermédiaire horizontale et verticale en un même point où se trouve un collimateur de plomb limitant à $\pm 1\%$ l'impulsion admise sur la cible à hydrogène placée à l'image finale.

Le fait de travailler au seuil de la réaction nous impose de connaître la valeur absolue de l'impulsion du faisceau incident à 3% près et de la contrôler au cours de la prise de données avec une précision meilleure que 1% .

Ceci implique la mesure permanente de la valeur absolue du champ magnétique des aimants d'analyse ou de déviation.

Dans ce but, tous ces aimants ont été équipés de sondes de mesure à Résonance Magnétique Nucléaire (R.M.N.) . Seul, l'aimant Goliath était pourvu d'une sonde à effet Hall, l'inhomogénéité relative de son champ ne permettant pas le fonctionnement satisfaisant d'une sonde R.M.N.

Les détecteurs du faisceau

Le passage des π^- incidents est défini géométriquement par un télescope de quatre compteurs à scintillation (1 à 4) délimitant le volume utile du faisceau (Fig. 2).

Sur le trajet du faisceau se trouvent en outre un hodoscope à scintillation de 8 éléments de 6 mm situé à l'image intermédiaire, et deux chambres proportionnelles multifils placées à l'entrée de l'aimant Goliath, tous trois permettant de localiser les particules dans le plan horizontal.

Un compteur Cerenkov à seuil de vitesse est chargé de détecter les électrons présents dans le faisceau.

La cible

La cible de protons (hydrogène liquide) est placée à l'image finale du faisceau et ce dans l'entrefer de l'aimant Goliath. Le volume utile d'hydrogène est cylindrique, de diamètre 6 cm et de longueur 20 cm.

Le détecteur de neutrons

Ce détecteur, d'une surface utile de 1,6 m x 1,6 m est placé à 7,80 m de la cible et est constitué de 64 conteneurs métalliques de surface utile 20 x 20 cm et de profondeur 40 cm, emplis de scintillateur liquide (Pseudo-Cumène NE 224 Nuclear Enterprise).

Le neutron est détecté au moyen des réactions donnant des produits chargés induites dans le scintillateur. La lumière ainsi produite est recueillie sans l'intermédiaire de guide par un photomultiplicateur dont la photocathode est appliquée directement sur le hublot de verre fermant la face arrière du conteneur (Fig. 25).

La fonction des détecteurs est double :

- leur position géométrique fournit l'information d'angle d'émission du neutron avec une précision de $\pm 12,5$ mr.
- la mesure du temps écoulé entre le passage du pion incident dans la cible et le signal dans les détecteurs fournit l'énergie du neutron correspondant.

Le problème de la mesure précise du temps de vol à $\pm 0,7$ ns près n'est pas trivial étant donné le volume de chaque détecteur et le spectre extrêmement large des impulsions lumineuses recueillies (Dynamique d'amplitude $\simeq 100$). Nous développerons largement par la suite ces questions.

Les chambres à étincelles

La visualisation des trajectoires des particules chargées (π incidents, produits chargés du X^0) et des γ se fait à l'aide de chambres à étincelles à petit intervalle (12 mm) placées dans le champ magnétique de l'aimant Goliath. Les traces sont photographiées par une caméra 35 mm double format (24 x 36 mm) enregistrant deux vues orthogonales des chambres (Fig. 2).

La partie centrale des chambres entourant la cible comporte très peu de matière, elle est destinée à la mesure des trajectoires hélicoïdales des particules chargées, tandis qu'à la périphérie, des plaques de plomb ou les cadres en acier inoxydable des chambres permettent la matérialisation des γ sous forme de gerbes d'électrons.

II - ELABORATION DU SIGNAL DE DECLENCHEMENT

Dans le but d'optimiser le nombre de "bons événements" par rapport au nombre total de déclenchements, un soin particulier doit être apporté à la conception du dispositif de détection et de la logique électronique associée chargée d'élaborer ce signal de déclenchement.

Pour cela, il faut s'efforcer de ne déclencher que sur les neutrons provenant d'un X^0 , c'est-à-dire, la réaction étant à deux corps, d'une particule dont la masse manquante au neutron est voisine de celle du X^0 , masse que l'on peut déduire entièrement par la connaissance des impulsions du pion incident et du neutron, aux résolutions près.

La formule permettant de calculer la masse manquante au neutron :

$$MMn^2 = m_{\pi^-}^2 + m_p^2 + m_n^2 + 2 m_p \sqrt{p_{\pi^-}^2 + m_{\pi^-}^2} - 2 \left(\sqrt{p_{\pi^-}^2 + m_{\pi^-}^2} + m_p \right) \sqrt{p_n^2 + m_n^2} + 2 p_{\pi^-} p_n \cdot \cos \theta_{\pi^-,n}$$

où m_{π^-} = masse du méson π^-

m_p = masse du proton

m_n = masse du neutron

p_{π^-} = impulsion du π^-

p_n = impulsion du neutron

$\theta_{\pi^-,n}$ = angle entre direction du π^- et direction du neutron,

indique clairement les paramètres à mesurer:

- Impulsion des π^- incidents (contrôle du faisceau)

- Angle d'incidence des π^- sur la cible.
- Position du π^- au centre de la cible dans le plan horizontal.
- Angle d'émission du neutron.
- Temps de parcours (cible-détecteur) du neutron.

Le fait que l'on désire mesurer la masse manquante au neutron à ± 2 MeV près impose pour les deux derniers paramètres une précision angulaire $\Delta\theta = 10$ mr, ainsi que la mesure du temps de vol à $\pm 0,7$ ns.

Cependant, au stade du déclenchement, on se contente d'assimiler l'angle $\theta_{\pi-n}$ à l'angle entre l'axe du faisceau incident et l'axe déterminé par le centre de la cible et par le centre du détecteur de neutrons. De même, chaque π^- est supposé avoir l'impulsion moyenne du faisceau. L'acceptance en masse au déclenchement est de l'ordre de ± 10 MeV.

Certains de ces paramètres étant fixés (impulsion des π incidents), d'autres étant enregistrés ou mesurés a posteriori (position et incidence sur la cible des π^- incidents), c'est l'impulsion du neutron - donc son temps de parcours cible-détecteur - qui permet d'obtenir une sélectivité du déclenchement sur la réaction produisant des X^0 .

La production d'une réaction est détectée par la logique électronique en trois étapes :

- Identification des pions incidents.
- Identification des pions ayant interagi dans la cible : π^- absorbés.

- Signal de déclenchement X^0 : celui-ci est alors obtenu en sélectionnant parmi les événements précédemment définis ceux accompagnés d'un signal dans les détecteurs neutron dans la

- Répartiteur 3 voies.

- Temps de Montée : 2 ns.
- Temps de Transit : 3 ns.

- Circuit de coïncidence - anticoïncidence.

- 4 Entrées Coïncidence
 - 4 Entrées Anticoïncidence
 - 2 Sorties
- Temps de montée : 2 ns
Temps de transit : 5 ns

La résolution électronique en temps de ce circuit est de ≈ 3 ns. Au cours de l'expérience, la résolution obtenue dépend de la largeur des signaux appliqués au circuit, largeur fixée par les câbles de mise en forme placés au niveau des détecteurs - mise en forme d'Anode du Photomultiplicateur - ou du discriminateur suivant celui-ci.

Formation du signal "pion incident" (Fig. 3)

Ce signal est émis par le circuit coïncidence " π incident" à la réception des 4 signaux corrélés en temps provenant des compteurs formant le télescope " π incident" : 1, 2, 3 et 4. La résolution en temps de cette coïncidence est de 12 ns.

Les signaux du compteur 3 sont précédemment "filtrés" par le circuit Δt .

Ce circuit, rendu nécessaire par la mémoire des chambres à étincelles de l'expérience, a pour but de ne laisser passer un signal qu'à condition qu'aucun autre n'en soit issu auparavant dans un laps de temps réglable à volonté (1 \rightarrow 10 μ s dans notre cas).

Ceci permet de ne prendre en considération une particule incidente que si aucune ne l'a précédée de quelques micro-secondes, temps pendant lequel les chambres conservent la mémoire du passage d'une particule.

Cette "ignorance" de certaines particules mène à une diminution des π^- incidents considérés, mais est largement compensée par la suppression du risque de voir la photographie d'un bon événement altérée par la présence de la trace résiduelle due à une particule antérieure et étrangère à l'événement.

L'intérêt de ce circuit est manifeste lorsque l'on est en présence d'un faisceau de forte intensité ou bien affecté d'une structure (répartition non aléatoire des particules dans le temps).

Dans le circuit " π incidents" est réalisée également la soustraction par anticoincidence des électrons présents dans le faisceau et détectés par le compteur Cerenkov ($\approx 3\%$).

Signal " π^- absorbés"

Ce signal est obtenu en soustrayant des signaux " π incident", les signaux issus du compteur 5 qui sont dus aux particules n'ayant pas interagi dans la cible.

Signal X°

Le signal π^- absorbé autorise la transmission du signal corrélé du compteur 1 - circuit RET - vers un circuit logique complexe recevant par ailleurs les informations issues des 64 détecteurs neutrons.

Ce circuit appelé "Logique Neutrons" a pour fonction de détecter dans une fenêtre en temps ouverte par le signal du compteur 1 l'arrivée d'un - ou plusieurs - signal neutron et d'enregistrer le numéro du compteur ayant émis ce signal.

Dans ce cas, le circuit émet un signal corrélé en temps

au signal neutron ; il est destiné à arrêter la mesure précise du temps de vol déclenchée dans le circuit convertisseur Temps - Amplitude par chaque signal du compteur 1 ayant engendré un signal " π^- absorbé". La dégradation apportée à la mesure du temps par ce circuit est inférieure à 110 ps.

Le signal issu du circuit "Logique Neutron" correspondant aux critères requis pour la sélection des X^0 est soumis à un ultime filtrage avant d'être utilisé pour le déclenchement. En effet, à ce stade, on peut éviter de déclencher les chambres à étincelles si, pendant le temps nécessaire à l'élaboration du signal X^0 (temps de transit des impulsions dans les câbles, temps de vol du neutron, délais propres aux circuits logiques) soit environ 250 ns, une particule incidente a traversé les chambres postérieurement à l'événement. Cette trace "récente" compliquerait dans certains cas l'interprétation du cliché.

Un circuit porte ne transmet donc le signal X^0 vers le dispositif de déclenchement que si, armé par le signal π^- absorbé correspondant à l'événement détecté, il n'est pas désarmé entre temps par le signal postérieur du compteur 2.

Appareillage auxiliaire

Dans ce paragraphe sont décrits les circuits ne participant pas directement à l'élaboration du signal de déclenchement, mais dont les informations viennent compléter celles recueillies pour chaque événement.

a) Hodoscope

Les signaux des 8 compteurs constituant l'hodoscope sont appliqués au circuit logique Hodoscope - (Fig. 4) - et mis en coïncidence avec le signal X° . Le résultat de cette coïncidence, de résolution 15 ns, est mémorisé dans un registre de 8 digits qui sera lu ensuite par le calculateur.

La disposition des 8 scintillateurs est telle qu'ils définissent 15 zones de 2 mm de largeur dans le plan horizontal et le numéro du - ou des - compteur touché permet au calculateur d'affecter à chaque événement celle de ces 15 zones qui a été traversée par le pion incident.

b) Chambres proportionnelles

Ces deux petites chambres placées à l'entrée de l'aimant de vertex, respectivement à 51 cm et 125 cm de la cible présentent une surface sensible de 96 x 96 mm. Elles sont équipées d'un plan de 48 fils verticaux distants de 2 mm.

Après amplification, le signal de chacun des fils est traité de manière analogue à celle d'une voie d'hodoscope, c'est-à-dire mis en coïncidence avec le signal X° avec mémorisation du résultat dans les registres lus par le calculateur par mots de 12 digits.

Toutes les fonctions d'une voie sont réalisées par un petit circuit hybride utilisant des circuits intégrés ECL II.

Pour chaque événement, le calculateur enregistrant la position de la particule incidente dans chacune des chambres et connaissant la position géométrique de celle-ci, calcule et fournit l'angle d'incidence du π^- sur la cible dans le plan horizontal.

c) Dispositif de déclenchement de la chambre à étincelles

Le but de cette partie de l'appareillage est d'appliquer dans le délai le plus bref la haute tension sur les plaques des chambres à étincelles dès l'obtention du signal de déclenchement.

Ce délai court est très important pour deux raisons :

- les chambres sont placées dans un champ magnétique élevé (1,8 Tesla) dont l'action conjuguée à celle des champs électriques présents (champ de balayage et impulsion haute tension pendant son temps de montée) provoque un déplacement des étincelles (Staggering) nuisant à la précision de reconstitution des trajectoires.

Ce déplacement sera donc d'autant plus petit que les délai de déclenchement et temps de montée de l'impulsion haute tension seront brefs.

- D'autre part, avec un faisceau de forte intensité, un délai de déclenchement court diminue la probabilité de voir une particule incidente suivant celle ayant donné un événement valable traverser les chambres et s'approprier une partie notable de l'énergie disponible.

d) Circuit haute tension (Fig.5)

Le signal de déclenchement émis par le circuit porte rapide commande un générateur de Marx à transistors avalanche (3 étages, impulsion de sortie 950 volts). Il est suivi d'un petit tube déclencheur à cathode froide "KRYTRON KN22" à électrode de

préionisation. Ce dernier déclenche un petit éclateur scellé sous pression d'hydrogène (Edgerton GP39) - appelé maître éclateur - dont l'impulsion de sortie -11 kV - est envoyée sur les électrodes de commande des éclateurs de chaque chambre (Edgerton GP22B). Le délai introduit par cette fraction de l'appareillage est de 92 ns. La contribution des autres éléments au délai total de 450 ns est donnée dans la Figure 6.

e) Convertisseur temps amplitude

Ce circuit, chargé de la mesure du temps de vol du neutron, émet un signal dont l'amplitude est proportionnelle au temps séparant l'arrivée du signal de départ de chronométrie $-\pi^-$ incident dans le compteur 1 - de celui de l'arrêt - neutron. Le convertisseur utilisé dans l'expérience, T.P.H.C. 437 A ORTEC, a les caractéristiques suivantes ; temps de résolution : 10 ps, stabilité en température ± 10 ps/°C ; linéarité intégrale 0,1%, linéarité différentielle 2%. Ces performances montrent que la précision de la mesure du temps de vol n'est pas affectée par cet appareil.

f) Codeur d'amplitude

Cet appareil - CA25 Double codeur d'amplitude Inter-technique - analyse le signal issu du convertisseur temps-amplitude et code son amplitude numériquement sous la forme d'un mot binaire de 6 digits (64 canaux) qui est mémorisé dans un registre extérieur lu par le calculateur.

g) Calculateur

Le calculateur utilisé dans l'expérience est un CAE 9010 doté de 16 K mots mémoire (mots de 12 bits).

Son équipement périphérique comprend :

- 1 Unité de disques CDC.
- 1 Unité de Bande Magnétique.
- 1 Ecran de Visualisation.
- 1 Console Machine à écrire Télétype.

Deux fonctions principales sont attribuées au calculateur :

- Gestion de l'expérience et acquisition des données.
- Contrôle de la bonne marche de l'expérience.

h) Gestion de l'expérience et acquisition des données

A la réception du signal d'interruption provenant du circuit "porte rapide", le calculateur acquiert toutes les données relatives à l'événement qui sont mémorisées dans les différents circuits : échelle de comptage, hodoscope, logique des chambres proportionnelles, codeur d'amplitude (temps de vol) et circuit logique neutron (N° du compteur touché).

Le calculateur commande également l'avance du film dans la caméra après avoir chargé le dispositif d'affichage de données qui inscrit sur le film les informations numériques relatives à l'événement photographié.

Après un délai de 40 ms environ, le signal de fin d'avancement de film permet au calculateur d'ouvrir à nouveau la porte rapide dans l'attente de l'événement suivant.

Le temps d'acquisition de toutes les données par le calculateur étant de 400 μ s, on voit que le "temps mort" du dispositif expérimental après chaque événement est dû au temps d'avance du film dans la caméra : 40 ms.

i) Contrôle de la bonne marche de l'expérience

Cette fonction de surveillance en ligne permet de **déceler** immédiatement toute anomalie survenant à une fraction

de l'appareillage, sans avoir à attendre le dépouillement même superficiel des bandes magnétiques recueillant les informations.

A cette fin, plusieurs calculs sont effectués par le calculateur et les résultats affichés en permanence sur des unités de visualisation numériques.

A titre d'exemple, les rapports suivants sont surveillés :

- Pions incidents / cycle d'accélérateur.
- Pions absorbés / Pions incidents.
- X^0 / Pions incidents.

De plus, à intervalles réguliers (500 événements), sont édités sur papier tous les principaux paramètres relatifs à ces événements, par exemple :

- Comptages des particules.
- Efficacité calculée des chambres proportionnelles.
- Estimation des coïncidences fortuites (Pions incidents fortuits).

A la fin de chaque film, est imprimé un bilan plus complet concernant la totalité des événements enregistrés sur ce film.

D'autres paramètres sont surveillés tout au long de la prise de données sous forme d'histogrammes présentés sur l'écran cathodique de visualisation. Citons :

- Profils du faisceau incident (hodoscope et chambres proportionnelles).
- Nombre de neutrons reçus par compteur.
- Spectre de temps de vol pour chacun des compteurs
- " " " " " pour les 64 compteurs sommés.

Le contrôle permanent ainsi effectué permet de suivre le fonctionnement à court, moyen et long terme de l'ensemble de l'appareillage, accélérateur, faisceau et électronique propre à l'expérience, et facilite l'exploitation des résultats obtenus ultérieurement par mesure des clichés.

B - MESURE DE CHAMPS MAGNETIQUES AVEC SONDES
A RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

I - PRINCIPE PHYSIQUE.

La mesure d'un champ magnétique par la méthode de résonance magnétique nucléaire (R.M.N.) consiste à mesurer l'absorption résonnante des protons d'un échantillon plongé dans le champ à mesurer.

La fréquence à laquelle l'absorption se produit est liée à la valeur du champ par la relation :

$$\omega = \gamma H \quad (\omega = 2\pi F)$$

γ est une constante liée au moment gyromagnétique des protons de l'échantillon - H₂O par exemple, et donne dans ce cas :

$$F = 42,5759 \text{ MHz/Tesla}$$

L'échantillon⁽¹⁾ utilisé dans l'appareillage décrit ci-après est constitué d'eau dopée à 10²⁰ ions Fe³⁺/cm³ avec adjonction de 3% de HCl pour stabiliser les ions ferriques. Le dopage en sels paramagnétiques -(SO₄)₂ Fe NH₄- a pour but de diminuer le temps de relaxation des protons ce qui facilite la détection de l'absorption résonnante.

(1) Aimablement fourni par le Service de Résonance Magnétique (D.Ph.)

II - PRINCIPE DE DETECTION

L'entretien du mouvement de précession des protons d'un échantillon placé dans un champ magnétique nécessite un certain apport d'énergie pour compenser les pertes interatomiques.

Cette énergie est communiquée à l'ensemble des protons de l'échantillon en plaçant celui-ci dans le champ magnétique d'une bobine faisant partie d'un circuit oscillant accordé dont on entretient les oscillations par un rapport d'énergie haute fréquence provenant d'un générateur.

Lorsque la fréquence d'excitation du circuit oscillant est identique à la fréquence de précession, l'énergie absorbée par l'entretien du mouvement de précession s'assimile à une perte supplémentaire du circuit oscillant et se traduit par une légère diminution du niveau d'oscillation haute fréquence. La mesure de la fréquence à laquelle se produit l'absorption permet de déduire la valeur du champ magnétique.

On utilise donc un circuit de mesure du coefficient de surtension - Q - du circuit oscillant. Celui-ci est excité à courant constant et l'on mesure la tension développée à ses bornes (Fig. 7A), après l'avoir accordé sur la fréquence d'excitation.

Cette tension est proportionnelle à Q et

$$Q = \frac{X}{R}$$

où X est la réactance $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ (à la résonance) et R représente les pertes du circuit oscillant (résistance de la bobine, pertes par courant de Foucault, pertes diélectriques dans le condensateur). C'est à ces pertes que s'ajoute l'énergie d'entretien

du mouvement de précession des protons, entraînant la diminution de la tension aux bornes du circuit. Cette variation, de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ est difficile à mesurer par une méthode statique.

En pratique, on visualise la variation de tension en faisant varier périodiquement la fréquence d'excitation du circuit autour de la fréquence de résonance protonique. La voie X d'un oscilloscope est attaquée par le signal périodique qui module en fréquence le générateur, la tension aux bornes du circuit oscillant est appliquée sur la voie Y, on met ainsi en évidence la valeur de cette tension en fonction de la fréquence. Le "signal" d'absorption est donc visualisé pour chaque passage de la fréquence du générateur à la fréquence de résonance des protons (Fig. 7 B).

Le signal de modulation en fréquence provoque deux passages sur la fréquence de résonance par période, donc deux signaux d'absorption par période de balayage de l'oscilloscope. Lorsque ces deux signaux sont centrés sur l'axe X, la mesure de la fréquence moyenne du générateur donne exactement la fréquence de précession de Larmor.

Le schéma de principe d'une voie de mesure est illustré par la Fig. 7 C.

III - CONDITIONS D'OBTENTION DU SIGNAL DE R.M.N.

Les signaux - ou pics - observés sur l'écran cathodique ont leur amplitude maximum et leur largeur minimum lorsque l'échantillon "résonne" dans sa totalité sur la même fréquence, ce qui implique qu'il soit soumis à un champ magnétique parfaitement homogène.

L'amplitude des signaux est dans ces conditions de l'ordre du millivolt et ceux-ci peuvent être aisément amplifiés et visualisés sans que le niveau de bruit soit gênant.

Si le champ n'est pas homogène dans l'ensemble de l'échantillon, chaque petit élément de l'échantillon résonnera à la fréquence correspondant au champ local et le signal observé sera l'intégrale des signaux élémentaires. Mais sa grande largeur et son amplitude d'autant plus faible le rendent plus difficilement décelable dans le bruit du circuit de mesure. Ce bruit a plusieurs origines : instabilité du niveau haute fréquence d'excitation, bruit dû à la résistance d'entrée du préamplificateur, enfin parasites extérieurs au magnétomètre.

En pratique, un rapport signal sur bruit de 10db est obtenu pour un gradient de champ (maximum) d'environ $5 \cdot 10^{-4}$ /cm. Cette condition est satisfaite dans l'entrefer des aimants d'analyse utilisés.

IV - REALISATION D'UNE VOIE DE MESURE.

En se référant au schéma synoptique de la Fig. 7C, on voit que l'appareillage nécessaire pour la mesure comprend deux parties : l'une constituée par le générateur de haute fréquence et son circuit de modulation en fréquence, l'autre qui comprend le circuit oscillant et l'échantillon, ainsi que la diode de détection et le préamplificateur "basse fréquence" permettant le transport des signaux détectés. Cette dernière partie constitue en fait la sonde qui est placée dans le champ à mesurer.

L'oscilloscope de faible bande passante (≤ 100 kHz) et le fréquencemètre sont supposés disponibles au laboratoire.

Générateur haute fréquence. (Fig. 8)

- Oscillateur. L'oscillateur de Lee a été retenu pour sa stabilité. Le circuit oscillant LC est très faiblement couplé à l'élément amplificateur (transistor T_1) dont les émetteur et base sont fortement découplés par les condensateurs C_2 et C_3 , de

forte valeur. Il s'ensuit que les variations de capacité base-collecteur du transistor en fonction de la tension d'alimentation et de la température n'ont que très peu d'influence sur la fréquence d'oscillation qui ne dépend pratiquement que de L et C_0 .

Pour moduler cet oscillateur en fréquence, une diode à capacité variable -en fonction de la tension- est placée en parallèle sur le circuit oscillant. Elle est polarisée dans la région quasi linéaire de sa caractéristique $C = f(V)$ et le signal de modulation lui est appliqué à travers la résistance R_m qui bloque la haute fréquence.

La courbe de la Fig. 9 montre la variation de fréquence obtenue en fonction de la tension appliquée à la diode.

Un étage de séparation constitué d'un transistor monté en émetteur suiveur (T_2) isole l'oscillateur de la charge pour minimiser les effets de cette dernière sur la stabilité en fréquence.

L'amplitude recueillie sur l'émetteur de T_2 étant grande par rapport aux niveaux nécessaires, deux diviseurs à résistances sont disposés comme suit :

- Un diviseur fixe R_1 , R_2 délivrant 100 mV efficaces /50 Ω pour la sortie fréquencemètre.
- Un diviseur variable P_3 (simple potentiomètre carbone) permettant d'ajuster le niveau H.F. sur la sortie sonde $Z = 50 \Omega$, de 100 à 500 mV.

- Circuit de modulation de fréquence.

Pour des raisons de simplicité, le signal périodique de modulation appliqué à l'oscillateur est une tension sinusoïdale.

Cette tension est obtenue simplement au secondaire d'un transformateur alimenté par le secteur 50 Hz (Fig. 8). Un diviseur potentiométrique P_1 permet de régler l'excursion en fréquence de l'oscillateur, pour obtenir par exemple 4, 25 kHz par cm sur l'écran de l'oscilloscope, ce qui représente 1 Gauss par cm.

La tension de modulation est également envoyée vers l'oscilloscope (entrée X) après passage dans un réseau déphaseur P_2 , Cd, qui permet de séparer ou d'aligner à volonté les 2 signaux d'absorption obtenus pour chaque période du signal de modulation. (Compensation du déphasage dans le modulateur et le reste du circuit).

Sonde (Figure 10)

a) - Circuit oscillant. Celui-ci comporte l'inductance L dont les spires entourent l'ampoule qui contient l'échantillon, et la capacité ajustable C. Le tableau accompagnant le schéma donne les valeurs de L et C en fonction de la fréquence d'accord.

Le circuit oscillant devant être accordé très précisément sur la fréquence d'excitation, il est apparu nécessaire pour des raisons de commodité (les sondes étant éloignées et souvent inaccessibles dans l'enceinte de l'accélérateur) de pouvoir réaliser l'accord à distance. A cette fin, une diode à capacité variable est couplée en parallèle sur le circuit oscillant. Une tension continue réglable de polarisation lui est appliquée et permet de parfaire l'accord à l'aide d'un simple potentiomètre multitours placé sur le châssis de commande.

L'alimentation en courant H.F. du circuit se fait par la capacité C_{ex} . de faible valeur, donc de grande impédance.

Le signal HF et la tension continue de polarisation servant à l'accord sont transmis par le même câble coaxial : leur nature très différente facilite leur mélange au départ et leur séparation

à l'arrivée dans la sonde. L'adaptation de la ligne de transmission est réalisée par la résistance de 50Ω , un condensateur de $0.1\ \mu F$ est placé en série avec elle pour éviter le court-circuit de la tension de polarisation.

b) - Détection - préamplification.

La tension HF que l'on veut mesurer aux bornes du circuit oscillant est redressée par la diode Dd. Il s'agit d'une détection à haute impédance nécessitant d'être suivie par un amplificateur à grande impédance d'entrée. Celui-ci est constitué de deux étages équipés de transistors à effet de champ et procure un gain de 26db à 1000 Hz ($G = 20$ en tension) ; l'impédance d'entrée est de 1 Mégohm et celle de sortie d'environ 10 Kilohms, ce qui permet le transport des signaux vers l'oscilloscope qui peut être distant de plus de 50 mètres.

c) - Visualisation et filtrage des signaux.

Le balayage en fréquence autour du point d'accord du circuit oscillant de la sonde se traduit par une variation périodique du niveau HF mesuré. Le signal résultant assimilable à une tension sinusoïdale de fréquence 100 Hz a une amplitude de 3 à 10 fois supérieure à celle des signaux R.M.N. et rend difficile la recherche et la visualisation de ces derniers.

Un filtre en double T calculé pour cette fréquence est donc placé en série avec la voie Y de l'oscilloscope pour atténuer ce signal. (Figure 10)

Ceci permet d'obtenir 20 à 26 db (90 à 95 %) d'atténuation du signal parasite sans affecter sensiblement les signaux R.M.N.

L'amélioration ainsi obtenue du rapport signal sur fond facilite la recherche et l'observation des signaux.

V - MISE EN OEUVRE D'UNE VOIE DE MESURE.

- Réglage du niveau d'excitation HF.

Lors de la mise en fonctionnement d'une sonde et du générateur associé capables de couvrir le domaine de fréquence correspondant au champ à mesurer, il convient d'ajuster le niveau de l'énergie haute fréquence envoyé sur l'échantillon. Ce réglage est rendu nécessaire par les pertes occasionnées par le câble coaxial de liaison dont la longueur est fonction du lieu d'utilisation. Il faut obtenir environ 1 Volt continu mesuré aux bornes du condensateur qui suit la diode de détection pour atteindre le niveau de puissance HF requis. Pour cela, on agit sur l'atténuateur de sortie du générateur. Cette mesure doit être faite après avoir accordé le circuit oscillant sur la fréquence d'excitation, au moyen du condensateur ajustable C ou en modifiant la tension de polarisation de la diode d'accord D, par action sur le potentiomètre Pac.

Ce réglage peut être fait au centre de la plage de fréquences couvertes par le circuit oscillant, plage déterminée par les valeurs extrêmes - 0 et 24 Volts - de tension de polarisation de la diode d'accord. Le réglage ne nécessite pas de retouche en utilisation normale, à l'intérieur de ces fréquences extrêmes.

- Mesure de champ.

La sonde étant placée dans le champ à mesurer, (de préférence à l'endroit où celui-ci est le plus homogène), la connaissance approximative de ce dernier permet de régler le générateur sur la fréquence correspondante ; l'accord du circuit oscillant est réalisé à l'aide du potentiomètre Pac. La composante continue détectée n'étant pas transmise par l'amplificateur, l'accord se manifeste sur l'oscilloscope par le niveau de bruit maximum obtenu sur un balayage horizontal ; cela prouve que l'on est rigoureusement au sommet de la courbe de résonance. Le moindre désaccord entraîne une inclinaison du balayage due à l'exploration en fréquence de l'un des flancs de la courbe d'accord.

Deux méthodes sont alors utilisables pour obtenir les signaux RMN :

- A champ constant, balayer lentement la fréquence autour de celle calculée jusqu'à apparition des signaux. Après centrage de ceux-ci sur l'axe des X, la mesure de la fréquence permet de déduire la valeur exacte du champ.

- A fréquence fixe, correspondant à la valeur absolue du champ que l'on désire obtenir, varier l'intensité de l'aimant autour de la valeur prévue jusqu'à apparition des signaux et centrage de ceux-ci sur l'écran. Le champ magnétique est alors à la valeur attendue.

Dans tous les cas, on ne doit calculer le champ qu'avec une fréquence mesurée lorsque les signaux sont centrés sur l'axe des X.

VI - SONDES REALISEES POUR L'EXPERIENCE.

Les valeurs de champ magnétique à mesurer dans chacun des aimants de l'expérience nécessitent des oscillateurs et des sondes couvrant plus d'une octave en fréquence ; les points extrêmes pour l'aimant Sirène par exemple sont les suivants : 0,77 Tesla soit 33 MHz et 1,76 Tesla soit 75,5 MHz

Les conditions d'accord, de stabilité en amplitude et en fréquence étant difficiles à obtenir pour une telle excursion, les sondes réalisées comportent deux circuits complets indépendants, chacun étant optimisé autour de l'une des valeurs à mesurer.

Le faible prix de revient de chaque circuit nous a fait préférer cette solution à celle consistant à commuter les capacités et inductances des circuits oscillants pour couvrir une plus large gamme de fréquences.

Les composants sont assemblés sur une plaquette de circuit imprimé simple face de 53 x 90 mm (Figure 11) et l'ensemble est contenu dans un boîtier de métal amagnétique de 60 x 110 mm et d'épaisseur 30 mm. (Figure 12)

VII - RESULTATS

- Les 4 sondes réalisées et fixées dans les aimants de déviation de l'expérience ont permis, lors de chaque période de prise de données, l'établissement et la mesure des champs magnétiques avec une précision de 1×10^{-4} ainsi que la surveillance permanente du maintien de ces valeurs entre les limites fixées de l'ordre de $\pm 3 \times 10^{-4}$. La mesure ainsi effectuée du champ magnétique permet de s'affranchir de l'erreur commise lorsqu'on ne mesure que l'intensité du courant dans l'aimant. Dans ce cas, l'erreur sur la valeur du champ peut excéder $\pm 5 \times 10^{-3}$ dans des conditions défavorables : changement de "shunt" de mesure, pertes en ligne, et hystérésis du circuit magnétique de l'aimant.

Deux exemples de signaux obtenus sont reproduits figure 13, l'un dans des mauvaises conditions d'homogénéité du champ (présence au centre de l'entrefer d'un tube à vide pour le passage du faisceau), l'autre dans un aimant où la sonde a pu être placée au centre de la masse polaire.

C - MESURE EN TEMPS DE VOL A L'AIDE
DES DETECTEURS DE NEUTRONS

I - MESURES TEMPORELLES A L'AIDE DE DETECTEURS A SCINTILLATION.

- Facteurs entrant dans la formation de l'information temporelle

L'évaluation de la position en temps du passage d'une particule chargée dans un détecteur à scintillation, c'est-à-dire un ensemble scintillateur et photomultiplicateur (PM), met en oeuvre la succession de processus suivante :

- 1 - Perte d'énergie par ionisation dans le matériau plastique ou liquide constituant le scintillateur dans lequel est incluse la substance émettrice de lumière.
- 2 - Transfert de cette énergie à la substance scintillante dont la désexcitation conduit à l'émission de photons.
- 3 - Changement de longueur d'onde de cette lumière pour amener celle-ci à une valeur à laquelle le plastique et la fenêtre du PM sont transparents.
- 4 - Transport de la lumière vers la photocathode du PM.
- 5 - Emission de photoélectrons par la photocathode.
- 6 - Collection de ces photoélectrons par la première dynode, grâce aux électrodes de focalisation et d'accélération.
- 7 - Multiplication du nombre d'électrons tout au long de la structure multiplicatrice du PM (dynodes) et collection par l'anode.
- 8 - Enfin, traitement de l'impulsion de courant issue du PM dans un circuit électronique.

Chacun de ces stades d'élaboration du signal émis par le PM est affecté de fluctuations temporelles d'importances diverses.

Les méthodes d'extraction de l'information temporelle avec la meilleure résolution possible qui sont décrites plus avant impliquent comme préalable le fonctionnement du photomultiplicateur dans une région linéaire de gain, c'est-à-dire l'absence de saturation due à la charge d'espace dans les derniers étages du tube pour les forts courants. Le temps de montée des impulsions est alors constant et indépendant de l'amplitude.

Le fonctionnement en régime de saturation est à proscrire par ailleurs car il est souvent accompagné de l'apparition de préimpulsions d'amplitude gênante survenant plusieurs nanosecondes (10^{-9} s) avant l'impulsion principale. Ces préimpulsions ont pour origine des électrons arrachés à l'électrode de focalisation par des photons ayant traversé la photocathode qui est semi-transparente. [Ref. 1].

- Principaux facteurs d'altération des mesures de temps.

La précision des mesures de temps effectuées à partir des impulsions émises par un détecteur est limitée par deux principaux facteurs.

Le premier facteur est la résolution ultime que l'on peut obtenir avec un détecteur recueillant des impulsions lumineuses d'intensité constante donnant naissance à un nombre raisonnable de photoélectrons (quelques dizaines). Cette résolution est atteinte lorsqu'on déclenche la mesure de temps par un discriminateur d'amplitude dont le seuil est fixé autour de 10 à 20 pour cent de l'amplitude maximum de l'impulsion anodique. Cette valeur a d'abord été déterminée expérimentalement [2,3] puis retrouvée théoriquement par différents auteurs qui ont calculé la variance de la distribution en temps de l'arrivée des électrons sur l'anode.

Cette distribution résulte de la convolution de la fonction exprimant la distribution d'arrivée en temps des photons sur la photocathode et de la distribution temporelle de la réponse du PM à des électrons uniques (Single electron response) [4,5,6].

Le minimum dans la variance en temps en fonction des différentes fractions de la charge totale recueillie n'a pu être calculé correctement qu'en cessant de considérer l'émission de lumière par le scintillateur comme une simple fonction exponentielle décroissante du temps ayant pour origine le passage de la particule. Cette émission de lumière est maintenant décrite sous forme de la différence de deux exponentielles, ce qui est plus conforme à la réalité du phénomène de scintillation. On est en effet en présence de la succession de deux décroissances exponentielles en cascade, l'une exprimant le transfert de l'énergie perdue par la particule aux molécules du scintillateur (Constante de temps $\tau_1 = 0,3 - 1$ ns, l'autre le retour à l'état désexcité de ces mêmes molécules par émission de photons ($\tau_2 = 1,6 - 6$ ns).

La résolution atteinte à cette condition optimum de déclenchement dépend alors essentiellement des conditions géométriques d'émission des photons dans le scintillateur, de la collection de lumière par la photocathode et des fluctuations de temps de transit du PM : parcours différents des électrons, angle d'émission et énergie variables des électrons secondaires.

A titre d'exemple, ce dernier paramètre mesuré sur un PM rapide communément utilisé - 56 DVP R.T.C. - est de l'ordre de ± 150 ps pour 100 photoélectrons émis par la photocathode [6].

Le deuxième facteur affectant la précision des mesures temporelles est dû aux fluctuations liées au déclenchement de la mesure lors du franchissement d'un seuil électronique fixe par des impulsions de temps de montée constant mais d'amplitude variable : les grandes impulsions déclenchent plus tôt que les petites. C'est le cas d'un détecteur soumis à des impulsions lumineuses affectées d'une dynamique d'amplitude pouvant aller jusqu'au rapport 100 par exemple. L'erreur de mesure qui en résulte peut atteindre l'ordre de grandeur du temps de montée de l'impulsion, soit ~ 2 ns. (Figure 14 A).

Les performances d'un circuit électronique de mesure de temps dépendent donc de son aptitude à :

- Déclencher la mesure lorsque l'impulsion anodique du PM atteint le $\frac{1}{5}$ de son amplitude maximum.
- Corriger ou éviter l'erreur due à la présence d'impulsions de différentes amplitudes.

Il est possible d'analyser sur ces deux points les possibilités des méthodes utilisées pour l'extraction de l'information temporelle contenue dans un signal de PM.

- Performances des différentes méthodes de déclenchement.

a) - Déclenchement d'un discriminateur à seuil fixe par le front avant de l'impulsion. (Leading edge triggering).

Cette méthode classique ne permet une mesure correcte qu'en présence d'impulsions dont l'amplitude est 5 à 10 fois la valeur du seuil. La résolution se dégrade pour toutes les autres amplitudes. D'autre part les impulsions d'amplitudes différentes franchissent le seuil à des temps différents, ce qui altère encore la mesure. Ce dernier effet peut être corrigé a posteriori en enregistrant pour chaque mesure l'amplitude de l'impulsion correspondante grâce à une voie analogique parallèle et en appliquant une correction au temps mesuré lors du traitement ultérieur des données. Cette méthode lente et coûteuse dès que l'on a un grand nombre de détecteurs ne permet néanmoins pas l'obtention d'une bonne résolution lorsqu'on est en présence d'une dynamique d'amplitude supérieure à $\frac{5}{1}$.

b) - Déclenchement au passage à zéro du signal d'anode mis en forme par ligne court-circuitée (Zero crossing clipping stub technique).

Cette méthode a été développée pour s'affranchir du déplacement en temps lié à la dynamique d'amplitude. Un discriminateur est déclenché lors du passage à zéro de l'impulsion résultant de la soustraction du signal réfléchi dans le câble de mise en forme au signal d'anode (Fig.14B). Ce passage par zéro est indépendant en temps de l'amplitude initiale des impulsions mais ne s'effectue franchement que pour une longueur de mise en forme telle que le déclenchement a lieu à 50% de l'amplitude du signal initial.

Le déplacement en temps est pratiquement annulé avec ce circuit (erreur résiduelle ± 100 ps) mais la résolution n'est pas optimum.

c) - Déclenchement à fraction constante de l'amplitude.

Le déclenchement est effectué lors du passage à zéro d'un signal composite formé par atténuation et soustraction de signaux obtenus à partir de l'impulsion anodique du PM. Le passage à zéro de l'impulsion bipolaire a lieu au temps corrélié au passage à 20% de son amplitude maximum du signal original d'anode. Cette technique permet donc l'obtention d'une résolution optimum pour une dynamique d'entrée importante. Le déplacement résiduel est de ± 120 ps pour des signaux de PM allant de 1,2 à 120 mA. [7]

Le fonctionnement satisfaisant est limité pour les forts courants par l'apparition de la saturation du PM (Charge d'espace sur les derniers étages) qui produit des impulsions n'ayant plus un temps de montée constant. Cette limitation est également valable pour la deuxième méthode de déclenchement.

II - ESSAIS PRELIMINAIRES ET CHOIX D'UN CIRCUIT

La vérification expérimentale des performances de différents circuits basés sur les deuxième et troisième méthodes de déclenchement a guidé notre choix pour l'équipement des détecteurs de neutrons.

- Circuit à oscillation amortie

Il faut mentionner les bons résultats obtenus en laboratoire avec un circuit original développé à l'Institut de Recherche Nucléaire de Karlsruhe [8].

Ce circuit (fig.15) est composé de trois circuits monostables très simples à diode tunnel D1, D2, et D3, et permet le déclenchement de la mesure du temps au passage à zéro d'un signal bipolaire obtenu à partir de l'impulsion anodique du PM (2^{ème} méthode). L'originalité du circuit réside dans la formation de ce signal qui n'est pas obtenu par un câble de mise en forme court-circuité mais par l'excitation par le courant du dernier étage (D14 - Anode) du PM d'un circuit oscillant amorti. Cette méthode permet de s'affranchir de la capacité parasite de sortie du PM et au contraire utilise celle-ci pour l'accord du circuit oscillant formé par L_1 , L_2 et C_{pm} (Fig.15A). Ce circuit présente une période d'oscillation de l'ordre de 15 ns et toutes les impulsions franchissent le zéro au bout d'une demi-période indépendamment de leur amplitude. Le discriminateur D2 détecte le passage à zéro du signal obtenu par addition d'un signal "piédestal" issu de D1 ce qui permet un réglage du seuil de D2 autour du zéro du signal original et d'optimiser ainsi la correction du temps de déclenchement en fonction de l'amplitude.

Le discriminateur D3 n'autorise l'émission d'un signal de sortie que lorsque D1 et D2 ont déclenché ce qui assure que le signal appliqué à D2 comportait bien le piédestal issu de D1 dont le seuil réglable permet la sélection en amplitude des signaux d'entrée.

La figure 16 illustre la très bonne correction en temps obtenue (déplacement résiduel ± 100 ps) pour une dynamique de 50 : 1.

Par contre, la résolution est très moyenne, due vraisemblablement à un seuil équivalent de déclenchement trop bas et à l'altération du passage à zéro du signal bipolaire par la superposition à cet instant d'une fraction résiduelle de la partie décroissante terminale de certaines longues impulsions.

D'autre part, les signaux de grande amplitude provoquent un spectre d'amplitude en sortie de D1 (correction faussée) et des déclenchements de D3 sur le front avant du signal de D1 (cela entraîne l'apparition de signaux de sortie décalés en temps de plusieurs nanosecondes). Ceci a rendu impossible toute extension de la dynamique d'amplitude utilisable.

Enfin la mauvaise stabilité à long terme ($t > 12h$) du réglage de seuil des discriminateurs - point de fonctionnement des diodes tunnel - s'est avérée incompatible avec la fiabilité requise pour notre expérience, compte tenu du grand nombre de détecteurs à équiper (64).

Ces raisons nous ont conduits à renoncer à l'emploi de ce circuit. Le circuit adopté après les essais qui sont détaillés plus avant et qui est basé sur le déclenchement à fraction constante de l'amplitude a été présenté à la conférence de Versailles (1968) par Mac DONALD et GEDCKE. La firme ORTEC commercialisait peu après ce circuit sous la désignation : 271 Constant Fraction Timing Photomultiplier Base.

- Description du circuit ORTEC 271.

L'ensemble ORTEC 271 comprend en un même boîtier :

- Le support du PM.

- Le diviseur à résistances d'alimentation des divers étages du PM et ses condensateurs de découplage.

- Un amplificateur linéaire - adaptateur d'impédances - fournissant un signal proportionnel à l'amplitude du signal prélevé sur la 10^{ème} dynode du PM.

- Le discriminateur chargé de la restitution de l'information temporelle contenue dans le signal d'anode par déclenchement à une fraction constante de l'amplitude de celui-ci (Schéma synoptique Fig. 17).

a) Résumé des spécifications du constructeur.

(Notice d'instructions 271).

- Alimentation du photomultiplicateur.

Tension maximum - 3 kV.

Courant dans le diviseur 2,5 mA.

Réglage de la tension sur l'électrode de focalisation.

Réglage de la tension 14^{ème} Dynode - Anode

- Préamplificateur linéaire (Voie énergie)

Signal d'entrée : échantillon du courant prélevé sur la 10^{ème} dynode.

Impédance d'entrée : 2,2 M Ω + 100 pf

Gain en tension : 2

Signal de sortie : 5 Volts maximum Z = 93 Ω

Linéarité 0,1 %

- Discriminateur à fraction constante d'amplitude.

Il est composé en fait de deux discriminateurs :

- Discriminateur de seuil inférieur : réglable entre 0,1 et 10 mA de courant d'anode (Signal prélevé sur la dernière dynode). Ce circuit permet la réjection des signaux d'amplitude inférieure au seuil choisi en n'autorisant le fonctionnement du discriminateur à fraction constante que pour les signaux d'amplitude supérieures à ce seuil.

- Discriminateur détecteur de passage à zéro.

Signal d'entrée : Impulsion d'anode du PM.

Impédance d'entrée : 50Ω

Signal de sortie : 16 mA / 50Ω (NIM)

Largeur $\simeq 6$ ns Temps de montée $\sim 2,5$ ns.

Sortie Moniteur : Fournit un échantillon atténué ($\frac{1}{20}$) du signal élaboré à partir du signal d'anode aux fins d'observation et de réglage.

Fluctuation en temps : ± 120 ps pour 1 à 100 mA de courant d'anode.

Seuil de déclenchement nominal : 20 % de l'amplitude

Résolution en temps : Limitée par le scintillateur et le PM.

b) Schéma et fonctionnement du discriminateur à fonction constante d'amplitude.

Le schéma complet du dispositif est représenté figure 18 et le fonctionnement illustré par la figure 19 A où les principaux éléments sont symbolisés.

- Formation du signal bipolaire (Fig. 19 B)

Le signal d'anode est atténué dans le rapport de la fraction désirée pour le déclenchement $F = \frac{1}{5}$ (RA - Fig. 19 A) A ce signal est ajouté le signal inversé (T1) et retardé (DL3) du délai T séparant le passage de l'impulsion à 20 % de son amplitude du passage à 100 %.

Le signal bipolaire résultant de cette addition passe par zéro à un temps correspondant au passage à 20 % de son amplitude de l'impulsion originale. C'est en effet à cet instant que le signal inversé compense exactement le signal atténué.

- Discriminateur détecteur de passage à zéro.

L'élément de décision de ce discriminateur est constitué par la diode Tunnel D5 polarisée par un courant \mp réglable par R9, figure 18 - égal à son courant pic (10 mA). Son déclenchement est prévenu par le commutateur de courant qui draine environ 13 mA.

La polarisation de 10 mA est rétablie par le commutateur environ 1 ns après le début d'application du signal bipolaire dont la composante négative vient se soustraire au courant de 10 mA. Ce n'est que lorsque l'impulsion composite atteint le zéro que la diode bascule vers son état haut. Le signal correspondant est amplifié (Q3,Q5) pour fournir le signal de sortie normalisé (16 mA / 50 Ω).

- Discriminateur de seuil inférieur - Commutateur de courant.

Ce circuit est un discriminateur classique à diode Tunnel (D8). il reçoit les signaux issus de la 14^{ème} dynode du PM. Son seuil est réglable et le signal de sortie - commutation du courant de polarisation de D5 - est aligné en temps par rapport au signal d'anode par DL1.

Le déclenchement de D5 étant conditionné par le déclenchement préalable de ce discriminateur, le réglage du seuil de ce dernier permet d'éliminer les impulsions d'amplitude jugée insuffisante (bruit de fond par exemple).

- Remise à zéro. Le basculement de D5 entraîne l'émission d'un signal de remise à zéro (Q4) qui repositionne les deux discriminateurs et impose par là même la largeur du signal de sortie.

c) Procédure de mise en oeuvre et réglages proposés par le constructeur.

Seuls sont mentionnés ici les points particuliers pouvant avoir une incidence sur la résolution obtenue.

- Alimentation du photomultiplicateur.

1-Ajustement de la haute tension pour obtenir sur la sortie Moniteur des impulsions d'amplitude maximum 200 mV (seuil de la saturation).

2-Optimisation de la tension de l'électrode de focalisation pour obtenir l'amplitude maximum (Potentiomètre R17). (Fig. 20)

3-Réglage de la tension 14^{ème} dynode - anode (potentiomètre R26) pour obtenir des impulsions d'amplitude maximum

sur la sortie moniteur sans traces de saturation (Examen à l'oscilloscope).

- Discriminateur de seuil inférieur.

Régler le seuil en contrôlant l'amplitude minimum admise par observation du signal moniteur, ce qui fixe la dynamique.

Exemple : Amplitude minimum = 2 mV, dynamique = $\frac{200}{2} = 100$.

- Discriminateur détecteur de passage à zéro.

Régler le point de déclenchement de D5 (potentiomètre R9) par observation des signaux "Moniteur" à l'oscilloscope rapide (à échantillonnage), celui-ci étant déclenché par le signal de sortie (Disc. Out). Le point commun en temps à toutes les impulsions doit être amené par ce réglage à zéro (Niveau de la ligne de base).

d) Résultats obtenus en laboratoire.

Nous avons tout d'abord cherché à reproduire les résultats annoncés par le constructeur, (résolution et correction du déplacement en temps en fonction de l'amplitude), ceci devant également nous permettre de nous familiariser avec le réglage de l'appareil.

e) Principe de la mesure et dispositif expérimental.

Le principe utilisé est celui de la mesure temporelle de la corrélation d'émission de deux γ (1,17 MeV et 1,33 MeV) issus de la désintégration de l'isotope Co^{60} .

Le temps séparant en réalité l'émission des deux γ étant de quelques 10^{-12} s, la largeur en temps mesurée devrait être nulle à l'échelle de temps utilisée : 100 ps/canal.

La figure 21 A montre l'appareillage utilisé : deux ensembles scintillateur - PM encadrent la source radioactive et les signaux sortant des discriminateurs sont envoyés au circuit convertisseur temps-amplitude qui mesure l'écart en temps de l'arrivée des signaux. Cette valeur est mémorisée sous forme numérique par l'analyseur d'amplitude qui permet la restitution - par visualisation - de la distribution en temps du nombre d'événements mis en mémoire. La courbe obtenue représente la

résolution globale du système, et sa largeur totale mesurée à mi-hauteur est de la forme :

$$LTMH = \sqrt{LTMH_{PM1}^2 + LTMH_{PM2}^2}$$

Pour observer au mieux les effets d'un réglage de la sonde PM2 supposée sous étude, il y a intérêt à minimiser la dispersion apportée par PM1 en réduisant fortement la dynamique d'amplitude appliquée à cette voie. Ceci s'obtient en agissant sur le seuil inférieur pour n'accepter par exemple que les impulsions supérieures à la moitié de l'amplitude maximum, ce qui conduit à une dynamique de 2 : 1.

La résolution électronique propre du dispositif de mesure est de 110 ps et la contribution apportée par l'épaisseur des scintillateurs est estimée à environ 100 ps.

La résolution obtenue avec le dispositif décrit, équipé de 2 PM 56 DVP (Radiotechnique) et réglé selon les indications du constructeur fut quelque peu décevante :

$LTMH \simeq 1,2$ ns pour une dynamique d'amplitude de 100 sur chacune des voies.

Ce chiffre est à comparer aux résultats annoncés par le constructeur : 360 ps : mesure effectuée avec 2 sondes équipées de PM 8575 (RCA) et 500 ps pour la résolution escomptée avec PM 56 DVP. Deux hypothèses sont retenues qui peuvent expliquer les résultats obtenus :

- Les fluctuations de temps de transit des PM, d'autant plus importantes que l'énergie perdue dans le scintillateur est petite et que le rendement quantique de la photocathode est faible (25 à 30 % pour 56 DVP, 40 à 60 % pour 8575). La nature statistique de l'élaboration du signal d'anode entraîne que les fronts de montée fluctuent de façon sensible : 1 ns LTMH pour 10 photoélectrons émis par la photocathode [6] .

- Mauvais réglage des discriminateurs 271.
Nous avons donc étudié les modifications à apporter éventuellement pour réduire ces deux sources de dispersion.

f) Modifications apportées au circuit.

- Réduction des fluctuations de temps de transit des PM. Les fluctuations de temps de transit dans un PM sont localisées principalement au niveau de l'optique d'entrée, c'est à dire l'ensemble des électrodes chargées de la collection des photo-électrons émis par la photocathode et recueillis par la première dynode. Le temps de collection - et donc ses fluctuations - dépend étroitement du champ électrique et décroît lorsque la différence de potentiel entre photocathode et 1^{ère} dynode croît. D'autre part, le gain élevé (10^8) du PM conduit à un fonctionnement sous une haute tension globale relativement faible (1900 à 2000 V) pour satisfaire la condition d'amplitude maximum requise : 200 mV sur la sortie moniteur.

Le diviseur à résistances équipant les sondes (Fig. 20) applique une tension égale au 1/6 de la tension d'alimentation sur l'étage d'entrée, soit environ 330 Volts pour les valeurs de haute tension employées. La tension maximum applicable entre photocathode et 1^{ère} dynode du PM 56 DVP étant de 800 Volts, nous avons mesuré la résolution obtenue pour des valeurs croissantes de tension appliquées sur l'optique d'entrée par insertion d'une résistance supplémentaire entre R 18 et R 19 et ajustement de la tension d'alimentation pour rétablir une amplitude constante en sortie moniteur. Les résultats reportés figure 22 montrent l'amélioration obtenue (~ 200 ps) pour une tension augmentée de 150 Volts et l'absence de gain en résolution pour les valeurs supérieures. Cette valeur a été adoptée et une résistance de 100 k Ω insérée définitivement dans chacune des chaînes d'alimentation.

g) Analyse des résolutions en fonction des amplitudes.

Le désir de mettre au point une méthode de réglage des discriminateurs (ajustement de R 9 principalement) nous a amenés à étudier le comportement de la résolution en temps en fonction de l'amplitude des impulsions. Le dispositif utilisé - Figure 21 B - permet la mémorisation et la visualisation de 8, 16 ou 32 spectres en temps, chacun d'entre eux correspondant à l'une des 8, 16 ou 32 zones d'amplitudes prises dans le spectre total d'amplitude. A cet

effet, une voie parallèle analyse pour chaque événement l'amplitude de l'impulsion de courant du PM observé et permet l'aiguillage de l'information temporelle vers la zone mémoire correspondante.

Le système permet de restituer à volonté sur l'écran de visualisation le spectre en temps global, le spectre correspondant à chacune des tranches d'amplitude ou la représentation simultanée de tout ou partie de ces spectres individuels.

La figure 23 reproduit quelques exemples de visualisation qui montrent clairement :

- La résolution d'autant meilleure que l'amplitude correspondante est grande (diminution des fluctuations statistiques affectant les petites impulsions lumineuses).

- Deux exemples de mauvais réglage de discriminateurs se traduisant par le non-alignement en temps des spectres individuels. La figure 23 A illustre une mauvaise correction des temps (déclenchement tardif sur les impulsions de faible amplitude) sur le PM1, initiateur de la mesure du temps, et 23 B illustre le même défaut lorsqu'il affecte PM2 (Interrupteur de la mesure de temps).

- Un exemple de réglage correct du potentiomètre R9 (discriminateur de passage à zéro) aboutissant à l'alignement en temps des spectres individuels (Fig. 23 C).

A ce stade de nos essais, fut mis en évidence un défaut d'ordre technologique du potentiomètre R9 et l'impossibilité pratique d'optimiser un réglage de ce dernier en se fiant au nombre de tours effectués sur ce dernier (méthode proposée par le constructeur) : en effet un jeu en rotation pouvant atteindre $\frac{3}{4}$ de tour sans action sur le courant de polarisation de D5 rend non reproductible toute mesure de résolution alors que le réglage fin nécessite des rotations de l'ordre du quart de tour.

Pour pallier cet inconvénient, la tension présente aux bornes du condensateur (C 1 Fig.18) a été amenée sur un connecteur extérieur afin d'en rendre la mesure aisée. Cette tension, proportionnelle au courant de polarisation de la diode D5 et mesuré au voltmètre digital est alors le paramètre reproductible que nous avons utilisé pour l'optimisation du réglage de R9.

h) Réponse du circuit aux petites impulsions.

L'examen de distribution en temps obtenue pour les impulsions dont l'amplitude est juste supérieure au seuil choisi pour le discriminateur de seuil inférieur montre une dissymétrie marquée favorisant le peuplement du côté des temps longs (Fig. 23 B, C, D, E).

Les hypothèses d'ordre physique envisagées - par exemple γ convertis dans le blindage entourant la source et donnant des électrons "vus" ensuite par le scintillateur - ont été vérifiées mais leur contribution jugée négligeable ou éliminée.

La cause de nature électronique la plus vraisemblable pouvant provoquer les déclenchements tardifs constatés est le délai mis par la diode D8 à basculer lorsqu'elle est soumise à une impulsion de courant juste supérieure à I_p (courant Pic).

Ce retard au déclenchement de D8 se traduit par un rétablissement de la polarisation de D5 (piédestal Fig. 19 B) pouvant être postérieur au temps de passage à zéro de l'impulsion bipolaire appliquée à celle-ci. D5 bascule donc au delà de ce passage à zéro, ce qui entraîne les mesures de temps erronées.

La vérification de cette hypothèse à l'oscilloscope étant impossible, - la capacité parasite de la sonde perturbant le fonctionnement du circuit dans ces conditions marginales - il restait à essayer de modifier la position relative en temps des deux signaux appliqués à D5 : signal bipolaire - issu de l'anode - et "piédestal" provenant du commutateur de courant commandé par D8 (Fig. 19 A).

La compensation du décalage lié aux petites impulsions peut se faire par diminution du retard DL1 ou augmentation de DL2.

En fait, nous avons modifié DL2 par adjonction de longueurs croissantes de câble coaxial, la valeur supérieure limite étant marquée par l'apparition de déclenchements de D5 sur le front avant du piédestal pour des signaux d'entrée de grande amplitude (≥ 200 mV en sortie moniteur).

L'amélioration importante - Fig. 23F - apportée pour un délai supplémentaire de 1,25 ns confirme l'exactitude de l'hypothèse formulée et 25 cm de câble coaxial KX3 (Vitesse de propagation = 0,66 c) ont donc été placés systématiquement en série avec DL2.

La résolution obtenue pour les impulsions d'amplitude comprise entre V_{seuil} (mV) et $V_{\text{seuil}} + 5$ mV demeure néanmoins dégradée d'environ 20 % en largeur, quelle que soit la valeur du seuil.

i) Résolution obtenue après modifications du circuit.

La meilleure compréhension du fonctionnement et du comportement du circuit en cours de réglage apportée par le dispositif d'analyse en amplitude, ainsi que les modifications apportées ont permis d'obtenir les résultats reportés sur les (Fig. 24 et 24 bis) qui montrent la bonne indépendance des temps mesurés vis-à-vis des amplitudes, ainsi que la résolution globale du système dont la valeur LTMH 770 ps est à comparer au chiffre primitivement obtenu dans les mêmes conditions (LTMH = 1,2 ns).

Ces résultats ne sauraient être atteints par le seul réglage (à l'aide d'un oscilloscope) conseillé par le constructeur, mais nécessitent l'optimisation du réglage de R9 par la mesure de la résolution réellement obtenue à l'aide du dispositif décrit (Corrélation $\gamma\gamma$).

Enfin, le réglage de R9 n'est valable que pour une tension d'alimentation du PM donnée. Toute modification (> 50 Volts) de cette dernière entraîne la nécessité d'une révision du réglage, indépendamment de la variation normale du temps de transit du PM consécutive au changement de tension (≈ 1 ns/100 Volts). En effet, le temps de montée et la forme du signal d'anode dépendent de la valeur de la haute tension d'alimentation.

L'optimisation de la résolution purement électronique du système de mesure grâce à ces modifications est très importante, car il s'y ajoutera la résolution due aux dimensions du détecteur de particules proprement dit. A supposer que la résolution en temps de vol finale obtenue se limite aux effets purement électro-
niques, soit $\sigma = \frac{770}{\sqrt{2}} \times 0,46 \approx 250 \cdot 10^{-12}$ s, elle se traduirait par une résolution sur la masse manquante au neutron de
 $\Delta M = \pm 2,2$ MeV.

j) Stabilité du circuit

Les essais effectués en laboratoire montrent que les mesures (position en temps et résolution) consécutives à un réglage du circuit sont reproductibles et peuvent être considérées comme stables pendant une période de 15 jours (déplacement en temps observé ≤ 180 ps). Ceci correspond à la durée maximum des périodes de prise de données de l'expérience. Au delà de ce temps, la dérive du point de fonctionnement de D5 rend nécessaire un nouvel ajustement de R9, et ceci est valable pour un circuit maintenu alimenté ou non. Ce réglage doit donc être effectué avant toute période de prise de données et après une mise sous tension préalable du circuit de 48 heures.

L'évolution permanente des caractéristiques dynamiques de la diode tunnel au germanium D5, même en l'absence de polarisation semble être la cause de la dérive observée, alors que les caractéristiques statiques mesurées sont inchangées : I_p (courant pic) en particulier.

Le discriminateur de seuil inférieur présente une stabilité satisfaisante :

Dérive du seuil ≤ 2 mV (1%) pendant la première heure de mise sous tension.

Dérive du seuil ≤ 1 mV (0,5%) pour $T > 1$ heure et pour une température ambiante variant de 10° à 25° C.

Enfin la variation maximum admissible pour les tensions d'alimentation du circuit (± 12 V, ± 24 V) est de 50 mV si l'on veut que le circuit conserve ses caractéristiques.

Nous allons maintenant examiner les propriétés du détecteur associé au circuit décrit.

III - UTILISATION DU CIRCUIT ORTEC 271 SUR LE DETECTEUR DE NEUTRONS DE L'EXPERIENCE.

- Description du détecteur.

Ce détecteur permet de connaître pour chaque neutron détecté issu de la réaction étudiée l'angle d'émission de celui-ci et son temps de parcours (distance cible - détecteur). Pour satisfaire les conditions de résolution spatiale requises ($\pm 12,5$ mr) le détecteur, d'une surface totale de $1,6 \text{ m} \times 1,6 \text{ m}$, est composé de 64 compteurs à scintillation de surface $20 \times 20 \text{ cm}$ juxtaposés en 8 colonnes de 8 compteurs. La profondeur de chaque compteur est de 40 cm.

Le scintillateur organique NE 224 - Nuclear Enterprises - liquide a été choisi en considérant les caractéristiques de luminosité (80 % de l'anthracène) et de transmission de lumière, ainsi que le prix de revient qui est un facteur important pour un volume total supérieur à 1 m^3 .

Le scintillateur est contenu dans une enveloppe métallique (acier épaisseur 1 mm) recouverte intérieurement d'une peinture blanche diffusante mais non réfléchissante, résistante à l'action du solvant constitutif du scintillateur (pseudo-cumène)

La face arrière du conteneur est munie d'un hublot de verre sur lequel est appliquée directement la fenêtre du photomultiplicateur. Un cylindre d'acier doux solidaire du conteneur constitue le blindage magnétique nécessaire au bon fonctionnement du PM dans le champ de fuite de l'aimant Goliath - ≈ 50 gauss - et assure également la fixation du boîtier du circuit ORTEC 271 (Fig. 25).

- Processus de détection des neutrons

Dans un scintillateur organique de formule chimique $(\text{CH})_n$, la détection de neutrons se fait indirectement par la détection des produits chargés issus des réactions [9] :



L'énergie lumineuse maximum est produite dans le scintillateur par le processus A (détection du proton de recul) et elle est équivalente à celle créée par des protons de même énergie que les neutrons incidents (100 → 320 MeV) soit 85 à 290 MeV équivalent électron [10] .

Compte tenu du rendement de la collection de lumière par la photocathode, cette énergie maximum est déterminante dans le choix de la tension d'alimentation du PM, donc de son gain, celui-ci devant être fixé de manière à ne pas recueillir dans ce cas d'impulsions d'amplitude supérieure à 200 mV (moniteur).

- Prédétermination du gain du détecteur

Nous allons déterminer le gain nécessaire dans les deux conditions de fonctionnement qui résultent de l'association de l'ensemble circuit - PM au détecteur de neutrons d'une part et au banc de réglage d'autre part.

La condition requise dans les deux cas est d'obtenir que les impulsions sur le moniteur soient comprises entre 2 et 200 mV, et ce pour une tension d'alimentation du PM constante.

- Fonctionnement sur le détecteur de neutrons.

Dans la phase préliminaire de l'expérience, nous avons enregistré l'amplitude des impulsions recueillies par plusieurs de nos compteurs dans les conditions de déclenchement définies pour la réaction $X^0 n$. Ceci nous a permis d'ajuster la tension d'alimentation des PM équipant ces détecteurs de sorte que les amplitudes de ces impulsions "utiles" soient comprises dans la gamme d'amplitudes requise pour le bon fonctionnement du circuit 271.

Ces mesures ont été effectuées en analysant dans un sélecteur d'amplitude multicanaux les signaux issus du préamplificateur linéaire qui équipe le circuit ORTEC.

Un exemple de la distribution en amplitude obtenue après ajustement du point de fonctionnement est reproduit par la fig. 26.

- Adaptation au banc de réglage.

Il est clair qu'à la valeur de haute tension déterminée lorsque le détecteur recueille des énergies de plusieurs dizaines de MeV équivalent électron, le même PM associé à un scintillateur soumis au rayonnement d'une source γ courante (Co^{60} : 1,33 MeV ou Na^{24} : 2,7 MeV), ne peut délivrer des impulsions comparables en amplitude.

La nécessité de procéder périodiquement au contrôle et au réglage du circuit en dehors du temps de faisceau normal impose néanmoins le recours à de telles sources.

On peut pallier dans une certaine mesure cet écart d'énergie en améliorant sur le banc de réglage la collection de lumière (relativement à ce qu'elle est en expérience) par l'utilisation sur ce dernier d'un petit scintillateur à haute luminosité directement appliqué sur la fenêtre du PM : cylindre de diamètre 25 mm, épaisseur 20 mm et constitué de NE 102 (luminosité : 65 % par rapport à l'anthracène).

Les amplitudes maximum obtenues dans ces conditions sur le banc de réglage sont les suivantes :

18 mV moniteur pour γ 1,33 MeV du Co^{60}

40 mV moniteur pour γ 2,7 MeV du Na^{24}

Il ressort de ces chiffres qu'un facteur 5 subsiste entre les amplitudes obtenues avec le Na^{24} et l'amplitude maximum souhaitable pour le réglage : 200 mV.

- Adjonction d'un réglage de gain au circuit

L'adaptation du gain du PM aux deux conditions d'illumination (détecteur neutron et banc de réglage) semble pouvoir être réalisée par l'insertion d'un atténuateur de rapport 5 dans le circuit d'anode du PM lors du fonctionnement sur détecteur neutron. La tension d'alimentation du PM est alors celle qui permet d'obtenir 200 mV sur le banc de réglage (Na^{24}) sans atténuateur.

Outre la difficulté de montage d'un tel atténuateur dans le boîtier ORTEC - avec possibilité de sa mise hors service - cette méthode conduit à un fonctionnement du PM au delà de la région linéaire de sa caractéristique de gain : en effet un courant d'anode de 500 mA est alors nécessaire pour 200 mV mesurés au moniteur, alors que la saturation du tube apparaît pour 200 mA.

La forme du signal d'anode étant altérée par la saturation entraîne des mesures de temps erronées.

Nous avons donc tenté de modifier le gain du PM en agissant sur la tension appliquée entre deux dynodes consécutives de la chaîne multiplicatrice. Cet étage a été choisi assez éloigné des premiers étages du tube qui sont le siège des fluctuations statistiques en temps liées au petit nombre d'électrons.

Le potentiel de la dynode 11 a donc été varié entre sa valeur originale et le potentiel de la dynode qui la précède (D10).

Afin de ne pas perturber le reste de la chaîne, le potentiomètre permettant ce réglage a été substitué à la résistance R5 du diviseur primitif (Fig. 20), et la dynode 11 reliée au curseur de ce potentiomètre.

Le potentiel entre D11 et D12 croît donc lorsque celui entre D10 et D11 décroît, mais l'augmentation de gain qui en résulte sur l'étage D11 - D12 est inférieure à la perte de gain de l'étage précédent.

Le gain du PM peut donc être varié à tension d'alimentation constante.

Les incidences sur la résolution et les variations de temps de transit ont été mesurées et sont reportées dans le tableau suivant :

Gain relatif	1	2/3	1/3	1/6	
Amplitude Moniteur	60	40	20	10	mV
Tension D10 - D11	135	87	35	26	V
Résolution LTMH	770	780	800	800	ps
Temps de Transit	0 (nominal)	-60	-120	-180	ps

Les résultats de ces mesures effectuées pour un réglage fixe du discriminateur ont été jugés acceptables et nous avons équipé tous nos boîtiers du potentiomètre de réglage de gain. La tension d'alimentation de chaque PM est désormais déterminée comme étant celle qui permet d'obtenir 200 mV en sortie moniteur sur le banc de réglage avec une source de Na^{24} en position gain maximum, le gain réduit nécessaire pour le fonctionnement en expérience étant obtenu à l'aide du potentiomètre de réglage de gain que nous appellerons désormais : réducteur de gain.

- Etalonnage du seuil électronique des détecteurs.

Nous avons vu plus haut que les neutrons sont détectés par l'intermédiaire de réactions produisant différentes particules chargées. Les pertes d'énergie subies par ces particules sont toutes rapportées à l'énergie perdue par un électron pour produire la même quantité de lumière.

C'est pourquoi les grandeurs que nous allons considérer sont exprimées en MeV - équivalent électron. (MeV éq. e.)

L'efficacité de détection des compteurs de neutrons de l'expérience en fonction du seuil électronique (MeV éq. e.) a été calculée par programme pour les énergies des neutrons attendues dans les réactions $\pi^- p \rightarrow X^0 n$ (1455 MeV/c) et $\pi p n \eta$ (690 MeV/c) [11].

L'utilisation de ces résultats suppose l'étalonnage préalable du seuil inférieur du circuit ORTEC - normalement exprimé en mV/moniteur - en MeV éq. e.

Un premier étalonnage a été effectué par l'examen de la réponse du détecteur à des pions relativistes traversant le scintillateur transversalement (énergie déposée : 40 MeV éq. e.) et longitudinalement (Energie déposée 80 MeV éq. e.). Les amplitudes recueillies dans ces conditions permettent d'établir la corrélation recherchée : $\text{mV} = f(\text{MeV éq. e.})$ (Fig 27)

Le seuil a ensuite été vérifié expérimentalement par une mesure consistant à détecter les neutrons de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. La section efficace de cette réaction est bien connue et élevée ce qui rend l'identification de ces événements facile.

Un programme Monte Carlo prenant en compte la section efficace de production du méson η et la géométrie de notre appareillage permet

de calculer les taux de déclenchement attendus pour cette réaction en fonction de l'impulsion des π^- incidents, en laissant comme seul paramètre libre l'efficacité de détection des compteurs de neutrons.

Un ajustement de la distribution obtenue expérimentalement par le balayage en impulsion au voisinage du seuil de la réaction avec les courbes fournies par le programme Monte-Carlo nous permet de déduire l'efficacité de notre détecteur, donc la valeur effective du seuil.

La figure 28 représente les valeurs expérimentales des taux de déclenchement en fonction de l'impulsion incidente pour trois valeurs du seuil électronique : 4, 6, 8 mV moniteur. Les courbes pleines représentent les prédictions Monte-Carlo pour des seuils de 15,5, 19,2 et 19 MeV éq. e.

On en tire donc la relation entre le seuil exprimé en mV moniteur et le seuil en MeV éq. e. représentée avec ses barres d'erreur sur la figure 27.

- Méthode de contrôle et d'ajustement de l'efficacité

L'ajustement de l'efficacité des détecteurs ayant été effectuée par la méthode expérimentale précédemment décrite, il est nécessaire de trouver un moyen plus souple permettant de vérifier le maintien dans le temps de cette efficacité et de la rétablir le cas échéant avant chaque période de prise de données.

A cet effet une source de γ de 4,44 MeV (Pu-Be, neutrons + γ , activité : 150 μ C) est placée à une distance des compteurs telle que ceux-ci sont irradiés quasi uniformément (2,45m). Le comptage du nombre de γ détectés par les compteurs préalablement alignés en efficacité par la détection des neutrons du η a été relevé.

L'énergie des γ étant faible, seuls sont détectés les γ convertis en électrons Compton d'énergie maximum et ce près de la photocathode du PM. Le seuil inférieur est réglé à 4 mV mais, malgré la forte activité de la source ($5 \cdot 10^6 \gamma/s$), le taux de détection obtenu est très faible et nécessite l'absence de bruit de fond : le bruit propre au détecteur est inférieur à 20 coups/s, mais la mesure est impraticable lors du fonctionnement de l'accélérateur.

La moyenne des comptages effectués est de 250 coups/s (± 30). Cette valeur adoptée comme référence permet désormais, après rétablissement des conditions de la mesure - seuil inférieur et position de la source - de réaligner l'efficacité des détecteurs à l'aide du réducteur de gain.

- Contrôles en cours d'expérience

a) Choix du seuil de fonctionnement en expérience et contrôle de l'efficacité.

En possession de la relation entre efficacité et seuil exprimé en mV Moniteur, on est en mesure de déterminer le seuil afin que le rapport du nombre de déclenchements sur la réaction désirée au nombre total de déclenchements soit optimum. En effet l'efficacité en fonction du seuil pour les neutrons de la réaction $X^0 n$ chute moins rapidement que l'efficacité pour les neutrons provenant d'autres réactions qui sont généralement d'énergie moindre, ainsi que le montre la figure 29.

Ces résultats nous ont conduits à fonctionner au seuil de 8 mV. Cette valeur a été retenue car le fonctionnement à un seuil plus élevé conduit à considérer une plus grande proportion d'impulsions utiles proches du seuil inférieur du circuit, ce qui altère la résolution des mesures temporelles effectuées pour ces impulsions.

Le contrôle de l'efficacité en cours d'expérience est obtenu en relevant périodiquement le nombre de coups enregistrés par chacun des compteurs. Ce nombre doit être identique aux fluctuations statistiques près, pour tous les compteurs. Le seuil de tout compteur anormal est alors vérifié par la méthode du comptage de la source de Pu-Be. Si le seuil s'avère incorrect il est rétabli, dans le cas contraire il s'agit d'une panne du circuit 271 qui est changé dans la mesure du possible.

b) Contrôle de l'alignement en temps des détecteurs.

Avant chaque période de prise de données, l'alignement en temps des 64 détecteurs de neutrons est contrôlé par l'examen de l'enregistrement des spectres de temps de vol des γ issus de la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ à 730 MeV/c. La position de la gamme en temps de vol est ajustée de manière à détecter les γ issus des π^0 .

L'examen de ces spectres permet également de vérifier la résolution obtenue pour chacun des compteurs et la stabilité du réglage des discriminateurs.

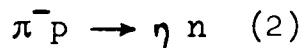
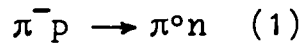
Le temps d'arrivée des γ est fixe pour chaque détecteur, néanmoins le spectre en temps de vol enregistré est constitué d'une raie dont la largeur dépend de la géométrie du détecteur et de la résolution électronique. On a ainsi un contrôle de l'alignement en temps du

détecteur et de la résolution du système pour des γ de 160 MeV en moyenne. (LTMH typique $\pm 0,9$ ns).

Tout compteur présentant une dégradation de cette valeur ou une asymétrie trop prononcée de la raie (mauvaise correction des temps en fonction des amplitudes) est éliminé.

c) Contrôle de la résolution en temps sur des neutrons de 430 MeV et de 168 à 180 MeV.

Ce contrôle est fait à l'aide des réactions :

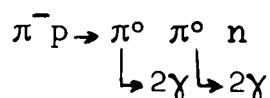


à 730 MeV/c où le π^0 et le η sont émis à 180° par rapport au π incident.

On détecte le neutron émis vers l'avant en ajustant correctement la position de la gamme en temps de vol.

Pour la réaction (1) le neutron arrivant dans les détecteurs est monoénergétique et la largeur du pic en temps de vol donne directement la résolution du système de détection des neutrons.

Pour la réaction (2) le neutron n'est pas tout à fait monoénergétique et il est un peu plus difficile d'extraire la résolution de l'appareillage; elle est compatible avec la première. La figure 30 montre la distribution en temps de vol obtenue pour ces deux réactions lorsqu'on exige que le neutron détecté soit accompagné de deux γ vus dans les chambres. Les événements enregistrés entre les deux pics sont dûs à la réaction



où seuls 2 parmi les 4γ des $2 \pi^0$ ont été vus dans les chambres.

Sur le pic du neutron provenant du π^0 on lit que la largeur à mi-hauteur est de $\pm 0,95$ ns, ce qui entraîne que l'écart type est de $\sigma = 0,8$ ns (neutrons de 430 MeV); l'énergie de ces neutrons est à comparer avec celle des neutrons provenant du X^0 dans l'expérience proprement dite qui est de 160 à 330 MeV.

Il faut noter que cette résolution expérimentale inclut la contribution des erreurs de mesure apportées par :

- La résolution finie du détecteur initiateur de la mesure de temps (PM 1), estimée à $\pm 0,25$ ns.

- Les dimensions du détecteur de neutrons qui entraînent des temps d'arrivée de la lumière sur la photocathode du PM différents

selon le point d'interaction du neutron dans le volume du scintillateur. En effet, pour des neutrons de 430 MeV, la différence des vitesses du neutrons ($\beta = 0,7$) et de la propagation de la lumière ($\beta \simeq 0,5$) conduit à une dispersion de $\pm 0,22$ ns.

- Le non monochromatisme des pions incidents et des neutrons en fonction de l'angle d'émission, qui intervient également mais pour une part plus faible : $\pm 0,15$ ns.

CONCLUSION

A la suite du travail ainsi exécuté dans le domaine de la mesure des champs magnétiques et de la résolution en temps de vol des détecteurs de neutrons, il a été possible de satisfaire les demandes des physiciens.

Il faut préciser que dans le cas des détecteurs de neutrons cela n'a été possible qu'en poussant à l'extrême les caractéristiques des circuits existant à l'époque ; cela au prix de contrôles nombreux et lourds.

A titre d'exemple la préparation d'une période de 3 semaines de prises de données, nécessitait une période de réglage des bases Ortec de l'ordre de la semaine. Actuellement ce type de circuit peut être réalisé à l'aide de circuits intégrés excluant toute diode tunnel et doit donner une meilleure fiabilité et une meilleure stabilité

Par ailleurs avec la généralisation du système CAMAC l'abaissement du prix des convertisseurs analogique digital nous conduirait probablement à préférer l'enregistrement de l'amplitude du signal produit pour chaque neutron détecté. La correction en temps se ferait alors pendant l'analyse proprement dite des données de l'expérience.

REFERENCES

- [1] M. BONITZ, W. MEILING, F. STARY,
Nucl. Instr. Methods 29 (1964) 314-318
- [2] W.J. Mac DONALD, D.A. GEDCKE
Nucl. Instr. Methods 55 (1967) 377-380
- [3] E. GATTI, V. SVELTO,
Nucl. Instr. Methods 4 (1959) 189-201
- [4] E. GATTI, V. SVELTO,
Nucl. Instr. Methods 30 (1964) 213-223
- [5] L.G. HYMAN, R.M. SCHWARCZ,
Rev. Scient. Instr. 35 (1964) page 393
- [6] G. BREUZE, P. SAWINE,
Rapport CEA-R-3802
- [7] D.A. GEDCKE, W.J. Mac DONALD,
Nucl. Instr. Methods 58 (1968) 253
- [8] H. BRUCKMANN, E.L. HAASE, KLUGE, L. SCHANZLER,
Rapport interne, Institut fur exper. Kernphysik, KARLSRUHE
- [9] J.P. GUILLAUD,
Thèse 3e Cycle - Paris 1965,
Calcul et mesure de l'efficacité de détection des neutrons
par scintillateurs organiques
- [10] A.S.L. PARSONS et al.,
Nucl. Instr. Methods 79 (1970) 43-50
- [11] J. GUILLERM,
Thèse 3e Cycle - Paris 1969,
Etude d'un détecteur de neutrons de grandes dimensions et
de sa logique électronique. Calcul de son efficacité à
l'aide d'un programme de Monte-Carlo.

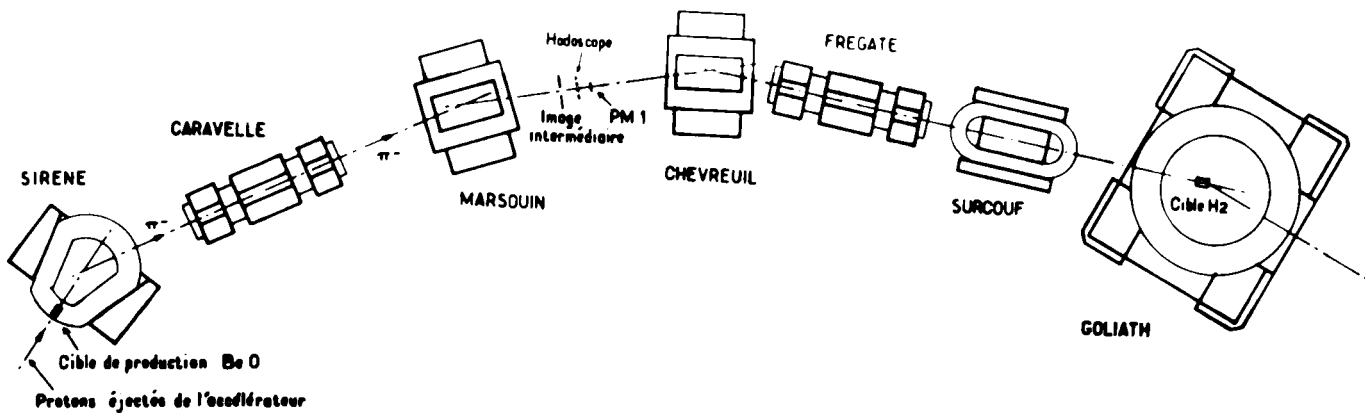


FIGURE 1

ELEMENTS MAGNETIQUES DU FAISCEAU DE π^-

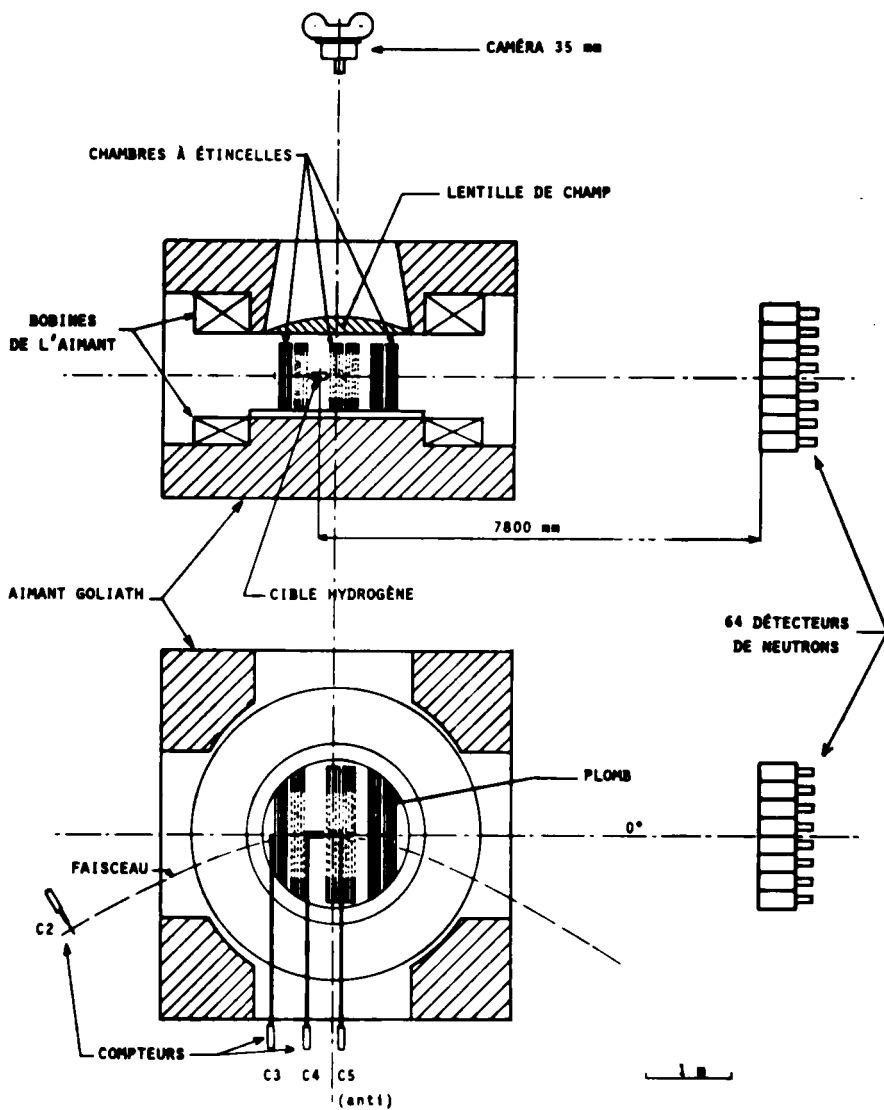
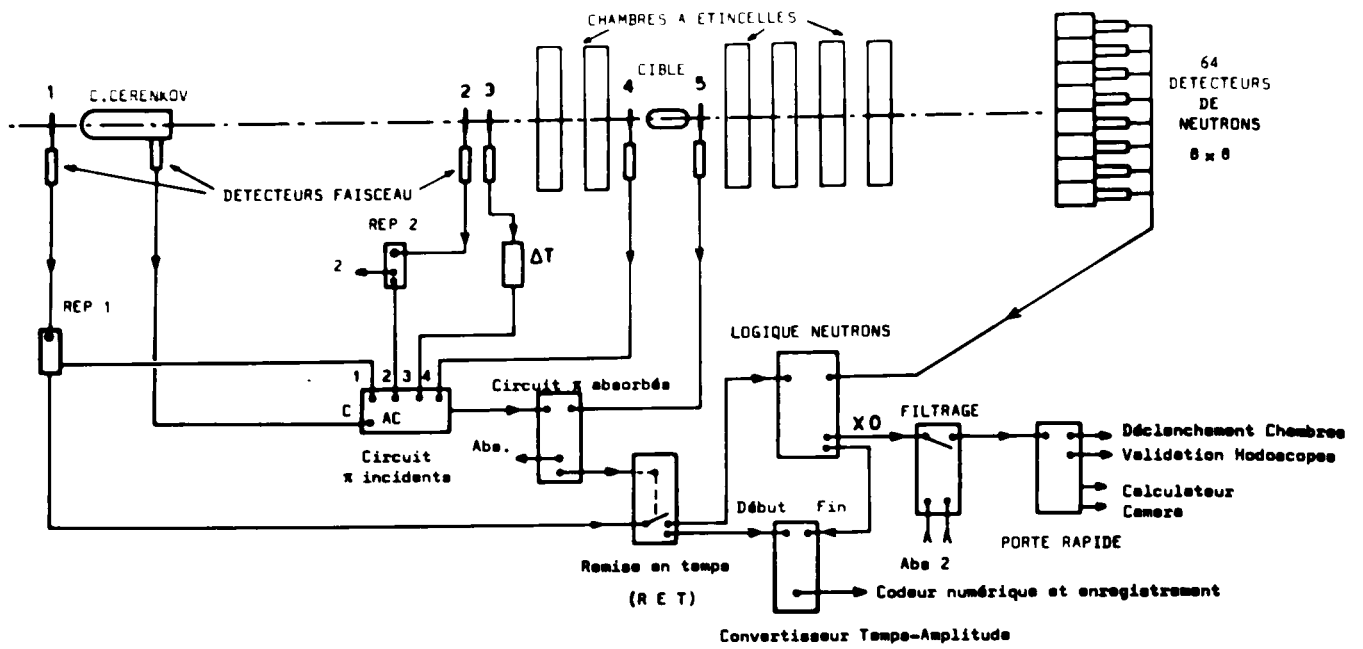
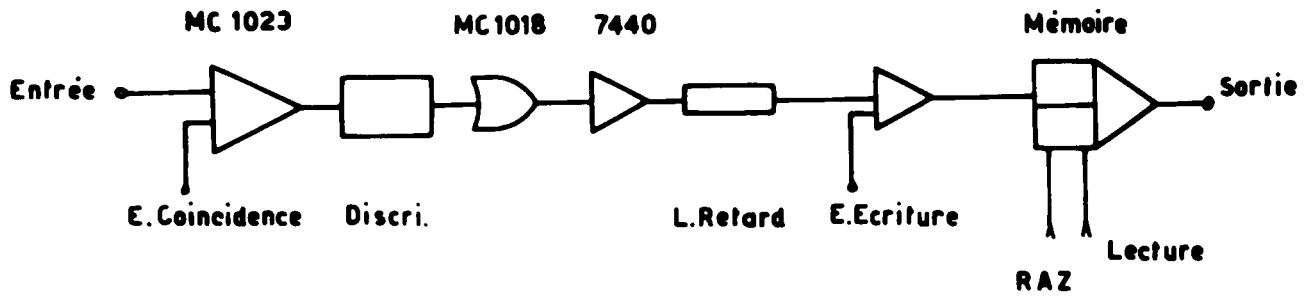


FIGURE 2 . DISPOSITIF EXPERIMENTAL

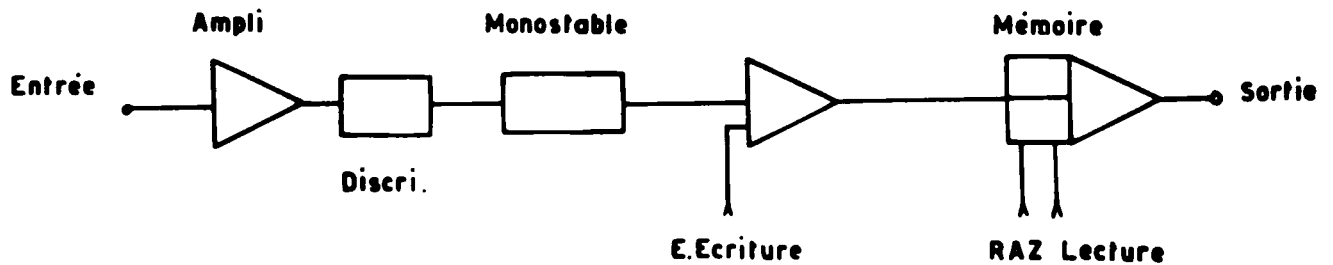


SCHEMA SIMPLIFIE DE LA LOGIQUE DE DECLENCHEMENT

FIGURE 3

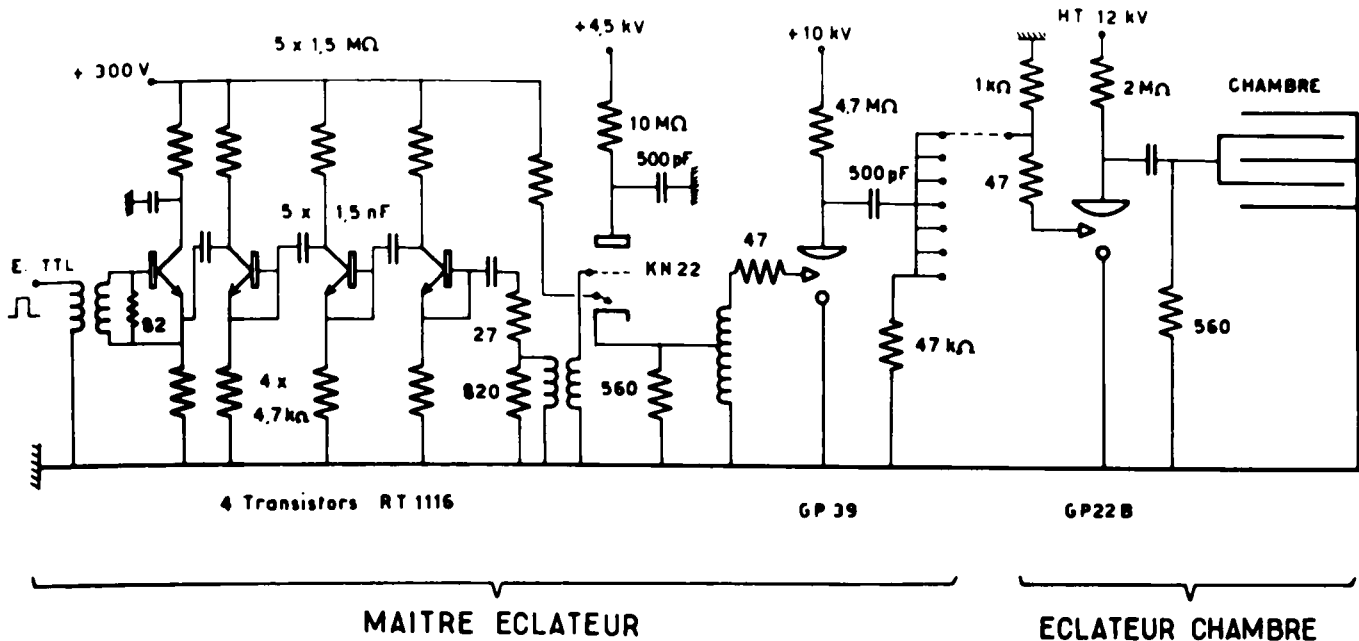


VOIE HODOSCOPE



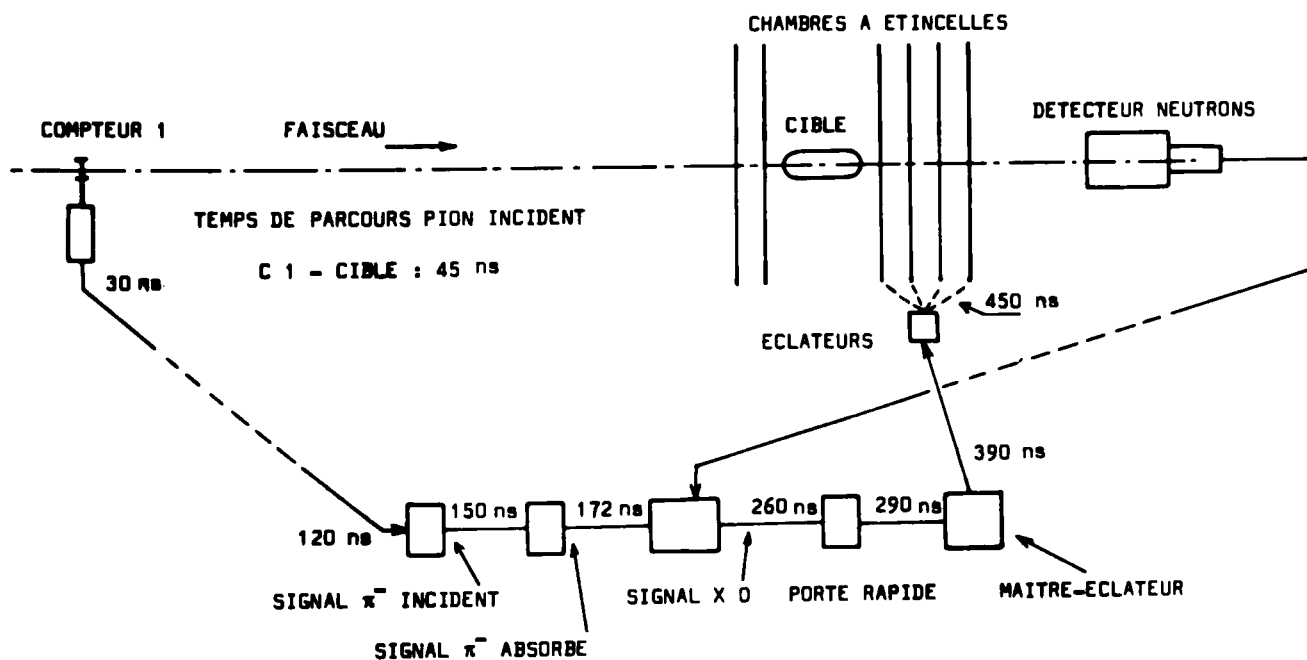
VOIE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

FIGURE 4



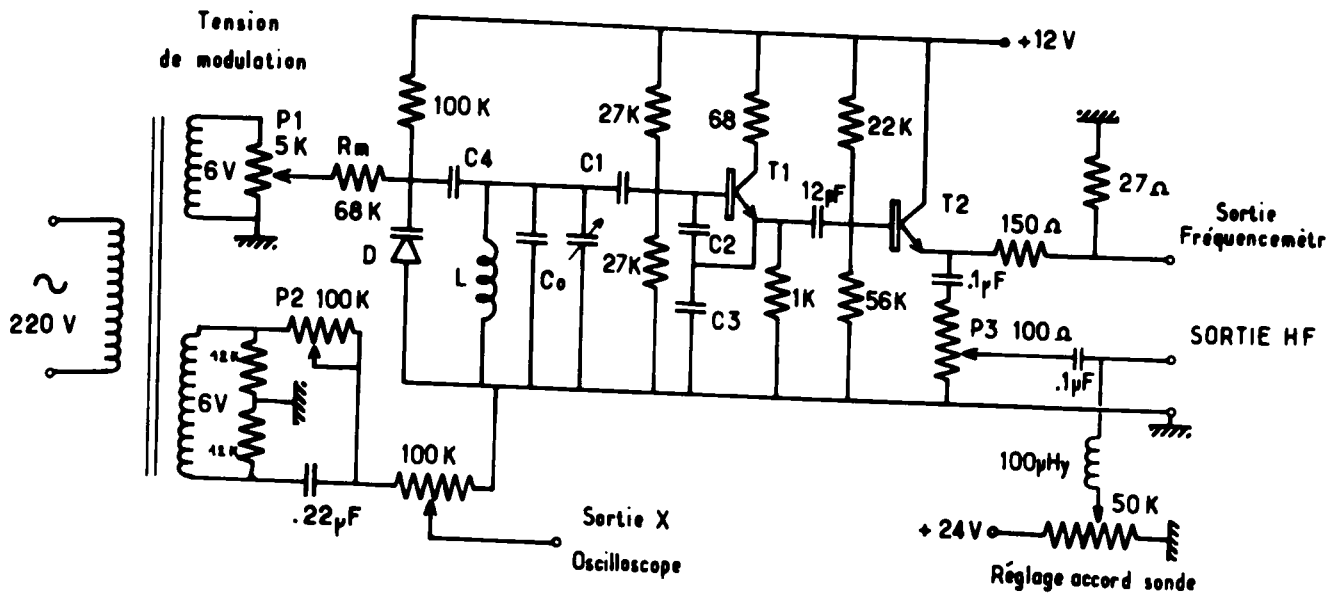
CIRCUITS HAUTE TENSION

FIGURE 5



CONTRIBUTION DES ELEMENTS DE LA LOGIQUE AU RETARD AU DECLENCHEMENT DES CHAMBRES

FIGURE 6



F	15	20	35	50	70	MHz
C1	33	33	33	27	27	pF
C2	180	180	180	180	68	pF
C3	82	82	82	68	39	pF
C4	3,3	3,3	1,9	1,5	1,5	pF
Co	100	100	50	30	25	pF
L	1	0,7	0,5	0,3	0,2	μHy

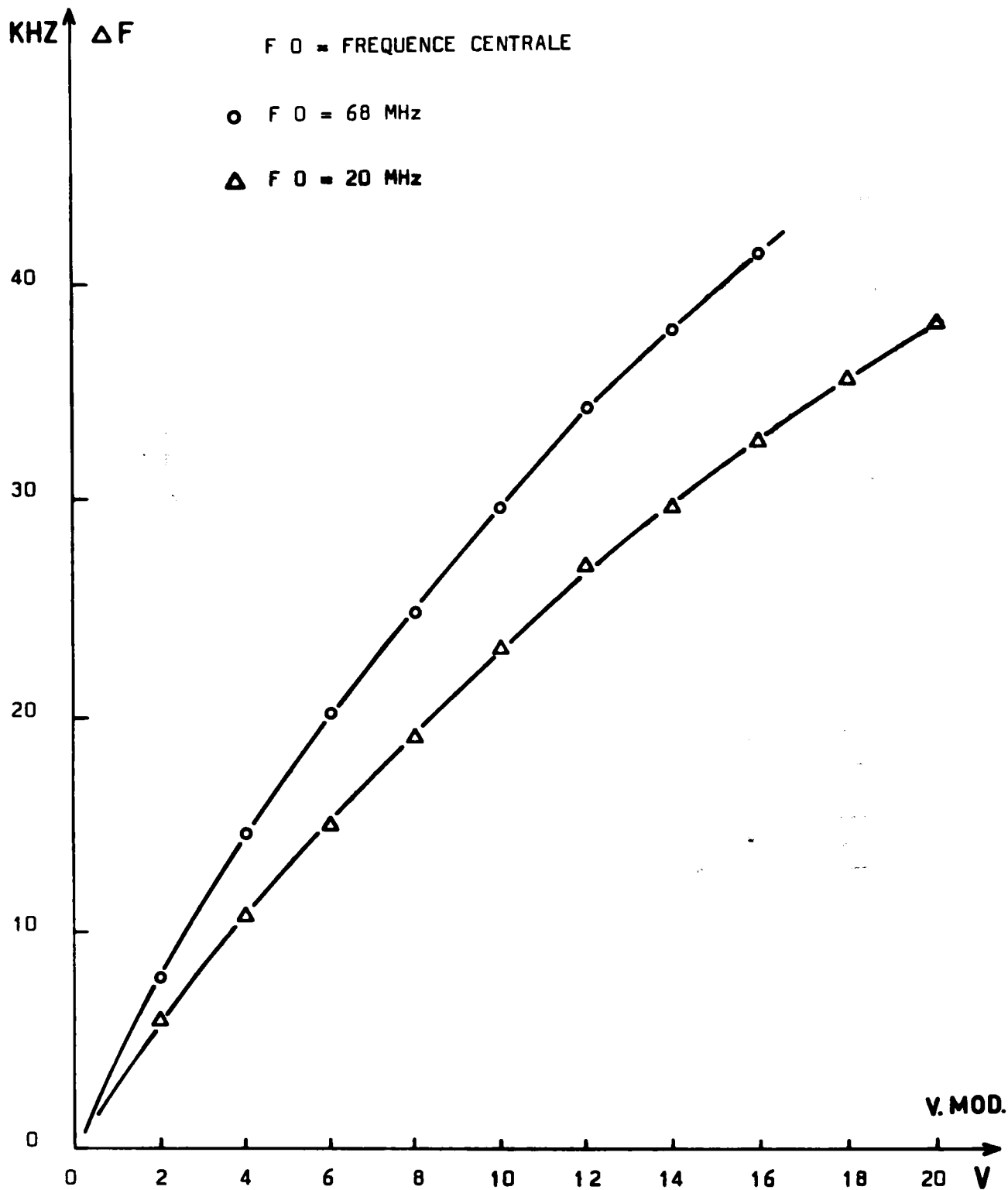
T1 : TRANSISTOR 2N4418 ou 2N2369

T2 : TRANSISTOR 2N3553

D : DIODE BA102 ou PC117

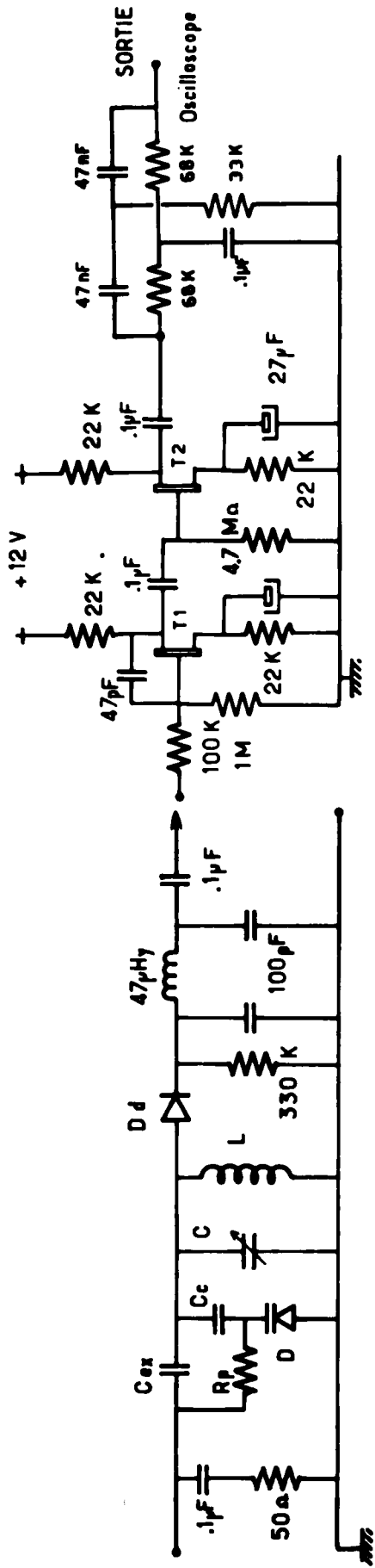
GENERATEUR HAUTE FREQUENCE

FIGURE 8



MODULATION DE FREQUENCE EN FONCTION DE LA TENSION DE MODULATION

FIGURE 9



FILTRE 100 Hz

AMPLIFICATEUR

ENTREE CIRCUIT OSCILLANT DETECTION

F MHz	15	20	35	50	70
L µHy	1	0.55	0.3	0.2	0.15
Nombre de Tours de 6	20	16	10	8	7
C pF	50	50	50	25	25
Cc pF	470	470	220	150	100
C exc pF	10	10	6.8	6.8	3.3

R_p 47 K

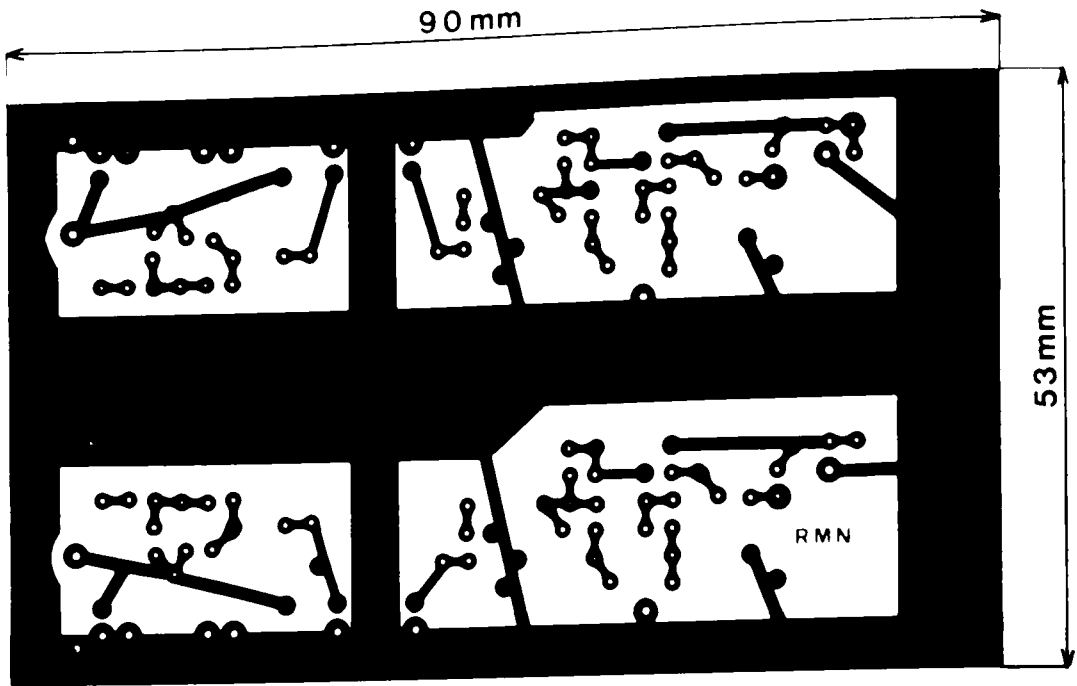
D Diode BA 102 PC I16

D_d Diode GERMANIUM (19P1)

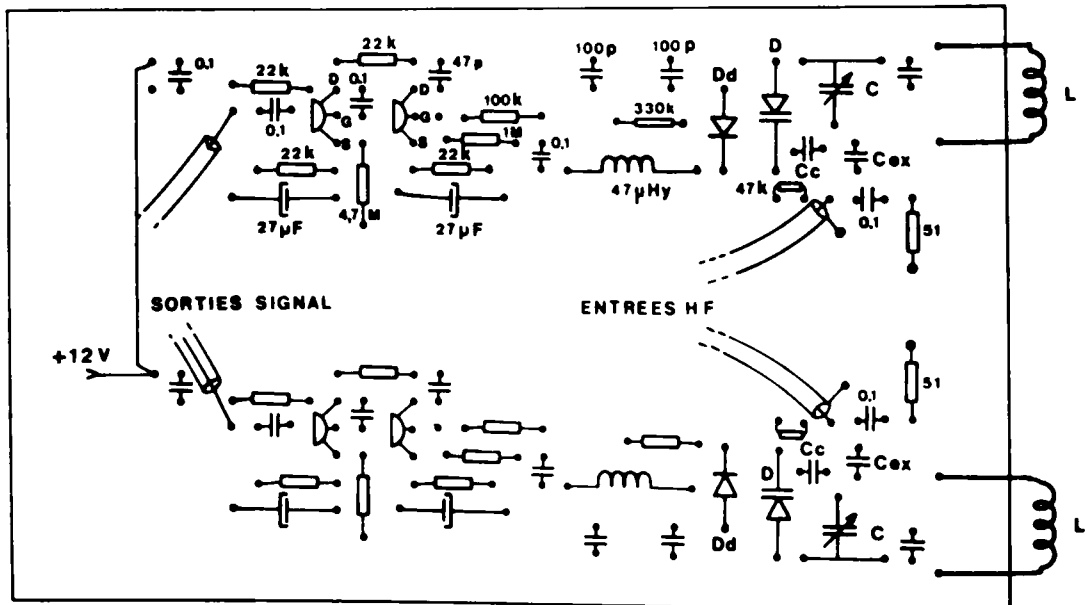
T1, T2 Transistors 2N3819

NOTE : LES INDUCTANCES EN L SONT RÉALISÉES EN BOBINANT DIRECTEMENT LE FIL ÉMAILLÉ (Ø 0,3 à 0,6 mm) SUR L'AMPOULE DE VERRE CONTENANT L'ÉCHANTILLON. (TUBE DE VERRE Ø 4-6 mm, LONGUEUR 8 à 12 mm).

FIGURE 10 - SONDE



CIRCUIT IMPRIME



DISPOSITION DES ELEMENTS

FIGURE 11

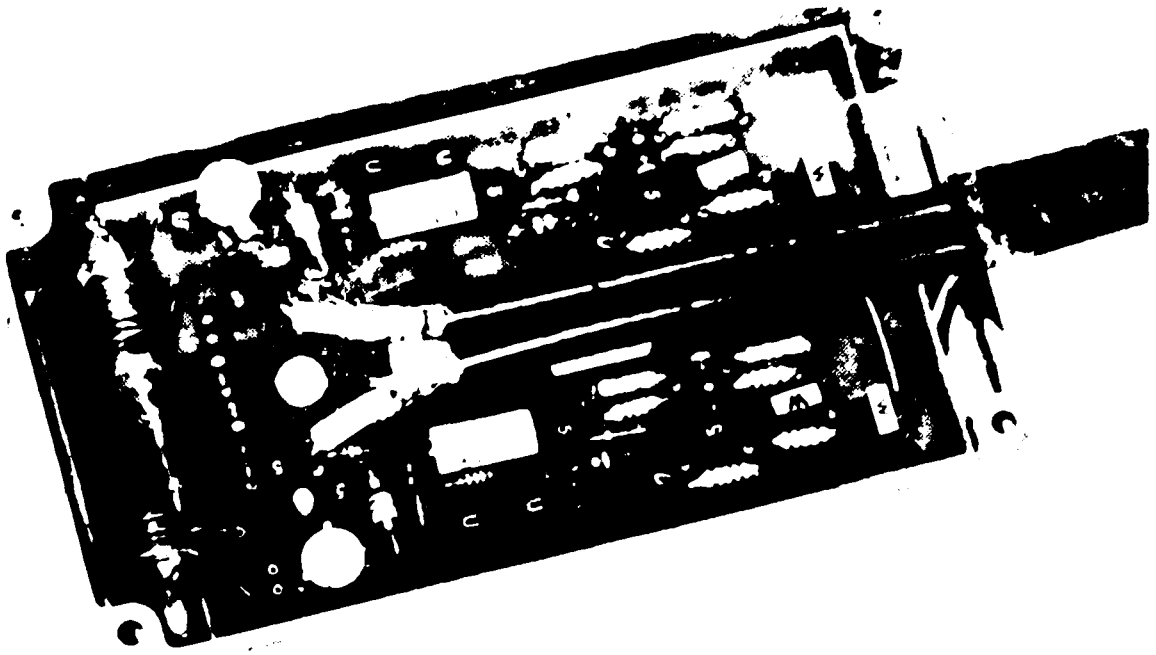
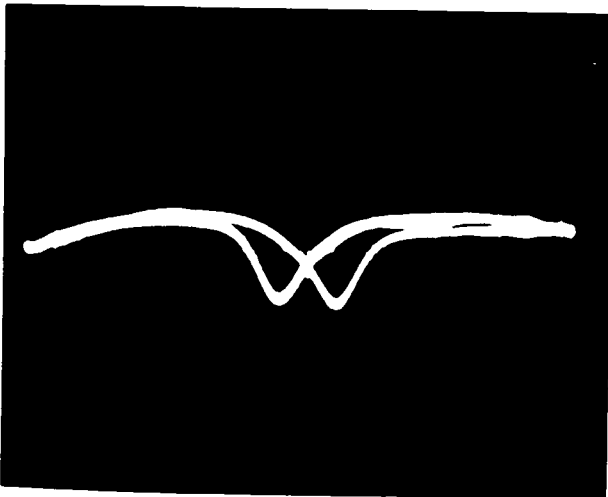


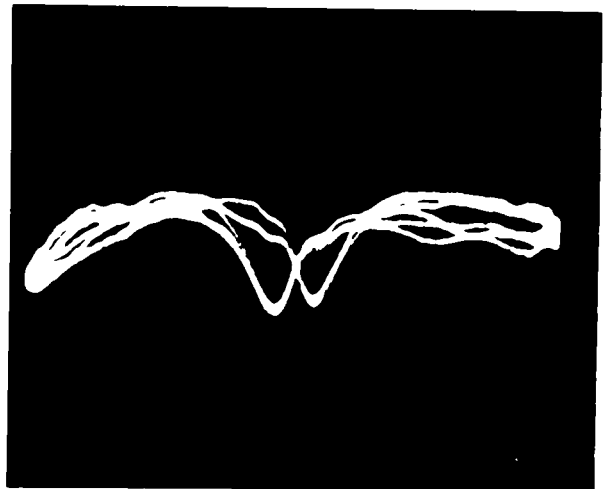
FIGURE 12



$X = 4.25 \text{ kHz/c}$ $Y = 50 \text{ mV/c}$

CHEVREUIL $I = 415 \text{ A}$

$F = 45.235 \text{ MHz}$



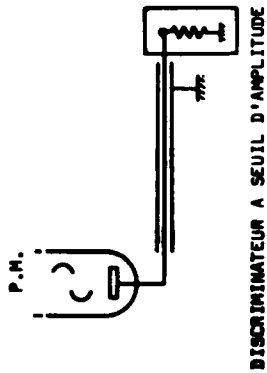
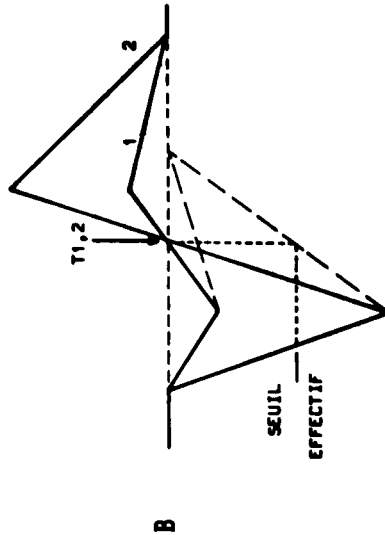
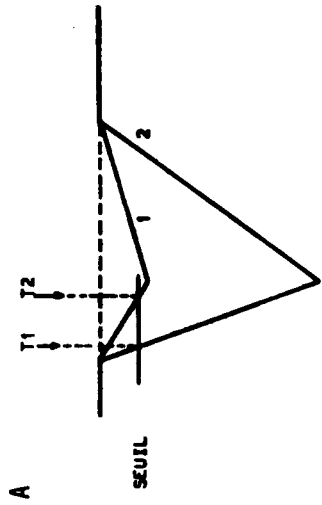
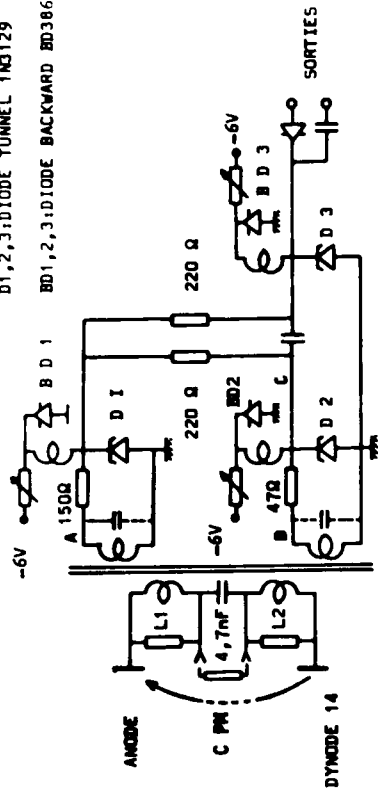
$X = 4.25 \text{ kHz/c}$ $Y = 20 \text{ mV/c}$

MARSOUIN $I = 319.5 \text{ A}$

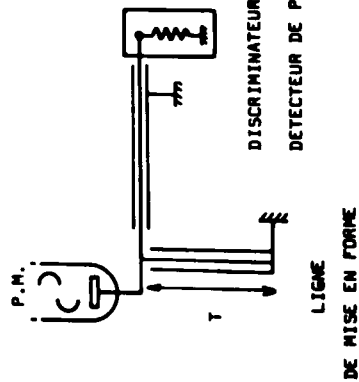
$F = 34.467 \text{ MHz}$

FIGURE 13

D1,2,3: DIODE TUNNEL 1N3129
 BD1,2,3: DIODE BACKWARD BD3862

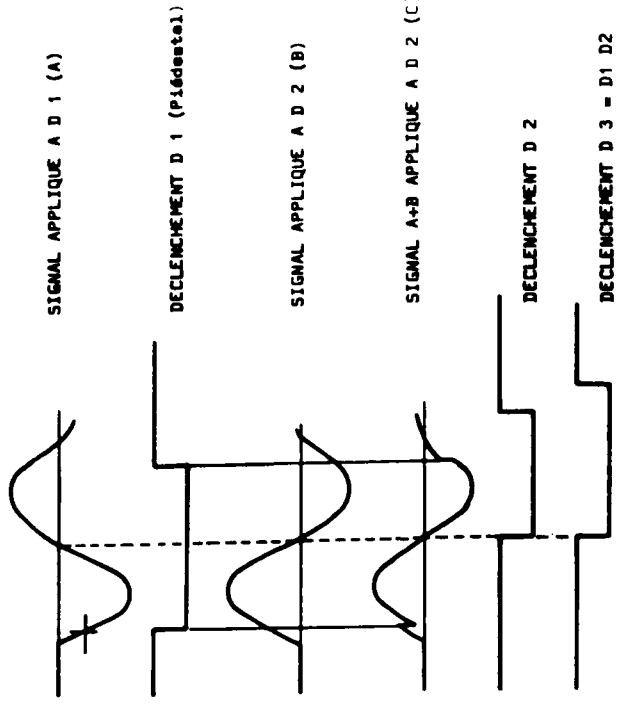


DISCRIMINATEUR A SEUIL D'AMPLITUDE



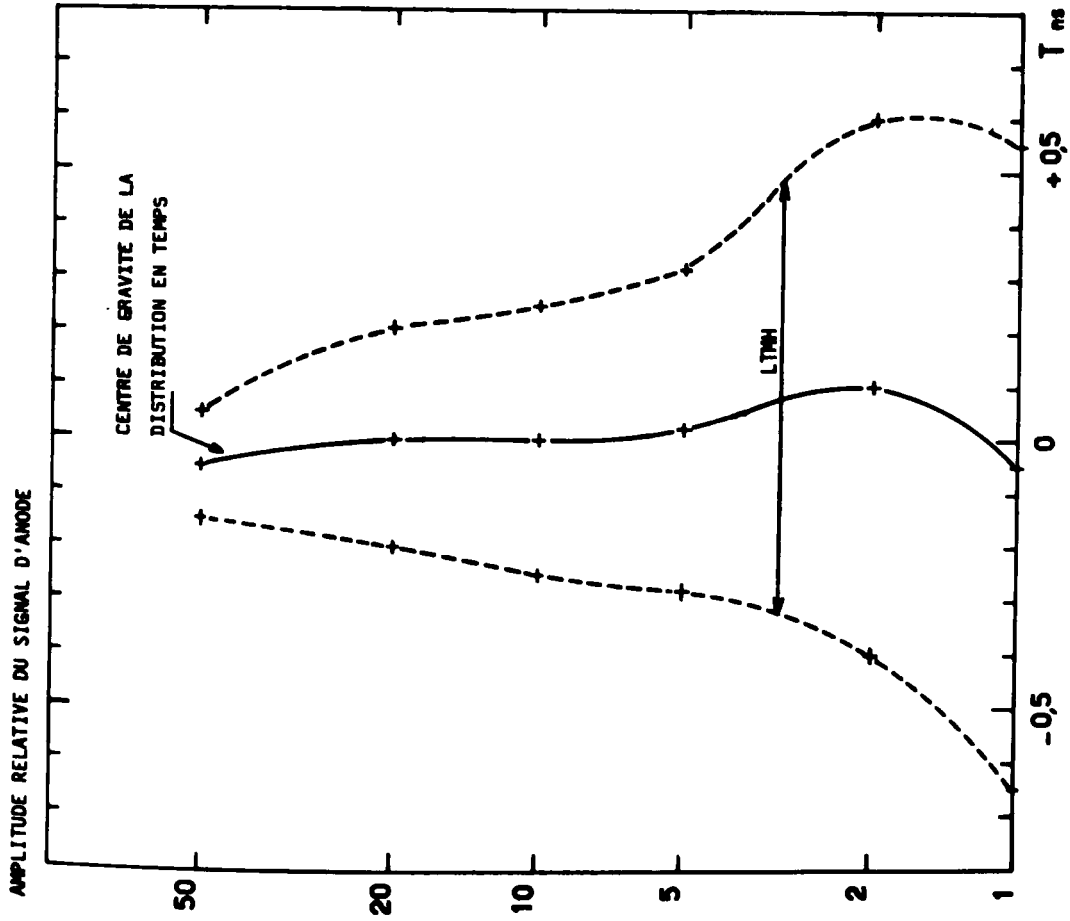
METHODS OF TRIGGERING A AND B

FIGURE 14



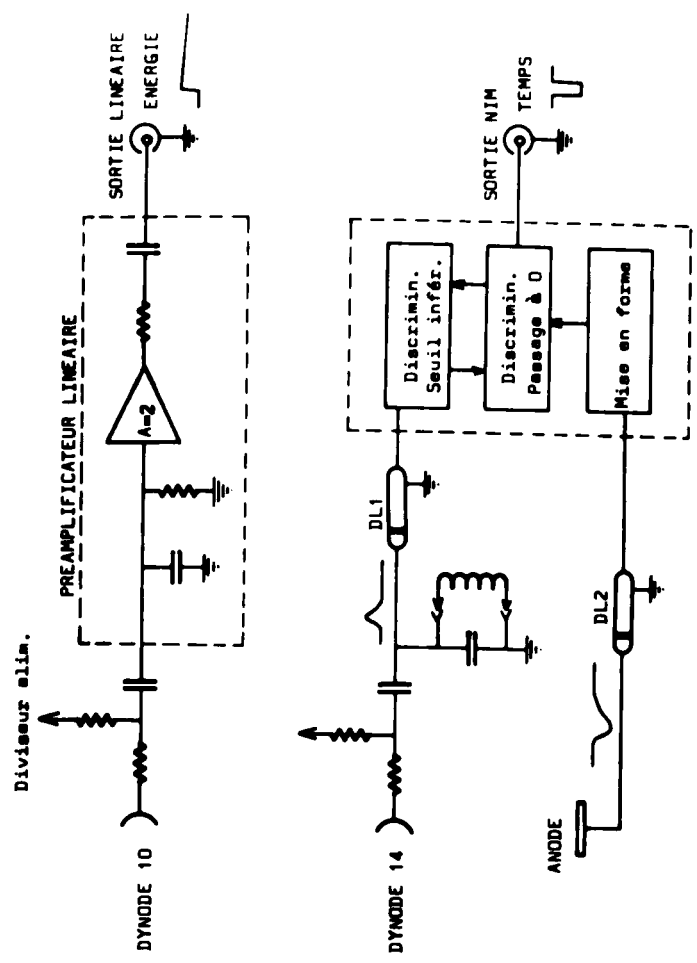
CIRCUIT A OSCILLATION AMORTIE

FIGURE 15



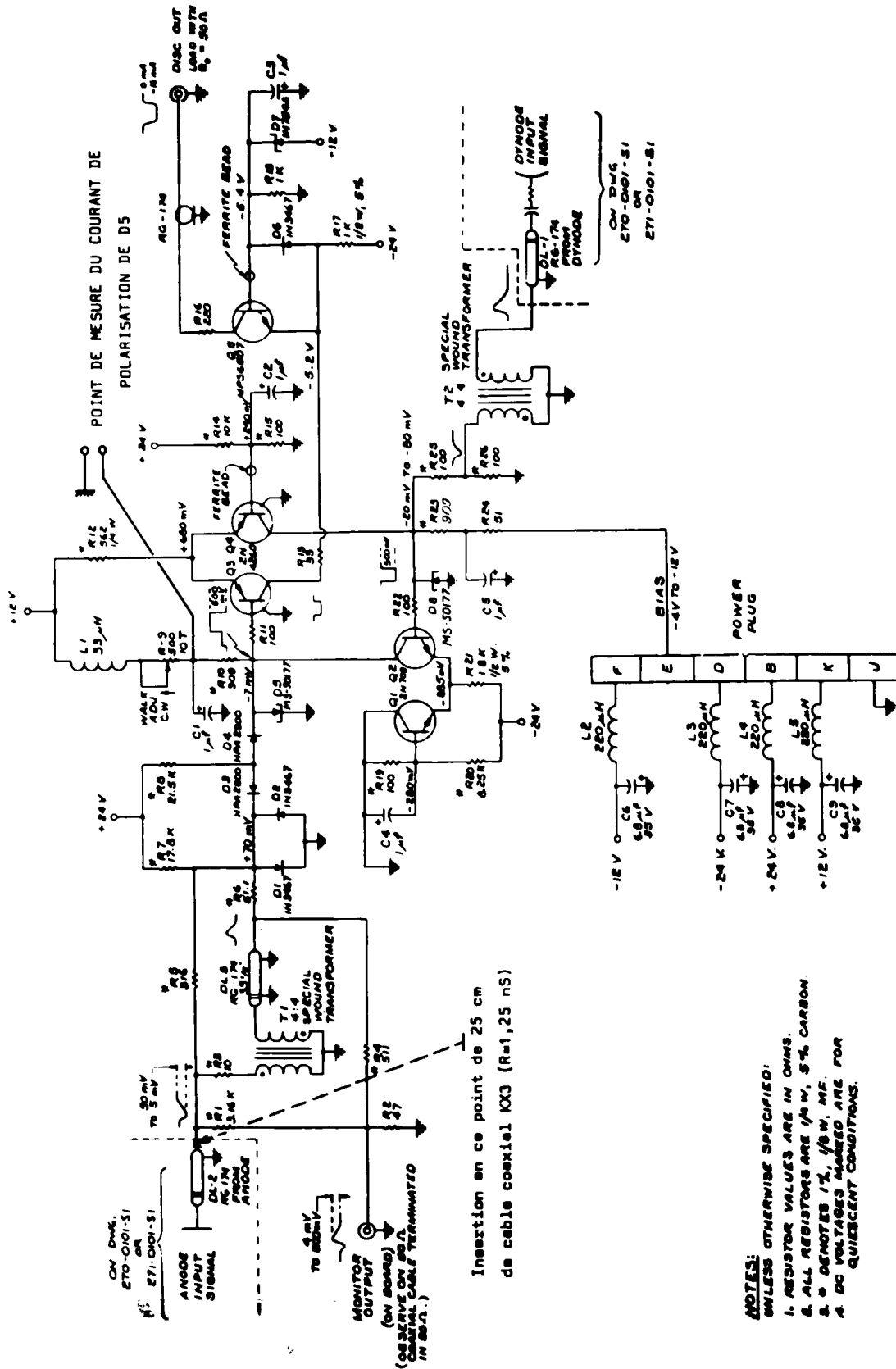
CIRCUIT A OSCILLATION AMORTIE :
RESOLUTION EN FONCTION DE L'AMPLITUDE

FIGURE 16



SCHEMA SYNOPTIQUE DU CIRCUIT ORTEC 271

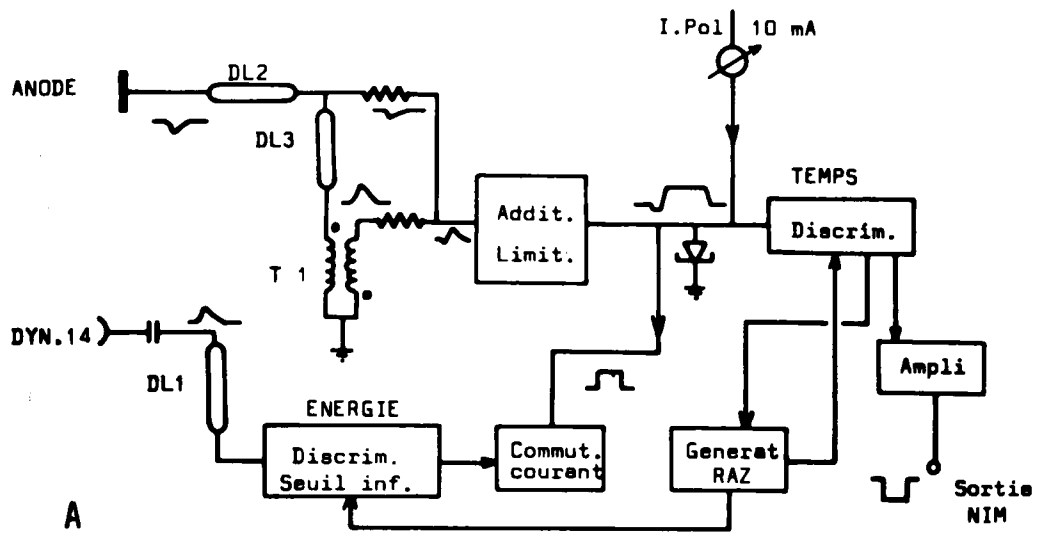
FIGURE 17



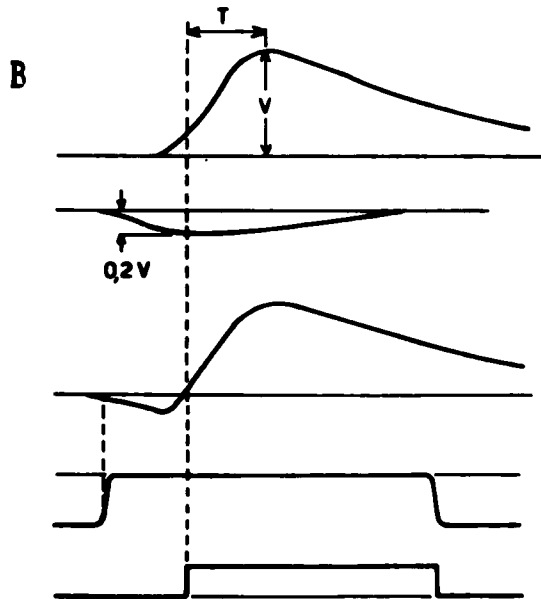
ORTEC INCORPORATED	
100 MIDLAND ROAD, OAK RIDGE, TENNESSEE 37830	
MODEL 270	
CONSTANT FRACTION OF PULSE HEIGHT TRIGGER	
TYPE 7-2-48	D. GEBRUE
DATE	1/1/68
BY	DLA
NO.	270-0301-51

DISCRIMINATEUR A FRACTION CONSTANTE D'AMPLITUDE

FIGURE 18



A



IMPULSION D'ANODE
Retardée et inversée.

IMPULSION D'ANODE
Atténuée.

IMPULSION BIPOLAIRE
(A + B)

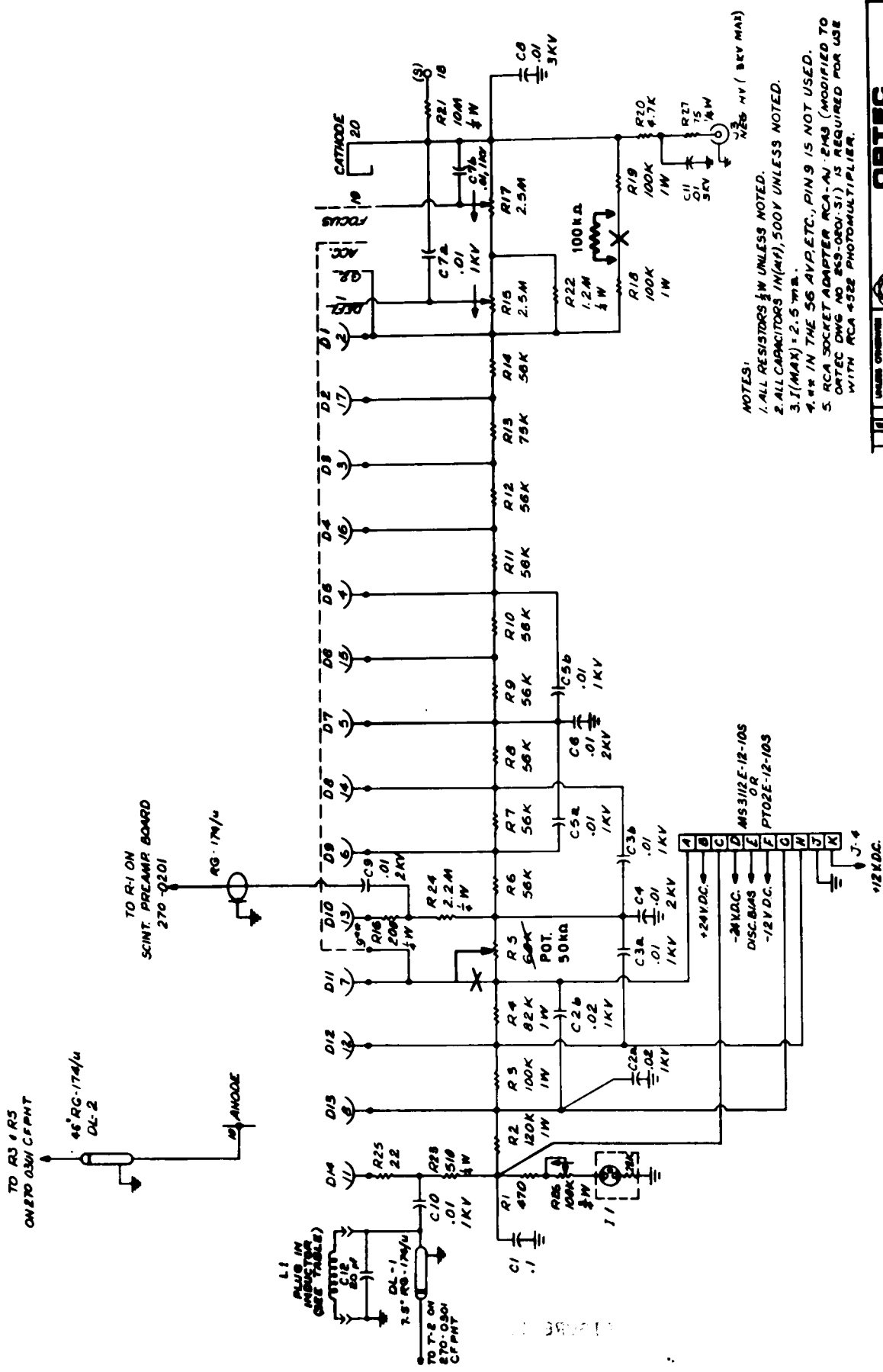
SIGNAL ISSU DU COMMUTEUR
DE COURANT

DECLENCHEMENT DU DISCRIMINATEUR
"TEMPS" Au passage à zéro

CIRCUIT ORTEC 271

- SCHÉMA DE PRINCIPE
- FORMATION DU SIGNAL BIPOLAIRE

FIGURE 10

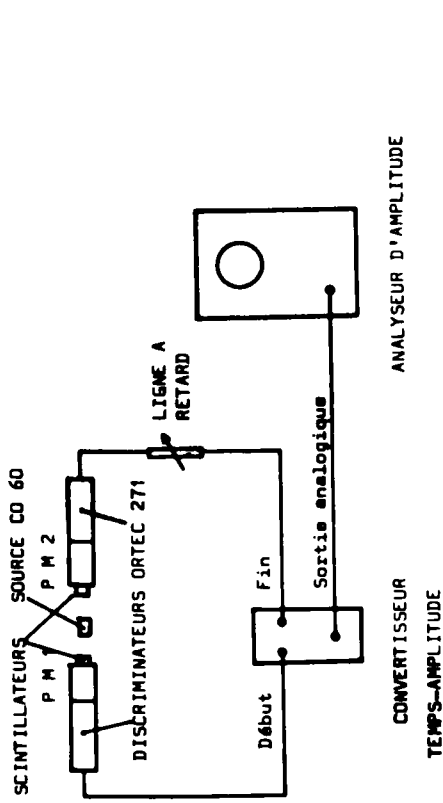


- NOTES:
1. ALL RESISTORS $\frac{1}{2}$ W UNLESS NOTED.
 2. ALL CAPACITORS 1N(MF), 500V UNLESS NOTED.
 3. I(MAX) = 2.5 mA.
 4. * IN THE 56 AV, ETC., PIN 9 IS NOT USED.
 5. RCA SOCKET ADAPTER RCA-AJ-2M43 (MODIFIED TO ORTEC DWG NO 855-0501-S1) IS REQUIRED FOR USE WITH RCA 4522 PHOTOMULTIPLIER.

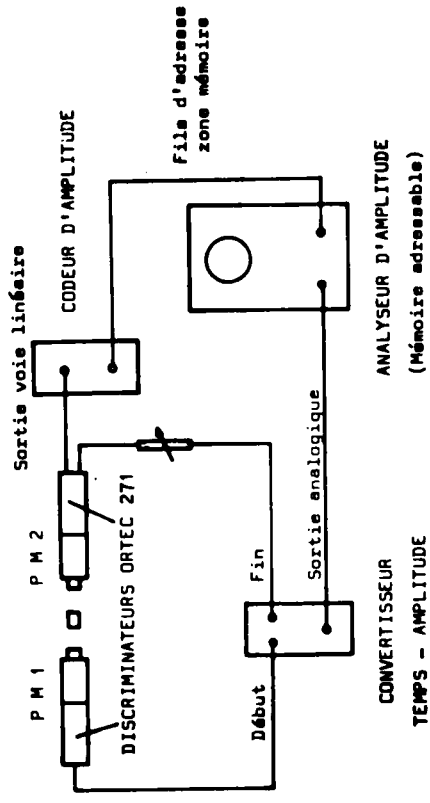
ORTEC	
ORTEC ELECTRONIC CORPORATION	
MODEL 271	
PMT BLEEDER NETWORK	
RCA SOCKET ADAPTER	
RCA-AJ-2M43 (MODIFIED TO ORTEC DWG NO 855-0501-S1)	
PART NO. 271 0101-S1	
DATE: 8-5-81	
DRAWN BY: J. H. H.	
CHECKED BY: J. H. H.	
APPROVED BY: J. H. H.	

CHAINE D'ALIMENTATION DU PHOTOMULTIPLICATEUR

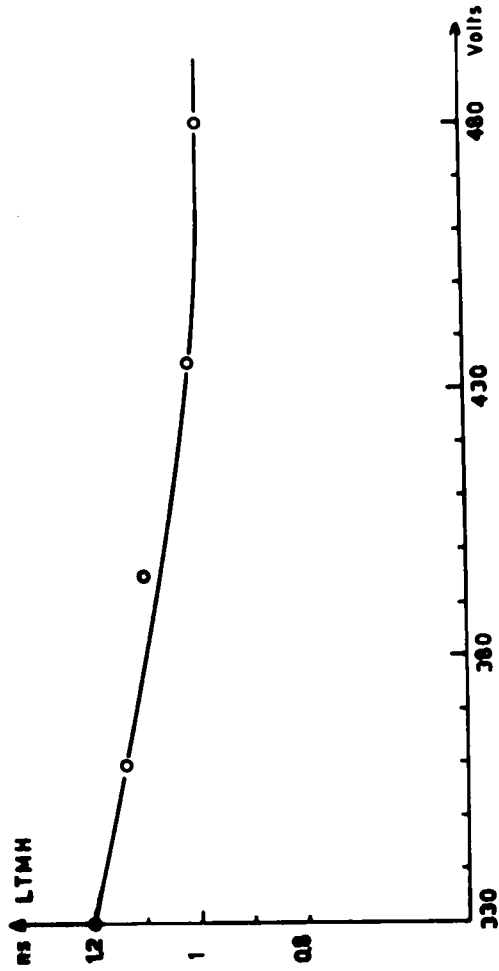
FIGURE 20



A



B

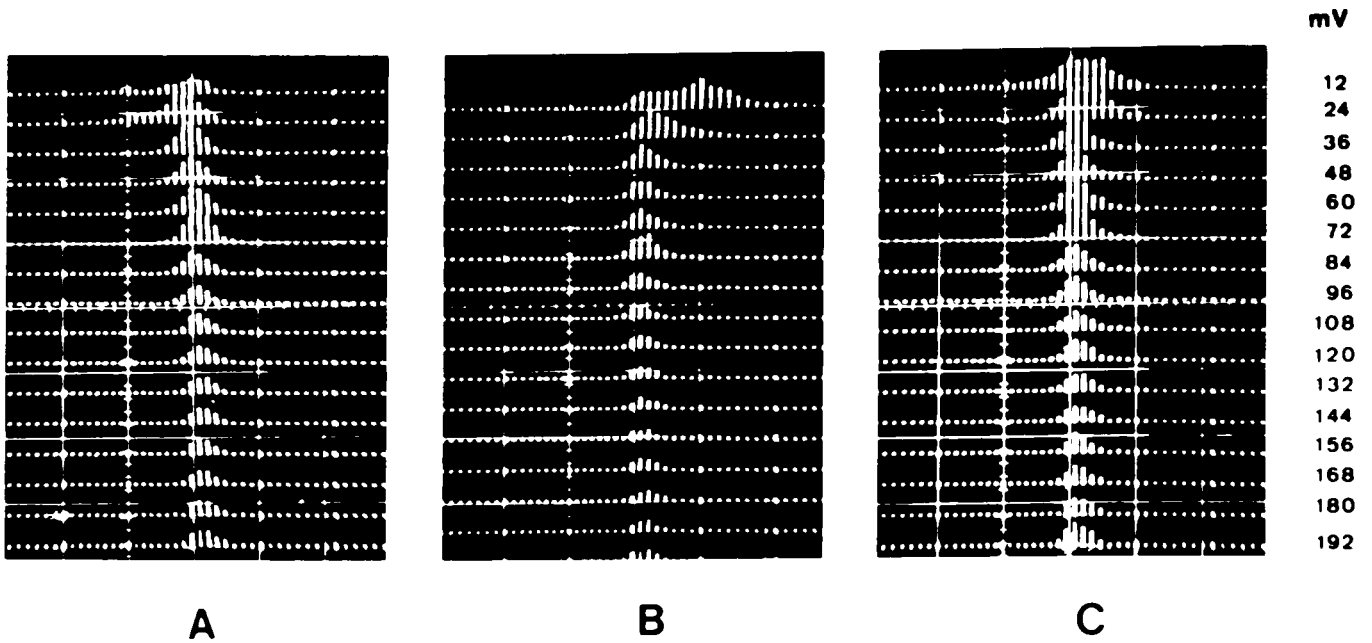


RESOLUTION OBTENUE EN FONCTION DE LA TENSION APPLIQUEE A L'OPTIQUE D'ENTREE

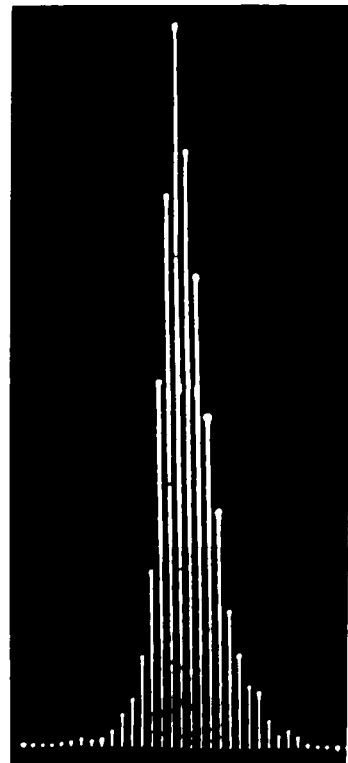
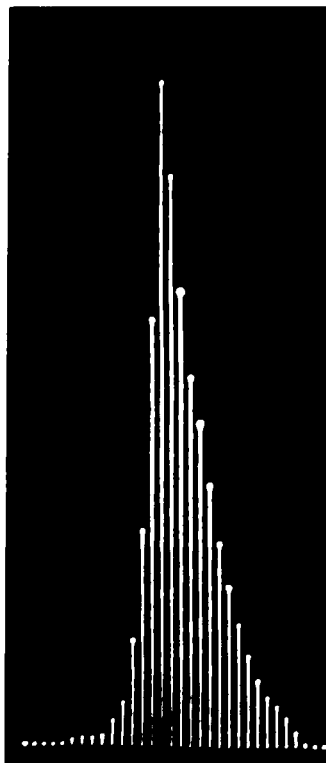
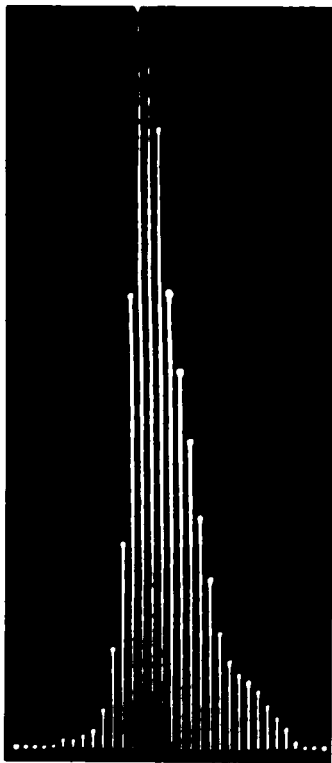
FIGURE 22

APPAREILLAGE UTILISE POUR LES MESURES DE RESOLUTION

FIGURE 21



X : un canal = 0,125 nS

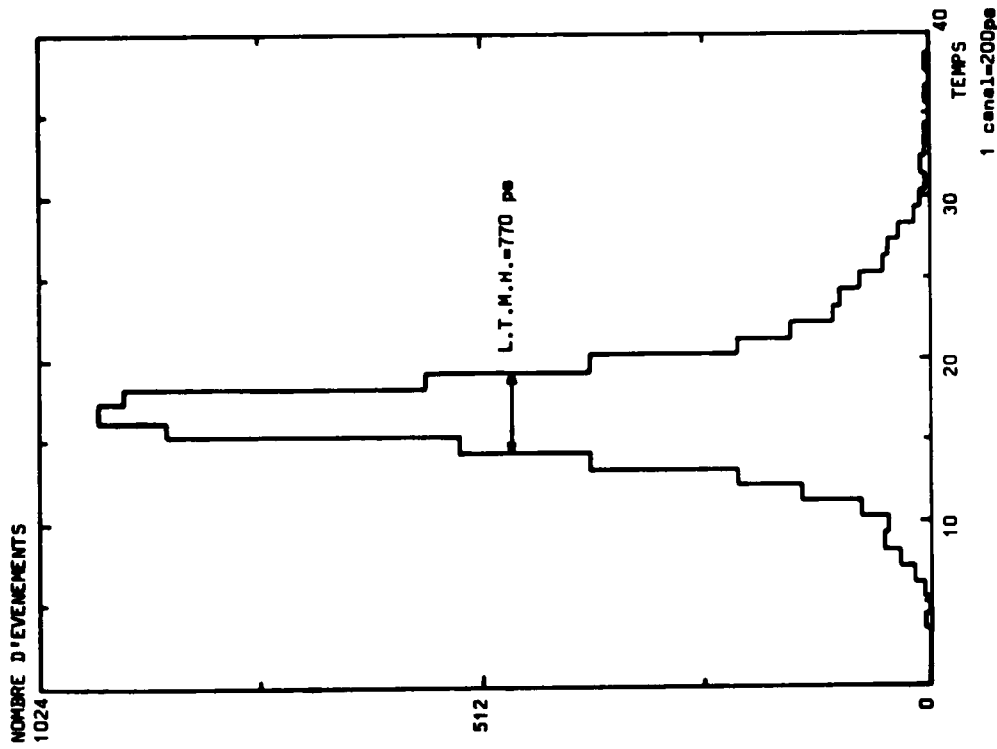


D

E

F

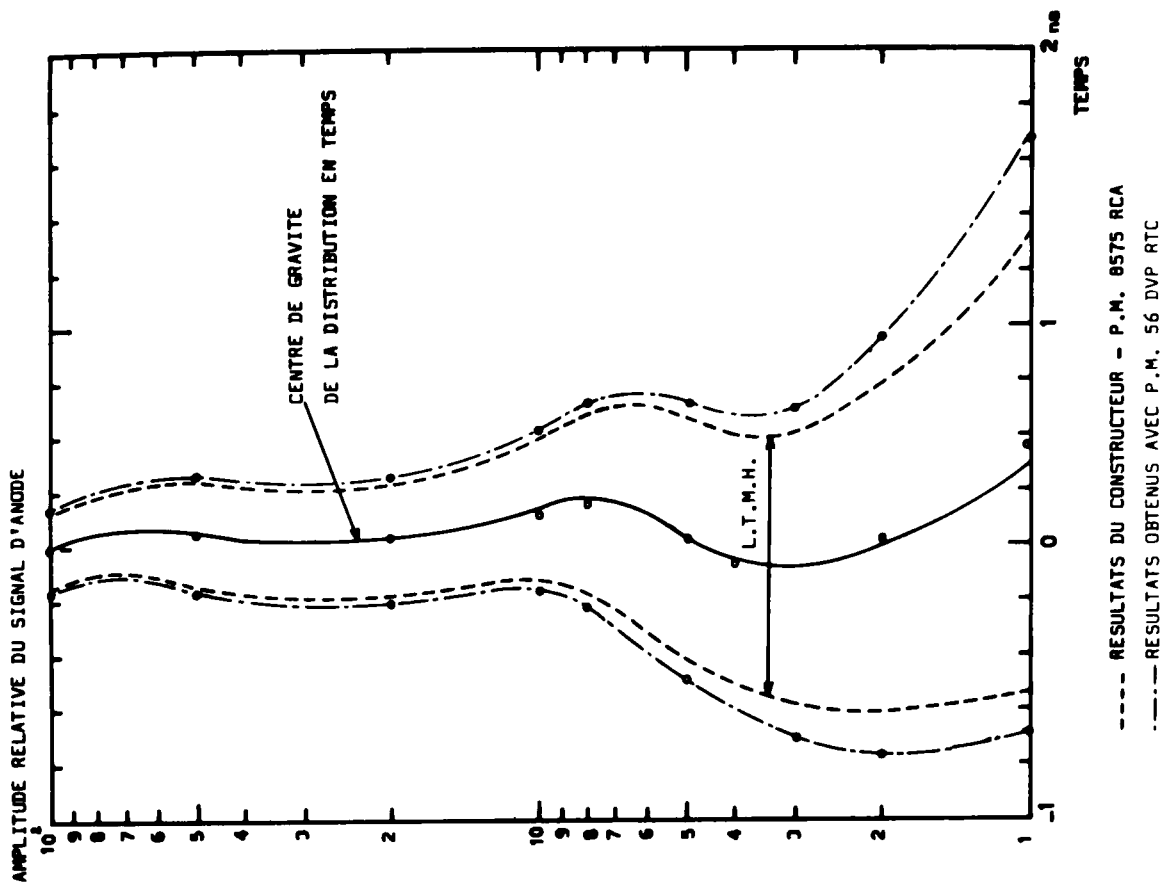
FIGURE 23



PHOTOMULTIPLIEURS : 56 DVP
 SOURCE : CO 60
 SCINTILLATEURS : NE 110 Ø 25 mm EPAISSEUR 20 mm
 DYNAMIQUE D'AMPLITUDE : 100/1 SUR LES DEUX VOIES

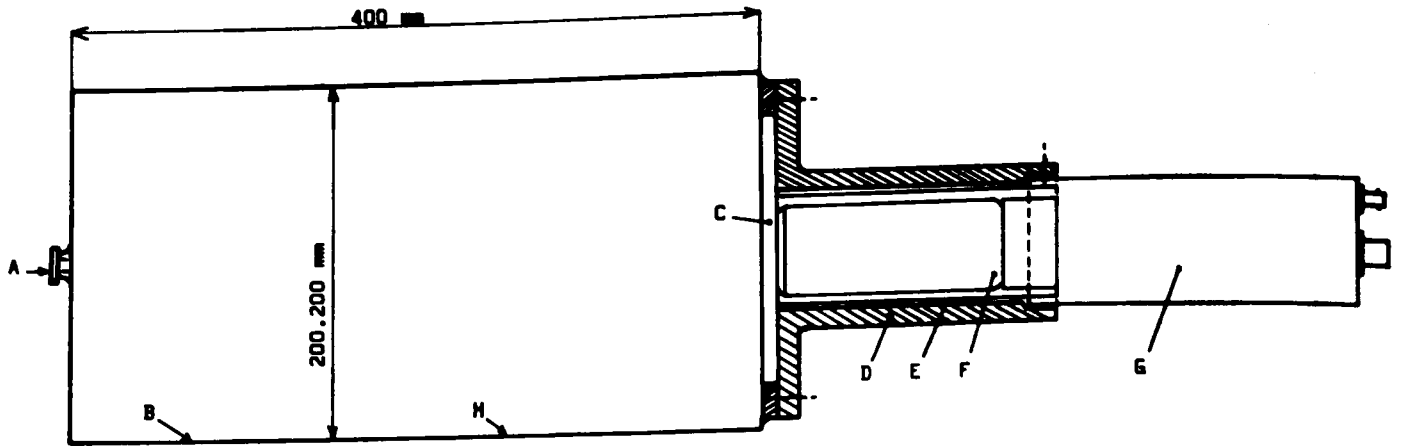
MESURE DE CORRELATION $\gamma-\gamma$

FIGURE 24



MESURE DE TEMPS ET RESOLUTION EN FONCTION DE L'AMPLITUDE

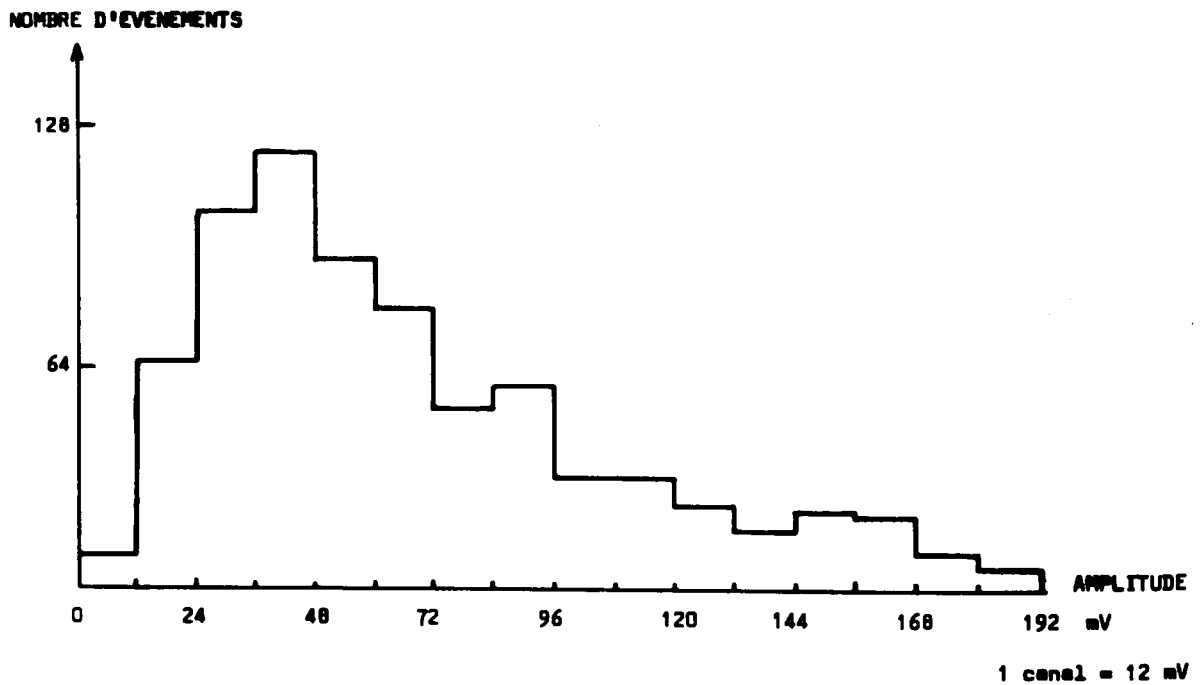
FIGURE 24 BIS



- | | | | |
|---|----------------------------------|---|----------------------------|
| A | ORIFICE DE REMPLISSAGE - BOUCHON | E | BLINDAGE MU-METAL |
| B | TOLE ACIER Epaisseur 1 mm | F | PHOTOMULTIPLICATEUR |
| C | MUJLOT VERRE | G | CIRCUIT ORTEC 271 |
| D | BLINDAGE ACIER Epaisseur 10 mm | H | PEINTURE BLANCHE (N E 561) |

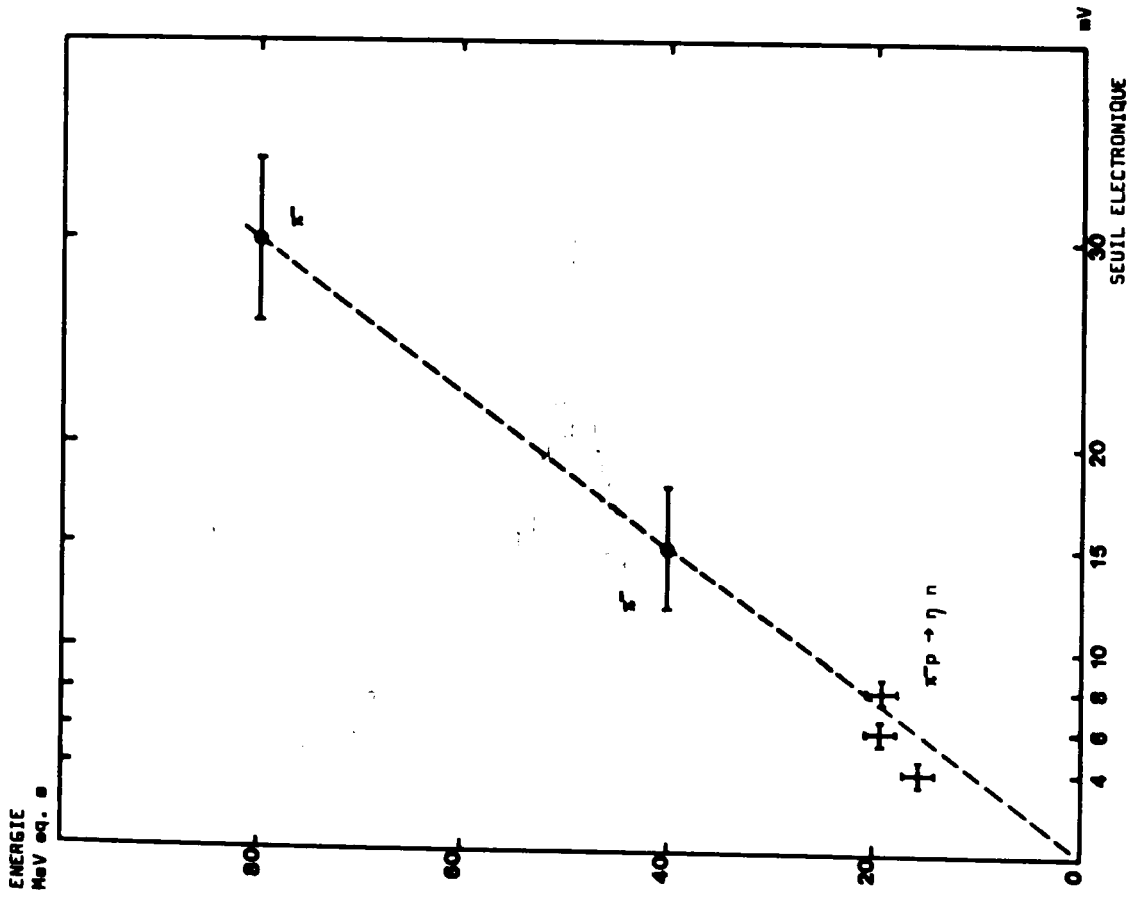
DETECTEUR DE NEUTRONS

FIGURE 25



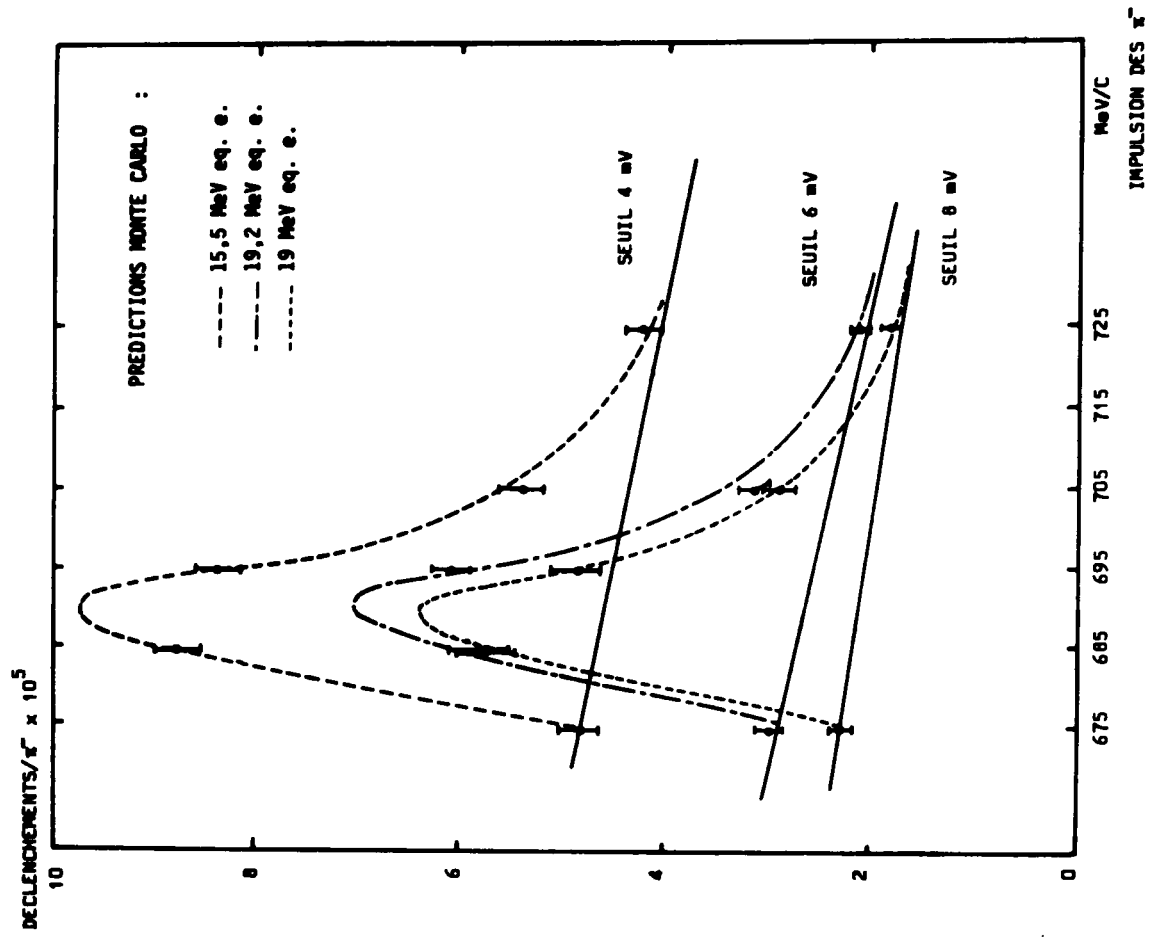
DISTRIBUTION EN AMPLITUDE EXPERIMENTALE

FIGURE 26



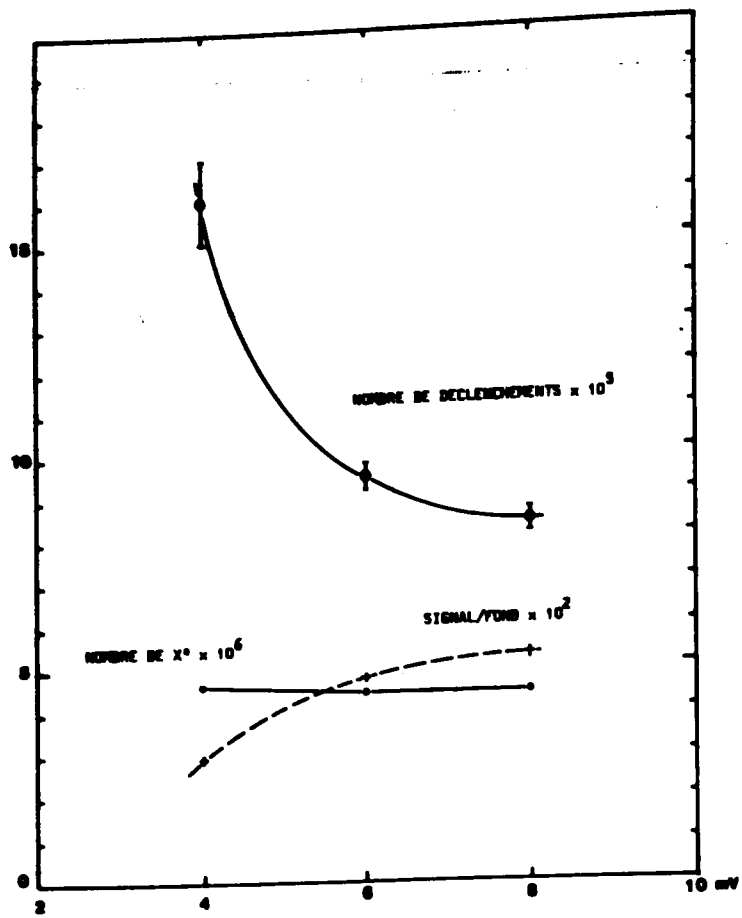
ETALONNAGE DU SEUIL ELECTRONIQUE

FIGURE 27



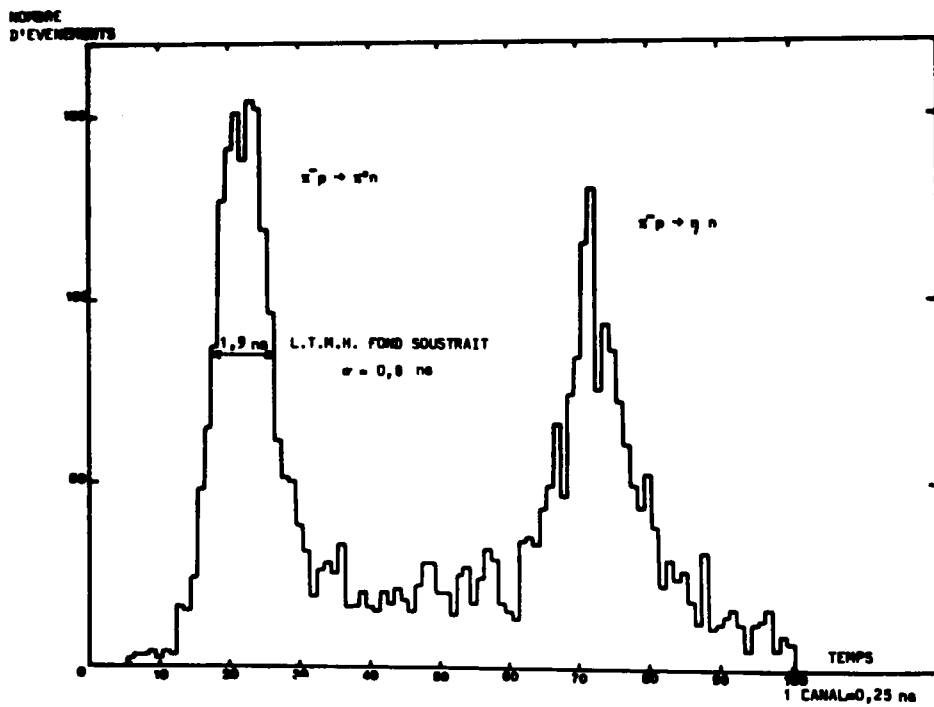
COURBES D'EXCITATION DU MESON η EN FONCTION DU SEUIL

FIGURE 28



TAUX DE DECLENCHEMENT EN FONCTION DU SEUIL

FIGURE 29



DISTRIBUTION EN TEMPS DE VOL EXPERIMENTALE

FIGURE 30

Vu et approuvé
ORSAY, le 8 mars 1976
Le Vice-Président du Centre d'Orsay

J. HAISSINSKI



J. Haisinski