



HAL
open science

**CORRELATEUR DIGITAL D'IMPULSIONS,
APPLICATION A L'ÉTUDE DE NIVEAUX
NUCLÉAIRES DE VIE MOYENNE COMPRISE
ENTRE 1 micro seconde ET 1 seconde.**

Daniel Charnay, J. Danière, E. Descroix, R. Rougny

► **To cite this version:**

Daniel Charnay, J. Danière, E. Descroix, R. Rougny. CORRELATEUR DIGITAL D'IMPULSIONS, APPLICATION A L'ÉTUDE DE NIVEAUX NUCLÉAIRES DE VIE MOYENNE COMPRISE ENTRE 1 micro seconde ET 1 seconde.. GUTS-URSI-SEE, CEA - Centre d'études nucléaires de Grenoble, LETI, Apr 1974, Grenoble, France. pp.180. hal-01437877

HAL Id: hal-01437877

<https://hal.science/hal-01437877>

Submitted on 17 Jan 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0
International License

CORRELATEUR DIGITAL D'IMPULSIONS.
 APPLICATION A L'ETUDE DE NIVEAUX NUCLEAIRES
 DE VIE MOYENNE COMPRISE ENTRE 1 μ s ET 1s.

par D. CHARNAY, J. DANIERE, E. DESCROIX et R. ROUGNY.

Institut de Physique Nucléaire, Université Claude Bernard Lyon-I
 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules)
 43, Bd du 11 Novembre 1918, 69621 - VILLEURBANNE - (France).

I - INTRODUCTION

Les méthodes de corrélation présentent en physique nucléaire ¹⁾ un grand intérêt, ^{2,3)} notamment dans le domaine de la spectrométrie de temps de vol et pour la mesure de durée de vie ^{4, 5)} où l'on cherche à déterminer à partir des événements nucléaires détectés, une loi des retards accessible par corrélation.

L'utilisation de corrélateurs analogiques ou hybrides s'est révélée impossible du fait de la faible densité des événements nucléaires sur les détecteurs. De plus, dans le type d'expérience qui nous concerne, seul le caractère temporel de l'information nous intéresse. Ces raisons ont justifié la conception d'un corrélateur du type impulsif entièrement numérique.

II - DESCRIPTION DE L'APPAREIL ⁶⁾

II - 1 - Principe.

Le corrélateur effectue en temps réel, le calcul de la fonction d'intercorrélation (à un coefficient près) de deux signaux logiques X et Y :

$$C_{XY}(\lambda) = \sum_{i=0}^{T/\theta} X(i\theta) Y(i\theta + \lambda)$$

pour un temps d'expérience T .

θ est le retard incrémental, il est réglable de 100 ns à 1 s par pas de 100 ns. λ est un multiple de θ et permet de définir 200 points de corrélation.

Le corrélateur effectue les trois fonctions suivantes, selon le schéma de la figure 1 :

- 1) retard de la voie X par pas de temps θ
- 2) coïncidence entre les signaux de la voie X retardée et les signaux de la voie Y pendant la durée θ
- 3) mémorisation du nombre de ces coïncidences.

Il est réalisé en technologie TTL et doit être couplé à un sélecteur multicanaux qui stocke la fonction de corrélation.

II - 2 - Retard.

Il est réalisé à l'aide d'un registre à décalage constitué par la mise en série de bascules type D et piloté par une horloge de période θ (retard incrémental). L'impulsion de la voie X n'étant prise en compte que lors du front de montée de l'impulsion d'horloge, il faut lui imposer une largeur inférieure à θ et la synchroniser sur les tops d'horloge (mise en phase voie X).

II - 3 - Circuit de coïncidences.

Le circuit de coïncidence entre la voie retardée X et la voie Y se réduit à des portes ET. Si l'impulsion Y chevauche un top d'horloge, elle peut être comptée dans 2 canaux consécutifs, il faut donc lui donner une largeur inférieure à θ et la recalcr entre 2 tops d'horloge (mise en phase Y).

II - 4 -

a) Mémorisation du nombre de coïncidences

Chaque circuit de coïncidence est suivi d'une mémoire dont on a limité la capacité à 8 bits pour des considérations de prix et d'encombrement. Elle est formée de 2 compteurs binaires 4 bits, le premier de technologie conventionnelle, le second pour limiter la consommation de l'appareil a été choisi dans la gamme "low power". La limitation en fréquence de comptage de cette configuration est celle du premier compteur, en effet le rapport des fréquences maximum de comptage entre les 2 compteurs est de 6, alors que le rapport du nombre d'impulsion est de 15.

b) Lecture séquentielle des points de corrélation.

Ces compteurs sont de faible capacité (255 impulsions), leur contenu est transféré séquentiellement dans une mémoire tampon. Leur lecture est faite de la façon suivante. Les bits de même poids des 200 points de corrélation sont mis en parallèle à travers des portes NAND à deux entrées (figure 2), la deuxième de ces entrées étant utilisée pour l'adressage du point à lire, la sortie est du type collecteur ouvert permettant de réaliser un "ou câblé". A l'adressage d'un point on dispose donc d'un mot binaire à transférer dans la mémoire tampon. La prise en compte doit se faire sans que le compteur puisse changer d'état. Il faut donc d'une part interdire l'arrivée d'impulsion sur le compteur pendant la prise en mémoire en bloquant l'entrée Y (temps mort ≈ 400 ns), d'autre part n'autoriser la prise en compte effective que si aucune impulsion n'est arrivée dans les 600 ns qui la précède (cette durée correspond au temps de propagation de

l'entrée du compteur au bit de poids le plus fort). Sinon l'ordre de prise en mémoire est mémorisé et retardé par l'intermédiaire d'un monostable de type redéclenchage lancé pour 600 ns par les impulsions de la voie Y. On évite par ce système un temps mort systématique supplémentaire. La remise à zéro des compteurs survient environ 20 ns après la prise en mémoire. L'avance adresse est verrouillée jusqu'à ce moment. On utilise l'intervalle de temps séparant la prise en mémoire de la lecture du point suivant pour transférer le contenu de la mémoire tampon dans une mémoire de stockage annexe qui effectuera la sommation des différents lecteurs. Cela est réalisé en convertissant le contenu de la mémoire tampon en un train d'impulsions dont le nombre est égal à la valeur du mot binaire qui était inscrit dans cette mémoire. Ce train d'impulsions série entre directement sur le registre arithmétique d'un sélecteur multicanaux en mode multi-échelle, l'avance adresse et la remise à zéro adresse étant fournies par le corrélateur (figure 3). La figure 4 fournit le schéma logique général. La fréquence lecture peut être choisie en fonction du type d'expérience et du nombre d'informations à traiter. On a intérêt à la prendre aussi faible que possible pour diminuer le temps mort dû au blocage de la voie Y pendant la prise en compte des compteurs.

III - FONCTION D'INTERCORRELATION DE DEUX SUITES D'EVENEMENTS

Ce corrélateur permet la détermination expérimentale de la loi des retards τ_j qui existent entre une suite d'évènements mères survenant à des instants t_j et une suite d'évènements filles survenant aux instants : $s_j = t_j + \tau_j$. Le calcul du coefficient de corrélation relatif à deux fonctions aléatoires du temps liées aux suites t_j et s_j a été fait de façon exhaustive par A. Blanc-Lapierre et al⁷⁾. Nous en reprenons les notations et quelques résultats.

Les hypothèses de calcul sont les suivantes :

- la suite t_j est stationnaire de densité ρ_0 constante,
- les retards τ admettent une densité de probabilité $g(\tau)$,
- les pertes de comptage se traduisent par une suppression aléatoire des instants t_j et s_j ; les probabilités de conserver les instants t_j et s_j sont respectivement α et β .
- les fonctions aléatoires relatives aux évènements mères et filles sont respectivement :

$$X(t) = \sum a_j Q(t-t_j) \quad \text{et} \quad Y(t) = \sum b_j P(t-t_j-\tau)$$

Q et P étant les réponses des voies X et Y. Ainsi, $Q(t-t_j) = 1$ tant que $t-t_j$ est inférieur ou égal à la largeur de l'impulsion, et de même pour P.

$a_j = 1$ avec la probabilité α ; $a_j = 0$ avec la probabilité $1 - \alpha$
 $a_j = 1$ avec la probabilité β ; $b_j = 0$ avec la probabilité $1 - \beta$

Le coefficient d'intercorrélation s'écrit alors :

$$C_{XY}(\lambda) = E [X(t) Y(t+\lambda)] = \rho_0 \alpha \beta \left[\rho_0 ab + \int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau) c(\lambda - \tau) d\tau \right]$$

$$\text{avec : } a = \int_{-\infty}^{+\infty} Q dt \quad b = \int_{-\infty}^{+\infty} P dt$$

$$\text{et : } c(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\mu) P(\mu - \lambda) d\mu$$

Expérimentalement $C_{XY}(\lambda)$ est l'espérance d'incrémenta-tion dans l'échelle correspondant au temps λ et cela pendant le re-tard incrémental θ .

Donc, pour une durée de mesure grande T (ergodisme) le contenu du canal i de largeur θ correspondant au temps $\lambda_i = i\theta$ convergera vers la valeur :

$$\frac{T}{\theta} E [X(t) Y(t + \lambda_i)]$$

Sur la voie X les impulsions Q de largeur θ sont en-voquées à l'entrée du registre à décalage (voir II - 2). Sur la voie Y les impulsions P sont mises en phase et quantifiées sur la même du-rée θ .

Ces conditions expérimentales nous conduisent à écrire les résultats ci-dessus de façon discrète, les fonctions $P(t)$ et $Q(t)$ étant remplacées par le symbole de Kronecker $\delta_{i,0}$. Donc :

$$a = b = \sum_i \delta_{i,0} \theta = \theta \quad \text{et}$$

$$c(i\theta) = \sum_k \delta_{k,0} \cdot \delta_{k,i \cdot \theta} = \theta \cdot \delta_{i,0}$$

Par suite la représentation théorique de la fonction d'in-tercorrélation expérimentale accumulée pendant le temps T sera, à condition que la fonction $g(t)$ varie peu sur l'intervalle θ :

$$C_{XY}^{\text{exp}}(i\theta) = \frac{T \rho_0 \alpha \beta}{\theta} (\rho_0 \theta^2 + \sum_k g(k\theta) \cdot \theta \cdot \delta_{k,i \cdot \theta})$$

$$\text{donc : } C_{XY}^{\text{exp}}(i\theta) = T \rho_0 \alpha \beta \left\{ \theta \left[\rho_0 + g(i\theta) \right] \right\} \quad (1)$$

Les comptages $C_{XY}^{\text{exp}}(i\theta)$ permettent de dégager sim-plement la loi $g(\tau)$ qui peut être la caractéristique d'une filiation

radioactive, d'un spectre de temps de vol ou de temps de transit ⁷⁾.

IV - APPLICATION - ETUDE D'UNE FILIATION RADIOACTIVE

La méthode peut être appliquée à la mesure de la vie moyenne τ_N d'un niveau nucléaire excité.

IV - 1 - Procédure expérimentale.

Dans ce cas les instants t_j sont les instants d'apparition du niveau intermédiaire de vie moyenne τ_N (par émission de γ_X ou ν_X (figure 5) et les s_j sont les instants de décroissance de ce niveau (par émission de γ_X et ν_Y).

Ce cas vérifie bien les hypothèses précédentes. Le dispositif expérimental utilisé est schématisé sur la figure 6. Après sélection en énergie de la radiation mère γ_X les impulsions Q de largeur θ sont envoyées sur l'entrée X . De même, après sélection des radiations γ_Y les impulsions P sont mises en phase et envoyées sur l'entrée Y (voir II - 3).

Avec une loi de filiation radioactive $g(\tau) = \frac{I}{\tau_N} e^{-\tau/\tau_N}$ la relation (1) devient :

$$C_{XY}^{\text{exp}}(i\theta) = T \rho_0^2 \alpha \beta \theta + \frac{T \rho_0 \alpha \beta \theta}{\tau_N} e^{-\frac{i\theta}{\tau_N}} \quad (2)$$

Remarques - La sélection en énergie laisse passer des impulsions étrangères aux deux rayonnements de la cascade nucléaire (Compton, impulsions parasites). Néanmoins, l'équation (2) reste valable. Il suffit en effet de considérer qu'une impulsion étrangère dans la voie X est un ν_X dont le ν_Y correspondant n'a pas été détecté et inversement. Ce fait expérimental est pris en compte sans aucune restriction par les coefficients α et β . ρ_0 représente alors une densité effective de formation de l'état intermédiaire, supérieure à la densité réelle. α et β sont donc des efficacités fictives définies par :

$$\rho_0 \alpha = I_X, \quad \rho_0 \beta = I_Y$$

I_X et I_Y étant les intensités réelles à l'entrée du corrélateur.

Par suite α et β tiennent compte des efficacités de détection, des angles solides, des bruits de fond et des rapports d'alimentation et de branchement :

$$\frac{I_X}{I_X + I'_X} \quad \text{et} \quad \frac{I_Y}{I_Y + I'_Y}$$

L'équation (2) peut être interprétée de la façon suivante : $T \rho_0^2 \alpha \beta \theta$ représente le nombre de coïncidences accidentelles ac-

cumulées pendant le temps T par un circuit de coïncidences de résolution θ , et $T \rho_0 \alpha \beta$ est le nombre de coïncidences vraies entre γ_X et γ_Y donné par un circuit de coïncidence de temps de résolution bien supérieur à τ_N .

$C_{XY}^{exp}(\lambda)$ peut donc décrire la courbe de corrélation donnée par un convertisseur temps-amplitude classique dans le cas limite où le temps de blocage de celui-ci est très inférieur au temps moyen séparant deux entrées.

IV - 2 - Exploitation des résultats - Précision.

Dans la plupart des expériences, les fonctions $X(t)$ et $Y(t)$ ne prennent la valeur 1 qu'avec une probabilité faible ($\approx 10^{-2}$). La variance du contenu C_i du canal est donc :

$$\sigma_{C_i}^2 = C_i$$

Nous utiliserons la méthode des moindres carrés pour lisser la courbe expérimentale par une fonction de la forme :

$$C_i = N_{FC} + N_v \frac{\theta}{\tau_N} e^{-i \frac{\theta}{\tau_N}}$$

dans laquelle N_{FC} est le nombre de coïncidences fortuites par canal et N_v le nombre de coïncidences vraies entre les raies γ_X et γ_Y . On a :

$$N_{FC} = T \rho_0^2 \epsilon^2 \theta \quad \text{et} \quad N_v = T \rho_0 \epsilon^2 \quad \text{avec} \quad \epsilon^2 = \alpha \beta$$

ϵ représente l'efficacité moyenne sur les deux entrées. De même l'intensité moyenne est :

$$I = \sqrt{I_X I_Y}$$

Les variances sur les paramètres N_{FC} , N_v et τ_N sont données par les éléments diagonaux de l'inverse de la matrice normale relative à la méthode des moindres carrés⁸⁾. L'erreur $\Delta \tau_N / \tau_N$ est de la forme :

$$\frac{\Delta \tau_N}{\tau_N} = \frac{\Phi(\rho_0, \tau_N, N, \theta)}{\epsilon \sqrt{T}} \quad (3)$$

Φ est une fonction à calculer numériquement et N représente le nombre de canaux. En fait, τ_N , N et θ sont liés entre eux par l'étalonnage en temps du dispositif expérimental, $N \theta$ étant la gamme d'analyse. Nous allons introduire le paramètre $x = N \theta / \tau_N$ qui représente le nombre de vies moyennes contenues dans cette gamme.

Les abaques des figures 7 et 8 montrent l'évolution de Φ en fonction des paramètres ρ_0 , τ_N , x et N . On peut voir (fi-

gure 7) que pour $\rho_0 > 10.000$ c/s, la précision tend rapidement vers une limite. $x = 6$ semble être une bonne valeur de travail et il n'est pas nécessaire d'avoir un nombre de canaux supérieur à 200.

IV - 3 - Mesure de la vie moyenne du niveau 7^- excité à 2200 keV dans le ^{206}Pb .

Afin d'illustrer l'intérêt de la méthode pour les vies moyennes dans le domaine $1 \mu\text{s} - 1 \text{s}$, nous avons remesuré la vie moyenne τ_N du niveau 7^- excité à 2200 keV dans le ^{206}Pb .

Nous avons préparé la source de ^{206}Bi qui alimente les niveaux excités du ^{206}Pb par décroissance β^- 9) sur irradiation de thallium au synchrocyclotron de Lyon : ^{203}Tl (α, n) et ^{205}Tl ($\alpha, 3n$).

Nous avons sélectionné la raie de 184 keV qui alimente le niveau et celle de 516 keV qui le désexcite. Ces radiations gamma étaient détectées à l'aide d'ensembles photomultiplicateurs, scintillateurs NaI (Tl). Afin d'éviter l'influence des rétrodiffusions au niveau du pic 184 keV, nous avons utilisé une géométrie pour laquelle les efficacités n'étaient que $\epsilon = 2,2 \cdot 10^{-2}$. Les mesures ont été effectuées 4 jours après l'irradiation pour éliminer les isotopes ^{203}Bi et ^{204}Bi .

Nous avons obtenu la valeur $\tau_N = (170 \pm 3) \mu\text{s}$. Cette valeur est en accord avec le résultat de Tove (10).

V - AVANTAGE DE LA METHODE

Nous comparerons ici les principales méthodes utilisées pour mesurer les vies moyennes.

V - 1 - Convertisseur temps-amplitude (C.T.A.).

Le C.T.A. effectue le classement des intervalles de temps séparant deux impulsions mère et fille. En l'absence de filiation, la courbe expérimentale converge vers l'exponentielle caractéristique de la loi des intervalles de temps dans une suite poissonnienne de densité $2I$. Dans le canal de rang i , le nombre de coïncidences fortuites est proportionnel à $2Ie^{-2Ii\theta}$, la variation relative du fond de coïncidences fortuites N_{FC} est alors :

$$\frac{\Delta N_{FC}}{N_{FC}} = 2 I N \theta = 2 \rho_0 \epsilon N \theta$$

Dans la gamme $10^{-5} \text{s} < N\theta < 1 \text{s}$; ce rapport peut devenir suffisamment important pour entraîner une erreur systématique.

On peut considérer cette erreur comme négligeable si :

$$\frac{\Delta N_{FC}}{N_{FC}} < \frac{1}{10} \frac{\sigma N_{FC}}{N_{FC}} \quad (\text{fluctuation statistique})$$

Cette condition s'écrit :

$$20 \rho_0 \epsilon N \theta < \frac{1}{\rho_0 \epsilon \sqrt{T \theta}}$$

c'est-à-dire :

$$\rho_0 < \frac{1}{\epsilon \sqrt{20 N \theta \sqrt{T \theta}}} \quad (4)$$

Les relations 3 et 4 définissent les valeurs extrêmes de ρ_0 et T pour atteindre une précision donnée avec le C.T.A. Ces valeurs sont calculées dans deux cas particuliers de vie moyenne et portées dans le tableau 1.

	C.T.A.	Codeur en temps	Corrélateur
$\tau_N = 170 \mu s$	$T = 40 \text{ h.}$ $\rho_0 = 390 \text{ c/s}$	$T = 14 \text{ h.}$ $\rho_0 = 23.000 \text{ c/s}$	$T = 9 \text{ h.}$ $\rho_0 = 23.000 \text{ c/s}$
$\tau_N = 1 \text{ ms}$	$T = 9 \text{ j.}$ $\rho_0 = 70 \text{ c/s}$	$T = 7,3 \text{ j.}$ $\rho_0 = 23.000 \text{ c/s}$	$T = 2 \text{ j.}$ $\rho_0 = 23.000 \text{ c/s}$

Tableau 1 : Comparaison des temps de comptage pour les trois techniques dans les conditions de notre mesure de τ_N (7^- , ^{206}Pb)

$$(\epsilon = 2, 2 \cdot 10^{-2} ; \frac{\Delta \tau}{\tau} = 1,5 \% ; \rho_0 = 23.000 \text{ c/s})$$

V - 2 - Codeur en temps (slow time analyser).

Dans ce cas l'impulsion mère déclenche un balayage d'ouverture de chaque canal d'un analyseur multi-échelle pendant le temps θ , l'impulsion fille incrémente le canal ouvert à l'instant où elle se présente. En l'absence de filiation, la fonction de corrélation est parfaitement horizontale.

Une limite à l'utilisation de cet appareil provient de la perte d'évènements mères pendant la durée du balayage $N \theta$. Si I_x est l'intensité vraie, l'intensité réellement prise en compte est :

$$I'_x = \frac{I_x}{1 + I_x N \theta}$$

L'équation (2) peut représenter le fonctionnement de cet appareil en remplaçant α par $\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \rho_0 \alpha N \theta}$ et ϵ par $\epsilon' = \frac{\epsilon}{\sqrt{1 + I N \theta}}$

A précision égale, le temps de mesure devient :

ajoute
racine X

$$T' = T (1 + I_x N \theta)$$

nous comparons dans le tableau 1 les temps de mesure nécessaires pour atteindre une même précision avec ces différentes techniques.

V - 3 - Corrélateur de Landaud.

La méthode de Landaud ^{4, 5)} consiste à étudier la fonction d'autocorrélation de la réponse d'un bistable aux impulsions d'un détecteur unique acceptant à la fois les événements mère et fille.

Pour 200 points, la précision de cette méthode est comparable sur le plan temporel à celle de l'intercorrélacion bien que le traitement mathématique soit plus délicat. Ce système ne permet pas par contre d'atteindre le nombre de coïncidences vraies, cette information est très utile dans le cas de la mesure d'une corrélation angulaire par exemple.

La technique de mesure que nous avons présentée ici, s'inscrit dans le cadre général de la méthode des coïncidences retardées. Dans tous les cas, elle nous conduit (aux fluctuations statistiques près) à une courbe de corrélation exacte alors que dans ce même cadre un convertisseur temps-amplitude ne donne que des résultats approchés. Notons de plus que cette technique peut également être utilisée pour des mesures de corrélacions angulaires. Nous avons en particulier mesuré la corrélation angulaire 184 keV - 516 keV dans le ²⁰⁶Pb dont l'expression théorique s'écrit :

$$W(\varphi) = 1 + A_2 \bar{G}_2 P_2(\cos \varphi)$$

W(φ) étant le nombre de coïncidences vraies normalisées en fonction de l'angle φ des directions de détection. \bar{G}_2 tient compte d'une éventuelle relaxation pendant la vie moyenne τ_N .

Nous avons obtenu le résultat préliminaire

$$A_2 \bar{G}_2 = 0,051 \pm 0,028$$

dans une source liquide. Ce résultat est compatible avec les prévisions théoriques sur A_2 et les estimations sur la relaxation provenant d'une mesure indépendante.

REFERENCES

- (1) J. MAX
Méthodes et techniques de traitement du signal et applications.
Editions Masson, Paris (1972).
- (2) R. BILLEREY, D. CHARNAY, J. DEPRAZ, E. DESCROIX
Spectrométrie neutronique par intercorrélation.
(LYCEN-7262) (1972).
- (3) M. ROTIVAL, Thèse de spécialité, Lyon (1970).
- (4) G. LANDAUD
Nucl. Instr. Meth., 26 (1964) 117.
- (5) D. FAVRET
Thèse Doct. spécialité, Lyon (1969).
- (6) D. CHARNAY, H. CHEVALIER, J.P. GORIUS
Rapport Annuel Institut de Physique Nucléaire de Lyon
LYCEN-7301, p. 52.
- (7) A. BLANC-LAPIERRE, P. DUMONTET
C.R.A.S, 250 A (19760) 1216.
- (8) Y.V. LINNIK
Méthodes des moindres carrés, Ed. Dunod, Paris (1963).
- (9) M. LEDERER, J.M. HOLLANDER, I. PERLMAN
Table of isotopes, Wiley and Sons, New-York (1967).
- (10) P.A. TOVE
Nucl. Instr. Meth. 1 (1957) 95