



**ETUDE DES CASCADES GAMMA-GAMMA DANS LA DE-
SINTEGRATION DU NOYAU COMPOSE, FORME PAR CAP-
TURE NEUTRONIQUE, A L'AIDE D'UN CIRCUIT DE
HOOGENBOOM**

by

MANOEL AMÉRICO NOGUEIRA DE ABREU

PUBLICAÇÃO I.E.A. N.º 96

Junho — 1965

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SÃO PAULO — BRASIL

ETUDE DES CASCADES GAMMA-GAMMA DANS LA DESINTEGRATION DU
NOYAU COMPOSE, FORME PAR CAPTURE NEUTRONIQUE, A L'AIDE
D'UN CIRCUIT DE HOOGENBOOM (x)

by

- Manoel Américo Nogueira de Abreu^(xx)

Nuclear Physics Division
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil

PUBLICAÇÃO IEA Nº 96
junho, 1965

(x) Travail réalisé au Service de Mesures Neutroniques Fondamentales - Département de Recherche Physique - Centre Nucléaires de Saclay.

(xx) Stagiaire du Commissariat à l'Energie Atomique du Gouvernement français (A.S.T.E.F.) et boursier de la Comissão Nacional de Energia Nuclear du gouvernement brésilien de Septembre 1963 à Septembre 1964 au CEN de Saclay.

Comissão Nacional de Energia Nuclear

Presidente: Prof. Luiz Cintra do Prado

Universidade de São Paulo

Reitor: Prof. Luiz Antonio da Gama e Silva

Instituto de Energia Atômica

Diretor: Prof. Rômulo Ribeiro Pieroni

Conselho Técnico-Científico do IEA

Prof. José Moura Gonçalves

Prof. Walter Borzani

Prof. Rui Ribeiro Franco

Prof. Theodoreto H.I. de Arruda Souto

)
) pela USP

)
) pela CNEN

Divisões Didático-Científicas:

Div. de Física Nuclear: Prof. Marcello D.S. Santos

Div. de Engenharia de Reatores: Prof. Tharcisio D.S. Santos

Div. de Ensino e Formação: Prof. Luiz Cintra do Prado (licenciado)

Div. de Radioquímica: Prof. Fausto Walter de Lima

Div. de Radiobiologia: Prof. Rômulo Ribeiro Pieroni

Div. de Metalurgia Nuclear: Prof. Tharcisio D.S. Santos

Div. de Engenharia Química: Prof. Kazimierz J. Brill

ETUDE DES CASCADES GAMMA-GAMMA DANS LA DESINTEGRATION DU
NOYAU COMPOSE, FORME PAR CAPTURE NEUTRONIQUE, A L'AIDE
D'UN CIRCUIT DE HOOGENBOOM

Manoel Américo Nogueira de Abreu

ABSTRACT

The method proposed by Hoogenboom for studying gamma-gamma cascades in the excited nucleus desintegration is to subject the height pulse analysis of the gamma detector to two conditions: the coincidence with a pulse from another gamma detector and the addition of these two pulses heights corresponding to the full cascade energy. Theoretically this is possible only when the two pulses result from the full energy absorption of the cascade photons.

A study of the method, of its possibilities and its applications is presented with an analysis of the gamma-gamma cascade from the Hg^{200} formed from neutron capture.

RESUMO

O método proposto por Hoogenboom para o estudo de cascadas gama-gama na desintegração de núcleos excitados consiste em analisar a amplitude de um pulso de um detetor sòmen

2.

te quando coincidir com um pulso de um segundo detetor e quando a soma de suas amplitudes corresponder à energia total da cascata. Teòricamente, isto se dará s mente quando os dois impulsos são o resultado da absor o total da energia dos fons de uma cascata.

Um breve estudo dêste método, de suas propriedades e aplica es é apresentado juntamente com uma análise da radia o emitida pelo Hg^{200} formado por captura de neutrons.

RESUMÉ

La méthode proposée par Hoogenboom pour l'étude de cascades gamma-gamma dans la desintegration des noyaux excites consiste à analyser l'amplitude d'une impulsion d'un détecteur seulement quand elle coincide avec une impulsion d'un second détecteur et quand la somme de leurs amplitudes correspond a l'énergie total de la cascade. Théoriquement, cela arrive seulement si les deux impulsions sont le résultat de l'absorption total de l'énergie des photons d'une cascade.

Une brève étude de cette méthode, de ses proprietés, et ses applications est present e avec l'analyse de la radiation  mise par le noyau Hg^{200} formé par capture neutronique.

I - INTRODUCTION

On peut obtenir beaucoup d'informations sur l'énergie des niveaux nucléaires et sur les probabilités de transition entre ce niveau par l'analyse du spectre des rayons gamma émis lors de la désintégration d'un noyau formé par capture neutronique. Ces spectres peuvent contenir plusieurs dizaines de raies gamma, ce qui rend difficile leur interprétation. Des techniques de coïncidences sont utilisées pour l'analyse de ces spectres, mais la faible efficacité de détection exige des méthodes spéciales ce qui les rend difficiles. Une difficulté supplémentaire provient de la complexité des procédés d'interaction de la radiation gamma avec les détecteurs: des photons qui ne dissipent pas toute leur énergie dans le détecteur, masquent les raies gamma d'énergie plus faible et rend difficile leur identification. La méthode de Hoogenboom est particulièrement efficace quand il s'agit d'analyser des cascades de deux photons. Nous ferons ci-dessous un résumé de la méthode, de l'appareillage, des calibrations, des propriétés et des résultats obtenus.

II - MÉTHODE

Le schéma de désintégration d'un noyau peut être composé de plusieurs cascades dont l'énergie totale est constante et égale à l'énergie d'excitation du noyau considéré.

4.

Quand, dans une cascade, les photons sont complètement absorbés par deux systèmes de détection linéaire, la somme des hauteurs des impulsions doit correspondre à l'énergie totale de la cascade. Donc toutes les impulsions - qui satisfont aux conditions suivantes: être absorbées simultanément et avoir leur somme égale à l'énergie totale de la cascade - correspondent aux lignes du spectre et non aux absorptions partielles de photons.

La méthode proposée par Hoogenboom consiste à conditionner l'analyse de l'amplitude d'une impulsion d'un détecteur au fait qu'elle coïncide avec une impulsion d'un second détecteur, et que la somme de leurs amplitudes correspond à l'énergie totale de la cascade. Théoriquement cela n'arrive que lorsque les deux impulsions sont le résultat de l'absorption totale de l'énergie des photons d'une cascade.

III - APPAREILLAGE

La figure 1 montre le diagramme du circuit proposé par Hoogenboom auquel on a ajouté un circuit de coïncidences rapides pour permettre des taux de comptage élevés.

Le système électronique employé impose aux impulsions, par le moyen d'une "porte", les conditions de coïncidences et de somme. Les circuits de coïncidences rapides et de somme envoient des impulsions aux circuits de coïncidences lentes. Quand les conditions de coïncidence et de somme seront satisfaites simultanément,

le circuit de coïncidences lentes (C.C.L.) envoie une impulsion qui ouvrira la "porte". On analysera alors l'impulsion qui aura satisfait aux conditions exigées.

A - CIRCUIT SOMME (C.S.)

Le C.S. employé est pratiquement celui proposé par Hoogenboom. Les impulsions des voies 1 et 2 sont additionnées et l'impulsion résultante sort par le moyen d'une "cathode follower de White". Deux potentiomètres situés sur chaque voie à l'entrée du circuit somme, permettent d'aligner leur gain.

Un discriminateur différentiel situé après le C.S. permet de sélectionner l'impulsion à analyser.

B - CIRCUIT DE COÏNCIDENCES RAPIDES (C.C.R.)

Il est très important dans cette méthode que les coïncidences réelles entre les impulsions des deux canaux soient acceptées et que cela se produise avec une efficacité invariable quelle que soit la hauteur des impulsions. La variation du rapport des hauteurs d'impulsions est grande, approximativement $1/13$ à $13/1$. A cause de cette difficulté on met en forme les impulsions pour avoir une impulsion de 1 volt de hauteur et de 20 μ sec. de durée. Ces impulsions entrent dans une pentode (6BN0) dont la sortie est am-

plifiée et finalement analysée par un discriminateur intégral (D.1) qui détermine le temps de résolution. Un circuit employé par Drapper (6) s'est montré indépendant de la hauteur d'impulsion à $\pm 0,5\%$, jusqu'à un temps de résolution de 48 μsec .

C - CIRCUIT DE COINCIDENCES LENTES (C.C.L.)

Les impulsions sortant du C.C.R. et celles provenant du discriminateur différentiel passent dans un circuit de coïncidences lentes dont la sortie ouvre la "porte" du sélecteur d'amplitude multicanaux. Il n'est pas nécessaire que ce circuit soit rapide puisque le phénomène que l'on étudie se produit assez rarement.

D - CANAL D'ANALYSE

Après avoir été amplifiées, les impulsions du détecteur 1 sont analysées si la "porte" est ouverte, ce qui arrive quand elles satisfont aux conditions exigées. Normalement il y a un retard de l'impulsion ouvrant la "porte" par rapport aux impulsions du détecteur. Ce retard doit être étudié et compensé.

E - CANAL MONITEUR

Après avoir été amplifiées et analysées les im-

pulsions du détecteur 2 peuvent être utilisées pour monitorer les taux de comptage de la voie d'analyse ou pour contrôler la stabilité du circuit. On peut aussi employer la sortie du D.D.-C.S. pour contrôler cette stabilité du circuit.

F - CIRCUIT "ANTI-EMPILEMENT"

L'utilisation d'amplificateurs à double ligne à retard réduit considérablement les empilements d'impulsions susceptibles de se produire, lors de fort taux de comptage.

G - STABILISATION DES HAUTES TENSIONS

Etant donné la grande importance de la stabilité des gains des canaux on a décidé de mettre au point une stabilisation du gain des détecteurs en agissant sur la haute tension des photomultiplicateurs de façon que le gain du canal se maintienne constant. On prend pour référence les taux de comptage correspondant aux énergies $(E_1 + \Delta E)$ et $(E_1 - \Delta E)$ de part et d'autre d'un pic photo-électrique d'énergie E_1 bien résolu (gamma de 511 KeV par exemple).

IV - ARRANGEMENT EXPERIMENTAL

On a utilisé le circuit de Hoogenboom pour étudier

8.

les cascades gamma-gamma du Hg-200, lors de la capture des neutrons thermiques par Hg-199.

A - FAISCEAU DE NEUTRONS

Nos expériences ont été faites auprès de la pile EL-3 du C.E.N. de Saclay. La pile a fonctionné avec une puissance de 18 MW au cours de la manipulation.

Un faisceau de neutrons provenant d'un canal radial de la pile était diffracté par un cristal de plomb sur le plan (1,1,1). Le cristal utilisé a une grande structure mosaïque donc une grande réflectivité. Il a été placé pour diffracter les neutrons de 0,058 eV; l'intensité du faisceau réfléchi est de 10^6 n/cm²/sec. environ. L'utilisation d'un cristal monochromateur permet d'éviter le bruit de fond produit par les rayons gamma du canal de la pile et par les neutrons rapides. Le faisceau diffracté a une section maxima de 5×10 cm². Il est entouré d'une collimation en LiH afin de réduire le bruit de fond gamma produit par des neutrons lents diffractés. En réduisant à 1 cm² la section du faisceau diffracté, le bruit de fond est de l'ordre de 200 cps/sec. On a remarqué qu'un des principaux facteurs de bruit de fond est dû à l'existence d'A⁴¹ dans l'air ambiant.

B - BLINDAGE

Le blindage employé est destiné à éliminer le faisceau de rayons gamma sortant par le canal de la pile et à bloquer les neutrons diffusés par le cristal en produisant le moins de gamma possible .
La figure 2 représente le schéma de l'installation.

C - DETECTEURS

On a employé comme détecteurs deux cristaux de 5" x 4" (Harshaw) associés à deux photomultiplicateurs (54 AVP Radiotechnique).

Les détecteurs étaient montés sur un ensemble permettant de faire éventuellement des corrélations angulaires.

L'accès aux détecteurs se fait par des portes latérales en béton lourd (d= 3,5).

V - CALIBRAGE

Puisque les conditions que le circuit doit imposer à l'analyse du spectre sont d'importance fondamentale dans la méthode, nous devons être sûrs que:

- 1/ Seules les coïncidences réelles soient détectées;
- 2/ Les circuits d'amplification et de somme soient linéaires;
- 3/ A des photons d'énergie égale correspondent toujours des impulsions de même hauteur.

Pour y arriver nous faisons les tests suivants:

1. Etude du retard des impulsions dans les circuits de coïncidences rapides, de coïncidences lentes et de somme de façon à pouvoir les compenser. On peut le faire à l'aide d'un générateur d'impulsions qui enverra la même impulsion aux "cathodes followers", d'entrée des différentes voies. En introduisant une ligne à retard (où le retard est variable) dans chaque voie et en étudiant la variation du comptage selon le retard produit on obtient un maximum correspondant au bon choix du retard dans les circuits. Quand il s'agit du circuit-somme on doit avoir la précaution de placer la fenêtre du D.D. de manière que seules les impulsions soient comptées.

2. Mise au point des hautes tensions de façon que les mêmes raies gamma correspondent aux mêmes hauteurs d'impulsion dans les deux canaux de détection. Cette mise au point peut être obtenue par l'analyse du spectre gamma en ayant toujours la précaution de faire attention à la linéarité de la courbe de calibration.

3. Réglage des potentiomètres d'entrée du circuit-somme de façon que, à la sortie du C.S., l'analyse d'un spectre gamma soit la même pour les voies 1 et 2 prisent séparément.

4. Calibration du circuit somme et comparaison en

tre la courbe obtenue et les points de teste.

5. Test de linéarité de la "porte" au moyen de l'analyse de spectres connus après leur passage par la "porte".

6. Calibration du canal d'analyse.

7. Pour l'étude du fonctionnement du circuit faire l'analyse de source de spectre connu et de la variation de l'angle entre les détecteurs. Par exemple, un échantillon de Na-22 émet un positron et un rayon gamma de 1,28 MeV par désintégration. Le positron annihilé produit deux rayons gamma de 511 KeV présentant la même direction de propagation et allant dans des directions contraires. Par conséquent, si l'angle détecteur A - source - détecteur B, est de 180° , on pourra observer la détection simultanée de deux rayons gamma de 0,511 MeV par détecteur et celui de 1,28 MeV, donc une raie gamma correspondant à l'énergie totale, soit 2,3 MeV. En fixant la fenêtre du circuit somme à cette énergie le spectre analysé présentera des maxima de 1,79 et de 0,511 MeV. Si l'angle est de 90° les deux rayons gamma de 511 KeV d'une désintégration ne pourront pas être détectés simultanément. Donc, avec la fenêtre du D.D. du C.S. en 1,79 on obtient des maxima à 1,28 et 0,511 MeV.

Dans tous ces tests quand on fait quelques modifications, il faut avoir la précaution de ne pas modifier les impédances et les formes des impulsions du circuit original.

VI - DETERMINATION DES CASCADES

Pour déterminer le schéma de désintégration d'un noyau, la méthode adoptée par la plupart des auteurs et dont nous suivons l'exemple est la suivante:

1. Déterminer, à partir de la calibration en énergie du dispositif, le canal où la raie gamma correspondant à l'énergie totale, devra apparaître.
2. Choisir la largeur du canal somme Γ_s .
3. En analysant la sortie du circuit somme, en coincidence avec les impulsions sortant du circuit C.L. (Clef en position 2), modifier la base et la largeur de la bande du D.D. du C.S. jusqu'à ce que la ligne correspondant à la somme apparaisse dans le canal prévu, ayant la largeur voulue.
4. Régler le D.I. du C.C.R. pour obtenir le temps de résolution voulu.
5. Analyser la sortie de la voie 1 (Clef en position 1) qui sera le spectre de la cascade.

6. Commencer l'analyse par les cascades de plus haute énergie, s'il y en a plusieurs ou si les cascades ont plus de deux photons.

VII - PROPRIETES DU CIRCUIT

Analysons maintenant quelques unes des propriétés du circuit: résolution et efficacité en fonction de la résolution et de l'efficacité des détecteurs employés.

A - RESOLUTION

Considérons une cascade de deux photons dont les distributions d'énergie sont gaussiennes: soient $f_1(e_1 - E_1)$ et $f_2(e_2 - E_2)$ ces distributions centrées sur E_1 et sur E_2 , de largeur moyenne Γ_1 et Γ_2 à $1/e$, ayant une surface unitaire. La distribution à la sortie du C.S. $f_s(e_s - E_s)$ est une gaussienne de largeur moyenne Γ_s ($\Gamma_s^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2$), centrée sur $E_s = E_1 + E_2$ et de surface unitaire si les courbes de calibrage coïncident. En général on peut affirmer que pour un détecteur à scintillations $\Gamma_1^2 = \alpha_1 E_1 + B_1$ ou α_1 et B_1 sont des constantes dues à l'appareillage.

Donc si $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_s$
 $\Gamma_s^2 = \alpha_s (E_1 + E_2) + B_s$ où $B_s = B_1 + B_2$

On peut conclure que si dans les deux voies, la contribution à la résolution due à l'énergie est égale,

la résolution du spectre somme ne dépend que de l'énergie totale de la cascade.

B - RESOLUTION DES LIGNES ANALYSEES

Supposons encore que les distributions d'énergie soient $f_1(e_1 - E_1)$ et $f_2(e_2 - E_2)$. La distribution d'énergie détectée avec le circuit de Hoogenboom sera donc :

$$f_{s_1}(e_1 - E_1) = \int f_1(e_1 - E_1) f_2(e_2 - E_2) \cdot f_d(e_1 + e_2 - E_s) de_2$$

puisque'elle sera conditionnée à la détection simultanée des photons, dont l'énergie totale est déterminée par la distribution $f_d(e_1 + e_2 - E_s)$.

f_{s_1} peut être assimilée à une gaussienne de largeur moyenne, à $1/e$, Γ_{s_1} .

$$\Gamma_{s_1} = \Gamma_1 \frac{(\Gamma_2^2 + \Gamma_s^2)^{\frac{1}{2}}}{(\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_s^2)^{\frac{1}{2}}} \text{ d'où } \Gamma_{s_1} \leq \Gamma_1 \text{ (I)}$$

C - EFFICACITE

La probabilité de détecter un photon d'énergie E_1 dans le spectre donné par le circuit sera $\xi(E_1)$

$$\xi(E_1) = \Omega_1 \Omega_2 P_A(E_1) P_B(E_2) \int f_{s_1}(e_1 - E_1) de_1$$

où $4\pi\Omega_1$ est l'angle solide déterminé par le cristal i et par une source ponctuelle.

$P_x(E_i)$ est l'efficacité du détecteur x pour des photons d'énergie E_i . Voyons qu'elle est l'influenu

ce de la forme de $f_d(e_{s_1} - E_1)$ sur $\mathcal{E}(E_1)$.

f_d gaussienne - soit - f_d une gaussienne centrée sur $E_s + \delta$ ayant une largeur à $1/e$ égale à Γ_d .

Nous aurons donc:

$$f_d(e_{s_1} - E_s) = \exp - \left\{ \frac{(e_s - (\delta + E_s))^2}{\Gamma_s^2} \right\}$$

et

$$\mathcal{E}(E_1) = \Omega_1 \Omega_2 P_A(E_1) P_B(E_2) \frac{\Gamma_d}{(\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_d^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot \exp - \left(\frac{\delta^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_d^2} \right)$$

Nous voyons que $\mathcal{E}(E_1)$ dépend des énergies E_1 et E_2 par les efficacités $P_x(E_1)$ et non par la position du D.D. On voit ainsi que

$$\mathcal{E}(E_1) = \mathcal{E}(E_2) \quad (\text{II})$$

f_d rectangulaire - Supposons que f_d ait une forme rectangulaire centrée en $E_s + \delta$

$$f_d(e_{s_1} - E_s) = \begin{cases} 1 \rightarrow |e_s - (\delta + E_s)| \leq \Gamma_s \\ 0 \rightarrow |e_s - (\delta + E_s)| > \Gamma_s \end{cases}$$

Alors

$$\mathcal{E}(E_1) = \Omega_1 \Omega_2 P_A(E_1) P_B(E_2) \int_{\delta - \Gamma_s}^{\delta + \Gamma_s} \frac{e^{-e_s^2 (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2)}}{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2}} \frac{1}{2}$$

qui ne dépend de E_1 et de E_2 que par $P_x(E_1)$.

Forme des raies obtenues - Voyons quelle est l'influence d'un mauvais emplacement du centre de f_d en E_s . Comme nous avons déjà eu l'occasion de le voir, Γ_1 ne dépend pas de δ , mais le maximum de f_{s1} apparaîtra déplacé vers $E_1 + P_1(\delta)$ où

$$P_1(\delta) = \frac{\delta \Gamma_1 \Gamma_{s1}}{(\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_s^2)^{\frac{1}{2}} (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_s^2)^{\frac{1}{2}}}$$

ou

$$P_1(\delta) = \xi \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_s^2}$$

Nous pouvons voir que pour un δ choisi, $P_1(\delta)$ varie comme $\frac{1}{\Gamma_s^2 + k}$ lorsque Γ_s varie.

Ce qui nous donne une façon de rechercher l'existence d'un δ , par la simple variation de Γ_s dans le D.D.

VIII - TYPES DE RESULTATS

Soit une cascade de deux photons, le taux de comptage correspondant à l'énergie E_1 sera:

$$R_{12}(E_1) = R_{12}(E_2) = I_1 b_2 \zeta(E_1) C \zeta(E_1 E_2) \propto$$

où I_1 est l'intensité (nombre de photons par neutrons capturés) de la transition considérée, qui va peupler le niveau d'énergie E_2 : elle peut être mesurée à l'aide d'un spectre simple. b_2 est la probabilité de dépeuplement de l'état d'énergie E_2 vers l'état fondamental, notons que $b_2 = 1$ pour le 1^{er} état excité.

$\zeta(E_1)$ est l'efficacité du détecteur correspondant à

l'énergie E_1 ; cette efficacité peut être mesurée par une expérience indépendante.

C - est le facteur de capture neutronique par l'échantillon.

\mathcal{C} - est le facteur d'absorption des photons

α - est le facteur de corrélation angulaire.

Les résultats expérimentaux donnent accès aux informations suivantes:

1/ Identification des énergies des niveaux pour lesquels $I_1 b_2$ n'est pas très petit. On admet que l'énergie la plus faible de la cascade correspond à la 2ème transition.

2/ Détermination de b_2 quand on connaît préalablement I_1 , ce qui nous renseigne sur le moment angulaire et la parité.

3/ Détermination de I_1 quand on connaît b_2 et on admet qu'il ne dépend pas de la manière dont est peuplé le niveau.

4/ Vérification, lorsque I_1 et b_2 sont connus de la variation de b_2 selon la manière dont le niveau est peuplé.

5/ Etude de la corrélation angulaire quand varie l'angle entre les scintillateurs.

Les cas les plus intéressants sont les conséquences des combinaisons des résultats 2 et 5 qui nous permettent l'évaluation des paramètres des niveaux excités.

IX - EFFETS PERTURBATEURS

Il y a plusieurs effets qui perturbent la détection et l'interprétation du spectre obtenu. Voici les deux principaux :

1/ Des cascades qui n'aboutissent pas à l'état fondamen-

18.

tal donnent naissance à un 3ème rayon gamma de basse énergie (E_3). Si Γ_s est de l'ordre de E_3 on pourra détecter les gamma arrivant sur le niveau d'énergie E_3 .

On peut calculer le rapport entre la probabilité de détecter une cascade de deux photons pour le premier état d'excitation.

$$R_R = \frac{P(F)}{P(E_1)}$$

Dans le cas où le circuit somme a une fonction de transmission gaussienne $R_R = \exp\left(-\frac{E_x^2}{\Gamma_s^2 + \Gamma_d^2}\right)$ pour $E \ll E_s$ ou E_x est l'énergie du premier état d'excitation.

Dans le cas où le circuit somme a une fonction de transmission rectangulaire

$$R_R = \int_{-\Gamma_d}^{+\Gamma_d} \left\{ \exp\left(-\frac{e_s^2}{\Gamma_s^2}\right) \right\} de_s \bigg/ \int_{-\Gamma_d+E_x}^{+\Gamma_d+E_x} \left\{ \exp\left(-\frac{e_s^2}{\Gamma_s^2}\right) \right\} de_s$$

2/ L'énergie totale de la cascade est partagée entre les deux scintillateurs mais un compton de recul ou un gamma d'anihilation ayant son origine dans un cristal peut être détecté par l'autre cristal, d'où des pics aberrants à 511 ou 260 KeV de part et d'autre des vrais pics. Cet effet peut être atténué si l'on emploie un blindage de plomb entre les cristaux. Cependant cela peut réduire un peu trop le taux de comptage.

Voyons la manière dont Draper a étudié cet effet. Il

a calculé l'ordre de grandeur de l'effet, puis il a établi le rapport entre le résultat de l'expérience avec un blindage de plomb et l'expérience où ce blindage n'a pas été employé. Soit $f_{255}(E_1)$ le rapport des probabilités de détecter un rayon gamma d'énergie $(E_1 - 255 \text{ KeV})$ et la probabilité de détecter celui d'énergie (E_1) . On admet que les trajets des photons sont parallèles aux axes des cristaux.

$$f_{255}(E_1) = \frac{P(255)}{P(E_1)} \int_0^D \left\{ \exp - [\mu(E_1)X] \right\} \frac{\mu_c(E_1)}{\mu(E_1)} \cdot f_n(E_1) \left\{ \exp - [\mu(255)X] \right\} \mu(E_1) dX$$

où

D épaisseur du cristal

$\mu(E)$. . . coefficient d'atténuation linéaire totale pour l'énergie E dans le cristal

$\mu_c(E)/\mu(E)$ probabilité qu'a la première interaction d'être du type compton.

$f_n(E)$. . probabilité qu'a le photon de recul d'avoir sa direction dans l'angle solide enveloppant l'autre cristal.

$P(E)$. . . efficacité photoélectrique intrinsèque pour l'énergie E .

On peut calculer

$$f_n(E) = \frac{\int_{E_0}^{E_1} P(\xi) d\xi}{\int_0^{E_1} P(\xi) d\xi}$$

où

$P(\mathcal{E})d\mathcal{E}$ est la distribution en énergie des électrons de recul.

\mathcal{E}_0 est l'énergie de recul de l'électron dans un angle qui est la moitié de l'angle solide défini par un point situé à environ 1,5 cm, sur l'axe et à l'intérieur d'un cristal, et regardant l'autre cristal.

On obtient comme résultat:

$$f_{255}(E_1) = \frac{\mu_c(E_1)}{\mu_c(E_1) + \mu(255)} f_{\Omega}(E_1) \frac{P(255)}{P(E_1)}$$

On a fait le calcul numérique et l'on a comparé à des résultats expérimentaux obtenus par le moyen d'une source de Co^{60} ($E_1 \approx 1,2$). On a pu vérifier que la différence était de 15%. L'effet s'est montré assez petit.

De la même façon on a calculé $f_{511}(E_1)$

$$f_{511}(E_1) = \int_0^D \left\{ \exp - [\mu(E_1)X] \right\} \frac{\mu_p(E_1)}{\mu(E_1)} 2\Omega \left\{ \exp - [\mu(511)(R_+ + X)] \right\} \cdot \mu(E_1) dX \frac{P(511)P'(511)}{P(E_1)}$$

où $\mu_p(E_1) \mu(E_1)$ est la probabilité qu'a la première interaction d'être une production de paires.

2Ω rend compte de l'existence de deux photons d'annihilation.

R_+ est la pénétration moyenne d'un positron d'énergie $1/2 (E - 1,02)$. Cela veut dire qu'on doit considérer tous les positrons allant dans la même direction (en arrière), ayant disponible la moitié de E . Cette approximation est petite puisqu'on a une augmentation

de 5% pour 6 MeV et une autre de 8% pour 10 MeV.

$P(511)$ est l'efficacité intrinsèque dans le cristal d'interaction initiale.

$P'(511)$ est l'efficacité intrinsèque dans l'autre cristal.

$$f_{511}(E_1) = \frac{P(511)P'(511)}{P(E_1)} \frac{\mu_p(E_1)}{\mu(E_1) + \mu(511)} 2\Omega \exp - [R_p \mu(511)]$$

Afin de réduire ces effets perturbateurs on a employé deux filtres de plomb de 2,1 g/cm² d'épaisseur, chacun d'eux placé en face de chaque cristal. L'atténuation des effets est grande mais l'absorption des rayons communs ne l'est pas.

Lorsque la cible pour les neutrons a une épaisseur considérable l'effet est le même. Le facteur $\mathcal{C}(E_1, E_2)$ est défini ainsi :

$$\mathcal{C}(E_1, E_2) = X(E_1) \times (E_2) Y(E_1) Y(E_2)$$

où

$X(E_1)$ est la transmission d'un filtre de plomb, mais où l'on ne tient compte que de la section de choc pour la production de paires et de compton.

$Y(E)$ est la transmission de la moitié de la cible.

Dans le cas particulier de $Y(255) = 1 = Y(511)$; $E_1 = 2$ MeV ; $E_s = 7$ il n'y a pas de pic de bruit de fond plus grand que 1/50 des pics réels.

Le cas le plus mauvais est celui pour E_2 grande $E_2 = 9$ MeV. Donc l'aire du sommet sera 1/12,5 pour ($E_1 = 1510$ KeV).

Des cascades triples sont aussi une source de bruit de fond $E_3 + E_4 + E_5 = E_s$. Si deux photons sont absorbés par un cristal et le troisième par l'autre cristal il y aura une augmentation de bruit de fond.

CONCLUSION

La méthode de Hoogenboom est une innovation qui présente de nombreuses qualités telles que :

1 - Les impulsions analysées, correspondent à des photons entièrement absorbés dans les cristaux.

2 - La résolution est améliorée puisqu'elle est toujours plus petite que celle des détecteurs employés.

3 - L'efficacité de détection ne dépend pas de l'énergie de la ligne analysée.

4 - On peut analyser, dans un arrangement où les deux canaux ont la même efficacité, l'intensité relative des lignes.

5 - On peut analyser la corrélation angulaire des lignes.

D'autre part la méthode présente certaines imperfections dont nous parlerons ci-dessous :

1 - Le procédé n'est vraiment bon que pour des cascades de deux photons, c'est-à-dire de deux niveaux, car lorsqu'il y en a plus de deux l'analyse des résultats se complique du fait de ce qu'un photon partiellement absorbé peut se présenter avec une énergie égale à un photon correspondant à un niveau plus bas. Hoogenboom lui-même a suggéré l'usage de la méthode avec trois détecteurs pour l'analyse de cascades de trois photons. Vervier a étudié des cascades de plus de deux niveaux avec deux détecteurs. Mais la méthode est difficile et peu efficace.

2 - La méthode exige une très grande stabilité de l'équipement, durant un temps assez long, car il est essentiel que

les courbes de calibration des deux détecteurs puissent coïncider; les systèmes proposés par Waard et par Demerynch(I) peuvent être utilisés.

Le désir d'augmenter le taux de comptage exige que tous les circuits soient rapides. On est en train d'adopter cette solution à la S.A.M.N.F.

Le spectre de Hg-200 obtenu figure 3 démontre que les équations de Hoogenboom (I et II) sont vérifiées. La comparaison entre les lignes obtenues et les lignes déjà connues (table I) nous autorise à poursuivre ce genre d'expériences avec d'autres noyaux.

REFERENCES

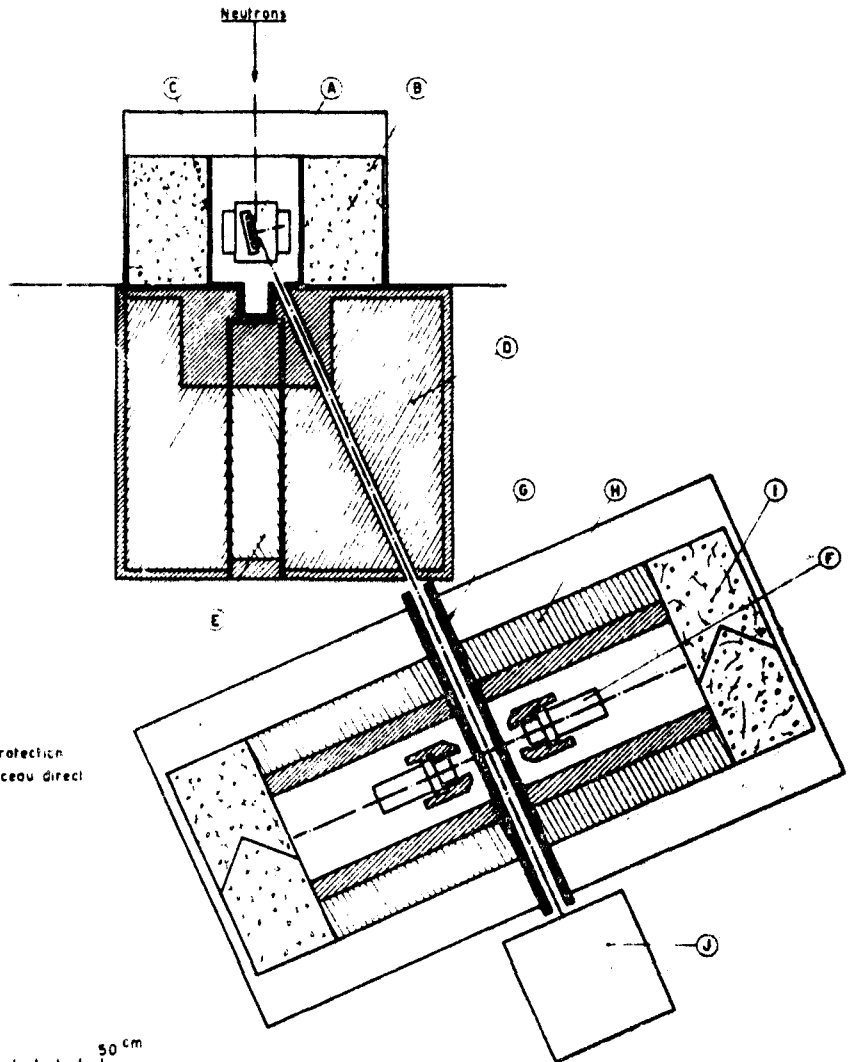
- 1 - Hoogenboom - Nuclear Instruments 3, 57 (1958)
- 2 - Vervier - Pile Neutron Research in Physics, p.189 (1962)
- 3 - Draper, J.E. and Fleisher, A.A. - Nuclear Instruments and Methods 9 (1960) 67
- 4 - Demerynch and Segaez - Nuclear Instruments and Methods 16 (1962) 358
- 5 - Carlos, Nifenecker, Samama, Fagot - Communication Personnel
- 6 - Adyasevich, Groshev, Dimidov - Conference of the Academy of Sciences of URSS on the Peaceful Uses of Atomic Energy Physico Mathematical Sciences p. 195 (1955)
- 7 - Segel - Physical Review 111 - 1620 (1958)
- 8 - H. de Waard, Nucleonics, 13 (1955) 36

TABLEAU I





<u>Lignes déjà connues</u>		<u>Lignes obtenues</u>	
	MeV		MeV
(7)	(8)		
0,37	0,37		0,37
1,62			1,590
	1,73		1,73
2,64			2,64
3,50	3,00		3,25
4,82	4,82		4,82
5,44	5,44		5,44
5,67	5,67		5,67
5,99	5,95		5,99
6,31	6,31		6,31
6,44	6,44		6,44
7,66	7,66		7,66

FIGURE 1

SCHEMA DE L'INSTALLATION



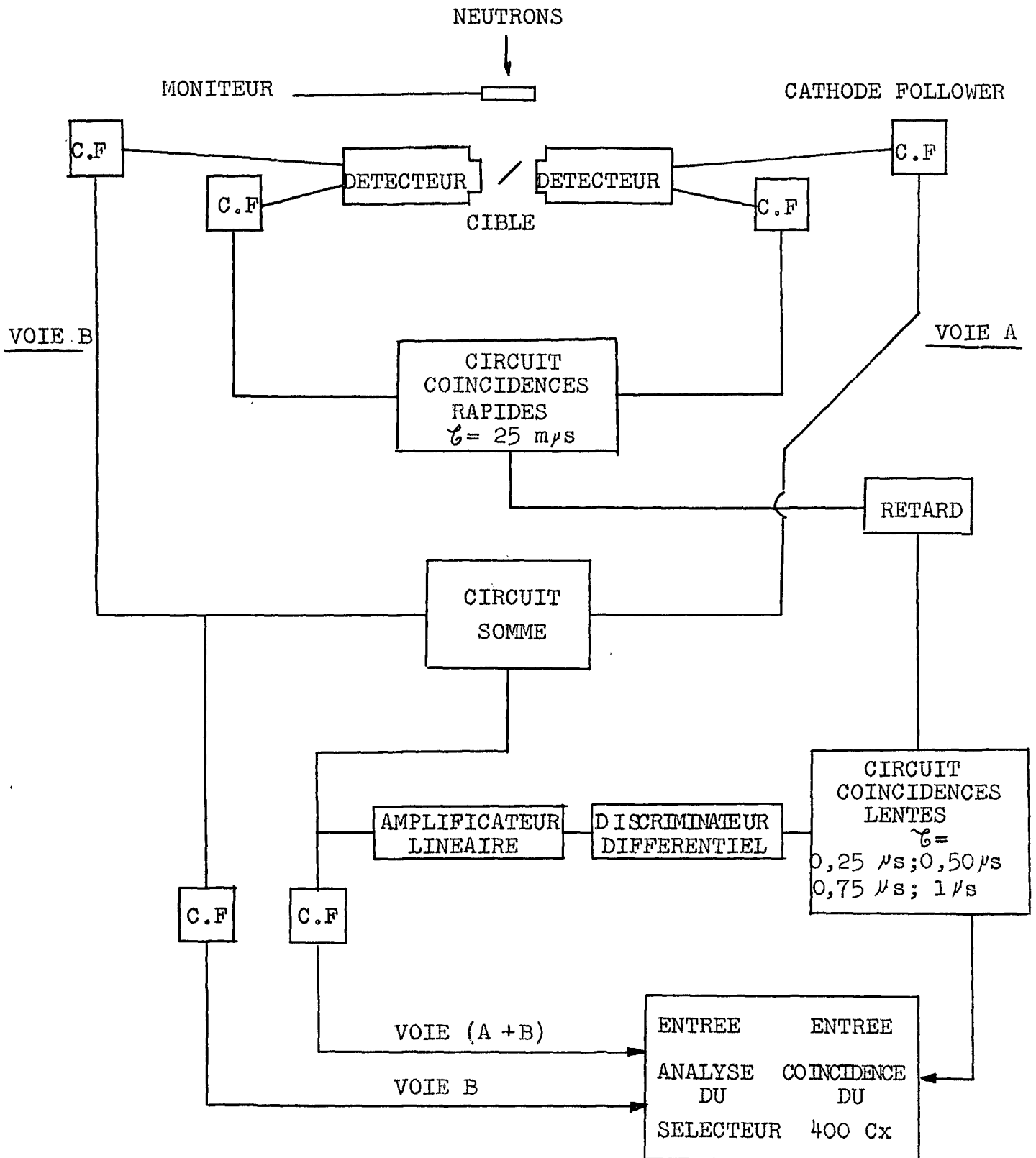
- A Ensemble monochromateur
- B Blindage de la niche
- C Protection LiF
- D Collimation des Canaux de sortie et Protection
- E Bouchon amovible d'obturation du faisceau direct
- F Détecteurs
- G Collimation LiH
- H Blindage et Support des Détecteurs
- I Portes d'accès aux Détecteurs
- J Beam-catcher

 Plomb
 Béton
 Acide borique (C)
 Paraffine boratée (E & H)

0 50 cm

figure 2

D I A G R A M M E



CASCADES γ
VERS LE FONDAMENTAL

DU Hg 200

