



HAL
open science

Etude et réalisation d'une chaîne d'instrumentation numérique rapide pour l'identification des ions

T. Legou

► **To cite this version:**

T. Legou. Etude et réalisation d'une chaîne d'instrumentation numérique rapide pour l'identification des ions. Autre. Université de Caen, 2002. Français. NNT : . tel-00002517

HAL Id: tel-00002517

<https://theses.hal.science/tel-00002517>

Submitted on 6 Mar 2003

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.

THESE
Présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen pour obtenir le titre de
Docteur de l'université de Caen
Spécialité
Electronique et Microélectronique
Par
Thierry LEGOU

ETUDE ET REALISATION D'UNE CHAINE D'INSTRUMENTATION
NUMERIQUE RAPIDE POUR L'IDENTIFICATION DES IONS

Jury composé de :

Messieurs

P. BORGEAUD	Docteur d'état (CEA - Saclay)	Rapporteur
A. KAISER	Professeur (ISEN - LILLE)	Rapporteur
M. M'SAAD	Professeur (ISMRA - CAEN)	
J. PETER	Directeur de Recherche (LPC – CAEN)	Directeur de thèse
J. TILLIER	Ingénieur de Recherche (LPC – CAEN)	

TABLE de MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - L'instrumentation traditionnelle	
1. Les détecteurs	3
1.1 Présentation	3
1.2 Le détecteur Silicium	3
2. Le préamplificateur de charge	5
2.1 Caractéristiques essentielles du préamplificateur	5
2.2 Bilan en bruit	7
2.2.1 les différentes sources de bruit	7
2.3 Combinaison des sources de bruit	9
3. La voie TEMPS	10
3.1 Présentation	10
3.2 Schéma de principe	10
3.3 Chronogrammes	11
4. La voie Energie	12
4.1 Présentation	12
4.2 Schéma de principe	14
4.3 Chronogrammes	15
CHAPITRE II - Détection et identification des noyaux super-lourds	
1. Le programme FUSION	18
1.1 La production des super-lourds	19
1.2 L'observation des super-lourds	21
2. Cahier des charges de l'instrumentation	22
2.1 Voie énergie	22
2.2 Voie temps	22
3. Limitations de l'instrumentation classique	23
3.1 Voie énergie	23
3.2 Voie temps	24
CHAPITRE III - IRIS	
1. Présentation	26
2. Structure d'IRIS	27
2.1 Analyse fonctionnelle de premier degré	27
2.1.1 Schéma fonctionnel	27
2.1.2 Explication des fonctions du schéma Fonctionnel de premier degré	28
2.1.3 Définition des liaisons du schéma fonctionnel de premier degré	29
2.2 Analyse fonctionnelle de second degré	31
2.2.1 le conditionneur	31
2.2.2 la numérisation	44
2.2.3 le plan mémoire	48
2.2.4 l'unité de traitement numérique	52
2.2.5 Le discriminateur	54
2.2.6 L'interface système d'acquisition.	55

CHAPITRE IV - Traitements numériques

1.Présentation	57
2.Traitements Numériques de la voie temps	58
2.1 Présentation	58
2.2 Le traitement CR-RC	59
2.1.a Présentation	59
2.1.b Synthèse	59
2.1.c Le différenciateur	60
2.1.d L'Intégrateur	63
2.1.e Choix de la constante de temps du filtre	66
2.1.f Organigramme du Traitement CR-RC	68
2.1.g Les limitations du CR-RC	68
2.3 Le traitement DL ² - MM	70
2.3.a Présentation	70
2.2.b Synthèse	72
2.2.c La cellule DL	72
2.2.d La cellule Moyenne Mobile (MM)	73
2.2.e Organigramme du traitement DL ² - Moyenne mobile	76
2.2.f Evaluations des performances du filtre DL ² -MM	77
3. Traitements Numériques de la voie énergie	78
3.1 Présentation	78
3.2 Filtrage optimal	78
3.2.a Présentation	78
3.2.b Synthèse	78

CHAPITRE V - Tests

1. Présentation	84
2. Dispositif expérimental	84
2.1 Schéma du dispositif de test	84
2.2 Descriptif du dispositif de test	85
3. Tests de la Voie Energie	87
3.1 Spectroscopie d'une source radioactive tri-alpha	87
3.2 Test du traitement CR-RC	90
3.2.1 La spectroscopie d'une source tri-alpha	90
3.2.2 Optimisation de la constante de filtrage	91
3.2.3 Effet du nombre de cellules RC	93
3.2.4 Traitement RC - cas particulier du conditionneur passif.	94
3.3 Traitement DL ² -RC	96
3.3.1 Spectroscopie d'une source tri-alpha	96
3.3.2 Optimisation de la constante de filtrage	97
3.3.3 Comparaison des traitements CR-RC et DL ² -RC	99
3.4 Le filtrage Optimal	100
3.3.1 Filtrage optimal – Conditionneur actif	100
3.4.2 Filtrage optimal – Conditionneur passif	104
4. Tests de la voie temps	107
4.1 Particule alpha – grande sensibilité du PAC	107

4.2 Particule alpha – petite sensibilité du PAC	108
4.3 Particule alpha – petite dynamique de codage	109
4.4 Succession Ion lourd – alpha	110
5. Conclusion	112
6. Intégration au format VXI	113

CHAPITRE VI - Traitements de forme

1. Introduction	116
2. Théorème de RAMO	116
3. Formule de Bethe – Notion de parcours	118
4. Traitements de forme – Application à la séparation d’isotopes	120
4.1 Présentation	120
4.2 L’instrumentation	123
4.2.1 Le Tandem	124
4.2.2 Notre dispositif instrumental	124
5. Résultats	125

CONCLUSION

ANNEXES

- Annexe 1 Vue générale d’IRIS
- Annexe 2 Vues du conditionneur
- Annexe 3 Schéma structurel du conditionneur
- Annexe 4 Vue de la fonction numérisation
- Annexe 5 Vue générale du plan mémoire
- Annexe 6 Schéma structurel du plan mémoire

BIBLIOGRAPHIE

Les programmes de Recherche en physique nucléaire sont nombreux. Leur domaines d'intérêt sont divers. Tous cependant concourent à une meilleure connaissance des lois qui régissent la matière nucléaire. Dans cet effort de Recherche, l'expérimentation joue un rôle essentiel. Elle consiste à provoquer de violentes collisions entre noyaux, qui produisent un grand nombre de particules et de fragments. C'est l'analyse de ces produits de réactions qui contribue à la compréhension du mécanisme de la réaction nucléaire.

Analyser les particules produites consiste à en déterminer la nature (masse, charge), en mesurer l'énergie cinétique, à reconstituer leur trajectoire ce qui nécessite l'utilisation de détecteurs dédiés. A ces détecteurs qui délivrent un signal électrique sont associés des dispositifs électroniques qui permettent la caractérisation de l'interaction de la particule avec le détecteur. Le signal produit par le détecteur est présenté à deux grandes familles de modules. La première, constituée de modules logiques, permet de connaître l'instant d'arrivée d'une particule. Par analyse de la coïncidence ou l'anti-coïncidence avec d'autres particules détectées, ces modules logiques participent à l'acceptation ou au rejet de l'événement. Concrètement, ils décident d'archiver ou au contraire d'éliminer la mesure effectuée.

La deuxième regroupe les modules analogiques et permet de mesurer l'énergie laissée par la particule dans le détecteur (une partie de l'énergie si une particule chargée traverse le détecteur ou s'il s'agit d'un neutron, la totalité si la particule chargée s'arrête dans le détecteur). Ce principe d'instrumentation (chapitre I) est largement utilisée.

Toutefois, dans le cadre d'un programme de recherche de noyaux super-lourds, elle montre ses limitations (chapitre II).

L'évolution de la technologie permet d'envisager de nouveaux concepts de modules (chapitre III). Ces modules numériques doivent leur nom à la nature du traitement qu'ils proposent. Ils numérisent le signal délivré par le préamplificateur, et procèdent à différents traitements numériques de ce signal .

L'objet de l'étude est de montrer l'intérêt et la faisabilité des techniques de traitements numériques du signal appliqués à l'instrumentation nucléaire. Pour cela, la structure du système d'Identification Rapide des Ions et de Spectroscopie (IRIS), sera présentée au chapitre IV. Le chapitre V sera consacré aux tests permettant de qualifier les différents traitements numériques envisagés. Enfin, le dernier chapitre illustrera les possibilités de traitements numériques dont la finalité est la discrimination de particules par analyse de formes.

CHAPITRE I

L'instrumentation Traditionnelle

1. Les détecteurs

1.1 Présentation

En fonction du type et de l'énergie de la particule à détecter (et caractériser), les détecteurs utilisés sont nombreux. Tous délivrent une information, image de l'interaction de la particule avec ces derniers. Si on considère la nature de l'information qu'ils délivrent, il est possible de les classer suivant deux grandes catégories.

La première regroupe les détecteurs qui produisent une information lumineuse lorsqu'ils sont traversés par une particule. Ils sont suivis d'un dispositif (photomultiplicateur, photodiode) qui convertit cette lumière en un signal électrique.

La deuxième regroupe tous ceux qui délivrent une charge (ou un courant), fonction de l'énergie cédée par la particule. Ces détecteurs sont suivis d'un préamplificateur de charge (ou de courant) assurant la conversion (de la charge ou du courant) en une tension électrique.

Les détecteurs Silicium considérés par la suite appartiennent à la deuxième famille.

1.2 Le détecteur Silicium

L'interaction particule - détecteur silicium

Dispositif

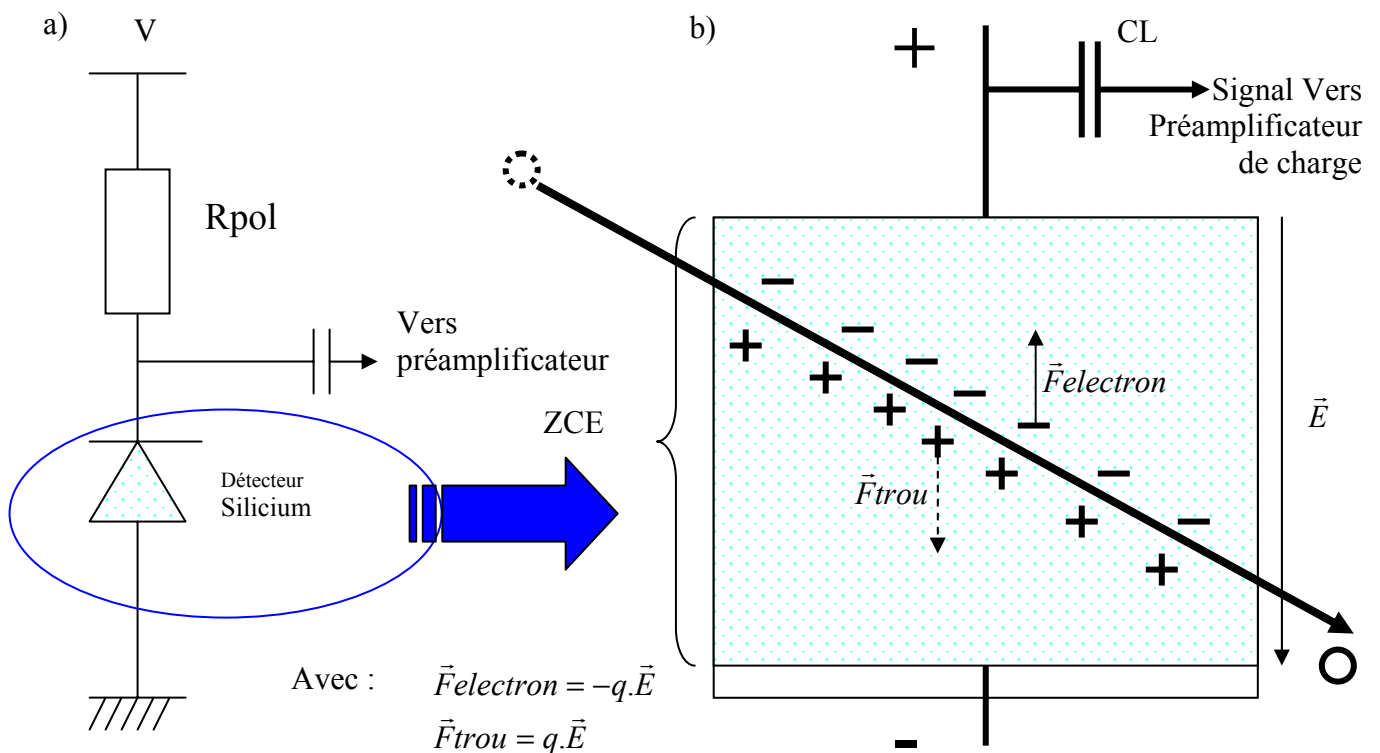


Figure I.1 a) Le détecteur Silicium et son circuit de polarisation. b) Représentation de la collection des charges créées par ionisation, lors de l'interaction particule - détecteur.

Notations

V : Tension de polarisation du détecteur,

E : Champ électrique qui règne dans le détecteur,

$\vec{F}_{electron}$: Force électrostatique appliquée aux électrons,

\vec{F}_{trou} : Force électrostatique appliquée aux trous (ions positifs:atomes ayant perdu un électron),

R_{pol} : Résistance de polarisation du détecteur,

CL : Le condensateur de liaison permet d'isoler le préamplificateur de charge de la tension de polarisation du détecteur. Seule l'information (impulsion de charge) induite par le passage de la particule est transmise au préamplificateur de charge.

Description

Un détecteur Silicium est une jonction PN polarisée en inverse. La zone utile pour la détection d'une particule est la Zone dite de Charge d'Espace (ZCE), désertée de porteurs mobiles.

La particule, lors de son interaction avec le détecteur, cède toute ou une partie seulement de son énergie. La charge créée par ionisation dans le détecteur est directement proportionnelle à la perte d'énergie de la particule. Le nombre de paires de porteurs de charge (électron et trou) créé, est donné par la relation :

$$\text{Nombre de paires} = \frac{\text{Energie cédée (en eV)}}{3.3 \text{ eV}}$$

Le détecteur étant polarisé, il règne en son sein un champ électrique. Sous l'effet de celui-ci, les électrons et les trous (seuls porteurs mobiles dans la ZCE), sont soumis à une force (respectivement $F_{electron}$ et F_{trou}) qui permet leur collection sur les deux électrodes du détecteur (voir figure I.1). Le préamplificateur assure la conversion en un signal électrique de la quantité de charge produite (lors de l'ionisation) et collectée. Notons que dans le cas de noyaux de masse supérieure à $\cong 40$, la densité d'ionisation en fin de parcours est si élevée qu'une partie des électrons et des trous se combinent, créant un « défaut d'ionisation » apparent : la charge collectée n'est pas proportionnelle à l'énergie cinétique du noyau.

2. Le préamplificateur de charge

Souvent appelé « electronic front end », le préamplificateur de charge permet de convertir la grandeur à mesurer (charge créée par ionisation dans le détecteur) en un signal électrique. Les performances du premier étage d'une chaîne (constituée de plusieurs étages en cascade), conditionne en grande partie les performances de cette dernière. Pour cette raison, l'étude du bruit intrinsèque du préamplificateur va être détaillée.

On représente généralement le préamplificateur de charge comme indiqué sur la figure I.2.

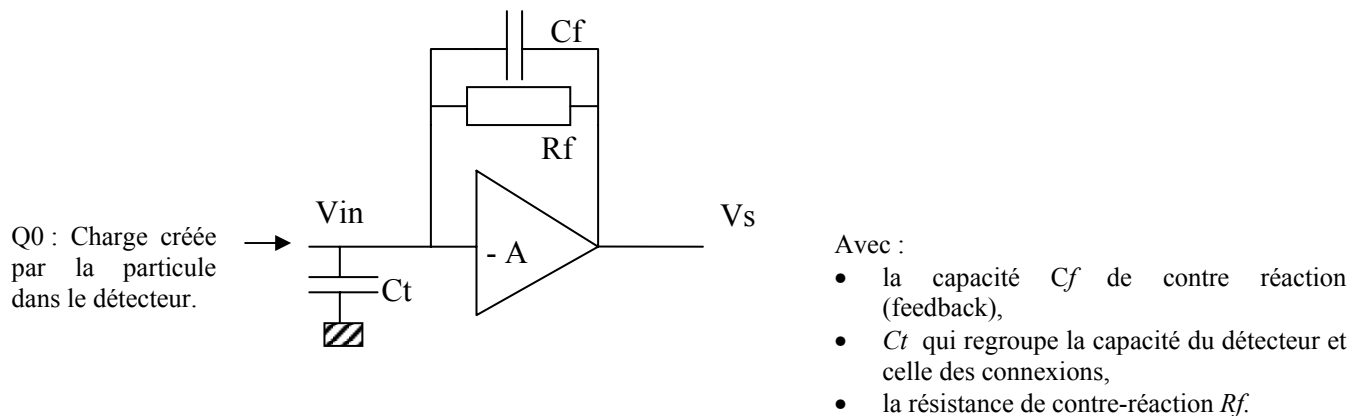


Figure I.2 Représentation du préamplificateur de charge.

2.1 Caractéristiques essentielles du préamplificateur

▲ Calcul de la réponse temporelle :

$$V_s(t) \cong -\frac{Q_0}{C_f + \frac{C_t}{A}} \quad \text{Avec } A, \text{ gain de l'amplificateur en boucle ouverte}$$

Dans le cas où le gain de la chaîne directe est très grand, on peut estimer V_s ainsi

$$V_s(t) \cong -\frac{Q_0}{C_f}$$

▲ Impédance d'entrée

$$Z_{in} = \frac{V_{in}}{I_{in}} \cong \frac{Z_f}{A} \quad \text{avec } Z_f(\omega) = \frac{1}{jC_f \cdot \omega}, \text{ ou } \omega \text{ est la pulsation (en } \text{rads}^{-1}\text{)}$$

La contre réaction assurée par le préamplificateur permet notamment de :

- ❶ diminuer l'impédance d'entrée (Z_{in}) pour les hautes fréquences,
- ❷ stabiliser le gain, en le rendant indépendant de la capacité du détecteur et de la capacité des câbles de connexion.

En incluant la résistance R_f qui permet le retour à l'équilibre du signal de sortie du P.A.C :

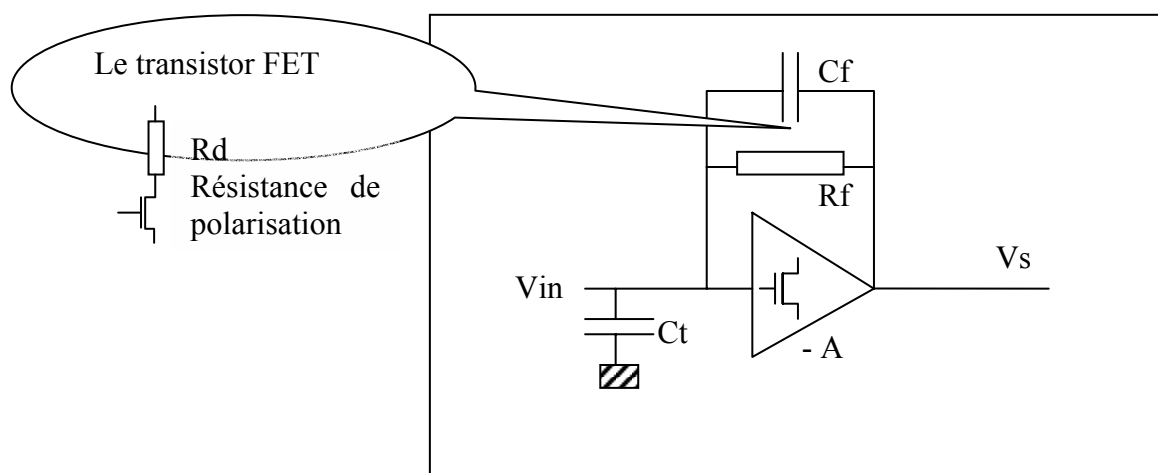


Figure I.3 Représentation du préamplificateur de charge avec ses différentes sources de bruit. Le transistor à effet de champ (F.E.T) Field Effect Transistor, en entrée conditionne en grande partie les performances du préamplificateur.

▲ Expression du signal, en sortie du préamplificateur (domaine des fréquences)

$$V_s(p) = -\frac{Q_0}{p} * \frac{R_f}{1 + R_f \cdot C_f \cdot p} \quad \begin{array}{l} Q_0 : \text{Charge créée par la particule} \\ \text{dans le détecteur.} \\ P=j \cdot \omega \end{array}$$

L'expression de la tension de sortie du préamplificateur, en fonction du temps devient :

$$V_s(t) = -\frac{Q_0}{C_f} * e^{-\frac{t}{\tau}}, \text{ avec } \tau = R_f \cdot C_f$$

2.2 Bilan en bruit

2.2.1 Les différentes sources de bruit

Les sources de bruit sont multiples, mais trois sont à considérer particulièrement :

- le **bruit en 1/f**,
- le **bruit de grenaille** (appelé aussi bruit Jonhson, ou bruit Schottky),
- le **bruit thermique**.

a. Le bruit en 1/f

Son origine est mal connue. Ce bruit est présent dans tous les dispositifs actifs à semi-conducteurs, mais aussi dans les résistances à couche carbone. Dans le cas des transistors, il est dû aux phénomènes de génération et recombinaison de charges de surface.

Deux points sont à retenir :

- sa densité spectrale de puissance est d'autant plus importante que la fréquence est faible (d'où son appellation en 1/f) ; ce bruit n'est donc pas blanc !
- la distribution des amplitudes n'est pas gaussienne.

Son expression :

$$\bar{V}^2 = Af \cdot \frac{df}{f}, \quad \text{avec } Af : \text{ constante de bruit en } 1/f, \text{ et } df : \text{ intervalle de fréquence considéré}$$

b. Le bruit de grenaille

Il est dû aux fluctuations statistiques du nombre de porteurs qui traversent une barrière de potentiel.

On peut exprimer cette fluctuation du nombre de charges au cours du temps ainsi :

$$\bar{i}^2 = 2e\bar{I}df, \quad \text{avec } \bar{I} \text{ courant moyen circulant dans le circuit}$$

c. Le bruit thermique

Son origine est liée à l'agitation thermique des électrons libres dans un milieu dissipatif. Ceci conduit à des agglomérations de porteurs aux bornes de celui-ci. La valeur moyenne de la différence de potentiel aux bornes du milieu dissipatif est nulle. Par contre, le carré de cette différence de potentiel ne l'est pas.

On l'exprime sous la forme :

$$\bar{v}^2 = 4.k.T.R.df, \quad \begin{array}{l} T : \text{Température absolue en Kelvin} \\ k : \text{cte de Boltzman} \\ df : \text{intervalle de fréquence considéré} \end{array}$$

Les origines du bruit ayant été identifiées, reste à exprimer le bruit généré par les différents éléments du montage.

→ Les courants de fuite et le bruit de grenaille associés

Même si la grille d'un transistor MOS¹ est isolée du substrat par une couche d'oxyde mince, il existe néanmoins des courants de fuite. De même, le détecteur Silicium est une jonction P-N polarisée en inverse, dans laquelle passe tout de même un courant de fuite.

Soit I_{sf} (sf pour somme des fuites) la somme de ces deux courants, on a donc :

$$\overline{isf^2} = 2eI_{sf}df,$$

Puisque l'impédance de la capacité de contre-réaction c_f est $Z_{cf} = 1/(jcf.\omega)$, on a donc :

$$\overline{vsf^2} = \frac{2eI_{sf}df}{\omega^2 c_f^2}, \quad \text{soit } \overline{vsf^2} = \frac{eI_{sf}d\omega}{\pi\omega^2 c_f^2}$$

→ Le transistor FET, sa résistance de polarisation R_d et le bruit thermique

Le transistor F.E.T, premier élément du préamplificateur de charges, présente une conductance notée G_{FET} .

La densité spectrale de courant de bruit est :

$$\overline{i^2} = \frac{4.k.T}{R_{FET}}.df, \quad \text{avec } R_{FET} = 1/G_{FET}$$

On a donc la densité spectrale de tension de bruit :

$$\overline{v^2} = \frac{4.k.T}{R_{FET}.gm^2}.df, \quad \text{Avec } gm : \text{ transconductance du transistor F.E.T.}$$

La résistance R_{FET} vaut environ $3/(2.gm)$, on a par conséquent :

$$\overline{v^2} = \frac{2}{3} \frac{4.k.T}{gm}.df, \quad \text{soit } \overline{v^2} = \frac{2}{3} \frac{2.k.T}{\pi gm}.d\omega,$$

¹ MOS : Metal Oxyde Semiconductor

On peut calculer la densité spectrale de tension de bruit thermique, associée à la résistance (notée R_d) connectée sur le drain du transistor F.E.T. Il ne s'agit pas de la résistance drain-source du canal (elle a été considérée précédemment), mais de la résistance de polarisation du FET.

$$\bar{v}^2 = \frac{2.k.T}{\pi R_d g_m^2} . d\omega, \quad \text{avec } R_d : \text{résistance de drain}$$

→ La résistance de contre réaction et le bruit thermique

Le bruit thermique dans la résistance de contre-réaction (de retour à l'équilibre du préamplificateur) peut s'exprimer ainsi :

$$\bar{i}^2 = \frac{2.k.T}{\pi R_f} df,$$

→ Le canal du transistor FET et le bruit en 1/f

Le bruit en 1/f, lié aux phénomènes de création et de recombinaison de charges de surface dans le canal du FET, est exprimé comme suit :

$$\bar{V}^2 = \frac{Af}{\omega} d\omega, \quad \text{avec } Af, \text{ coefficient de bruit en } 1/f$$

2.3 Combinaison des sources de bruit

Une fois les différentes sources identifiées et leur contribution exprimée, reste à connaître leur effet global en sortie du préamplificateur de charge. Etant donné la nature des sources de bruit, on peut les considérer comme indépendantes. Aussi, pour calculer le bruit total en sortie du préamplificateur, on effectue une somme quadratique de la contribution en bruit (notée b_i) de chacune de ces sources.

$$B_{total} = \sqrt{\sum_i b_i^2}$$

Cette étude vise à optimiser les performances en bruit du préamplificateur de charge. Celui-ci doit effectivement convertir la grandeur à mesurer (la charge) en un signal électrique présentant un rapport « signal sur bruit » aussi grand que possible.

Dans le prochain chapitre vont être présentés les deux traitements que subit simultanément le signal de sortie du préamplificateur de charge.

- le premier, exécuté par un ensemble appelé « voie temps, » a pour objet la détection de l'interaction particule détecteur,
- le deuxième, exécuté par la « voie énergie » doit permettre de mesurer la charge créée par ionisation lors du passage de la particule.

3. La voie TEMPS

3.1 Présentation

Elle doit permettre la détection d'une particule. Il est possible de décrire ses performances en spécifiant deux paramètres :

- Le seuil de détection indique la plus petite interaction particule-détecteur détectable,
- Le temps mort est la durée minimale entre les instants d'arrivée de deux particules successives pour que la deuxième soit détectée.

Une voie temps performante présente un seuil de détection et un temps mort les plus faibles possibles. Le signal logique (détection oui/non), produit par la voie temps, est transmis à un système de décision appelé trigger. Celui-ci, considérant la coïncidence de cette détection avec d'autres, fournies par d'autres voies temps associées à d'autres détecteurs, décide ou non de conserver cet événement.

3.2 Schéma de principe

La figure I.4 présente les différents constituants de la voie temps. A un détecteur est associé une voie temps. L'unité locale de déclenchement par contre, combine l'information logique de sortie du discriminateur de plusieurs voies temps afin de décider ou de rejeter cet événement. Le signal de sortie du préamplificateur de charge est présenté simultanément à la voie temps et à la voie énergie. Celle-ci sera présentée au paragraphe 4.

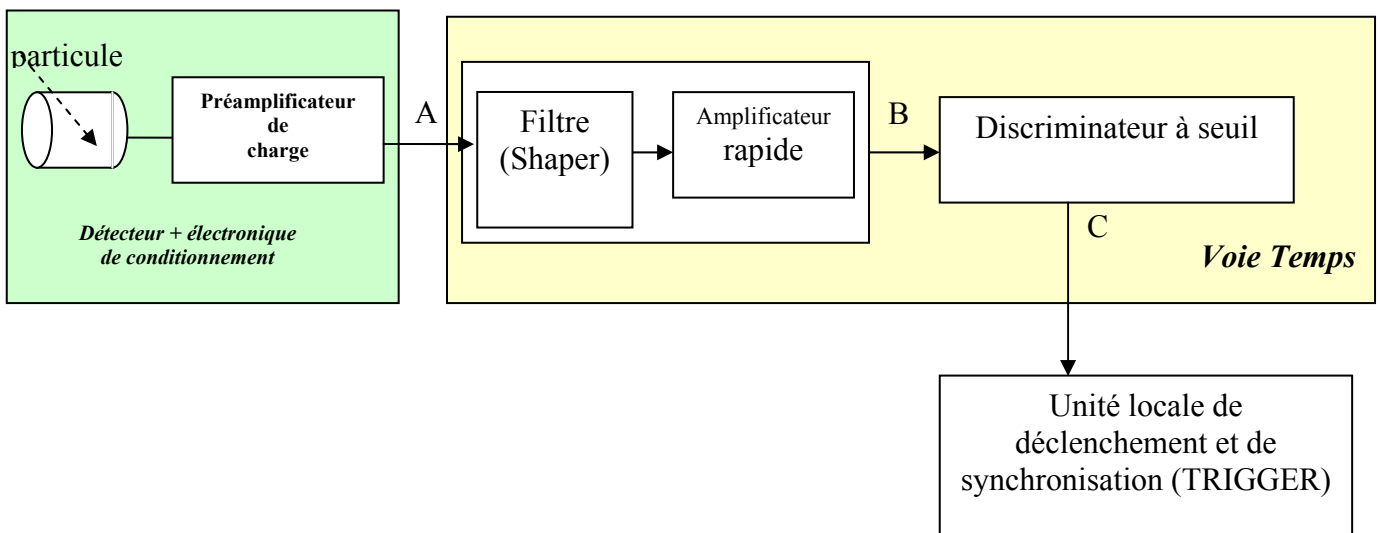


Figure I.4 Schéma de principe de la voie temps. Par analyse du signal de sortie du préamplificateur de charge, elle peut signaler l'existence d'une interaction particule-détecteur.

3.3 Chronogrammes

La figure I.5 représente un enregistrement du signal de sortie du préamplificateur de charge (voie 2), du signal de sortie de l'amplificateur rapide (voie 3) ainsi que celui du discriminateur à seuil (voie 4). L'interaction d'une particule avec le détecteur est simulée par une charge injectée dans le préamplificateur. La voie 1 représente un échelon de tension ($-\Delta V$) appliqué sur une capacité (C) connectée en série à l'entrée du préamplificateur. Ceci produit en entrée du préamplificateur une injection d'une charge $-\Delta Q = C.(-\Delta V)$.

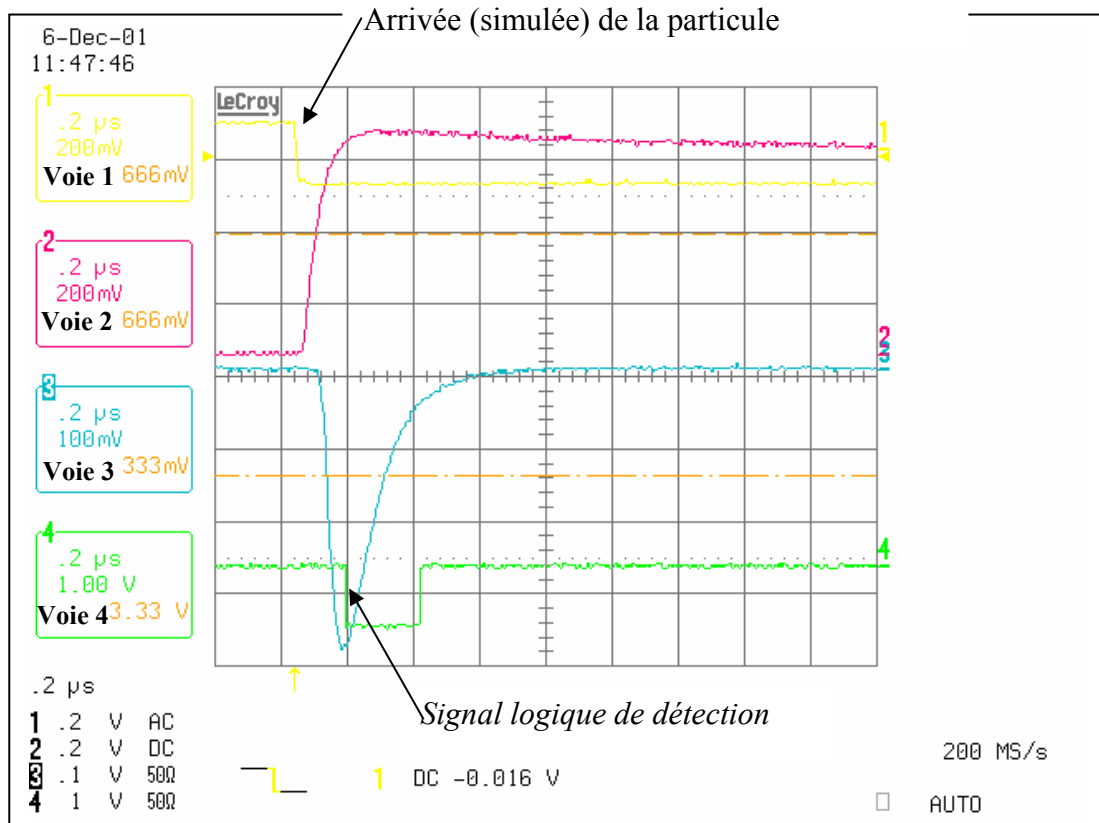


Figure I.5 Chronogrammes illustrant le fonctionnement de la voie temps. On remarque l'information logique (voie 4 de l'oscilloscope) en sortie du discriminateur à seuil, signalant la détection d'une particule. L'interaction d'une particule avec le détecteur étant simulée par le front descendant de la voie 1.

Numéro de voie (oscilloscope)	Repère sur figure III.4	Nature du Signal
1		Générateur (injection d'une charge sur front descendant)
2	A	Sortie du préamplificateur de charge
3	B	Sortie de l'amplificateur rapide
4	C	Sortie logique du discriminateur à seuil

Table I.1 Correspondance entre voies de l'oscilloscope et les signaux repérés sur la figure I.4 .

4. La voie Energie

4.1 Présentation

Son rôle est de mesurer le plus précisément possible la charge créée par la particule dans le détecteur. Le signal délivré par le préamplificateur contient cette information, mais il est aussi entaché de bruit. De plus, nous avons vu (cf §I.2) que le système de retour à zéro du préamplificateur est exponentiellement décroissant (e^{-t/τ_f} , avec $\tau_f = R_f.C_f$) en fonction du temps.

Le bilan en bruit du préamplificateur (cf §II.2), indique que le courant de bruit de la résistance R_f de contre réaction croît lorsque la valeur de celle-ci décroît. Une valeur de résistance élevée (plusieurs Mohms) pour R_f permet d'obtenir des performances en bruit satisfaisantes. Cependant, la conséquence d'une valeur élevée pour R_f , est une constante de temps τ_f longue typiquement voisine de 100 μ s pour une résistance R_f de 20 Mohms et une capacité C_f de 4.7pF (pico Farad). Or, l'occupation temporelle du signal, associée à une particule, est d'autant plus grande que la constante de temps (τ_f) est grande. Si le signal issu du préamplificateur était amplifié sans être limité dans le temps, le taux de comptage¹ admissible serait très faible.

Si l'on se place dans le cas d'un taux de comptage de N coups/s, la durée moyenne séparant les instants d'arrivée de deux particules, est notée $T=1/N$.

On peut alors exprimer le signal en sortie du préamplificateur par :

$$V_s(NT) = \frac{Q}{C_f} + \frac{Q}{C_f} e^{-\frac{T}{\tau_f}} + \frac{Q}{C_f} e^{-\frac{2T}{\tau_f}} + \dots + \frac{Q}{C_f} e^{-\frac{NT}{\tau_f}}$$

Que l'on peut aussi écrire :

$$V_s(NT) = \sum_{i=0}^N \frac{Q}{C_f} e^{-\frac{iT}{\tau_f}}$$

On reconnaît l'expression d'une suite géométrique, qui permet d'écrire :

$$V_s(NT) = \frac{Q}{C_f} \times \frac{1 - \left(e^{-\frac{T}{\tau_f}} \right)^{N+1}}{1 - e^{-\frac{T}{\tau_f}}}$$

La figure I.6 représente le niveau de sortie du préamplificateur de charge (au facteur Q/C_f près). Ce niveau évolue en fonction du nombre de particules arrivant successivement. Au départ le préamplificateur est au repos, puis arrive successivement 1 puis 2 jusqu'à N particules. Chaque arrivée de particule est séparée d'une durée moyenne notée T . On note pour les premières particules arrivées, un régime transitoire en sortie du préamplificateur, puis un régime établi.

¹ Taux de comptage : nombre de particules par seconde interagissant avec le détecteur et vues par la voie logique.

La figure I.6 illustre également l'effet du rapport T/τ_f , sur le signal de sortie du préamplificateur. Plus la constante de temps de retour à l'équilibre (τ_f) est grande devant T , et plus le régime transitoire en sortie du préamplificateur est long.

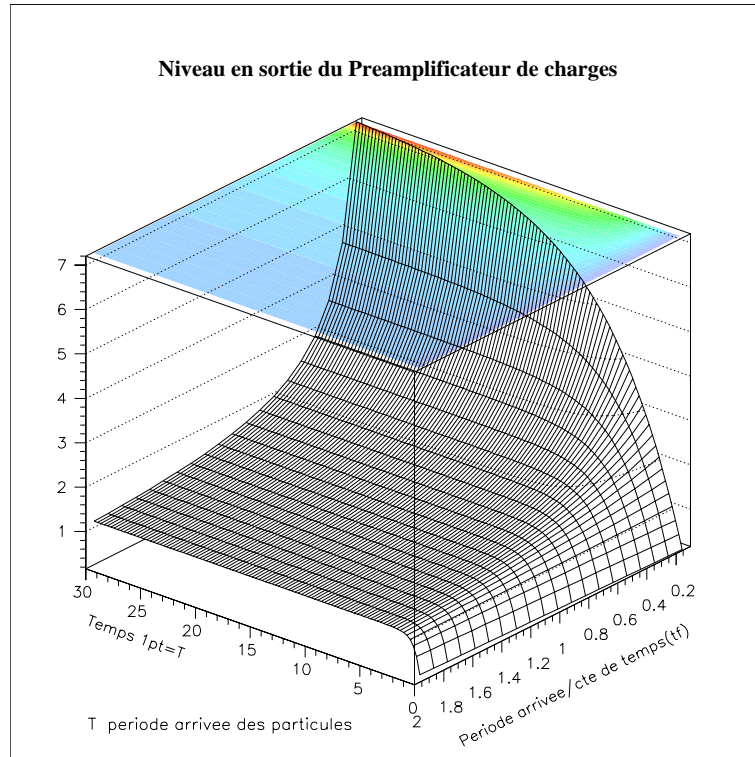


Figure I.6 Représentation de l'évolution du niveau de sortie du préamplificateur de charge au cours du temps pour une arrivée successive de 30 particules de même charge. La durée qui sépare l'arrivée de deux particules est notée T (période d'arrivée). Une grande constante de temps (τ_f) du préamplificateur de charge augmente la durée du régime transitoire en sortie du préamplificateur.

Nous avons vu au paragraphe 2.1, que l'expression de la tension de sortie du préamplificateur de charge en réponse à une charge Q_0 est égale à $(-Q_0/C_f)$. Le choix de la valeur de C_f , est donc dicté par la dynamique de tension en sortie du préamplificateur et par la charge maximale à détecter. Au paragraphe 2.2, nous avons montré que plus la résistance R_f de contre-réaction était élevée, et moins sont courant de bruit était important. La constante de temps τ_f est donc en pratique fixée par les spécifications en bruit et la charge maximal à détecter.

On ne peut pas amplifier directement la tension de sortie du préamplificateur de charge. En effet, à une période moyenne d'arrivée des particules et une constante de temps données, on observe en sortie du préamplificateur un niveau continu (le régime permanent).

La voie énergie doit donc réduire l'occupation temporelle du signal associé à une particule avant de réaliser l'amplification. C'est le rôle du filtre de mise en forme (« shaper ») qui élimine la composante continue en sortie du préamplificateur de charge.

4.2 Schéma de principe de l'amplificateur de spectroscopie

Le signal de sortie du préamplificateur de charge est présenté à la voie énergie. Un premier étage, le shaper, met en forme le signal. Le shaper est un filtre passe bande constitué de la mise en cascade de deux filtres. Le premier, un filtre « passe-haut » dont l'objet est de couper les composantes basses fréquences du signal de sortie du préamplificateur de charge. Le second, un filtre « passe-bas » qui élimine la contribution des bruits hautes fréquences. Le shaper à donc pour objet d'améliorer le rapport signal sur bruit du signal délivré par le préamplificateur.

Le signal de sortie du shaper est alors présenté à un amplificateur linéaire. Un étage de détection de crête, mesure le maximum du signal de sortie de l'amplificateur. Cette valeur crête est fonction de la charge créée dans le détecteur. Un codeur numérique convertit cette valeur afin de la stocker sur support informatique.

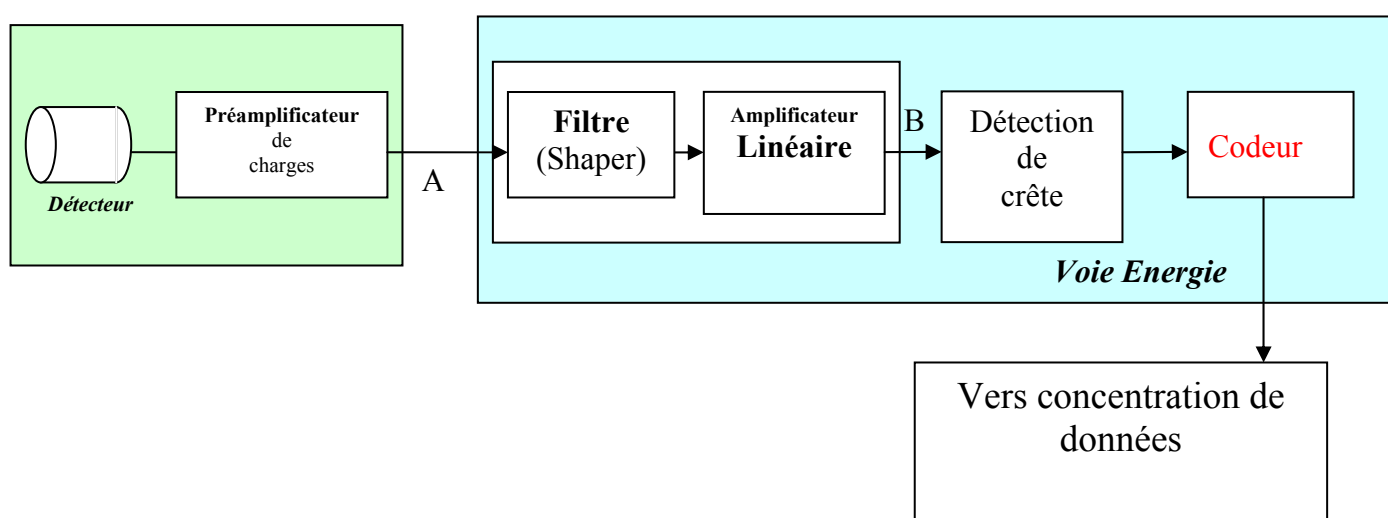


Figure I.7 Schéma de principe de la voie énergie. Le filtre (shaper), améliore le rapport signal sur bruit du signal de sortie du préamplificateur de charge. Après filtrage, le signal est amplifié, son maximum image de la charge créée dans le détecteur est mémorisé et numérisé.

4.3 Chronogrammes

La figure I.8 représente l'enregistrement du signal de sortie du préamplificateur de charge (voie 2), ainsi que celui du signal de sortie de l'amplificateur linéaire (voie 3). Par un créneau de tension (voie 1), est simulée une interaction de la particule avec le détecteur créant par ionisation une charge $-\Delta Q$ (cf § 3.3). On constate une occupation temporelle (ou durée) beaucoup plus faible dans le cas du signal de sortie de l'amplificateur linéaire, que dans le cas de celui du préamplificateur de charge (voie 2).

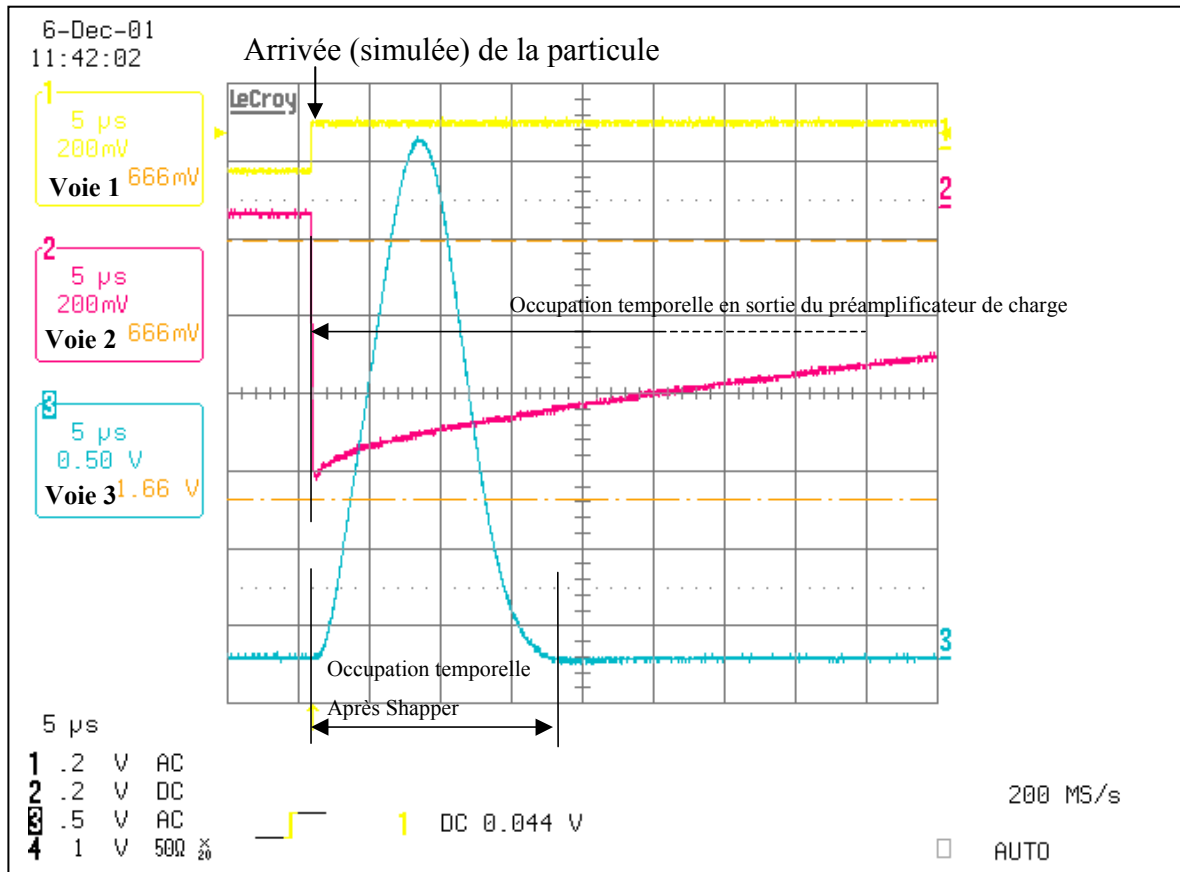


Figure I.8 Chronogrammes illustrant le fonctionnement de la voie énergie. La voie 2 illustre la réponse du préamplificateur de charge à une interaction de la particule avec le détecteur simulée par le front de la voie 1. La voie 3 représente le signal de sortie de l'amplificateur linéaire.

Description des signaux

Numéro de voie (oscilloscope)	Repère sur schéma de principe	Signal
1		Générateur (injection d'une charge sur front descendant)
2	A	Sortie du préamplificateur de charge
3	B	Sortie de l'amplificateur

Table I.1 Correspondance entre voies de l'oscilloscope et les signaux repérés sur la figure I.7

Deux mesures de rapport signal sur bruit, permettent de constater l'effet du filtre. Une première mesure est effectuée en sortie du préamplificateur de charge, et l'autre en sortie de l'amplificateur linéaire.

Pour la première, on enregistre un rapport signal à bruit de 70, alors qu'il vaut 335 pour la mesure faite en sortie de l'amplificateur linéaire. L'amélioration du rapport signal sur bruit d'un facteur proche de 4.8 est l'œuvre du shaper.

La figure I.8, qui illustre la réduction de l'occupation du signal de sortie du préamplificateur de charge, ainsi que ces mesures de rapport signal à bruit, mettent en évidence le rôle et l'importance de la voie énergie.

Remarque

Comme représenté sur la figure I.7, le dernier étage de la voie énergie est un codeur analogique/numérique. Il effectue la conversion du maximum d'amplitude détecté (signal analogique) en un mot numérique. Malgré cette opération de numérisation réalisée en bout de voie énergie, on ne parle pas pour ce type d'instrumentation de chaîne numérique. On réserve cette appellation à une chaîne qui numérise d'emblée le signal du préamplificateur de charge. Le chapitre III, en présentant l'instrumentation proposée (IRIS), détaillera la structure d'une telle chaîne.

CHAPITRE II

Détection et Identification des noyaux super-lourds

1. Le programme FULIS

Un atome est constitué d'un noyau entouré par un cortège électronique. Ce noyau est lui-même constitué d'un nombre de protons noté Z et d'un nombre de neutrons noté N . Le nombre de protons du noyau est égal au nombre d'électrons du cortège, condition nécessaire pour assurer la neutralité de l'atome.

L'uranium est le noyau qui dans la nature, compte le plus grand nombre de protons ($Z=92$). Depuis des années, des expériences de physique nucléaire ont eu pour objet l'étude de réactions nucléaires conduisant à la production de noyaux exotiques (riches en neutrons ou en protons).

Le programme de recherche FULIS, quant à lui a pour objet, l'étude des noyaux super-lourds. On qualifie de super-lourd, un atome constitué de plus de 106 protons. La recherche de ces noyaux vise à compléter les connaissances fondamentales en physique nucléaire. En effet, ces « transuraniens », pourraient présenter d'éventuelles nouvelles propriétés physiques ou chimiques.

La figure II.1, appelée carte des noyaux, répertorie sur un plan (N,Z) l'ensemble des noyaux connus. La ligne de stabilité des noyaux (en pointillés) diffère de la première bissectrice (pour laquelle l'égalité $N=Z$ est vérifiée). Lorsqu'un noyau s'écarte de cette vallée de stabilité, soit parce qu'il compte trop de neutrons ou trop de protons, il est instable.

D'un point de vue expérimental, le programme FUSION présente donc deux difficultés importantes. La première concerne la production de ces ions, et la seconde, leur observation.

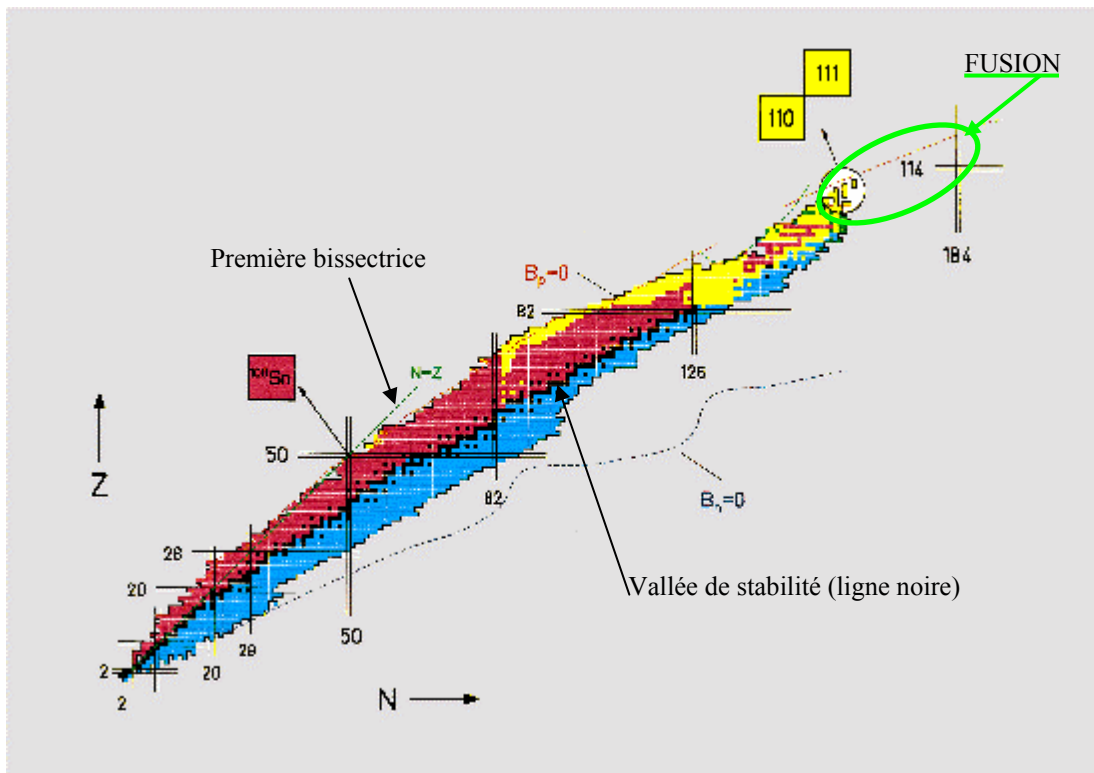


Figure II.1 Carte des noyaux sur laquelle sont répertoriés les noyaux connus. Sur celle-ci est indiquée, la « vallée des noyaux stables » et la zone explorée par le programme FULIS.

1.1 La production des noyaux super-lourds

Elle est obtenue par fusion (origine du nom du programme d'étude) de deux noyaux connus, possédant respectivement un nombre Z_1 et Z_2 de protons et un nombre de nucléons A_1 et A_2 . Le noyau produit de cette fusion est un noyau composé qui présente un nombre de protons Z_3 et un nombre de nucléons A_3 tels que :

$$\begin{cases} Z_3 = Z_1 + Z_2 \\ A_3 = A_1 + A_2 \end{cases}$$

Pour obtenir la fusion, la méthode retenue consiste à utiliser des cibles constituées d'élément lourd (cible de plomb par exemple), soumises à un faisceau d'ions plus légers. La probabilité de fusion des deux noyaux est faible : on dit aussi que la section efficace du mécanisme de fusion est petite. D'autres processus comme la quasi-fission et les réactions de transfert existent avec un probabilité beaucoup plus élevée que celle de la fusion. La figure II.2 représente ces différents types de réactions. Lorsque le noyau composé est formé, il est dans un état excité (car une partie de l'énergie cinétique du projectile a été convertie en énergie d'excitation). Le noyau se désexcite en un temps très court ($<10^{-19}$ s), donc avant même de sortir de la cible, soit par fission, soit par émission d'1, 2, 3 ou 4 neutrons (selon l'énergie du projectile) puis émission de rayons gamma. Seule la décroissance par émission de neutrons permet de conserver le noyau super-lourd ($Z_3=Z_1+Z_2$, $A_3=A_1+A_2 - 1$ à 4 neutrons).

La fusion aboutissant à la naissance d'un super lourd est un phénomène rare. Les dispositifs nécessaires à ce type d'expériences sont complexes. Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) met à disposition des équipes de recherches des équipements compatibles avec les exigences de ce type de physique.

Les contraintes techniques concernant la production et la conduite du faisceau d'ions, jusqu'à la cible, sont très importantes. Elles sont tout aussi importantes en ce qui concerne le dispositif de sélection des particules. En effet, lors de l'interaction du faisceau et de la cible, une grande variété de particules est produite. Or, dans cette riche production de particules, il faut sélectionner (filtrer) les éventuels ions, objet de l'étude. Pour réaliser cette sélection, plusieurs techniques sont envisageables. La première technique, consiste à placer un ralentisseur sur la trajectoire du faisceau d'ions. Les ions, en le traversant, sont ralentis. La quantité d'énergie que perd l'ion dans le ralentisseur est fonction de la nature du noyau incident. On peut donc, en choisissant un ralentisseur adapté (nature et épaisseur) stopper une partie des ions sans intérêt. Ceci permettrait d'arrêter des noyaux (qui sont très lents) issus du noyau cible par réaction de transfert. Malheureusement les noyaux super-lourds sont aussi bien plus lents que les ions projectiles et que les produits de transfert issus du projectile. On est donc obligé d'avoir recours à la deuxième technique : elle utilise le fait que les ions, par définition ne sont pas neutres et sont déviés par un champ magnétique et/ou électrique. Dans certains dispositifs (Berkeley, RIKEN) seuls les champs magnétiques sont utilisés. La différence de rigidité magnétique entre le projectile et les noyaux recherchés permet de dévier plus les noyaux recherchés alors que les projectiles sont arrêtés dans un bloc d'arrêt. D'autres dispositifs utilisés au GSI de Darmstadt et à GANIL (LISE3) sont des filtres de vitesse du type imaginé par Wien : des champs électriques E et magnétiques B croisés tendent à dévier les ions respectivement vers le haut et vers le bas. En choisissant le rapport E/B =vitesse des noyaux super-lourds, ceux-ci continuent en ligne droite, alors que les produits plus rapides (projectiles ...) ou plus lents sont déviés vers le haut ou vers le bas et sont arrêtés. Toutefois, malgré ces techniques de tri, le filtre ne rejette pas l'ensemble des particules indésirables. C'est ensuite à l'électronique de sélectionner, par le biais d'un module logique de décision (trigger), les ions dignes d'intérêt.

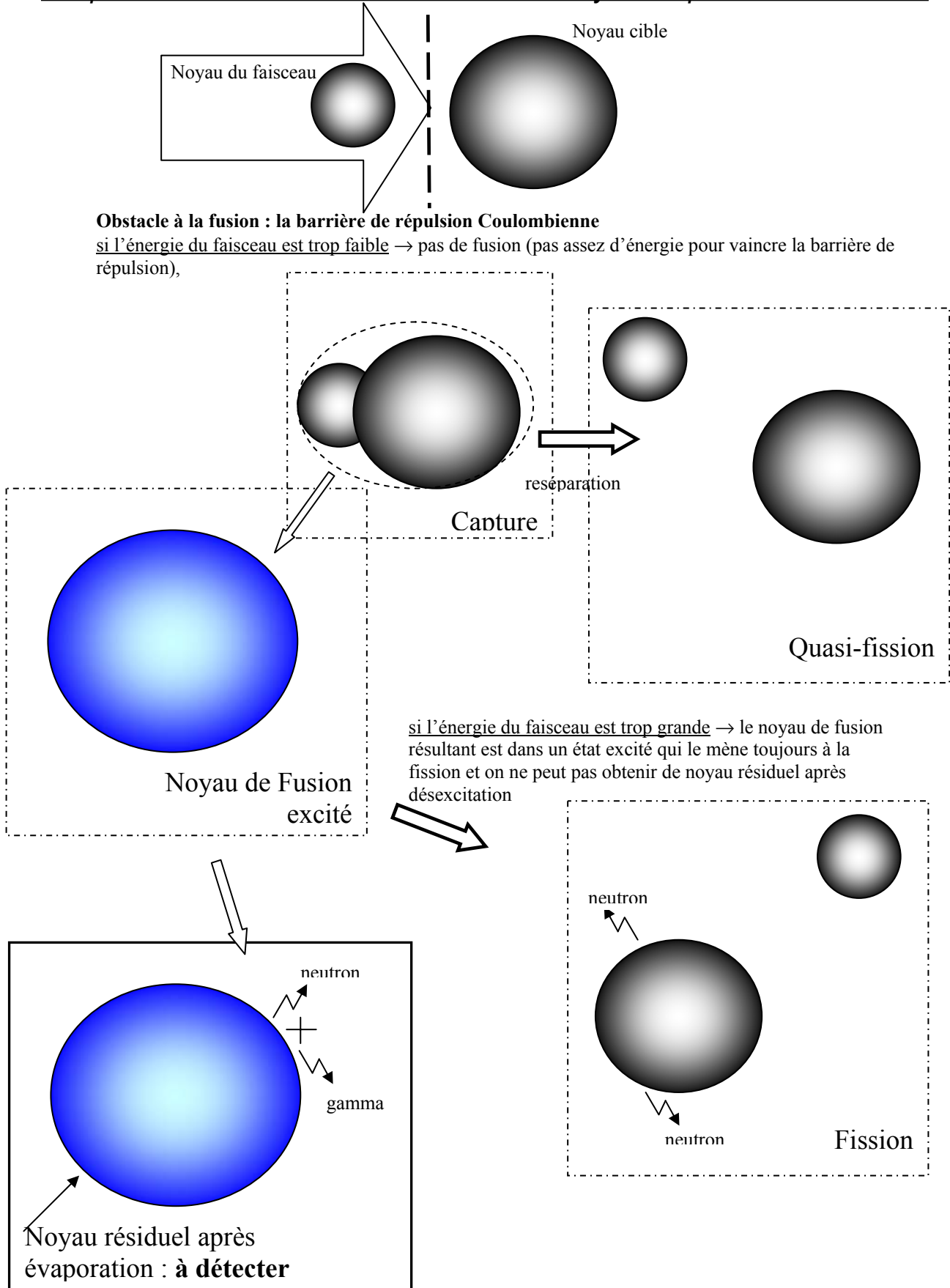


Figure III.2 Représentation des différents mécanismes de réaction : capture, quasi-fission, fusion, désexcitation par fission ou émission de neutron(s).

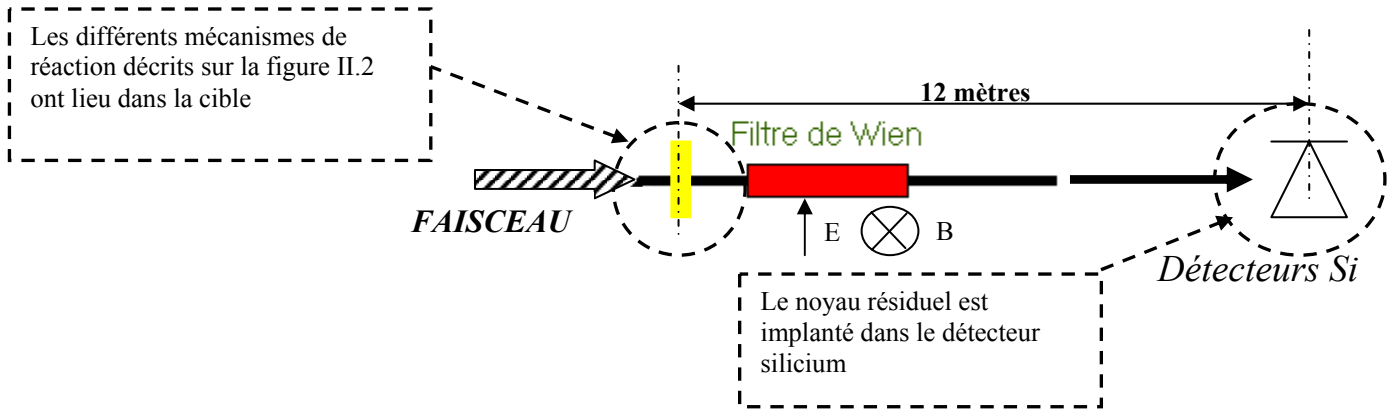


Figure II.2.bis Vue du filtre de Wien LISE3 sur laquelle, à GANIL est effectuée la recherche des noyaux super-lourds.

1.2 L'observation des noyaux super-lourds

Les noyaux super-lourds, produits de la fusion, ont une durée de vie courte. Ces ions n'appartiennent pas à la vallée de stabilité et n'existent pas dans la nature. Les super-lourds, une fois créés, évoluent rapidement vers un état stable. Lors de ce retour à l'équilibre, des particules alphas sont émises. Une particule alpha est un noyau d'Hélium (${}^4_2\text{He}$).

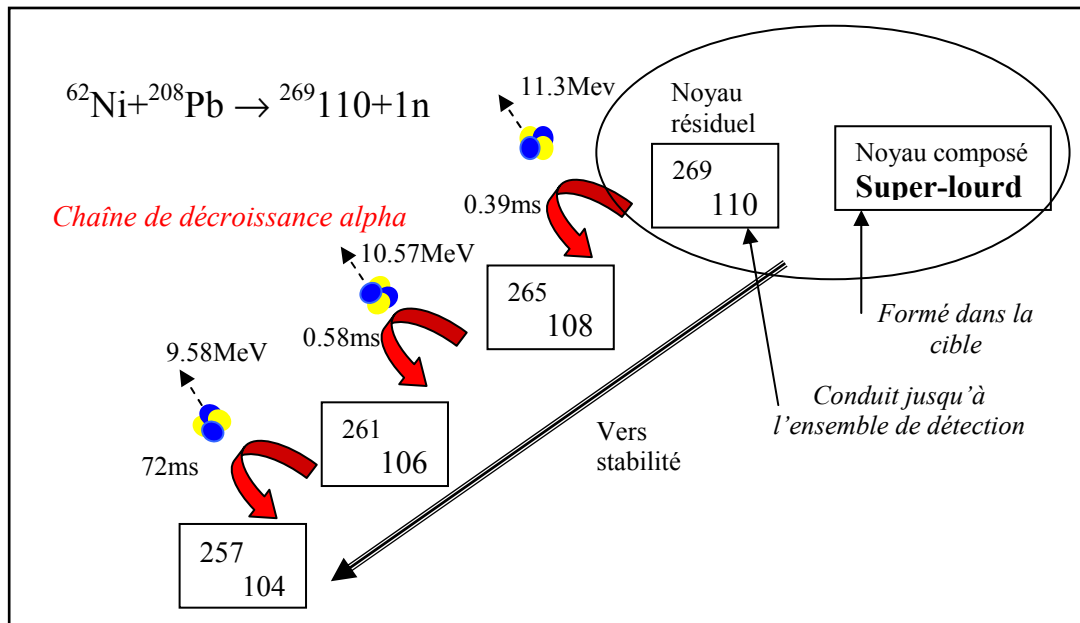


Figure II.3 Chaîne de décroissance alpha pour l'élément Z=110, observé au GSI (Gesellschaft für Schwere Ionenforschung) de Darmstadt.

Pour mettre en évidence un ion super-lourd, il est nécessaire d'observer l'ensemble de la chaîne de décroissance alpha qui conduit à un noyau déjà connu. Par exemple sur la figure II.3 ont été observés deux alphas conduisant au noyau ${}^{261}_{106}$, identifié par son émission déjà connue d'un alpha de 9.58 MeV. Le noyau super-lourd formé en début de chaîne était donc de $Z=106+2*2=110$ et de Masse= $261+2*4=269$. Il correspond bien au noyau composé ${}^{270}_{110}$ qui s'est désexcité par émission d'un neutron. La chaîne de décroissance constitue la signature de la charge et de la masse du noyau résiduel. Il est donc nécessaire d'enregistrer les instants d'émission des particules alphas ainsi que leur énergie.

Cahier des charges de l'instrumentation

1.3 Voie énergie

La mesure précise de l'énergie des particules alphas de la chaîne de décroissance est nécessaire pour l'obtention de la signature d'un superlourd. La plage de mesure de l'énergie est importante. Elle s'étend de l'énergie de l'ion lourd à celle des particules alphas. Les gammes d'énergies concernant l'ion lourd et les particules alphas sont rappelées dans le tableau ci-dessous.

	Energie	Précision
Ion lourd	$30 \text{ MeV} < E < 1 \text{ GeV}$	de quelques MeV à 20 MeV à mi-hauteur
Particules alphas	$4 \text{ MeV} < E < 14 \text{ MeV}$	50 kev

Table III.1 Spécifications des performances de la voie énergie

1.4 Voie temps

Les besoins spécifiques du programme FULIS, pour la voie temps, concernent principalement le temps de récupération. Il est impératif de pouvoir détecter le premier alpha de la chaîne de décroissance qui peut être émis avec une période allant de quelques microsecondes à plusieurs secondes après implantation du noyau, et d'en mesurer l'énergie. Le temps de récupération est le temps au bout duquel, après implantation de l'ion lourd, il est possible de mesurer l'énergie du premier alpha (en respectant les spécifications du tableau III.1). Le temps de récupération est fixé à une microseconde car le temps de vol du noyau super-lourd de la cible au détecteur d'implantation est de 0.6 à 2 microseconde et on ne pourrait donc pas, avec le dispositif expérimental de la figure II.X, étudier des noyaux de période inférieure à la microseconde.

2. Limitations de l'instrumentation classique

Il s'agit de mettre en évidence les limites de l'instrumentation classique dans le cas d'une succession ion lourd-alpha. Les mesures suivantes ont été effectuées, en injectant dans le préamplificateur de charge, une charge équivalente à celle d'un « ion lourd » de 300MeV. L'alpha, quant à lui, est produit par une source radioactive d'Américium (énergie 5.485MeV). Le rapport d'énergie entre l'ion lourd et l'alpha est voisin de 60 alors qu'il peut atteindre 250 (ion lourd=1GeV, alpha=4MeV). Même dans ces conditions, pourtant pas les plus critiques, il est possible de mettre en évidence les limitations de la voie énergie et celles de la voie temps.

2.1 Voie énergie

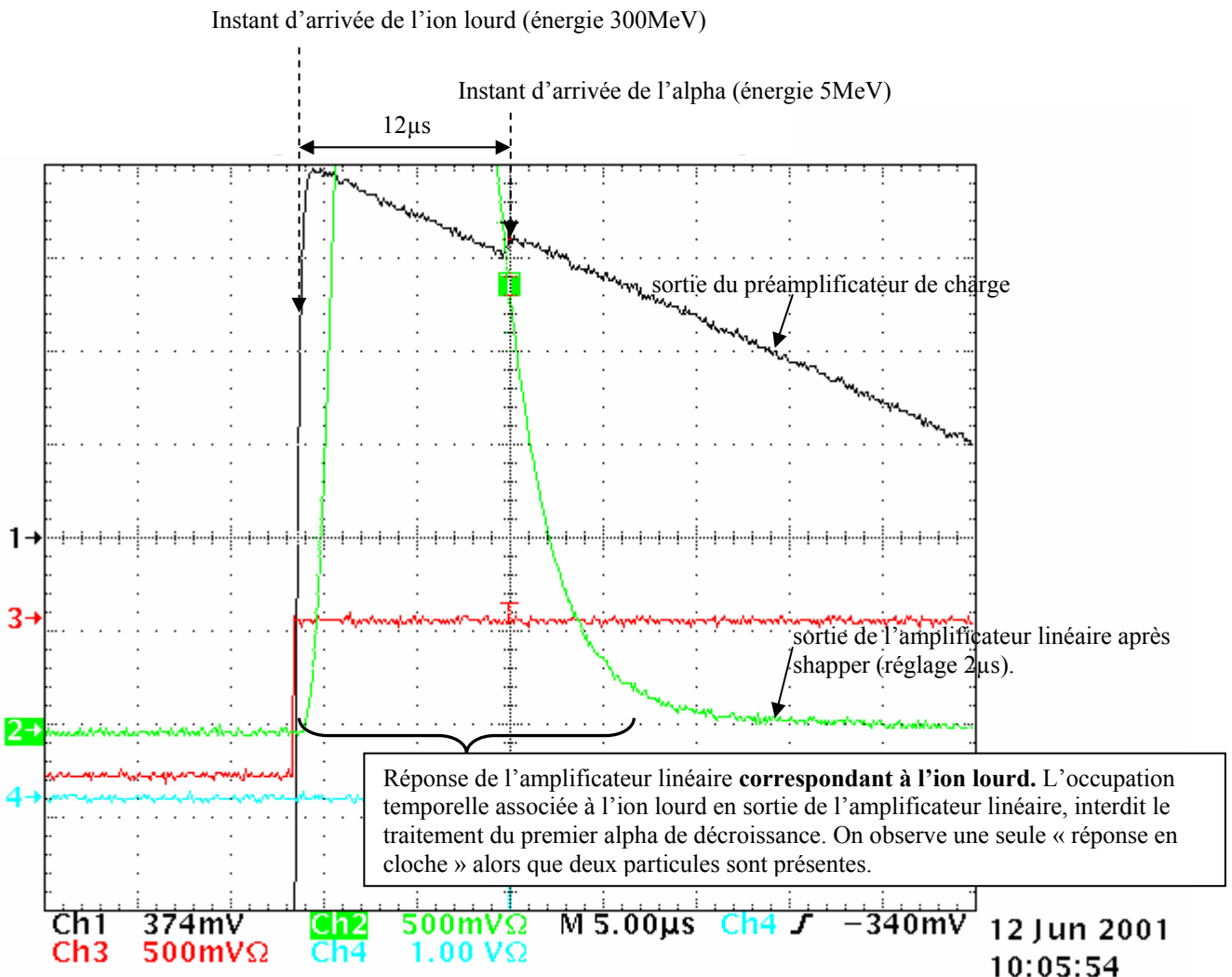


Figure III.4 Chronogrammes montrant les limitations de la voie énergie dans le cas d'une particule alpha succédant à un ion lourd de 300MeV.

L'amplificateur linéaire est encore influencé par l'ion lourd et ne « voit pas » l'alpha. Plus de 10 microsecondes séparent pourtant l'alpha de l'ion lourd. La voie énergie traditionnelle n'est donc pas adaptée aux besoins spécifiques de l'instrumentation destinée à l'observation des noyaux super-lourds.

2.2 Voie temps

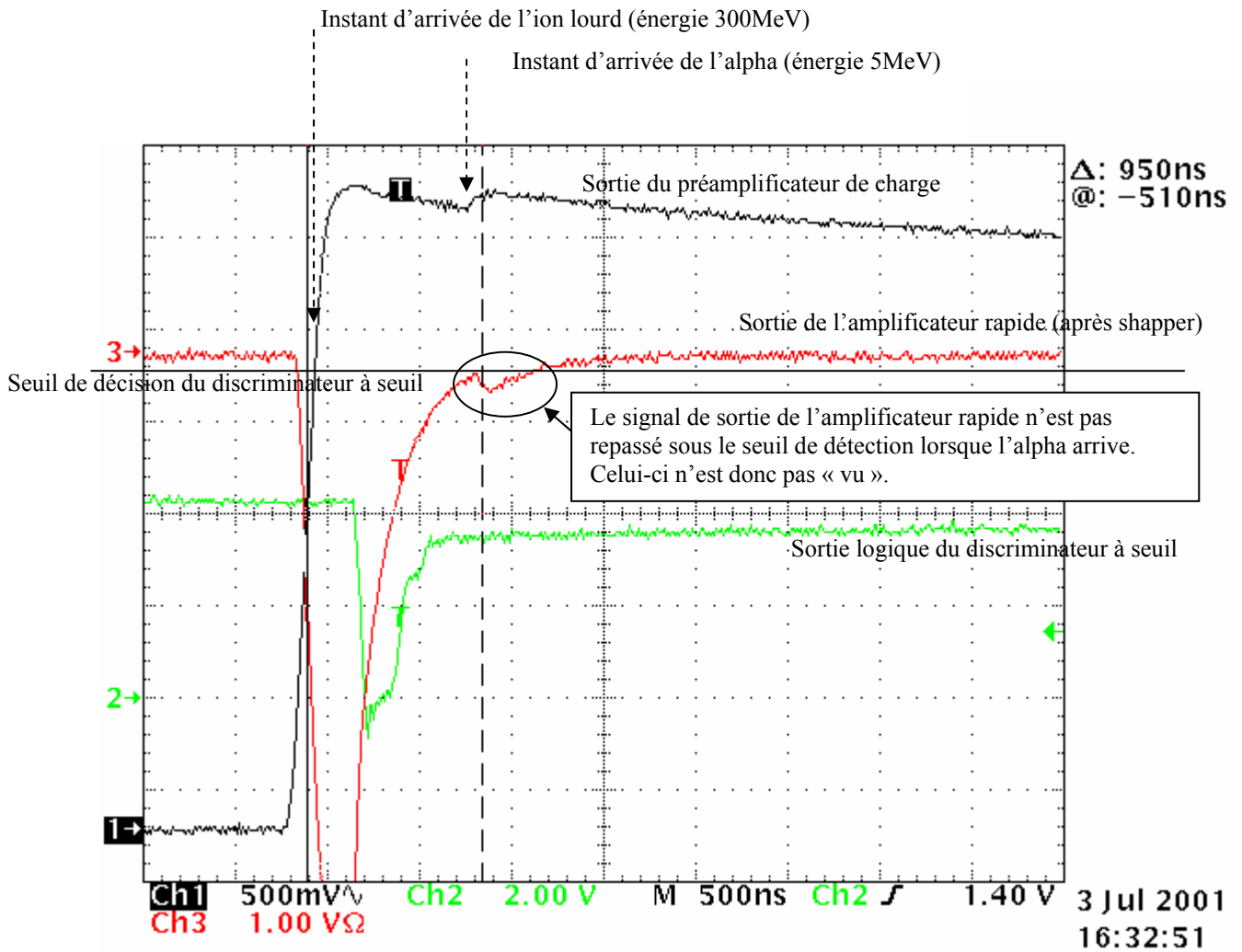


Figure II.5 Chronogrammes montrant les limitations de la voie temps dans le cas d'une particule alpha succédant à un ion lourd de 300MeV.

L'amplificateur rapide est encore influencé par l'ion lourd et ne « voit pas » l'alpha. Pourtant le rapport entre l'ion lourd et celle de l'alpha n'est que de 65.

La voie temps traditionnelle n'est donc pas adaptée aux besoins spécifiques de l'instrumentation destinée à l'observation des super-lourds.

Le prochain chapitre sera consacré à IRIS¹, l'instrumentation proposée, en réponse aux contraintes imposées au dispositif de détection et d'identification des super-lourds.

¹ IRIS : Instrumentation Rapide d'Identification et de Spectroscopie

CHAPITRE III

La Physique des super-lourds

1. Le programme FUSION

Le programme de recherche FUSION a pour objet l'étude des ions super-lourds. On qualifie de super-lourds, un ion possédant un nombre de protons supérieur à 106.

D'un point de vue expérimental, ce programme présente deux difficultés importantes. La première concerne la production de ces ions, et la seconde, leur observation.

Ci-dessous est présentée la carte où sont répertoriés les noyaux connus. Sur celle-ci est indiquée la zone explorée par le programme FUSION.

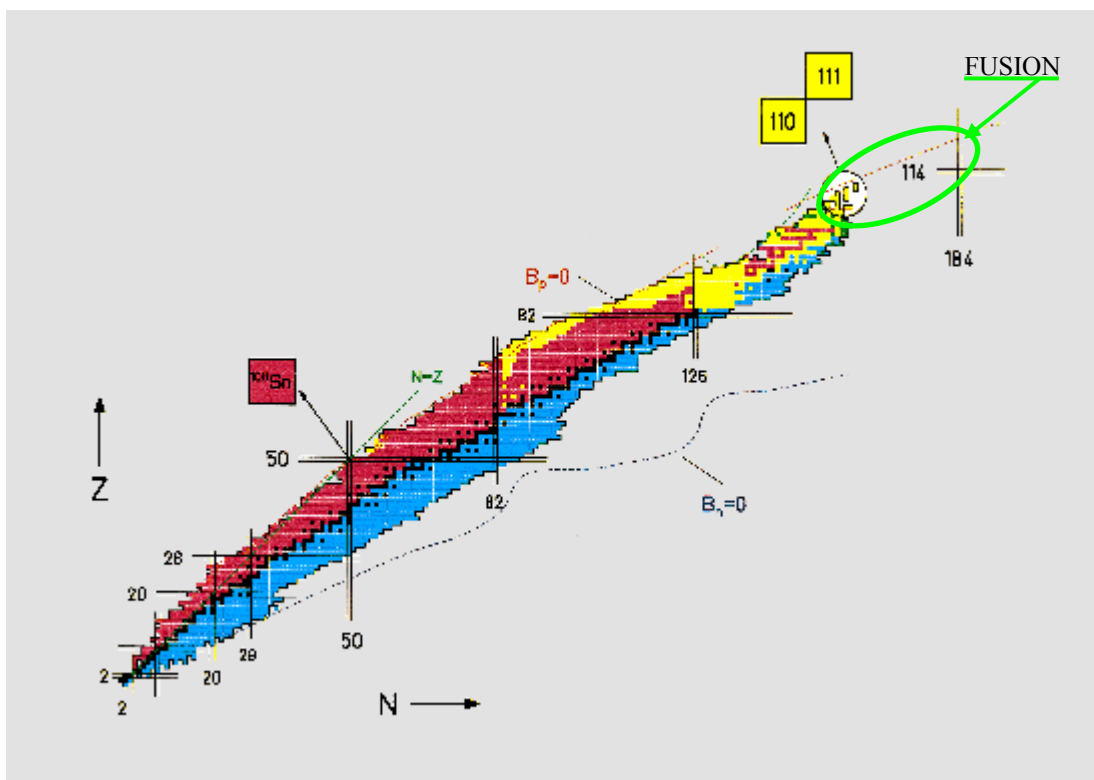


Figure III.1 carte des noyaux connus

1.1 la production des super-lourds

Elle est obtenue par fusion (origine du nom du programme d'étude) de deux noyaux connus possédant respectivement un nombre z_1 et z_2 de protons.

L'ion, produit de cette fusion présente un nombre de proton z_3 tel que :

$$\begin{cases} z_3 > z_1 \\ z_3 > z_2 \end{cases}$$

Pour obtenir la fusion, on dirige un faisceau d'ions comportant z_1 protons, sur une cible constituée de noyaux comportant z_2 protons.

La probabilité de fusion des deux noyaux initiaux est faible. D'autres processus comme la quasi fission ou la fission (pratiquement instantanée) sont possibles avec une probabilité beaucoup plus élevée.

1.2 L'observation des super-lourds

Les ions issus de la Fusion ont une durée de vie courte. C'est la raison pour laquelle ils n'existent pas dans la nature.

Ces super-lourds, une fois créés, évoluent rapidement vers un état stable. Cette évolution est obtenue en évaporant des neutrons ou encore en émettant des particules alphas (voir figure ci-dessous).

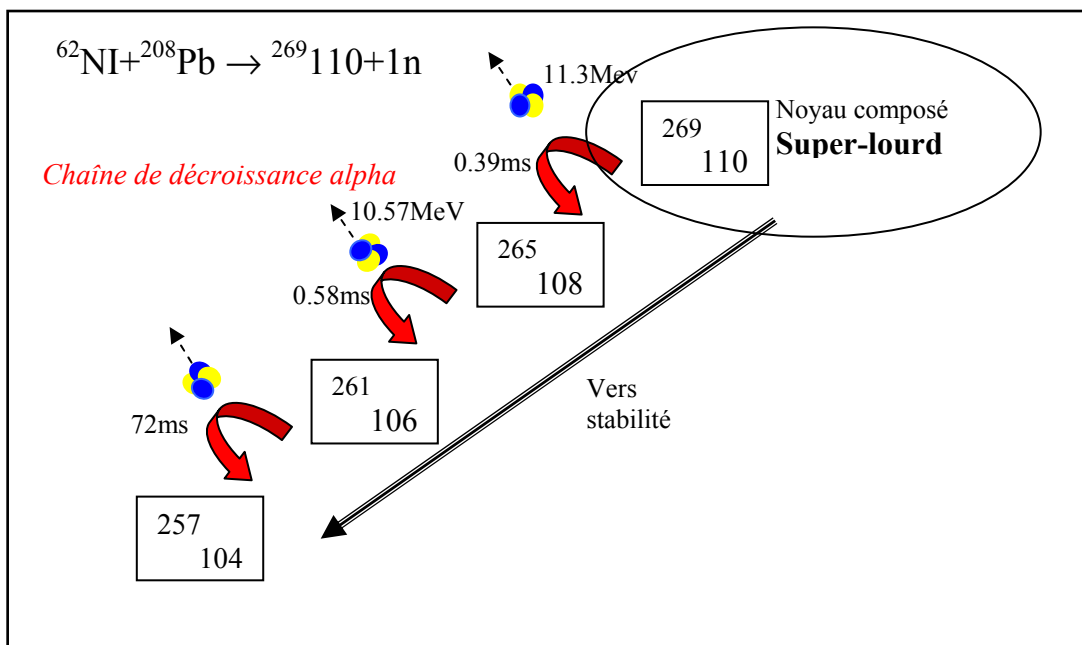


Figure III.2 Chaîne de décroissance alpha pour l'élément $Z=110$ au GSI.

Pour mettre en évidence un ion superlourd, il est nécessaire d'observer l'ensemble de la chaîne de décroissance alpha. Elle constitue sa signature du superlourd.

Il est nécessaire d'enregistrer les instants d'émission des particules alphas ainsi que leur énergie.

Notons que la durée indiquée entre l'émission de deux particules alphas (voir figure III.2) n'est qu'une estimation. C'est au bout de cette durée que la probabilité d'émission d'une nouvelle particule alpha est maximale.

1.3 La radioactivité alpha

2. Les conséquences pour l'instrumentation

2.1 Voie énergie

Une mesure précise des particules alphas de décroissance est nécessaire pour l'obtention de la signature d'un superlourd.

De plus la plage de mesure en énergie est importante, puisqu'elle s'étend de la mesure de l'énergie de l'ion lourd à celles des alphas.

Les gammes d'énergies concernant l'ion lourd et les alphas sont rappelées dans le tableau ci-dessous, ainsi que la précision demandée sur leur mesure.

	Energie	Précision
Ion lourd	$30 \text{ MeV} < E < 1 \text{ GeV}$	20 MeV FWHM*
Particules alphas	$4 \text{ MeV} < E < 12 \text{ MeV}$	50 keV FWHM

* FWHM : Full Width Half Maximum

Table III.1 Spécifications des performances de la voie énergie

2.2 Voie temps

Les besoins spécifiques du programme FUSION pour la voie temps, concerne le temps de récupération.

Il est impératif de pouvoir détecter le premier alpha de décroissance et en mesurer l'énergie. Le temps de récupération, est le temps au bout duquel après implantation de l'ion lourd, il est possible de mesurer l'énergie du premier alpha (en respectant les spécifications du tableau III.1).

Le temps de récupération est fixé à une microseconde.

3. Limitations de l'instrumentation classique

Montrons les limites de l'instrumentation classique dans le cas d'une succession ion lourd-alpha.

Les mesures suivantes ont été effectuées en injectant une charge

3.1 Voie énergie

3.2 Voie temps

CHAPITRE IV
TRAITEMENTS NUMERIQUES

1. Présentation

Les traitements du signal sont nombreux [BEL] comme le sont leurs domaines d'applications. En faire une liste exhaustive serait impossible et d'un intérêt limité. Par contre, une considération simple permet de les classer selon deux grandes familles. La première regroupe les traitements *exécutés en ligne* (on dit aussi *on line*), et la seconde, ceux exécutés en *temps différé* (*offline*).

Pour les *traitements en temps différé*, le temps d'exécution constitue rarement un point critique. Seules les applications dont le nombre de traitements (ou de données) est énorme nécessitent d'intégrer la contrainte de temps d'exécution, dans la conception des algorithmes de traitement numérique. Pour cette famille, il est facile de comparer les performances (résolution, temps d'exécution) de différents traitements. Notons que l'exécution de plusieurs traitements ne nécessite pas de ressources matérielles supplémentaires. Il suffit de les appliquer, successivement, sur un même matériel à un même jeu de données.

Pour les *traitements en ligne*, le point le plus critique est le caractère évanescent des données. Ces traitements sont effectués sur l'instant, car les données sont disponibles à cet instant précis. Pour appliquer plusieurs traitements (exécutés en ligne) à un même jeu de données, il est donc nécessaire de le faire simultanément puisque les données ne peuvent pas être « rejouées ». Cette remarque n'est pas sans conséquence sur le coût et la complexité du matériel.

Le choix du type de traitement (en ligne ou différé) est dicté par plusieurs paramètres comme :

- le flux de données à traiter (format, débit),
- la complexité du traitement (nombre d'opérations élémentaires à effectuer)
- la puissance de calcul disponible,
- la résolution numérique imposée par le cahier des charges (calculs itératifs),
- la capacité de stockage des données.

Les traitements en temps différé ne seront pas considérés dans la suite de ce chapitre. En effet, puisque le temps d'exécution n'est pas un paramètre considéré pour leur conception, cette famille de traitement est très vaste, et chaque utilisateur pourra sans mal développer celui qui lui convient le mieux.

Etant donné le flux de données généré par une expérience de physique nucléaire, il n'est pas envisageable de stocker l'ensemble des signaux analogiques numérisés, dans le but de leur appliquer des traitements exécutés en temps différé. C'est la raison pour laquelle les traitements numériques étudiés dans ce chapitre auront pour vocation d'être exécutés en ligne.

Dans un premier temps, seront considérés les traitements adaptés aux contraintes de « la voie temps » puis ceux destinés à « la voie énergie ».

Remarque

Habituellement les traitements numériques tels que ceux envisagés sont caractérisés par leur réponse en fréquence. Dans le cas de notre application, c'est beaucoup plus la réponse temporelle de chacun de ces traitements qui nous intéresse.

2. Traitements Numériques de la voie temps

2.1 Présentation

Le rôle de la voie temps est de signaler l'existence de l'interaction d'une particule avec le détecteur. Cette détection (de l'existence d'une interaction) est le résultat d'un traitement numérique appliqué aux échantillons du signal de sortie du préamplificateur de charge.

Concernant les caractéristiques d'un dispositif de discrimination, trois paramètres sont essentiels :

- le seuil de déclenchement,
- le temps de latence,
- le temps mort.

Chacun de ces paramètres est illustré sur la figure IV.1

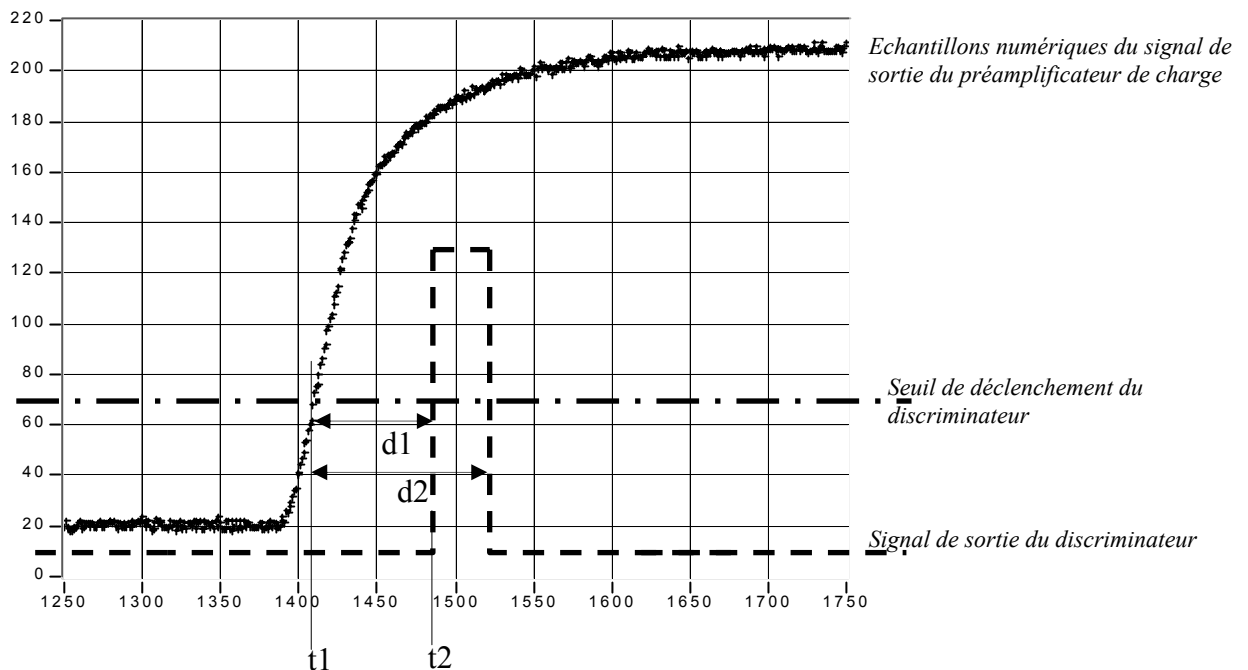


Figure IV.1 Le discriminateur applique un traitement numérique aux échantillons du signal de sortie du préamplificateur de charge. Dans le cas de l'interaction d'une particule avec le détecteur, le signal de sortie du préamplificateur évolue. Le discriminateur détecte (par traitement numérique) ces variations et produit une impulsion signalant l'interaction d'une particule avec le détecteur.

Le seuil de déclenchement

Le signal d'entrée est porteur d'information (interaction particule - détecteur) mais est aussi entaché de bruit. Ce bruit est caractérisé par un écart type (σ) et une moyenne (m). On place le seuil de déclenchement à 3σ de la moyenne du bruit. Ainsi, lorsque le seuil est franchi, dans 99.99% des cas, il s'agit effectivement d'un signal correspondant à une particule à détecter et non d'un échantillon de bruit.

Le temps de latence (d1)

C'est le temps nécessaire au discriminateur pour traiter l'information. C'est aussi le temps écoulé entre l'instant de passage du signal d'entrée par le seuil de déclenchement (t_1), et celui où le signal logique en sortie du détecteur apparaît (t_2).

Le temps mort (d2)

Le temps mort est défini comme la durée minimale entre deux particules successives pour que la deuxième soit détectée. Pendant le temps mort, le discriminateur ne peut pas « voir » une nouvelle particule, on dit qu'il est « aveugle ».

La voie temps doit permettre la détection de l'ion lourd (jusqu'à 1 GeV) implanté dans le détecteur, puis celle des particules alpha (d'énergie ≥ 5 MeV). On rappelle ici que la première particule alpha de la chaîne de décroissance peut être émise une microseconde après l'implantation de l'ion lourd comme indiqué dans le paragraphe II.2.2. Les particules alpha suivantes peuvent être émises plusieurs secondes après.

2.2 Le traitement CR-RC

2.1.a Présentation

Ce traitement reproduit le traitement analogique des modules utilisés aujourd'hui en instrumentation nucléaire. Il est constitué de deux cellules mises en cascade.

- le différenciateur (CR)

Son but est de limiter l'occupation temporelle du signal. Il permet de ne conserver du signal que l'information relative à ses variations rapides. Le différenciateur ne laisse passer que les hautes fréquences supérieures à une fréquence de coupure F_c .

$$F_c = \frac{1}{2\pi.R.C}$$

- l'intégrateur (RC)

Son rôle est essentiellement de limiter la bande passante du signal, en éliminant les fréquences supérieures à une fréquence de coupure F_c . Cette limitation permet l'obtention d'un meilleur rapport signal à bruit que celui existant en sortie du différenciateur (cf § I.4.3). En effet, le préamplificateur de charge possède une bande passante limitée, et l'information relative à une interaction particule/détecteur peut être décrite avec une bande passante plus petite que celle du préamplificateur. L'intégrateur conserve les fréquences (porteuses d'information) permettant la détection de la particule et élimine les composantes de bruit hautes fréquences.

Une fois le signal mis en forme par le traitement CR-RC, il est présenté à un comparateur à seuil. Celui-ci « décide » de la présence d'une particule lorsque le signal en sortie de l'intégrateur franchit ce seuil.

Ces deux étages en cascade autorisent un taux de comptage élevé puisque la durée du signal est courte (effet du différentiateur). Ils permettent également la détection de particules ne créant que peu de charges dans le détecteur, puisque le niveau de bruit du signal présenté au discriminateur est limité par l'action de l'intégrateur (RC).

2.1.b Synthèse

Ce traitement s'inspire du filtre analogique passif du premier ordre. Le traitement numérique proposé est un filtre récursif (dit à Réponse Impulsionnelle Infinie).

Notons que dans une application comme la nôtre où le temps d'exécution est critique, les filtres RII sont souvent préférés aux filtres à Réponse Impulsionnelle Finie (RIF). A nombre de coefficient égal, les filtres RII présentent une réponse en fréquence plus sélective.

La synthèse s'appuie sur la connaissance de la fonction de transfert du filtre analogique exprimée dans le domaine de Laplace.

Connaissant cette fonction de transfert, on utilise alors la transformation bilinéaire qui au point du plan complexe z , fait correspondre le point d'affixe $p (=j.w$, avec w la pulsation) tel que :

$$p = \frac{2}{Te} \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \text{ avec } Te : \text{période d'échantillonnage}$$

La transformation bilinéaire est la transformée la plus utilisée, car elle permet le calcul des filtres numériques, à partir de la connaissance des fonctions de transfert des filtres analogiques.

2.1.c Le différentiateur

La fonction de transfert d'un filtre différentiateur (ou passe haut) du premier ordre s'exprime comme suit :

$$H(p) = \frac{Vs(p)}{Ve(p)} = \frac{\tau p}{1 + \tau p} \text{ en posant } \tau = R.C$$

La transformation bilinéaire permet d'exprimer la transformée $H(z)$, en remplaçant dans la fonction de transfert du filtre exprimée dans le domaine de Laplace, p par :

$$p = \frac{2}{Te} \left(\frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \right)$$

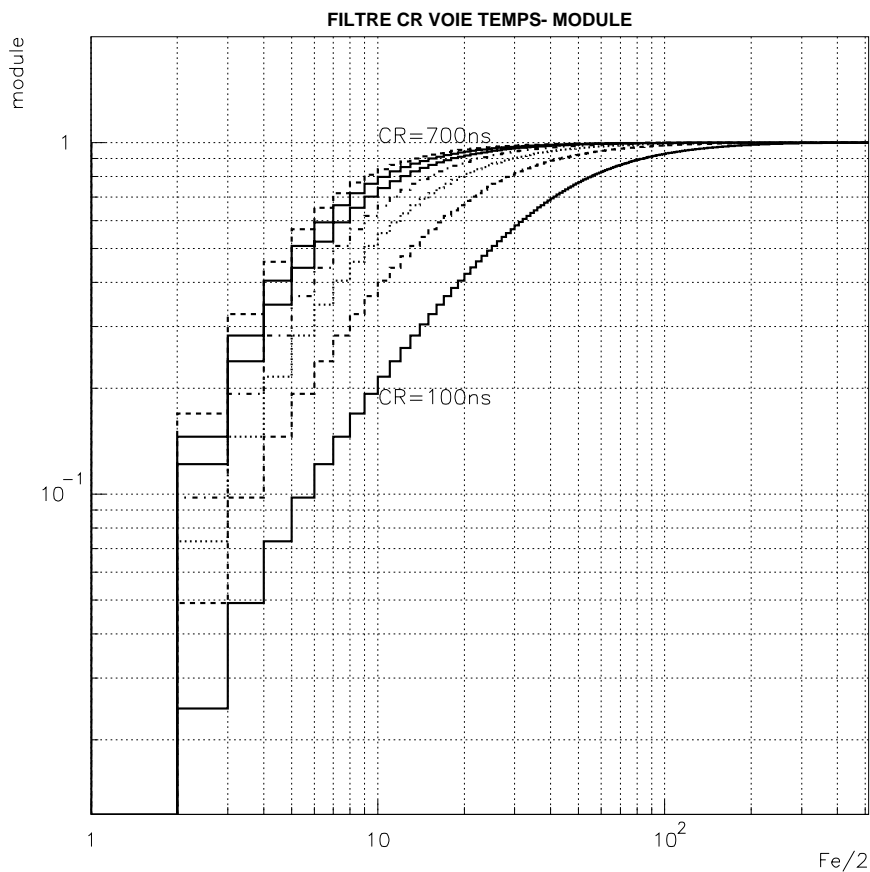
On obtient donc :

$$H(z) = \frac{\frac{2}{Te} \left(\frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}} \right) \cdot \tau}{1 + \frac{2}{Te} \left(\frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}} \right) \cdot \tau} = \frac{2\tau}{Te} \frac{1-z^{-1}}{(1+z^{-1}) + 2 \frac{\tau}{Te} (1-z^{-1})}$$

Après mise en forme on peut écrire la transformée en z du différenciateur :

$$H(z) = \frac{2\tau}{(Te + 2\tau)} \frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1} \left(\frac{Te-2\tau}{Te+2\tau} \right)}$$

Par nature, le comportement d'un filtre évolue en fonction de la plage de fréquences considérée. C'est son comportement en fonction de la fréquence que la figure IV.2 illustre.



Fe=40MHz

Figure IV.2 Module du filtre différenciateur du premier ordre pour différentes constantes de temps τ ($=C.R$). Plus la constante de temps est petite, plus la fréquence de coupure du filtre est élevée. Sur l'axe des abscisses, $Fe/2$ représente la moitié de la fréquence d'échantillonnage.

Le module d'un filtre traduit son comportement en fonction de la (ou des) fréquence(s) du signal à traiter. La réponse impulsionnelle du filtre caractérise son comportement dans le domaine temporel (cf figure IV.3). Ces deux réponses, en fréquence dans le cas du module, ou au cours du temps, dans le cas de la réponse impulsionnelle, sont liées. Le module peut d'ailleurs être obtenu par transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle.

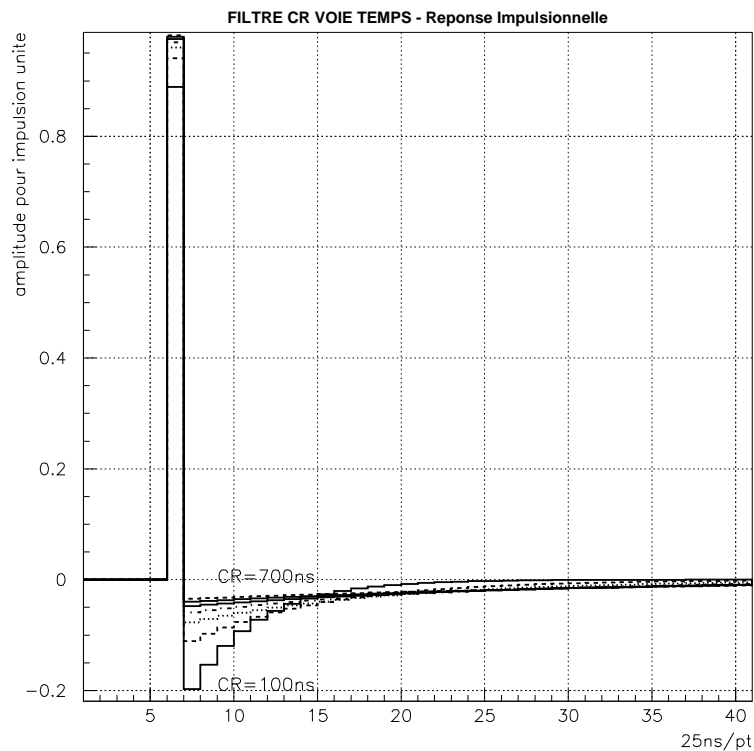


Figure IV.3 Réponse impulsionnelle d'un filtre passe haut (différenciateur) du premier ordre pour une impulsion unité. On note qu'une constante de temps petite permet une réaction rapide du filtre (retourne rapidement à l'équilibre).

Le module comme la réponse impulsionnelle caractérisent le filtre. La réponse indicielle (réponse à un créneau) quant à elle, est largement utilisée dans les applications d'automatique notamment. En ce qui concerne l'instrumentation nucléaire, le signal délivré par un préamplificateur de charge, configuré avec une grande constante de temps de retour à l'équilibre (τ_f), peut être grossièrement modélisé par un créneau. C'est la raison pour laquelle la réponse impulsionnelle du filtre est présentée en figure IV.4.

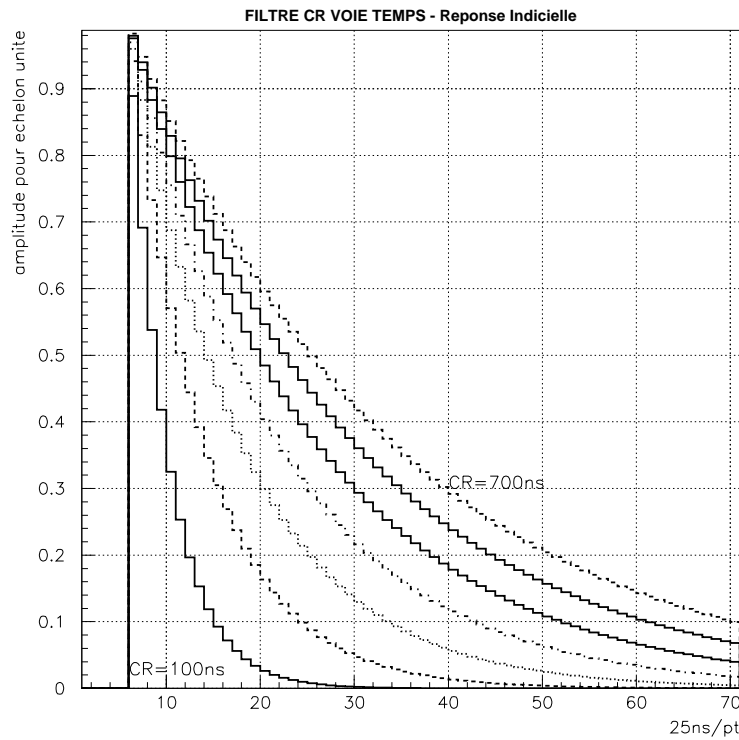


Figure IV.4 Réponse indicielle (réponse à un créneau unité) d'un filtre passe haut (différenciateur) du premier ordre. Plus la constante de temps est élevée, plus l'occupation temporelle (la durée) du signal en sortie du filtre est grande.

2.1.d L'Intégrateur

L'approche pour présenter l'intégrateur est identique à celle retenue pour le différenciateur (§2.1.c)

Fonction de transfert

$$H(p) = \frac{Vs(P)}{Ve(P)} = \frac{1}{1 + \tau p} \text{ en posant } \tau = R.C$$

La transformation bilinéaire permet d'exprimer la transformée H(z), en remplaçant dans la fonction de transfert du filtre exprimée dans le domaine de Laplace, p par :

$$p = \frac{2}{Te} \left(\frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \right)$$

On obtient alors :

$$H(z) = \frac{1+z^{-1}}{\left(1+\frac{2}{Te}\tau\right)+z^{-1}\left(1-\frac{2}{Te}\tau\right)} = \frac{1}{\left(1+\frac{2}{Te}\tau\right)} \frac{1+z^{-1}}{\left(1+z^{-1}\frac{1-\frac{2}{Te}\tau}{1+\frac{2}{Te}\tau}\right)}$$

Finalement, l'expression de la fonction de transfert en z, d'un filtre intégrateur du premier ordre peut s'exprimer ainsi :

$$H(z) = \frac{1}{\left(1+\frac{2}{Te}\tau\right)} \frac{1+z^{-1}}{1+z^{-1}\left(\frac{Te-2\tau}{Te+2\tau}\right)}$$

□ Module du Filtre

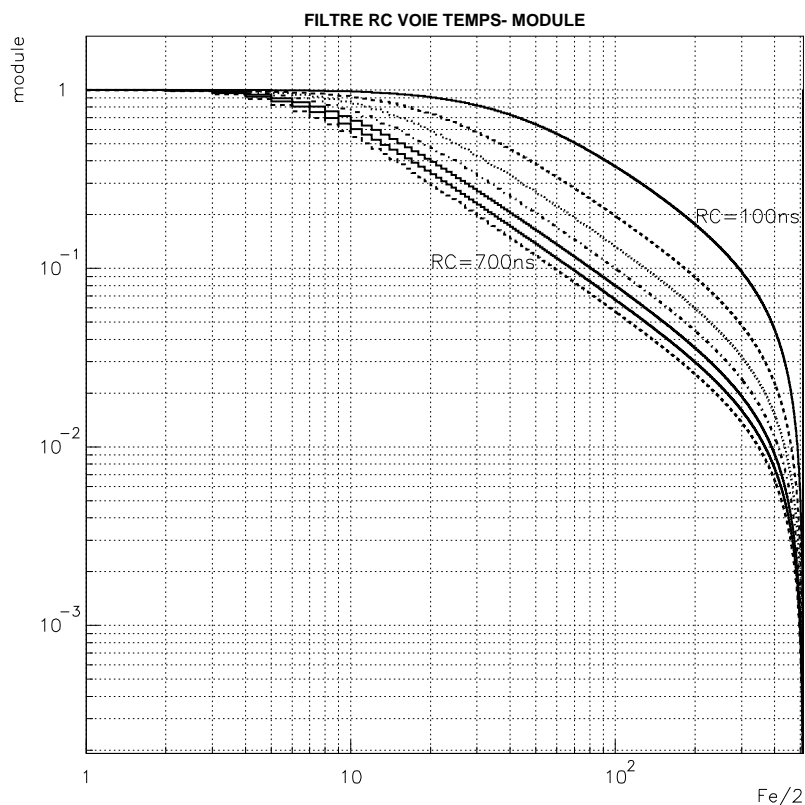


Figure IV.5 Module du filtre intégrateur du premier ordre pour différentes constantes de temps $\tau (=C.R)$. Plus la constante de temps est grande et plus la fréquence de coupure du filtre est basse.

□ Réponse Impulsionnelle

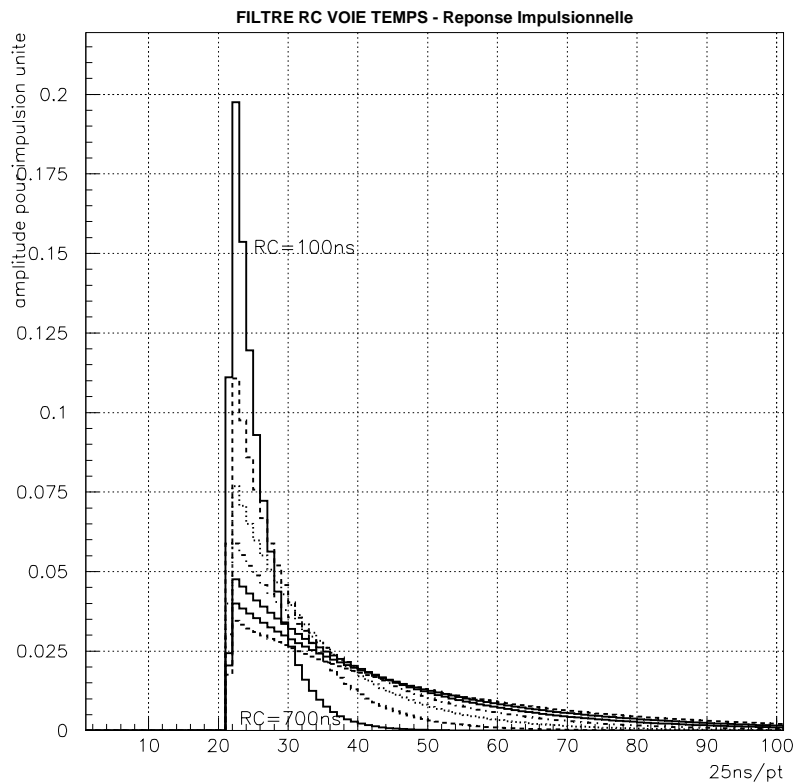


Figure IV.6 Réponse impulsionnelle d'un filtre passe bas (intégrateur) du premier ordre pour une impulsion unité. Plus la constante de temps du filtre est grande, plus sa fréquence de coupure est basse, ce qui a pour effet d'éliminer les composantes hautes fréquences de l'impulsion.

□ Réponse Indicielle (réponse à un créneau)

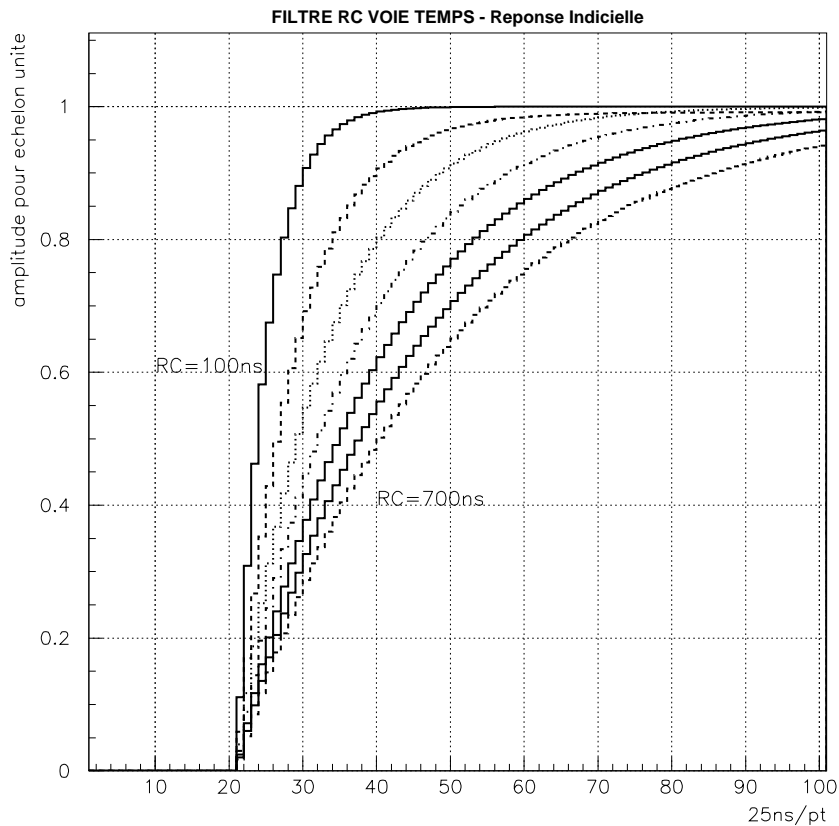


Figure IV.7 Réponse indicielle (créneau unité) d'un filtre passe bas (intégrateur) du premier ordre. Plus la constante de temps est élevée, plus le signal en sortie du filtre tarde à transmettre l'amplitude du créneau.

2.1.e Choix de la constante de temps du filtre

En pratique, lorsque la dynamique des signaux à traiter est plus limitée que celle imposée par l'étude des noyaux super-lourds, le traitement de la voie temps est très souvent réduit à un seul dérivateur, suivi d'un comparateur à seuil.

C'est uniquement lorsque l'on souhaite un seuil de déclenchement particulièrement bas, que l'on ajoute un intégrateur qui limite la contribution des composantes hautes fréquences du bruit, dans le signal présenté au comparateur à seuil.

Le choix de la constante de temps des filtres CR et RC est beaucoup plus dicté par leur réponse temporelle que par leurs effets sur le spectre du signal.

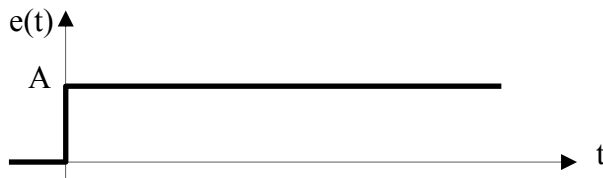
Même si les deux aspects sont intimement liés, les spécifications du cahier des charges concernent le comportement temporel (puisque c'est le temps de récupération qui est imposé).

Nous allons calculer la réponse temporelle du traitement CR-RC, et en particulier nous intéresser à la réponse indicielle (réponse à un échelon). Pour cela, il est préférable de calculer la fonction de transfert exprimée dans le domaine de Laplace et de la multiplier par la transformée de Laplace de l'échelon. La réponse temporelle du système est alors obtenue par la transformation de Laplace inverse de ce produit.

Fonction de transfert CR-RC :

$$H(p) = \frac{\tau \cdot p}{1 + \tau \cdot p} \times \frac{1}{1 + \tau \cdot p} = \frac{\tau \cdot p}{(1 + \tau \cdot p)^2} \text{ avec } \tau = R \times C$$

Transformée de Laplace de l'échelon d'Heaviside :



$$E(p) = \frac{A}{p}$$

Sortie du traitement exprimée dans le domaine de Laplace :

$$S(p) = \frac{A}{p} \times \frac{\tau \cdot p}{(1 + \tau \cdot p)^2}$$

Par transformation de Laplace inverse de S(p), on obtient :

$$s(t) = A \times \frac{t}{\tau} \times e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Calculons la valeur de t pour laquelle la sortie du filtre s(t) est maximale. C'est la valeur qui annule la dérivée par rapport au temps du signal s(t).

$$\frac{ds(t)}{dt} = \frac{A}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)$$

On en déduit que le signal de sortie s(t) du filtre est maximal lorsque $t = \tau$. Le choix de la constante de temps ($\tau=R.C$) du traitement conditionne donc fortement sa réponse temporelle. La voie temps étant destinée à une prise de décision (présence/absence d'une particule), sa rapidité est un paramètre très important. C'est la raison pour laquelle, on utilise en général des constantes de temps très petites (100ns typiquement).

Une constante temps longue a pour effet « d'augmenter » la durée du signal s(t). Cette conséquence est pénalisante pour la voie temps car elle augmente le temps mort.

2.1.f Organigramme du Traitement CR-RC

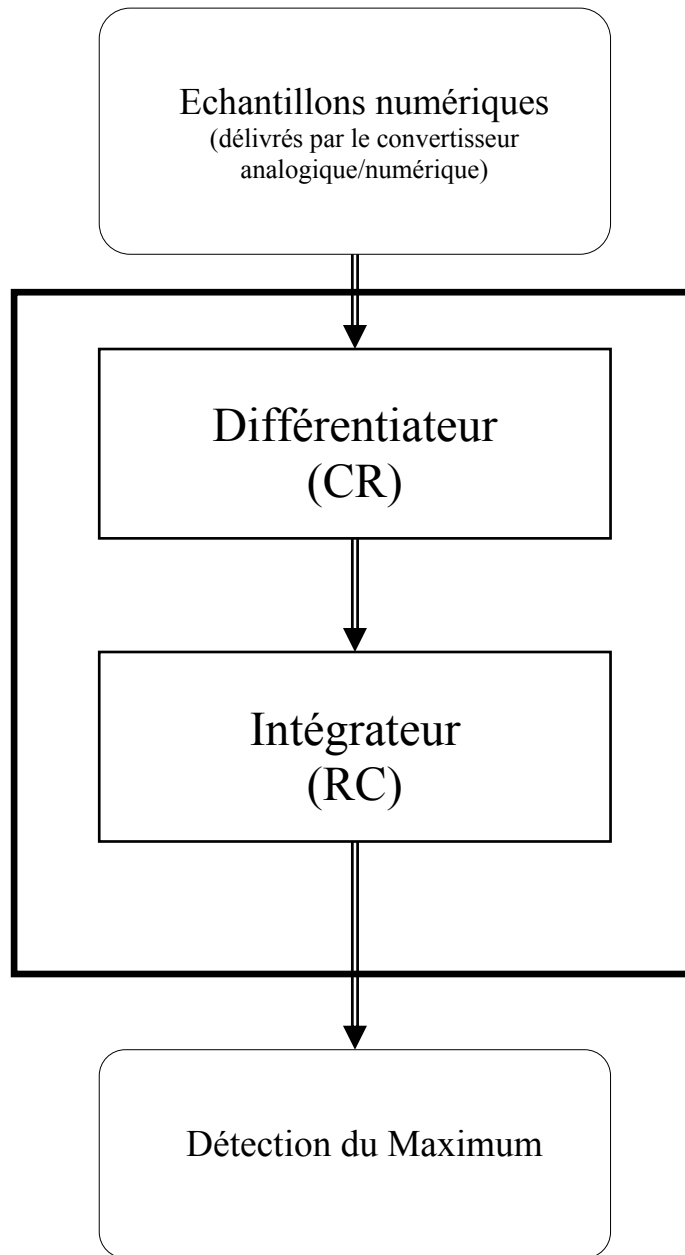


Figure IV.8 Représentation de la structure du traitement numérique CR-RC constitué de la mise en cascade d'un étage différenciateur (filtre passe haut) et d'un étage dérivateur (filtre passe bas).

2.1.g Les limitations du CR-RC

Cet ensemble CR-RC est une approche intéressante puisqu'elle est directement inspirée de ce qui se pratique aujourd'hui dans les modules analogiques. Il présente l'avantage (avant d'envisager d'autres traitements) de proposer un traitement numérique de base pouvant être considéré comme une référence.

Le filtre CR-RC numérique peut donner entière satisfaction dans beaucoup d'applications. Cependant, son utilisation dans le cadre de la voie temps, se heurte à deux problèmes. Le premier concerne son comportement dans le cas du traitement d'une particule alpha succédant à un ion lourd. Le second concerne le temps d'exécution de ce type de traitement.

1) Réponse à la succession Ion Lourd – alpha

Ci-dessous est présentée la réponse de l'ensemble CR-RC, à une succession ion lourd – alpha dans les conditions les plus difficiles.

Conditions de Simulation (de la figure IV.9b)	
Energie de l'ion lourd	1 GeV
Energie de l'alpha	5 MeV
Retard alpha – Ion lourd	1 μ s
Constante de décroissance du Préamplificateur	100 μ s
Constante de temps RC	100 ns

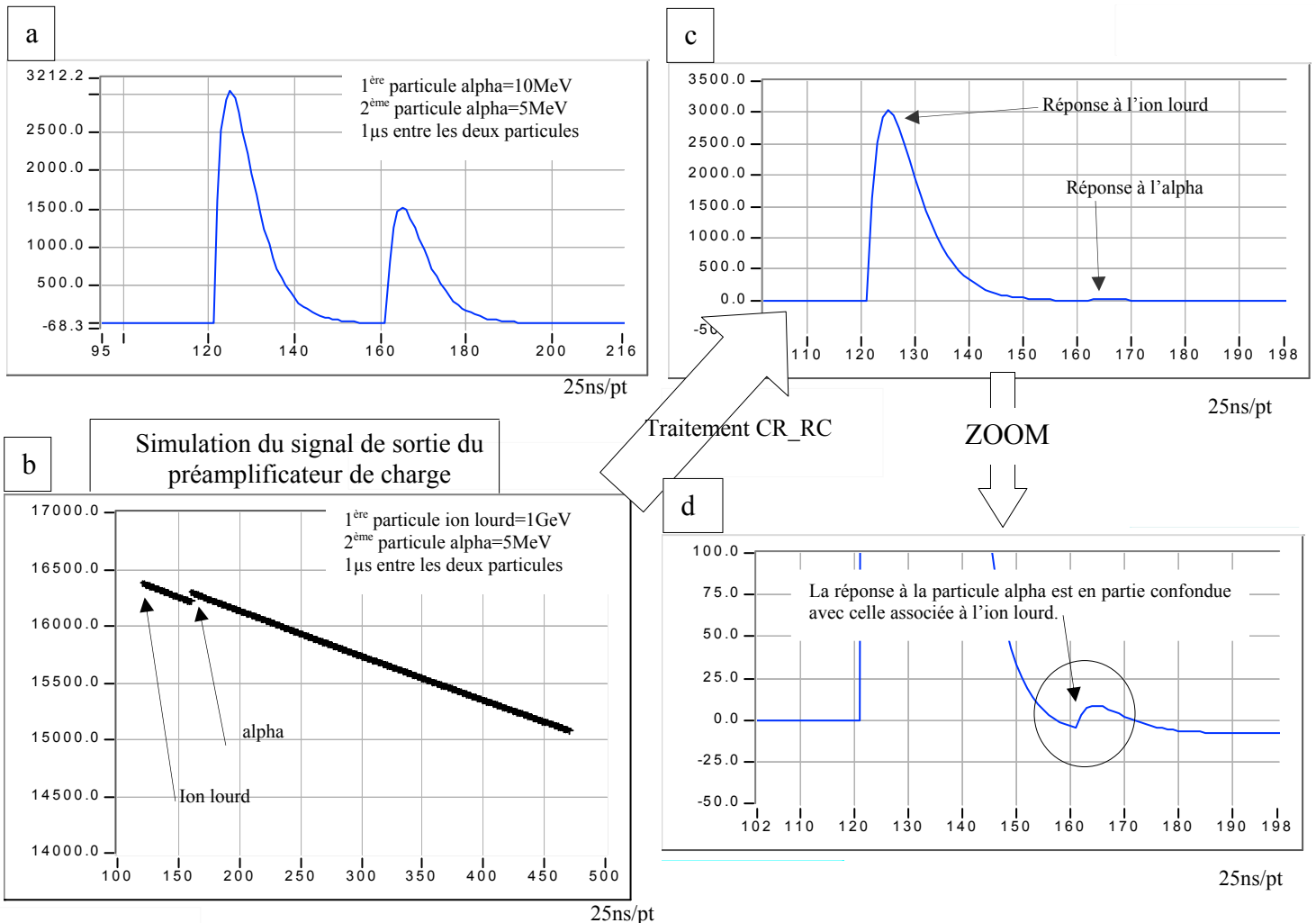


Figure IV.9

- a) Réponse du traitement CR-RC à une séquence simulée de deux particules alpha (la 1^{ère} = 10MeV, la 2^{ème} = 5MeV).
 b) simulation du signal de sortie du préamplificateur de charge pour une séquence ion lourd - particule alpha.
 c) Réponse du CR-RC au signal associé à l'ion lourd de la séquence simulée sur figure b.
 d) Réponse du traitement CR-RC au signal associé à la particule alpha de la séquence simulée sur figure b.

Alors que dans le cas de la figure IV.9.a, la détection de la deuxième particule ne pose aucun problème, dans le cas de la figure IV.9.b, cette détection est beaucoup plus difficile. Dans le cas du traitement CR-RC, la capacité à détecter la deuxième particule est fonction du rapport d'énergie des particules. On note que le signal est bipolaire. Ce phénomène est connu. Pour le corriger, on utilise la technique dite de « compensation de pôle 0 ».

2) Temps d'exécution

Il est important de préciser que ce traitement n'est pas exécutable par un microprocesseur de traitement numérique du signal (DSP). En effet dans le cas de notre application, ce type de circuit ne propose qu'une seule instruction MAC⁽¹⁾ à chaque cycle d'horloge.

Pour générer le différenciateur, deux multiplications sont nécessaires, à chaque cycle d'horloge, alors qu'une seule n'est exécutable par le DSP.

La solution pour utiliser ce type de traitement, pour la voie temps, est de l'implanter dans un composant logique programmable (FPGA⁽²⁾). La structure du circuit est programmée par l'utilisateur, mais le traitement est dit câblé. Il est en fait exécuté par des portes logiques, qui exécutent une succession d'opérations élémentaires, aboutissant à la réalisation du traitement. Pour contourner les limitations du DSP, ces opérations logiques élémentaires doivent être (en tous cas pour certaines d'entre elles) exécutées simultanément et non pas successivement. C'est la raison pour laquelle on parle de traitement parallèle.

Dans le cas de la voie énergie, pour laquelle le traitement est effectué en temps différé, ce traitement exécuté sur DSP, convient puisque le temps d'exécution n'est pas critique.

On retrouve d'ailleurs les performances (et les limites !) des chaînes analogiques traditionnelles (cf §II.3.2).

La synthèse numérique d'un traitement CR-RC n'élimine pas les défauts liés à sa structure (on retrouve les mêmes que dans ceux observés avec les modules CR-RC analogiques). Cependant, dans le cas où ils ne sont pas rédhibitoires, la synthèse numérique de ce type de traitement présente un avantage par rapport à la version analogique. Puisque le réglage des paramètres (constantes de temps CR et RC) est programmé il est possible de concevoir des routines qui optimisent automatiquement leur réglage.

2.3 Le traitement DL^2 - MM

2.3.a Présentation

Il s'agit de proposer un traitement numérique exécutable en ligne, qui présente un retour à l'équilibre rapide, tout en acceptant une grande dynamique de signaux en entrée.

Le traitement DL^2 répond à ces trois conditions. Son principe est basé sur l'introduction de retards. Introduire un retard sur un signal numérique est une opération simple et qui ne dégrade pas l'information.

L'appellation DL^2 - MM est liée à l'introduction de deux retards (DL), suivis d'un filtrage dit à Moyenne Mobile (MM).

La figure IV10 permet de visualiser les différentes étapes du traitement. La dernière étape, le filtrage par moyenne mobile n'est pas représentée. Son action contribue uniquement à améliorer le rapport signal à bruit de l'information produite par le traitement DL^2 .

¹ MAC : Multiply ACcumulate

² FPGA : Field Programmable Gate Array

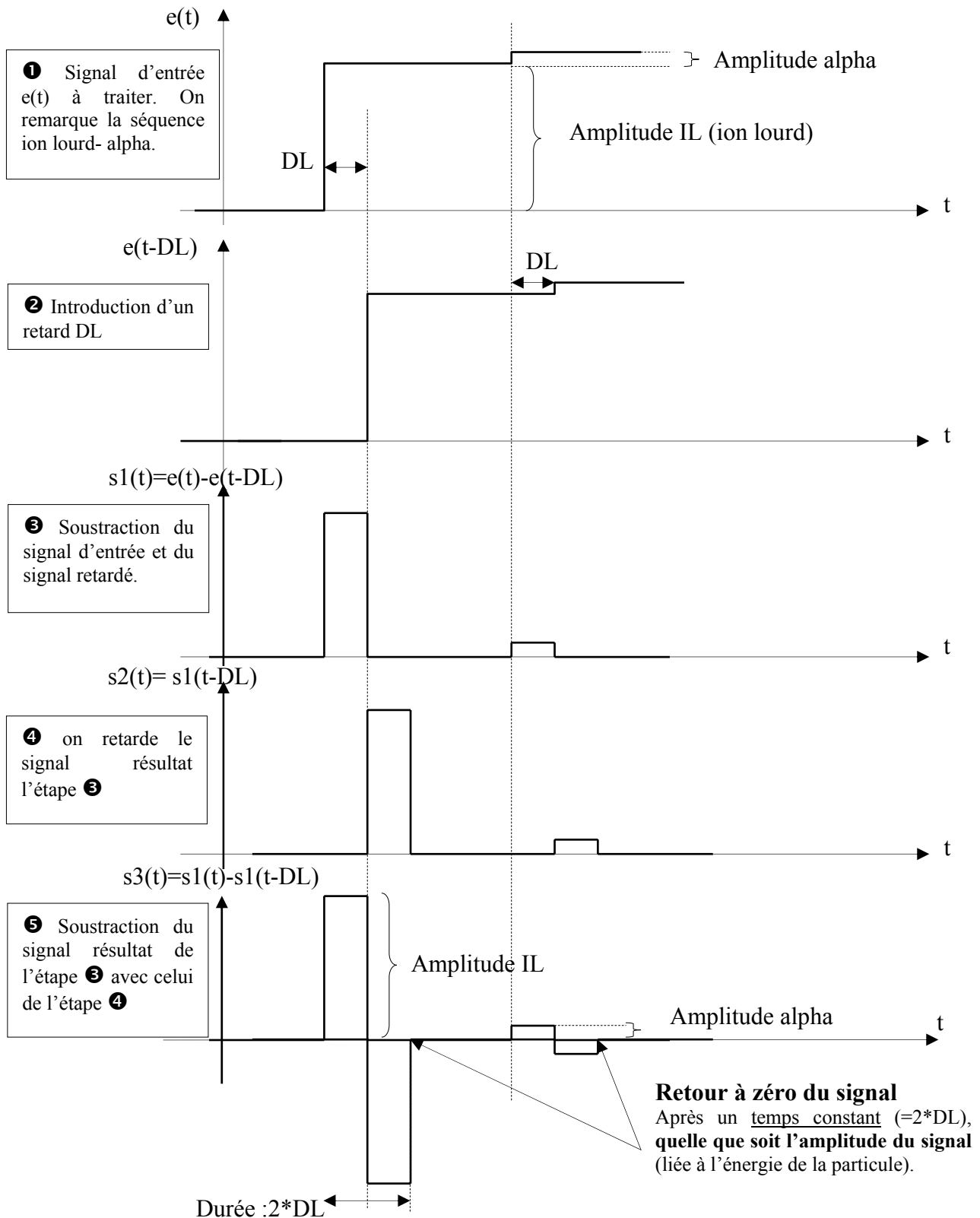


Figure IV.10 Représentation des différentes étapes permettant de produire le signal bipolaire caractéristique du traitement DL^2 . Le signal d'entrée (à traiter) est $e(t)$, et le signal produit par le traitement DL^2 est le signal $s3(t)$. Les signaux $s1(t)$ et $s2(t)$ sont des signaux intermédiaires présentés ici pour faciliter la compréhension du traitement.

Le retour à zéro du signal après « traitement d'une particule » est donc automatique, quelle que soit son énergie. Cette particularité est due au caractère bipolaire et symétrique du signal.

De par son principe, le traitement DL²-MM présente un temps mort court égal à deux fois la valeur du retard DL. Mais c'est surtout le caractère constant de ce temps mort qui rend le traitement DL²-MM tout à fait adapté aux exigences de la voie temps.

Au paragraphe IV.2.1, ont été présentées les trois caractéristiques essentielles d'un traitement numérique destiné à la voie temps. Voyons l'effet du retard DL, et celui de la moyenne mobile sur chacune de ces caractéristiques.

□ Seuil de déclenchement

Il est lié à la nature du bruit en entrée du discriminateur, mais aussi au filtrage (Moyenne Mobile) réalisé avant le comparateur à seuil.

□ Temps Mort

Il est égal à la somme des deux retards (DL) et peut être légèrement augmenté par le filtrage MM. Notons qu'en pratique, l'augmentation du temps de latence, due à l'opération de filtrage, est négligeable par rapport aux deux retards DL.

□ Temps de latence

Il est égal à la valeur d'un retard DL. L'effet du filtrage à moyenne mobile sur le temps de latence est minime (même remarque que pour le temps mort)

2.2.b Synthèse

Un traitement DL²-MM se décompose très facilement en opérations élémentaires. Toutes sont particulièrement adaptées à la synthèse numérique.

2.2.c La cellule DL

Retarder un signal analogique n'est pas une opération simple. Il ne s'agit jamais d'un retard pur. La méthode communément utilisée consiste à placer un câble de longueur connue dans le chemin du signal. Le retard introduit est alors égal au temps de propagation dans ce câble. Cependant un câble, même de bonne qualité, n'est pas parfait et présente une résistance et une capacité linéique. Sur la longueur du câble, celles-ci représentent un filtre passe-bas qui intègre le signal. En conséquence, plus le câble est long, plus le retard introduit est grand et plus le signal est déformé.

Par contre, introduire un retard sur un signal numérique, est une opération simple et qui n'altère pas le signal. Dans le cas du traitement DL², une première étape du traitement consiste à soustraire le signal avec son image retardée (DL=k.Te). Dans cet exemple, le retard introduit est égal à k périodes d'échantillonnage. Pour ce faire, il suffit de soustraire l'échantillon x[i-k] à chaque échantillon x[i].

On obtient donc le signal

$$s1[i] = x[i] - x[i-k]$$

2.2.d La cellule Moyenne Mobile (MM)

La moyenne mobile est probablement le traitement numérique le plus utilisé. Une des raisons de ce succès est probablement son caractère intuitif. Ce filtre élémentaire est tout à fait adapté à la réduction de bruit aléatoire superposé à une réponse indicielle. La réponse en fréquence d'un tel filtre est peu sélective, mais sa réponse temporelle est dans notre cas très intéressante.

La réponse d'un filtre à moyenne mobile de profondeur M s'exprime ainsi :

$$s[i] = \frac{1}{M} \sum_{l=0}^{M-1} x[i-l]$$

Avec $i \geq M$

La figure IV.11, représente le comportement fréquentiel d'un filtre à moyenne mobile. Son comportement est celui d'un filtre passe bas (intégrateur).

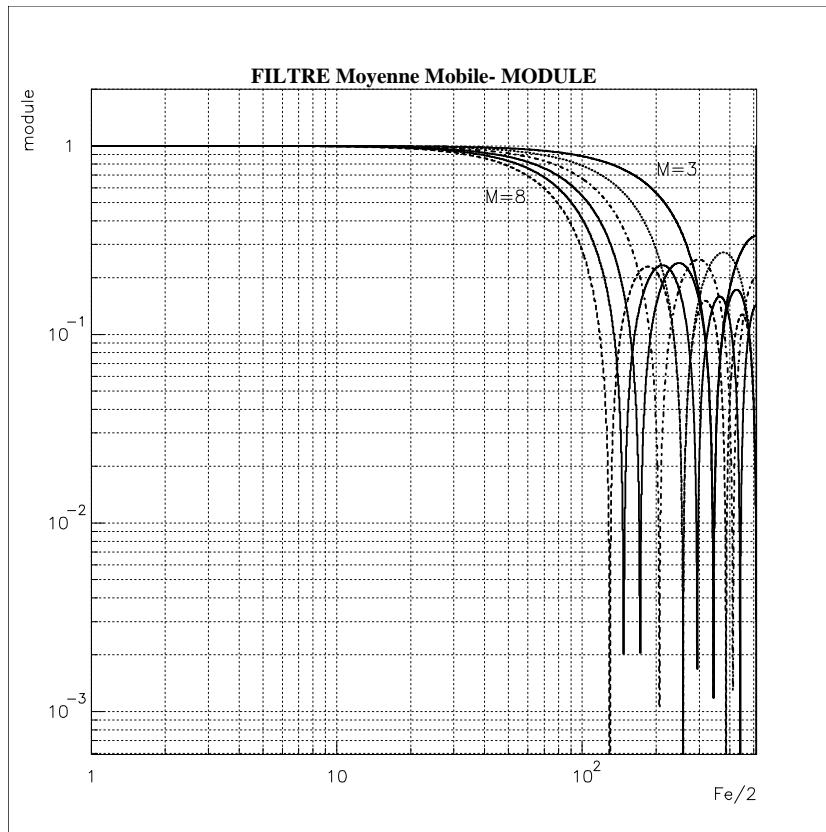


Figure IV.11 Module d'un filtre à moyenne mobile de différentes profondeurs ($M=3$ à 8). Plus la profondeur du filtre est grande, plus sa fréquence de coupure est basse.

La figure IV.12 (réponse à une impulsion unité), caractérise le filtre MM dans le domaine temporel.

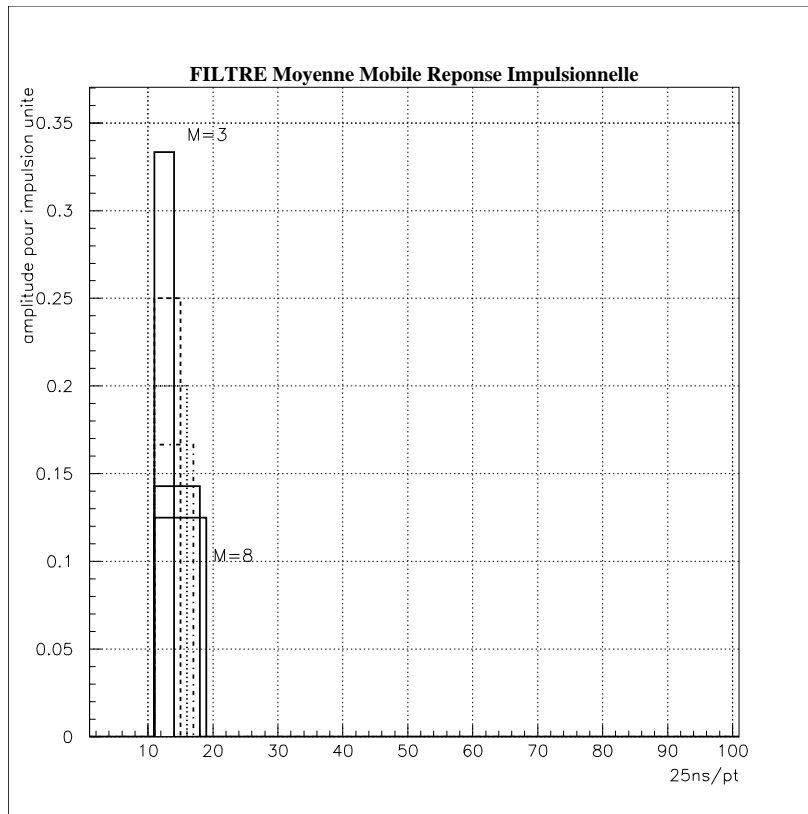


Figure IV.12 Réponse impulsionnelle du filtre à moyenne mobile de différentes profondeurs ($M=3$ à 8). Plus la profondeur du filtre est élevée, plus la durée de la réponse impulsionnelle est grande. Il s'agit donc bien du comportement caractéristique d'un filtre passe bas.

La figure IV.13 représente la réponse indicielle d'un filtre à moyenne mobile. Elle est particulièrement intéressante pour notre application. En effet, le signal $s_3(t)$ de la figure IV.10 est constitué de créneaux (on peut les considérer ainsi, si on les compare au temps de réponse du filtre), qui seront soumis au filtre à moyenne mobile.

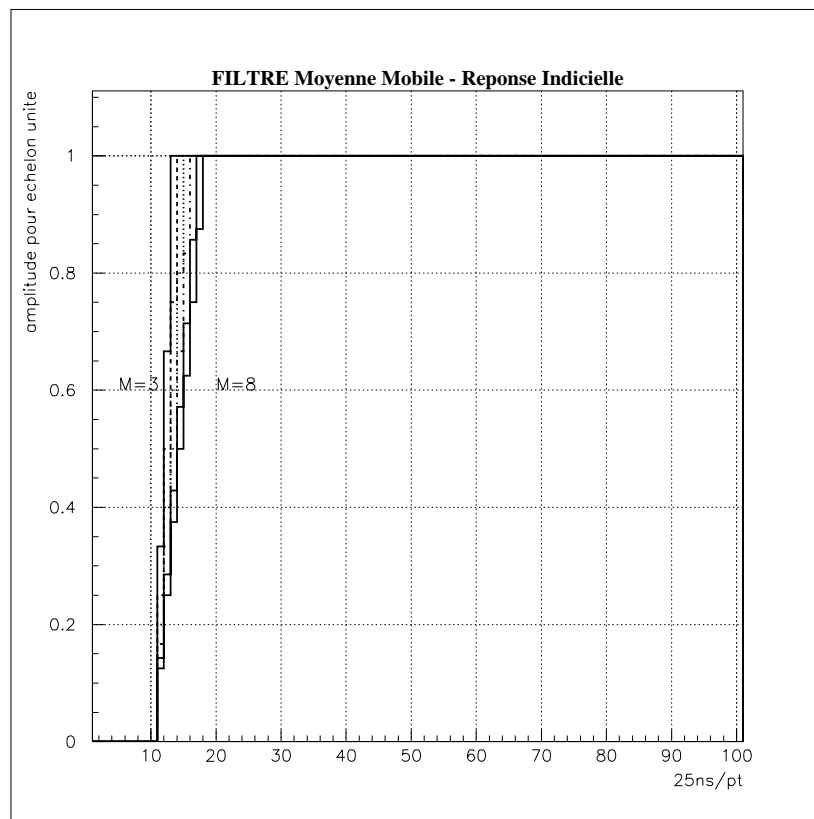


Figure IV.13 Réponse indicielle du filtre à moyenne mobile de différentes profondeurs ($M=3$ à 8). Plus la profondeur du filtre est élevée, plus celui-ci « tarde » à transmettre l'amplitude du créneau. Cependant, même dans le cas d'un filtre de profondeur 8, sa réponse indicielle est rapide.

2.2.e Organigramme du traitement DL^2 - Moyenne mobile

Cet organigramme résume les différentes étapes du traitement. Il met en évidence les opérations élémentaires retard, inversion du signal qui sont très peu consommatrices de temps de calculs.

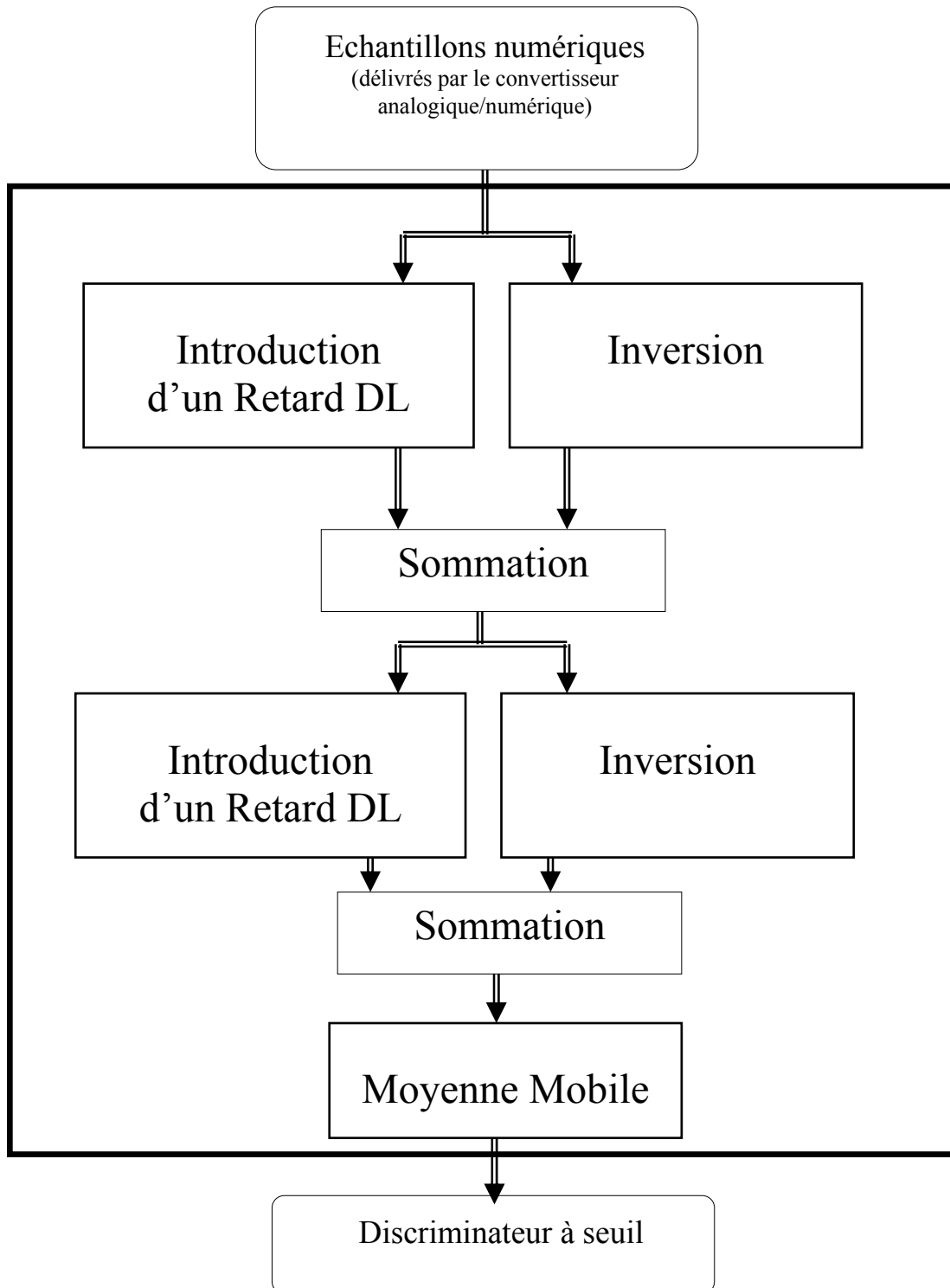


Figure IV.14 Représentation de la structure du traitement DL^2 - Moyenne Mobile.

2.2.f Evaluations des performances du filtre DL²-MM

Il s'agit de tester le filtre DL²-MM dans les mêmes conditions que celles du paragraphe IV.2.1.f, consacré aux limitations du filtrage CR-RC.

Conditions de Simulation (de la figure Iv.9b)	
Energie de l'ion lourd	1 GeV
Energie de l'alpha	5 MeV
Retard alpha – Ion lourd	1 μs
Constante de décroissance du Préamplificateur	100 μs
Profondeur de la Moyenne Mobile	4

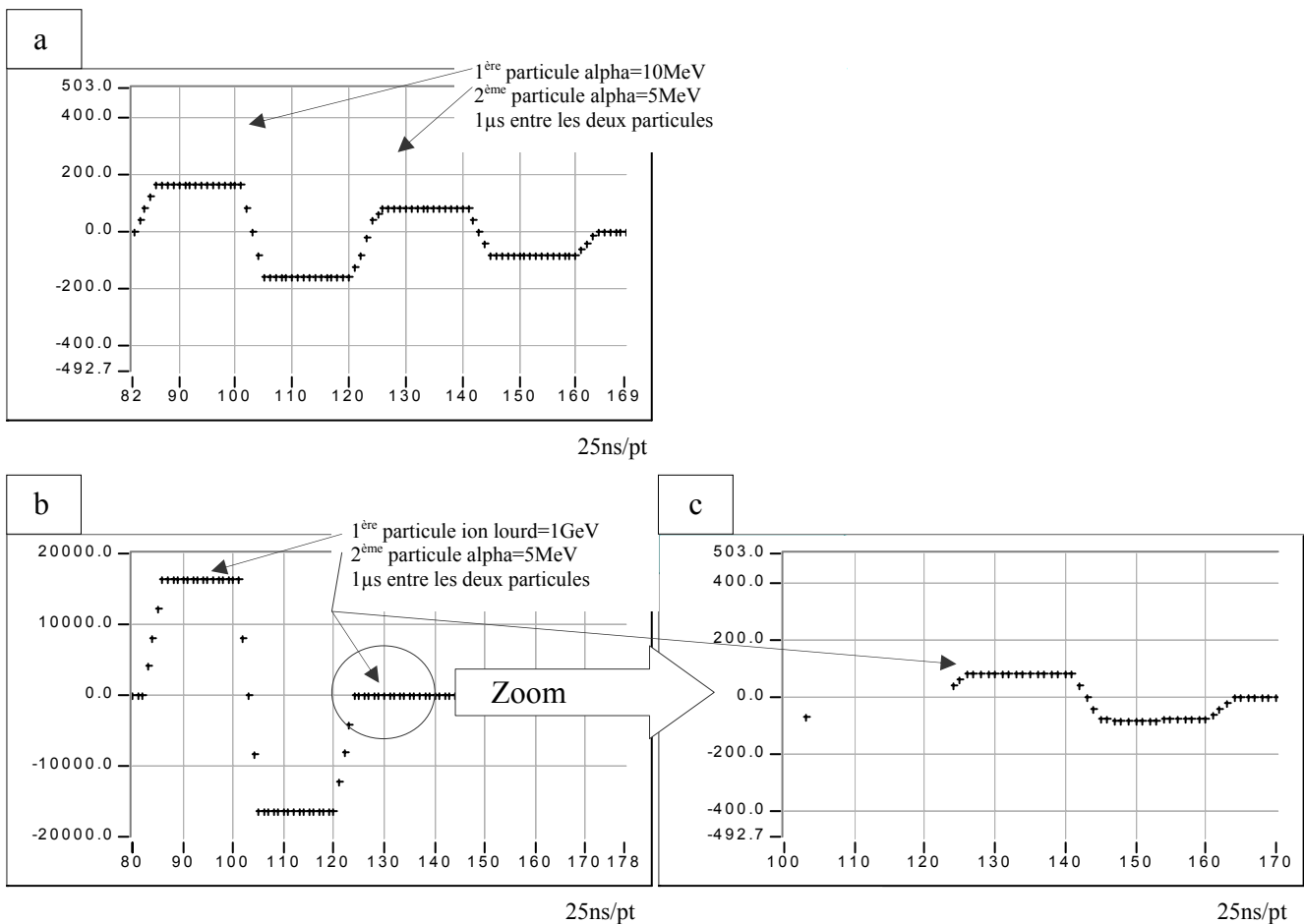


Figure IV.15

- a) Réponse du traitement DL²-MM à une séquence simulée de deux particules alpha (la 1^{ère} = 10 MeV, la 2^{ème} = 5 MeV).
- b) Réponse du traitement DL²-MM à une séquence simulée d'un ion lourd suivi d'un alpha (la 1^{ère} = 1 GeV, la 2^{ème} = 5 MeV).
- c) idem cas b, avec zoom sur la réponse du traitement DL²-MM à la particule alpha de 5 MeV.

Il est important de noter que dans les cas a) et c), la réponse du filtre DL²-MM à la deuxième particule est identique. En effet, le résultat du traitement de la deuxième particule est le même quand celle-ci est précédée d'un ion lourd de 1 GeV, ou d'une autre particule alpha de 10 MeV. **Le traitement DL²-MM est donc tout à fait adapté aux besoins de la voie temps.**

Le prochain paragraphe sera consacré aux traitements de la voie énergie.

3. Traitements Numériques de la voie énergie

3.1 Présentation

Les traitements numériques de la voie énergie s'appliquent aux événements stockés dans le plan mémoire. La capacité de stockage de ce plan mémoire étant limitée, il convient de considérer le temps d'exécution des traitements numériques envisagés. En effet, l'étude concernant le plan mémoire (cf §III.2.2.3) a montré que son niveau de remplissage était fonction du temps de service¹ de l'unité de traitement numérique du signal. Cette étude a également montré que pour un taux d'arrivée de 10000 particules par seconde, la probabilité remplir le plan mémoire était considérée comme nulle si le temps de service de l'unité de traitement était de 10 microsecondes.

Ceci indique que les contraintes en termes de temps d'exécution, des traitements de la voie énergie, sont beaucoup moins fortes que celles concernant la voie temps. Pour cette raison les traitements (CR-RC et DL²-MM) précédemment étudiés pour la voie temps sont utilisables dans le cas de la voie énergie. Ils permettent effectivement la mesure de la charge créée par la particule dans le détecteur, puisqu'ils délivrent tous les deux une informations dont l'amplitude est fonction de cette charge. Dans le cadre de la voie temps, ce signal était présenté à un discriminateur à seuil pour permettre la détection. Dans le cas de la voie énergie, ce même signal sera présenté à un détecteur de crête qui en mesurera le maximum. La nature des traitements CR-RC et DL²-MM reste inchangée qu'ils soient destinés à la voie temps ou à la voie énergie. Les seules modifications concernent le réglage des paramètres(comme le choix de la constante R.C ou la profondeur du filtre à moyenne mobile). Aussi, pour ne pas alourdir l'étude, nous ne reviendront pas sur ces traitements dans ce chapitre. Par contre, ils seront considérés dans le prochain chapitre consacré aux tests des traitements numériques de la voie temps et de la voie énergie.

La voie énergie doit conduire à une mesure de la charge induite par la particule dans le détecteur la plus précise possible. Cette mesure s'effectue dans des conditions expérimentales difficiles avec des niveaux de bruits électroniques parfois élevés. Le traitement numérique qui sera détaillé dans le prochain paragraphe est le « filtrage optimal ». La méthode de calcul de ce filtre, consiste à optimiser (c'est la raison de son nom) le rapport signal à bruit de sa sortie.

3.2 Filtrage optimal

3.2.a Présentation

Le calcul de ce type de filtre ne pose pas de problème particulier. C'est par contre sa mise en pratique qui a souvent limité son utilisation. La version numérique de ce type de filtre élimine l'essentiel des problèmes rencontrés lorsque l'on essaie de le réaliser avec un circuit électronique analogique.

3.2.b Synthèse

La philosophie de ce filtre est de proposer un traitement qui optimise le rapport signal à bruit. Cela suppose que l'on connaisse (ou mesure) le signal et le bruit à traiter.

¹ temps de service : tient compte du temps de transfert de l'événement vers l'unité de traitement numérique du signal, et du temps d'exécution du traitement appliqué.

Soit un signal $y(t)$ dont on connaît la forme (donc son expression $s_0(t)$ en fonction du temps), et dont on veut mesurer l'amplitude :

$$y(t) = A_0 \cdot s_0(t)$$

Il s'agit de mesurer l'amplitude A_0 du signal $y(t)$ en présence d'un bruit de densité spectrale $N_0(w)$ connue.

C'est la même problématique que mesurer l'amplitude du signal de sortie du préamplificateur de charge (dont on connaît l'expression de sortie) en présence d'un bruit électronique ambiant.

L'approche consiste à trouver un filtre noté $G(w)$ qui augmente le rapport signal à bruit initial. On peut exprimer le rapport signal à bruit (au temps t_1) après le filtrage réalisé par $G(w)$:

Dans tout ce qui va suivre, on notera ν la fréquence du signal, et $w (=2\pi f)$ sa pulsation

En notant η^2 ce rapport :

$$\eta^2 = \left(\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} \right)^2 = \frac{\left[A_0 \int_{-\infty}^{+\infty} G(w) \cdot S_0(w) \cdot e^{jw t_1} \cdot dw \right]^2}{2 \cdot \pi \int_{-\infty}^{+\infty} |G(w)|^2 \cdot N_0(w) \cdot dw} \quad \text{Eq IV.1}$$

Les trois remarques suivantes permettent de comprendre l'origine du numérateur et du dénominateur de l'équation Eq IV.1

- ❶ La transformée de Fourier permet le passage de l'expression temporelle du signal s_0 (noté $s_0(t)$), à son expression dans le domaines des fréquences :

$$s_0(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_0(\nu) \cdot e^{j2\pi\nu t} \cdot d\nu \quad S_0(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_0(t) \cdot e^{-j2\pi\nu t} \cdot dt \quad \text{Eq IV.2}$$

- ❷ si on considère la densité spectrale (Γ_e) du signal d'entrée d'un filtre de fonction de transfert $G(w)$, la densité spectrale du signal de sortie (Γ_s) de ce filtre s'exprime ainsi :

$$\Gamma_s(\nu) = |G(\nu)|^2 \Gamma_e(\nu) \quad \text{Eq IV.3}$$

- ❸ Dans l'équation IV.1, on s'intéresse au comportement du signal de sortie du filtre (noté s_1) et à celui du bruit à l'instant t_1 . Pour calculer le niveau de signal et du bruit à cet instant, il est nécessaire d'utiliser la transformée de Fourier inverse.

on obtient ainsi le carré du signal de sortie du filtre :

$$s_1(t)^2 = A_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} [G(w) \cdot S_0(w) \cdot e^{jw t_1}]^2 \cdot dw \quad \text{Eq IV.4}$$

de même, on peut calculer le niveau de puissance de bruit en sortie du filtre :

$$B^2 = 2 \cdot \pi \int_{-\infty}^{+\infty} |G(w)|^2 \cdot N_0(w) \cdot dw \quad \text{Eq IV.5}$$

On admettra ici (détaillé dans [INS]), que le rapport η^2 (de l'équation IV.1) est maximal à l'instant t_1 , si la fonction de transfert du filtre $G(w)$ vaut :

$$G(w) = \frac{k.S0^*(w)}{N0(w)} e^{-jw t_1} \quad \text{Eq IV.6}$$

On représente par $S0^*(w)$ le conjugué de la transformée de Fourier du signal $s_0(t)$ à l'entrée du filtre.

En remplaçant dans l'expression du rapport signal à bruit en sortie du filtre (Eq IV.1), l'expression de la fonction de transfert $G(w)$ (Eq IV.6) qui conduit à maximiser se rapport, on obtient :

$$\eta^2 = \left(\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} \right)^2 = \frac{\left[A0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k.S0^*(w)}{N0(w)} e^{-jw t_1} .S0(w).e^{jw t_1} .dw \right]^2}{2.\pi \int_{-\infty}^{+\infty} k^2 \cdot \frac{|S0^*(w)|^2}{N0(w)} .N0(w).dw} \quad \text{Eq IV.7}$$

En simplifiant, on arrive à :

$$\eta^2 = \frac{\left[A0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k.S0^*(w)}{N0(w)} |S0(w)|^2 .dw \right]^2}{2.\pi \int_{-\infty}^{+\infty} k^2 \cdot \frac{|S0(w)|^2}{N0(w)} .dw} \quad \text{Eq IV.8}$$

On obtient finalement comme expression du rapport signal à bruit :

$$\eta^2 = \frac{A0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|S0(w)|^2}{N0(w)} .dw \quad \text{Eq IV.9}$$

Pour pouvoir calculer simplement la réponse impulsionnelle d'un filtre optimal, considérons que le filtre étudié $G(w)$ est en fait constitué de deux étages présentés sur la figure IV.16. Le premier filtre (de réponse impulsionnelle $g_1(t)$) à pour fonction de rendre le bruit blanc¹. Le second (de réponse impulsionnelle $g_2(t)$) doit permettre de maximiser le rapport signal à bruit à l'instant t_1 comme le filtre $G(w)$ étudié plus haut.

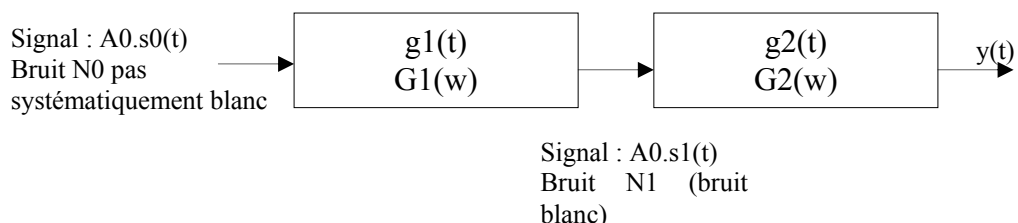


Figure IV.16 Décomposition du filtre $G(W)$ en deux filtres mis en cascade de fonction transfert $G1(w)$ et $G2(w)$. Cette décomposition permet de calculer simplement la réponse

¹ Bruit blanc : bruit qui présente une densité spectrale de puissance indépendante de la fréquence.

Chapitre IV – Traitements Numériques

impulsionnelle $g_2(t)$ du 2^{ème} filtre en considérant l'équation IV.6 dans le cas particulier d'une densité spectrale de bruit $N_0(\omega)$ constante, égale à N_1 .

Le premier filtre a pour objet de transformer le bruit initial de densité spectrale de puissance $N_0(\omega)$, en un bruit blanc de densité spectrale N_1 constante. Puisque le deuxième filtre est défini comme étant un filtre optimal, utilisons l'équation IV.6 pour en exprimer la fonction de transfert en remplaçant $N_0(\omega)$ par N_1 :

$$G_2(\omega) = \frac{k}{N_1} S^* s_1(\omega) e^{-j\omega t_1} \quad \text{Equ IV.10}$$

La transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert $G_2(\omega)$ permet d'exprimer la réponse impulsionnelle du deuxième filtre :

$$g_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_2(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad \text{d'où } g_2(t) = K \cdot s_1(t_1 - t) \quad \text{Equ IV.11}$$

La réponse $y(t)$ du filtre est obtenue par convolution de sa réponse impulsionnelle avec l'expression temporelle du signal d'entrée $s_1(t)$ du filtre. C'est ce qui permet d'écrire :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_2(t-u) \cdot s_1(su) du \quad \text{Equ IV.12}$$

En remplaçant dans l'équation IV.12 l'expression de $g_2(t)$ donnée par l'équation IV.11, on obtient :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} K \cdot s_1(t_1 - t - u) \cdot s_1(su) du \quad \text{Equ IV.13}$$

La réponse du filtre optimal (dans le cas d'un bruit blanc en entrée) est obtenue par convolution du signal avec son « image miroir décalée » comme illustré sur la figure IV.17.

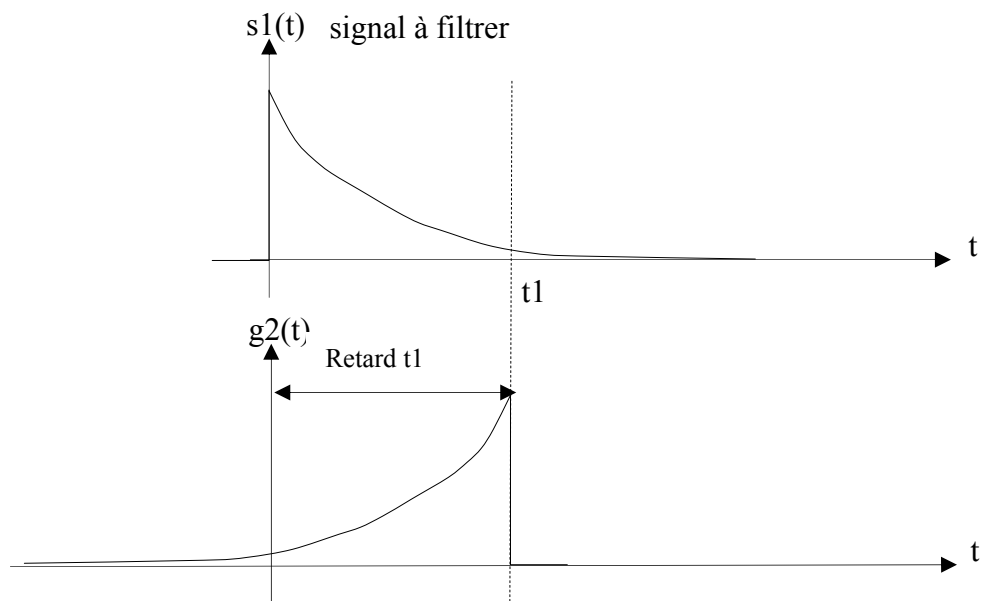


Figure IV.17 Représentation de la réponse impulsionnelle d'un filtre optimal permettant d'optimiser le rapport signal à bruit (dans le cas d'un bruit blanc).

Le chapitre suivant va présenter les tests qui ont été effectués pour vérifier le fonctionnement des traitements précédemment évoqués.

CHAPITRE V

LES TESTS

1. Présentation

Ce chapitre est consacré aux tests réalisés pour évaluer les traitements numériques présentés au chapitre V. Pour réaliser ces tests plusieurs approches étaient envisageables. Il a été choisi de tester les performances des traitements numériques proposés, avec la même méthode que celle utilisée pour qualifier l'instrumentation traditionnelle. Elle consiste à réaliser la spectroscopie d'une source radioactive, c'est à dire à mesurer la répartition en énergie des différentes particules émises par cette source. Cette méthode est tout à fait adaptée au test des performances intrinsèque des traitements de la voie énergie.

Pour le comportement des traitements proposés, dans le cas d'une succession ion lourd – particule alpha, un test particulier a été réalisé. Il simule l'implantation d'un ion lourd dans le détecteur, en injectant dans le préamplificateur de charge, une quantité de charge égale à celle qui serait créée par l'ion lourd lors de son interaction avec le détecteur. La particule alpha quant à elle est produite par une source radioactive.

2. Dispositif expérimental

2.1 Schéma du dispositif de test

Il s'agit de présenter ici l'ensemble du matériel utilisé pour effectuer les tests, ainsi que les conditions de mesure retenues.

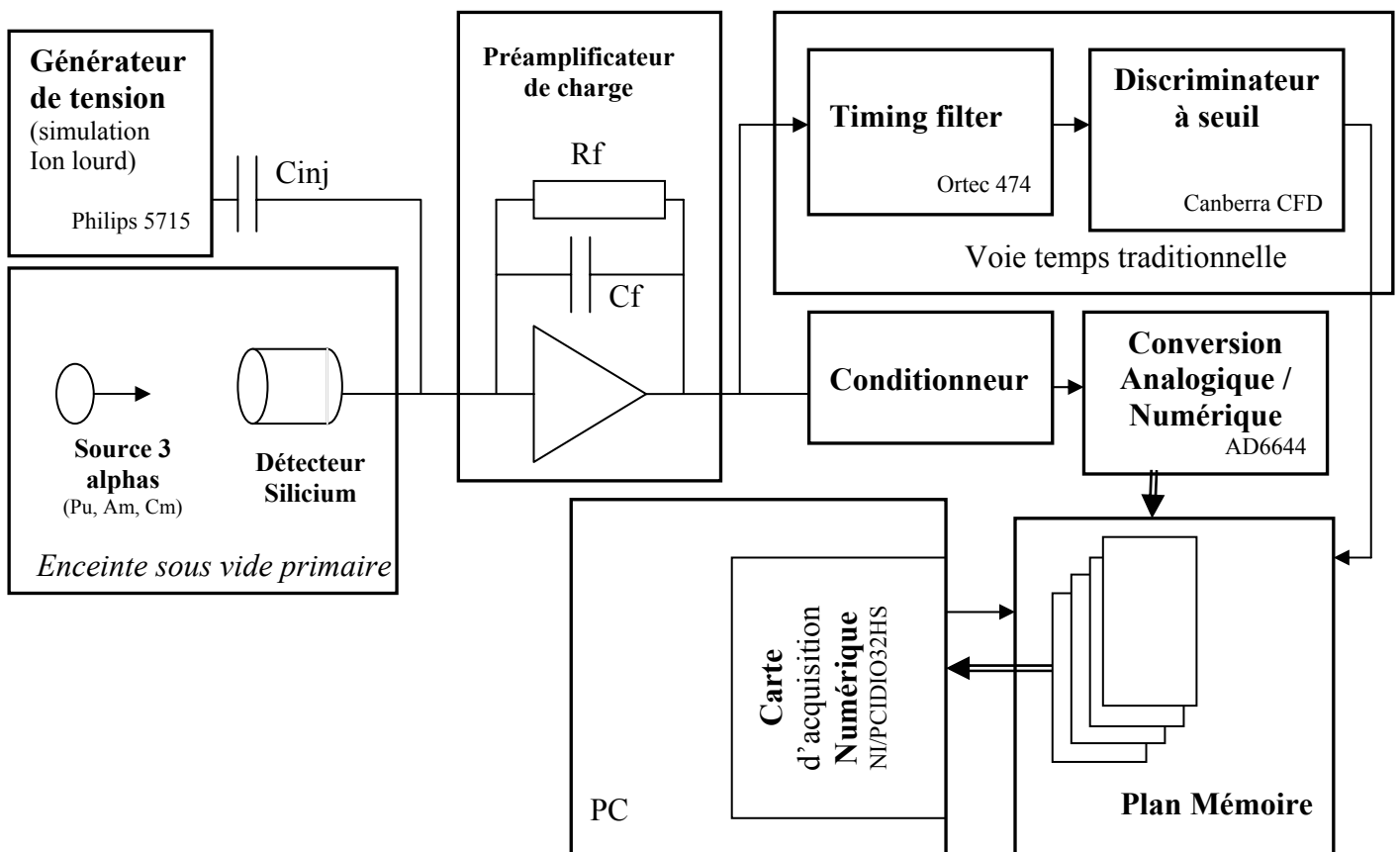


Figure V.1 Dispositif de test

2.2 Descriptif du dispositif de test

La source tri-alpha

Utiliser une source tri-alpha présente un double intérêt. Elle produit des particules qui correspondent tout à fait aux particules alpha émises par un noyau super-lourd (même nature et énergie voisine) lors de son retour vers un état stable. Elle permet également d'évaluer les performances de l'instrumentation puisque les énergies des particules alphas des trois radioéléments (Pu, Am, Cm) sont connues.

radioélément	Energie (MeV) du pic principal	Energie (MeV) du pic secondaire
Pu	5.155	5.143
Am	5.486	5.443
Cm	5.806	5.764

La simulation de l'ion lourd

Pour simuler la charge créée dans le détecteur par un ion lourd, on utilise un générateur de tension couplé à une capacité d'injection (notée C_{inj}). Lorsque l'on applique un échelon de tension ΔV aux bornes d'une capacité C_{inj} , cela génère sur une des armatures (l'autre étant celle de référence), une charge ΔQ égale à:

$$\Delta Q = C_{inj} \cdot \Delta V$$

Pour simuler un ion lourd de 1GeV, la charge à injecter est voisine de 50 pCoulomb. On applique donc un créneau de tension d'amplitude 5V sur une capacité de 10pF.

Le détecteur Silicium

Il s'agit d'une jonction PN d'épaisseur 300 μ m, polarisée en inverse. Pour une tension de polarisation de 70Volts, le constructeur garantit une zone désertée maximale du détecteur. Dans ces conditions, le courant inverse mesuré est de 5nA et la résolution du détecteur pour des particules alpha Am (de 5.486MeV) est de 11keV. Compte tenu de la nature (alpha) et de l'énergie des particules (inférieure à 10MeV), celles-ci ne pénétreront que de quelques microns dans le détecteur.

Le préamplificateur de charge

Le préamplificateur assure la conversion de la grandeur à mesurer (la charge créée par ionisation) en un signal électrique. Ce signal sera échantillonné, puis numérisé. C'est sur les échantillons numérique du préamplificateur de charge que seront appliqués les différents traitements envisagés.

Deux préamplificateurs ont été utilisés. L'un proposant une sensibilité de 10mV/MeV, et l'autre une sensibilité de 40mV/MeV. Cette sensibilité est importante car elle conditionne le rapport signal à bruit du signal de sortie du préamplificateur de charge.

Leurs autres caractéristiques sont tout à fait semblables et précisées ci-dessous :

Impédance d'entrée : 50 Ω	Gain en boucle ouverte : 2000
Impédance de sortie : 50 Ω	Constante de décroissance : 100 μ s

La voie temps traditionnelle

Elle signale la présence d'une particule, et ordonne le stockage des échantillons numériques du signal de sortie du préamplificateur de charge dans le plan mémoire. Les traitements numériques (de la voie temps), devront réagir aux événements qui leur seront soumis (c'est à dire signaler la particule), puisque ceux-ci sont enregistrés suite à une détection effectuée par la voie temps traditionnelle.

Le conditionneur

Ces tests sont également l'occasion de vérifier les performances du conditionneur. Cet étage qui permet d'adapter le signal (en niveau et en bande passante) avant sa numérisation joue un rôle important dans les performances du système.

Deux types de conditionneur ont été utilisés. L'un est conforme à celui présenté dans le paragraphe III.2.2.1. Il est constitué de trois étages mis en cascade. Le premier réalise la mise à niveau, le second transforme le signal en un signal différentiel, et le troisième réduit la bande passante des deux signaux différentiels pour assurer le respect de la condition de Shannon. Ces trois étages sont réalisés à base d'amplificateur opérationnel. Par la suite ce conditionneur sera appelé conditionneur actif.

L'autre est un conditionneur rudimentaire réalisé par un « transformateur à point milieu ». Sa fonction dans ce cas, se limite à transformer le signal du préamplificateur en un signal différentiel. Ce conditionneur par la suite sera appelé conditionneur passif.

La conversion analogique/numérique

Elle est assurée par un convertisseur analogique numérique de résolution 14 bits et de fréquence d'échantillonnage 40MHz (un échantillon numérique produit toute les 25 ns). Ce convertisseur est fabriqué par le constructeur Analog Devices sous la référence AD6644. Pour réaliser ces tests, nous avons utilisé la carte d'évaluation proposée par le constructeur. Un extrait de documentation de ce convertisseur analogique numérique est donné en annexe.

Le plan mémoire

Il est conforme la description qui en a été faite dans le chapitre IV.2.2.3. Le nombre d'échantillons associés à chaque événement est réglable. Pour l'ensemble des tests, le nombre d'échantillons associé à un événement a été fixé à 512. Dans ces conditions, le plan mémoire peut stocker 32 événements.

La carte d'acquisition numérique

Les traitements numériques ont été programmés en langage C dans un PC. Une carte numérique permettant de lire 32 bits en parallèle à 20MHz a été utilisée, pour interfacer le PC et le plan mémoire. Le programme de gestion du plan mémoire a été programmé sous LabVIEW. Le PC et les logiciels associés constituent un bon outil d'analyse, beaucoup plus « ouvert » que peut l'être un DSP¹ par exemple. Ce choix s'est révélé tout à fait adapté à cette phase de développement et de tests.

¹ DSP :Digital Signal Processor, microprocesseur dédié au traitement numérique du signal.

3. Tests de la Voie Energie

Dans un premier, une spectroscopie sera commentée pour permettre la compréhension des résultats présentés par la suite. Ces résultats concerneront successivement, le traitement CR-RC, le traitement à base de DL^2 (cf IV.2.3) et enfin, le filtrage optimal.

Dans un deuxième temps, on présentera les conditions de test particulières, qui ont permis de vérifier le comportement des traitements numériques de la voie temps. Les deux traitements testés seront le CR-RC et le DL^2 .

3.1 Spectroscopie d'une source radioactive tri-alpha

Pour réaliser cette spectroscopie, en plus de la source radioactive placée dans l'enceinte, une charge d'environ 2.55MeV a été injectée, par le biais du générateur de tension extérieur. Cette injection de charge extérieure, permet d'évaluer les fluctuations de mesure de l'ensemble de la chaîne. En effet, les créneaux de tension du générateur étant d'amplitude constante (aux fluctuations du générateur de tension près), la charge injectée dans le préamplificateur doit être également constante.

La figure V.2 permet de comprendre le format des figures qui seront présentées par la suite. Pour réaliser une spectroscopie, on enregistre P particules. On reporte sur l'axe des abscisses l'énergie mesurée pour chaque particule. Cette énergie est exprimée en nombre de canaux, avec un rapport nombre de canaux / MeV connu. Sur l'axe des ordonnées, on indique le nombre de fois (sur les P mesures) qu'une énergie donnée a été mesurée. Dans l'exemple de la figure V.2, l'énergie $E1$ a été mesurée K fois.

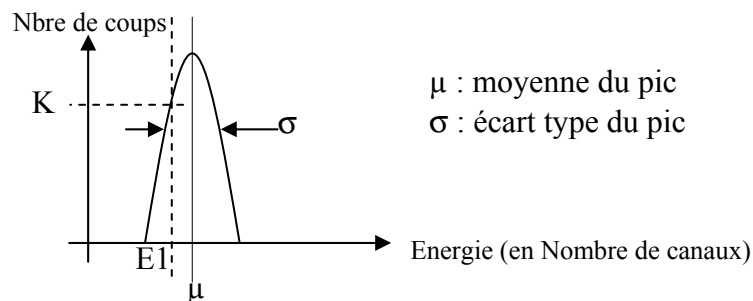


Figure V.2 Illustration des critères d'évaluation d'une spectroscopie

Conditions de mesure

- préamplificateur : 10mV/MeV
- générateur de calibration : injecte une charge équivalente à 2.55MeV
- gain en tension introduit par le conditionneur : 10.85

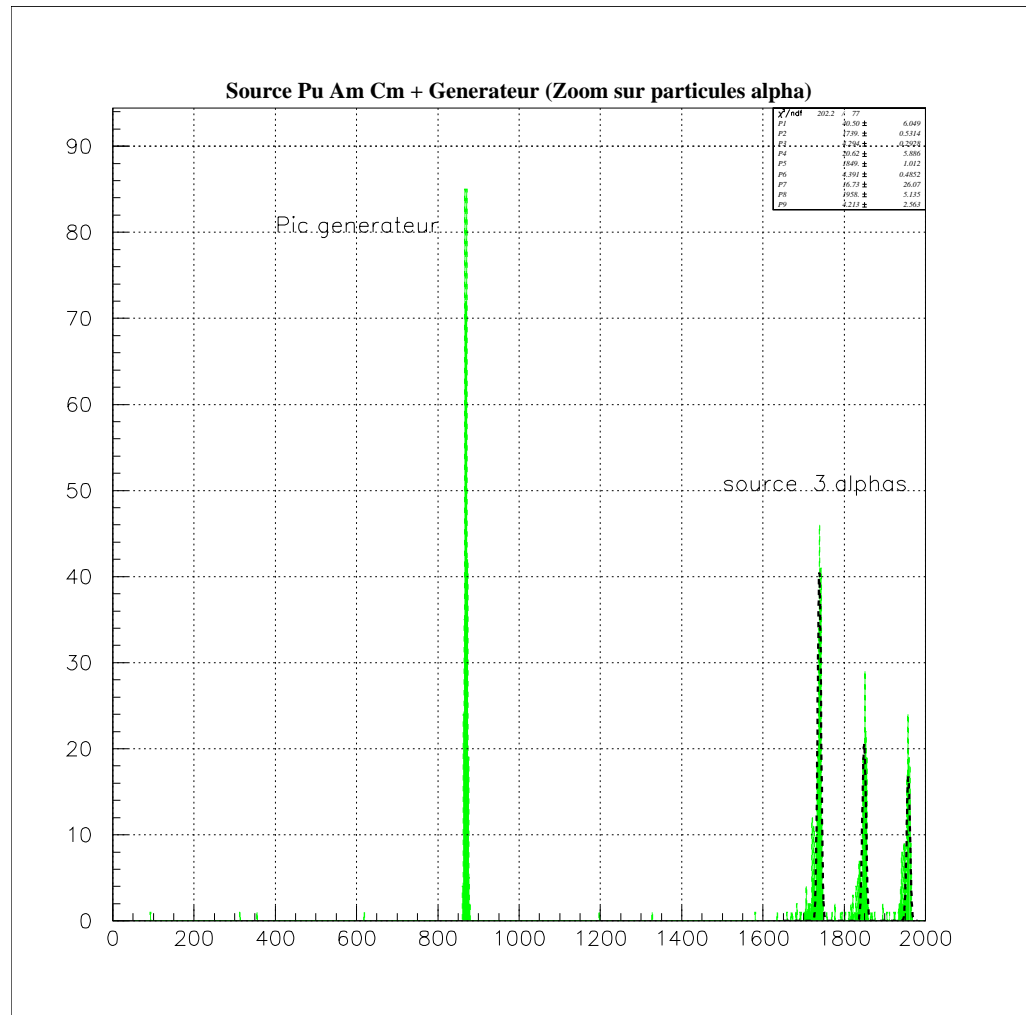


Figure V.3 Spectroscopie d'une source tri-alpha avec superposition d'un générateur de calibration. La largeur du « pic générateur » inclut les fluctuations du générateur auxquelles s'ajoutent les fluctuations de mesure de l'ensemble de la chaîne (conditionneur, convertisseur analogique/numérique et traitement numérique).

Une analyse plus fine du pic générateur indique que sa largeur à la base est de 24 canaux. Or, lors de l'enregistrement des données, le niveau de tension associé au pic de l'alpha Am (le pic du milieu) était de 434 mVolt. La figure V.4 montre que l'énergie de l'alpha Am correspond au canal (abscisse) 1849. La largeur du pic générateur représente donc en sortie du conditionneur une fluctuation de 5.6 mVolt. Comme le gain du conditionneur était réglé à 10.85, cette fluctuation enregistrée en sortie du convertisseur vaut donc 520µVolt, si on la ramène à son entrée. Ce niveau de bruit correspond aux conditions de bruit ambiant, observé pendant l'enregistrement. Les performances de l'ensemble conditionneur, numériseur et traitement numérique sont donc satisfaisantes et ne dégradent pas l'information à traiter. L'intérêt du « pic générateur » est illustré sur la figure V.3. Ce pic s'étale sur moins de canaux que les pics représentant les particules de Pu, Am et Cm. L'étalement des pics alpha ne correspond donc pas à des fluctuations de mesure, mais à la distribution des énergies laissées par les particules alpha dans le détecteur. La figure V.4 focalise sur la répartition en énergie des particules émises par la source radioactive.

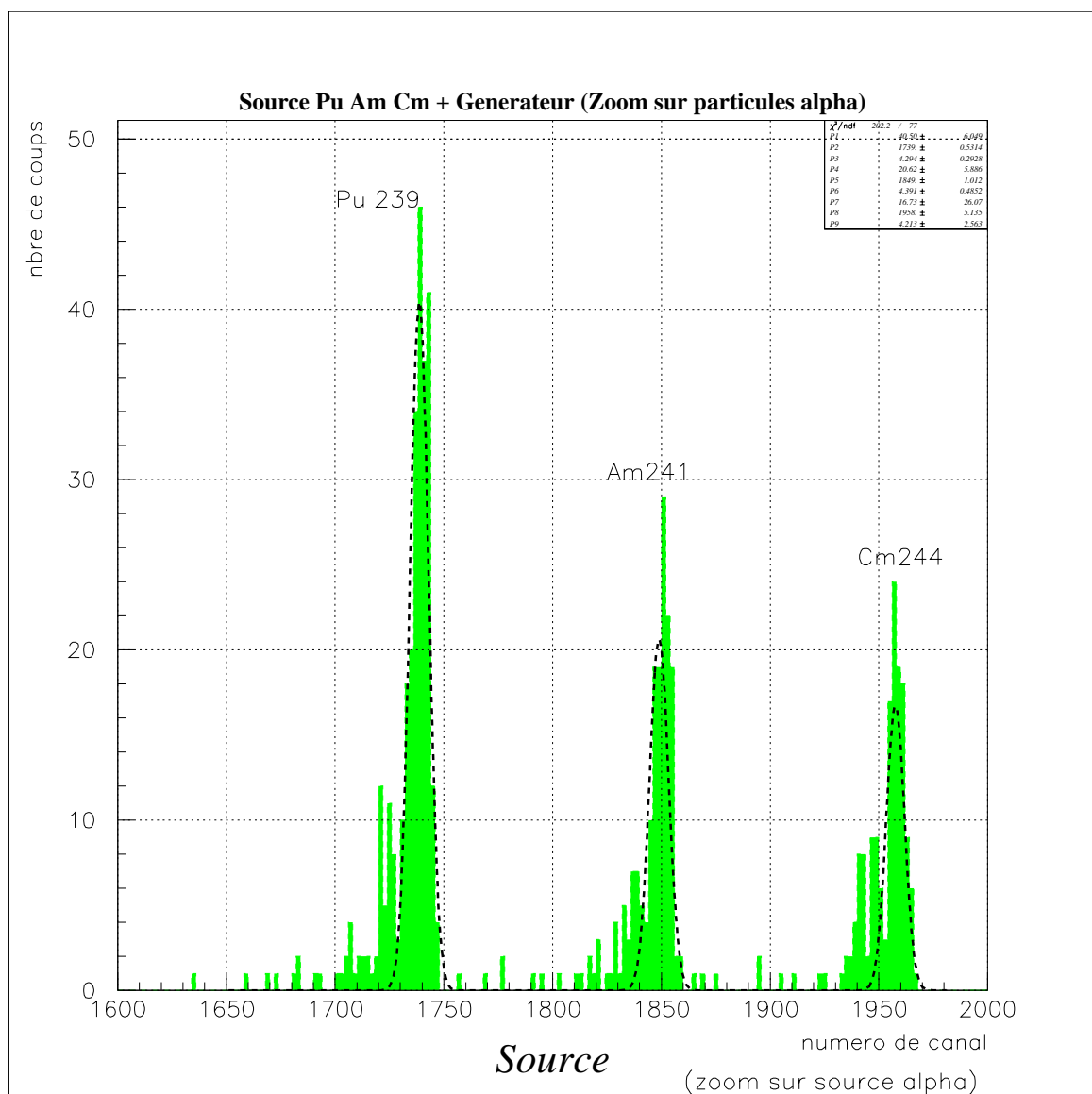


Figure V.4 Spectroscopie d'une source tri-alpha On note la présence d'« états excités ».

Les petits pics à gauche de chaque grand pic proviennent des énergies moins fréquentes (pic secondaire du tableau du § 2.2). Le pic correspondant au radio élément Am s'étale sur 50 canaux. Cet étalement est supérieur à celui observé sur le pic générateur, et peut être attribué au processus de dépôt d'énergie dans le détecteur Si.

3.2 Test du traitement CR-RC

Ce chapitre est consacré aux tests du traitement CR-RC. La spectroscopie de la source tri-alpha sera présentée. Ensuite, nous montrerons l'intérêt de l'optimisation de la constante de filtrage et son effet sur la résolution. Enfin, nous présenterons une évolution de ce traitement pour améliorer les performances du traitement numérique. Elle consiste à augmenter le nombre d'étages intégrateur (RC). On en mesurera l'effet sur la spectroscopie ainsi que les conséquences sur la réponse temporelle du traitement.

3.2.1 la spectroscopie d'une source tri-alpha

La spectroscopie d'une source radioactive, comme nous l'avons vu, est un bon moyen de vérifier l'efficacité d'un traitement numérique. Ci-dessous est présentée la spectroscopie d'une source tri-alpha à partir de données expérimentales obtenues dans les conditions suivantes :

□ préamplificateur : 10mV/MeV, □ gain en tension introduit par le conditionneur : 10.85

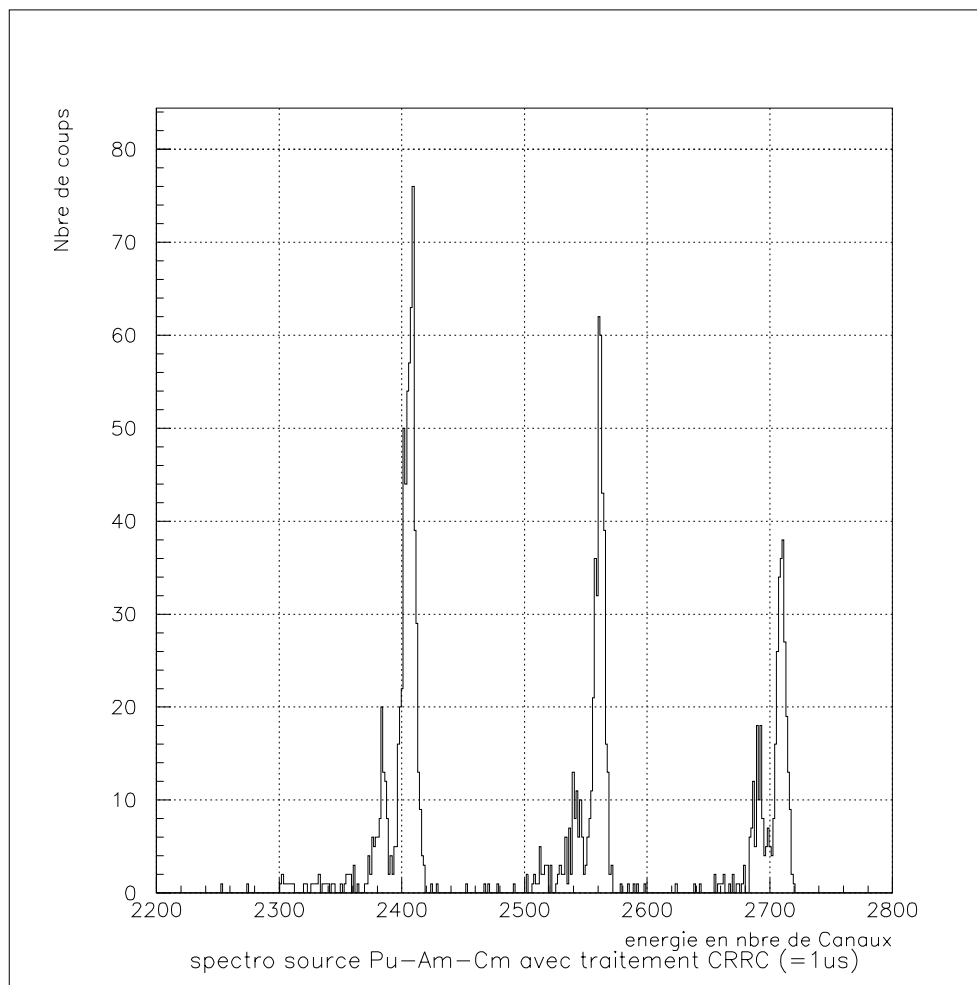


Figure V.5 Spectroscopie de la source tri alpha réalisée avec une constante de filtrage de 1 μ s.

3.2.2 Optimisation de la constante de filtrage

Lors des expérimentations, le réglage des paramètres de traitement (constante de filtrage dans le cas de la voie énergie) joue un grand rôle sur la qualité des enregistrements effectués. Les modules utilisés aujourd'hui n'autorisent que quelques valeurs de constante de filtrage. Un module très utilisé en physique nucléaire, le modèle N568b du constructeur C.AE.N, ne propose que les valeurs 0.2, 1, 3 et 6 μ s. De plus, la constante de filtrage retenue (parmi ces quatre) est commune aux deux étages différenciateur et intégrateur.

La version numérique de ce type de traitement permet de faire varier de façon quasi continue la constante de filtrage. Un programme réalise la sélection automatique de la constante de filtrage la plus favorable. La méthode consiste à réaliser plusieurs spectroscopies, avec pour chacune, un couple de constantes de filtrage (une pour le différenciateur et une pour l'intégrateur) différent. Il est nécessaire de choisir un critère d'évaluation, pour pouvoir choisir la « meilleure spectroscopie ». Celui qui a été retenu est celui qui rend maximum le rapport (moyenne du pic(μ) / écart type du pic(σ)) comme représenté sur la figure V.2. La figure V.6 représente ce rapport pour différents couples de constantes de temps (CR et RC). Il s'agit du résultat de traitements CR-RC appliqués à des événements simulés.

La version numérique de ce type de filtrage permet de faire varier, indépendamment la constante de filtrage du différenciateur de celle du discriminateur. Par la suite, on notera tau1 la constante de filtrage du différenciateur, et tau2 celle de l'intégrateur.

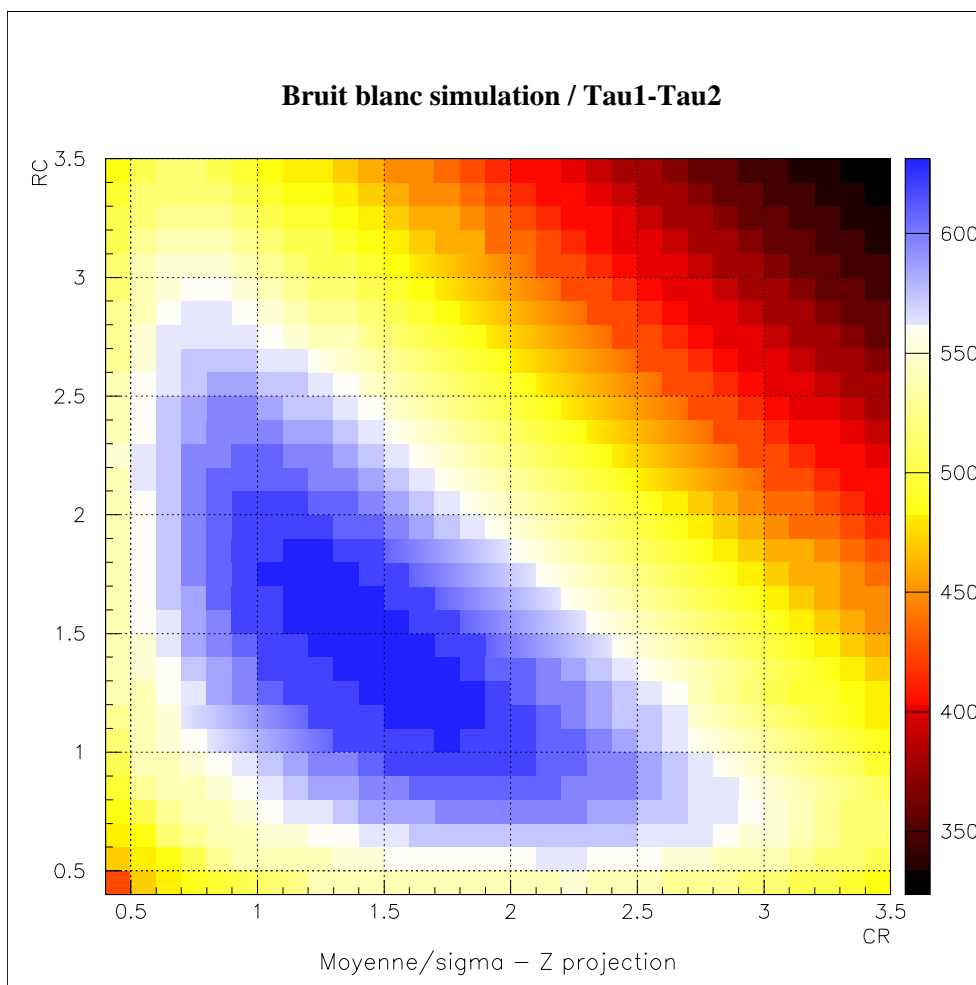


Figure V.6 Représente le (rapport moyenne / écart-type) d'un pic pour différentes constantes de temps du différenciateur et du dérivateur.

Les données traitées dans le cas des figures V.6 et V.7 sont des données de simulation d'un créneau d'amplitude constante auquel on a superposé un bruit blanc.

La figure V.6 représente les calculs du rapport (moyenne/écart type) d'un pic alpha effectués pour différentes constantes de filtrage. La figure V.7 quant à elle, représente les spectroscopies effectuées pour deux couples (τ_1 , τ_2) différents. Elle permet de visualiser l'effet du réglage des paramètres du traitement sur les mesures. Dans cet exemple, le rapport moyenne du pic/ largeur à mi-hauteur est amélioré d'un facteur 2 lorsque la constante de temps de $1.5\mu\text{s}$ est sélectionnée.

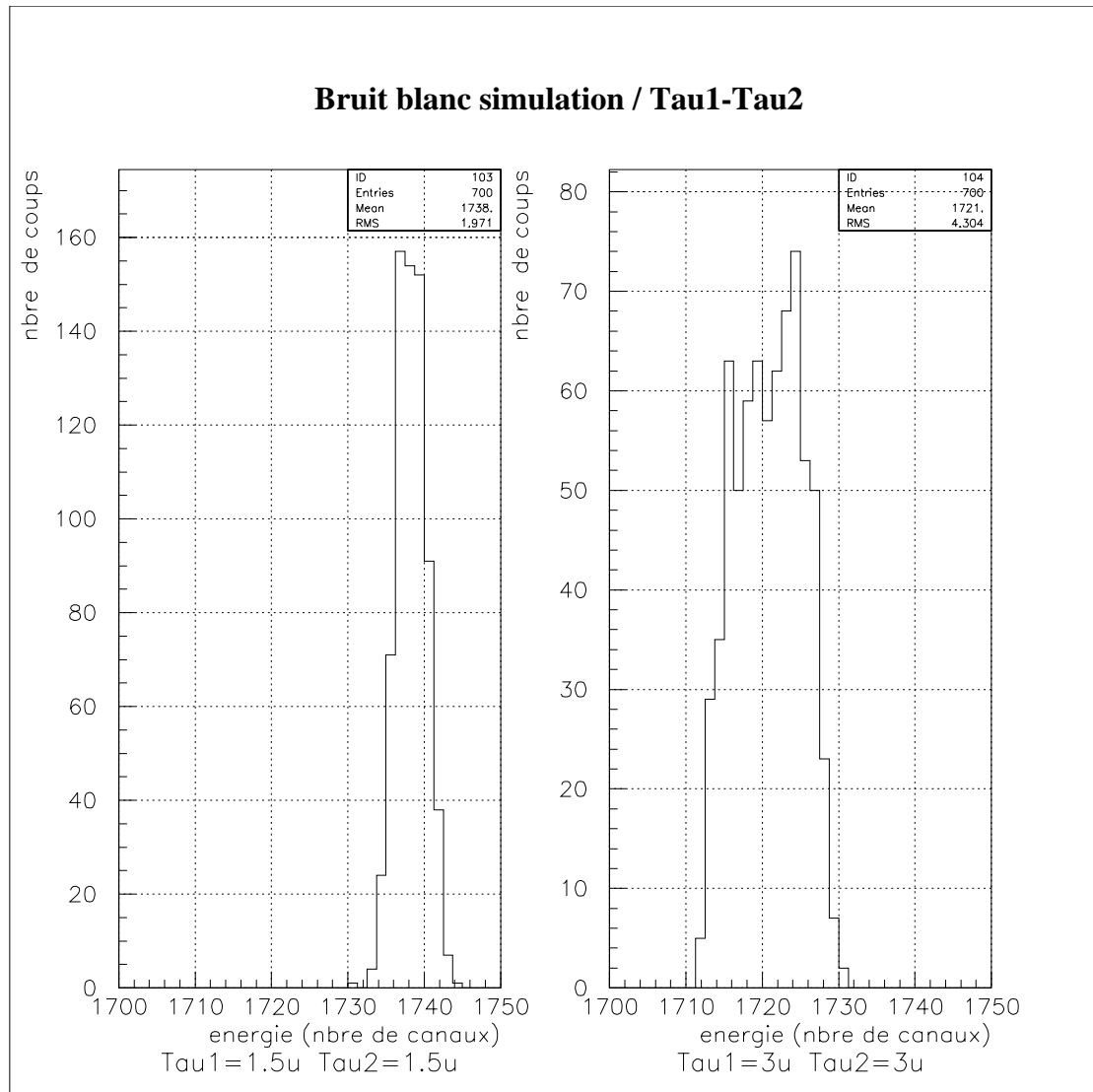


Figure V.7. Deux spectroscopies pour deux couples de constantes de filtrage ($\tau_1=1.5\mu\text{s}$, $\tau_2=1.5\mu\text{s}$) et ($\tau_1=3\mu\text{s}$, $\tau_2=3\mu\text{s}$). Ces deux spectroscopies sont obtenues à partir des mêmes données de simulation.

L'optimisation de la constante de filtrage (on dit aussi constante de shapping) permet d'améliorer sensiblement la qualité de la spectroscopie. Cette approche est intéressante, puisqu'elle ne modifie pas la structure du traitement ; il s'agit uniquement d'un ajustement de paramètres. Il existe une autre approche, qui contribue à améliorer la qualité de la spectroscopie. Elle consiste à augmenter le nombre d'étages intégrateur. Cette solution sera présentée au paragraphe V.3.2.3.

3.2.3 Effet du nombre de cellules RC

La figure V.8 représente l'effet du nombre de cellules RC (intégrateur) sur la réponse temporelle et sur la qualité de la spectroscopie.

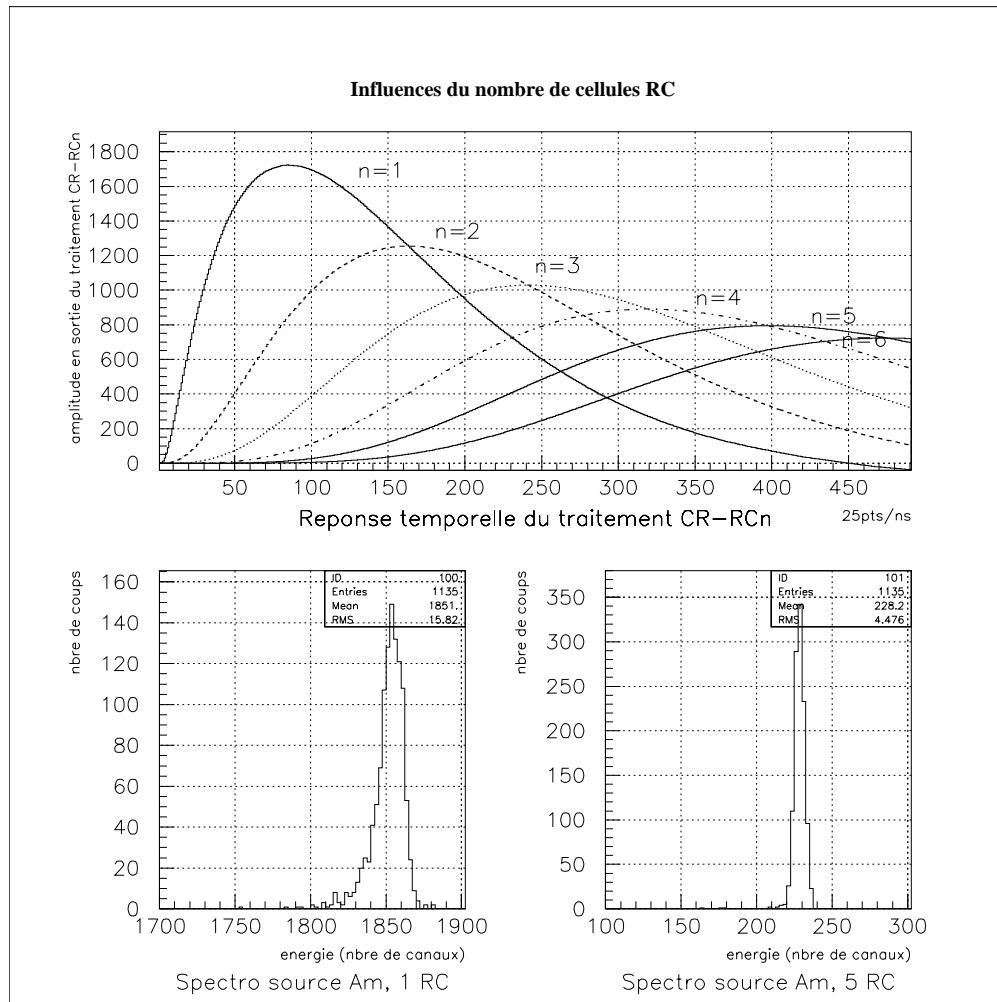


Figure V.8 La figure du haut donne la réponse temporelle du traitement à une particule alpha pour un nombre d'étages intégrateur variable (1 à 6). En bas, les figures représentent deux spectroscopies obtenues avec une même constante de filtrage, avec les mêmes données expérimentales, mais pour deux nombres de cellules RC différents.

Lorsque l'on travaille en environnement bruité (bruit rayonné ou conduit), augmenter le nombre de cellules RC permet d'améliorer la qualité de la spectroscopie, mais a aussi pour effet de « retarder » le signal. On notera que, plus le nombre de cellules RC est important, plus le signal est symétrique par rapport à son maximum, et moins son amplitude est grande. La figure V.8 illustre le cas où un trop grand nombre de cellules RC a pour effet de dégrader le rapport signal sur bruit. Dans cet exemple, l'effet d'atténuation est plus important sur le signal que sur le bruit.

3.2.4 Traitement RC - cas particulier du conditionneur passif.

L'utilisation d'un transformateur comme conditionneur a pour effet de rendre le signal différentiel, mais également de limiter la bande passante du signal. Cette limitation de bande est à distinguer de celle réalisée par la fonction secondaire FS13 décrite dans le paragraphe IV.2.2.1. Le transformateur ne transmet pas les basses fréquences. Il joue donc le rôle d'un filtre passe haut. Il est donc possible d'envisager, après le transformateur, un simple traitement RC plutôt que le traitement CR-RC.

La figure V.9 représente le signal en sortie du transformateur, et le signal après un étage intégrateur RC. Les conditions de mesures retenues sont les suivantes :

- Sensibilité du préamplificateur de charge utilisé : 10mV/MeV,
- Pas d'amplification avant numérisation.

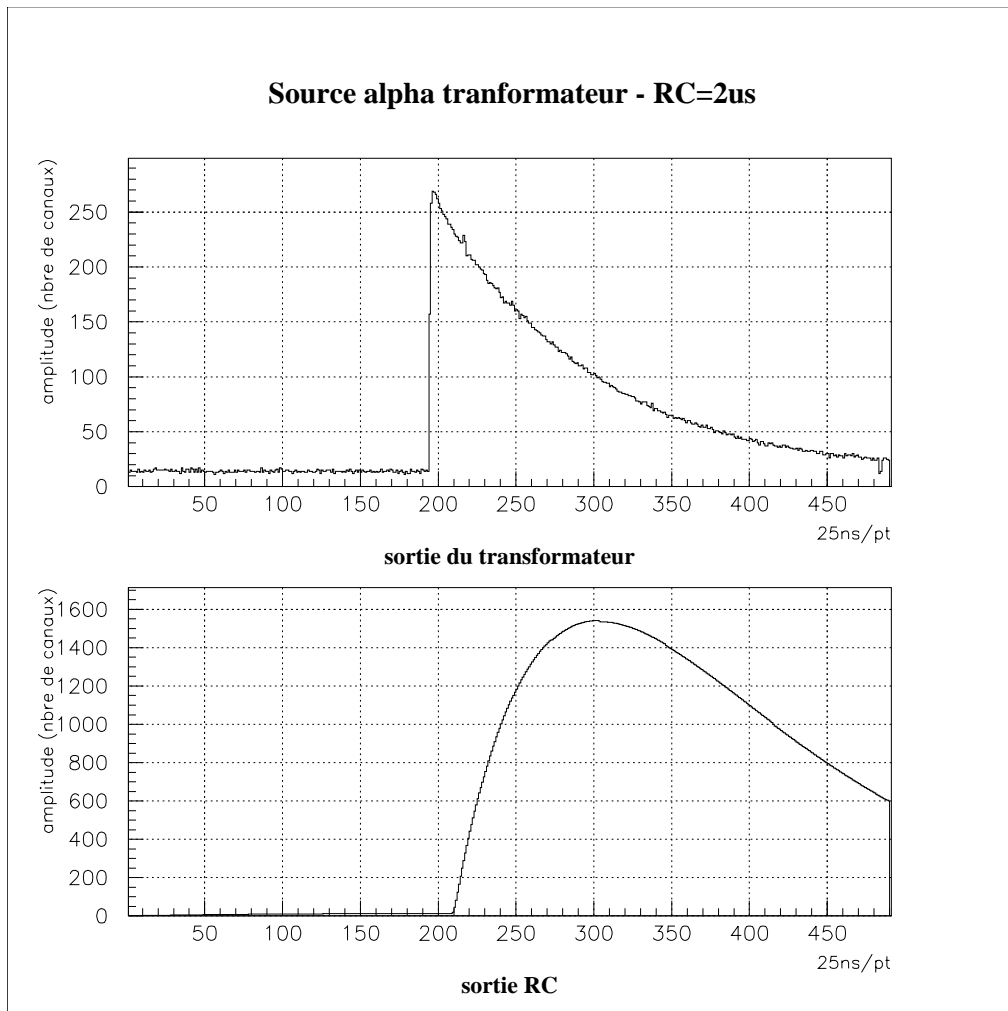


Figure V.9 Vue du signal en sortie du transformateur et après un traitement numérique intégrateur RC.

La figure V.10 représente une spectroscopie réalisée avec un seul étage intégrateur.

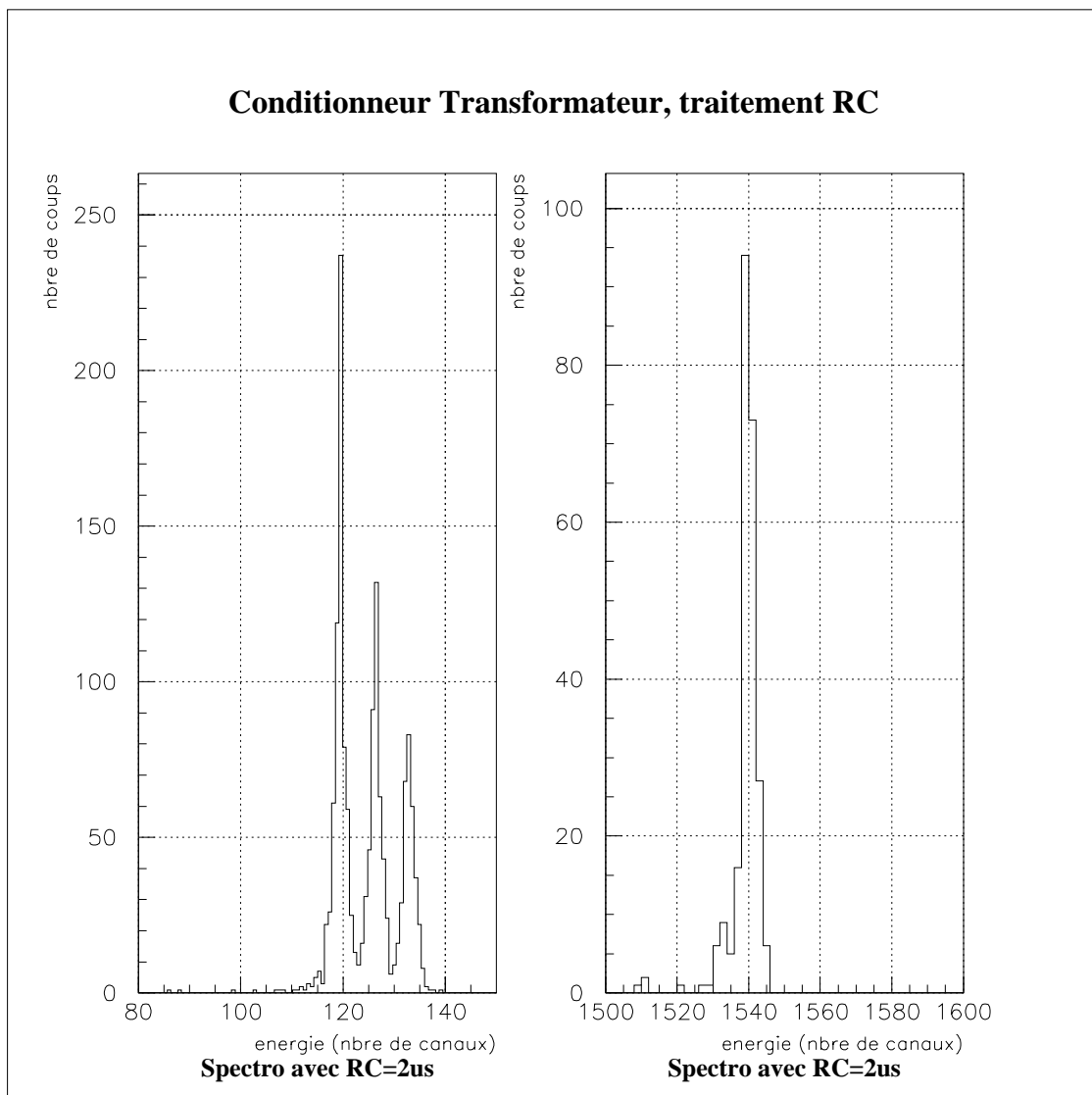


Figure V.10 Spectroscopie d'une source tri-alpha réalisée à partir de données obtenues avec un conditionneur passif. Sur la figure de gauche sont représentés les 3 pics correspondant aux trois radioéléments (Pu, Am, Cm). Sur la figure de droite on retrouve un « pic générateur ».

Il est important de remarquer que cette spectroscopie est obtenue dans des conditions peu favorables. La sensibilité du préamplificateur de charge n'est que de 10mV/MeV, de plus il n'y pas de gain introduit entre la préamplificateur et le convertisseur analogique / numérique. Pourtant même dans ces conditions il est possible de « séparer » les 3 pics Pu, Am et Cm. Pour certaines applications, l'utilisation d'un conditionneur passif est envisageable car il présente un rapport performances/complexité très intéressant.

3.3 Traitement DL²-RC

Dans le chapitre V, consacré aux traitements numériques, le traitement DL²-MM a été présenté. La cellule moyenne mobile est très importante, pour une utilisation dans le cadre de la voie temps. En effet, elle permet de réaliser une intégration du signal, en ne faisant appel qu'à des cellules élémentaires (retard, inversion et sommation) exécutables en ligne. Dans le cas de la voie énergie, les contraintes concernant le temps d'exécution sont beaucoup moins importantes. Il est donc tout à fait possible d'envisager l'utilisation d'un intégrateur RC après l'étape de différenciation DL². Pour un filtre à moyenne mobile, le paramètre ajustable est le nombre d'échantillons considéré (on parle de profondeur du filtre). Dans le cas d'un filtre intégrateur RC, la constante de temps peut varier quasi-continûment. Un filtre intégrateur RC autorise donc un réglage plus fin qu'un intégrateur à moyenne mobile, c'est la raison pour laquelle les tests présentés dans ce chapitre concerneront le traitement DL²-RC.

3.3.1 Spectroscopie d'une source tri-alpha

Cette spectroscopie (figure V.11) est réalisée avec les mêmes données expérimentales que celles qui ont permis l'obtention de la figure V.5.

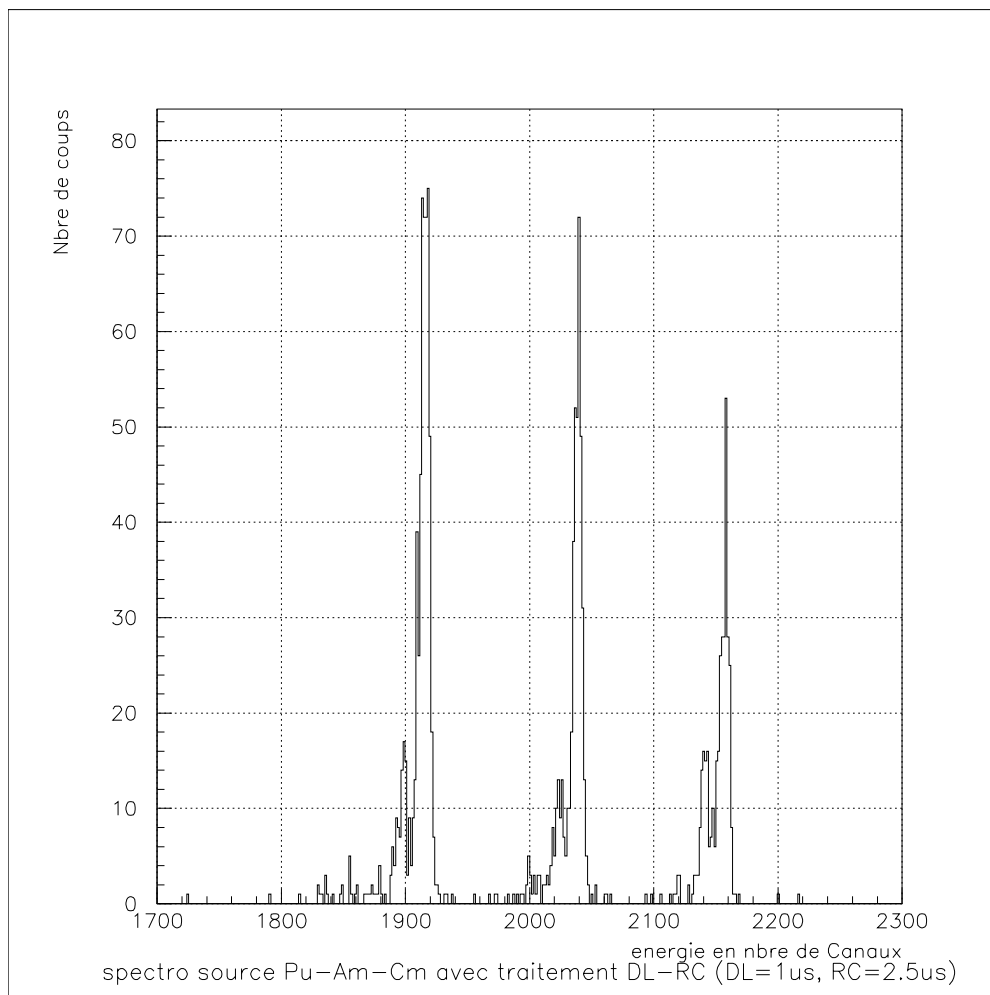


Figure V.11 Spectroscopie d'une source tri-alpha réalisée avec un traitement DL²-RC.

3.3.2 Optimisation de la constante de filtrage

Comme dans le paragraphe V.3.2.2, il s'agit de vérifier l'effet du réglage des paramètres DL et RC du filtre DL²-RC, sur le rapport moyenne/écart type d'un pic. La figure V.12 présente les résultats obtenus à partir des mêmes données expérimentales que celles auxquelles le traitement CR-RC a été appliqué pour obtenir la figure V.6.

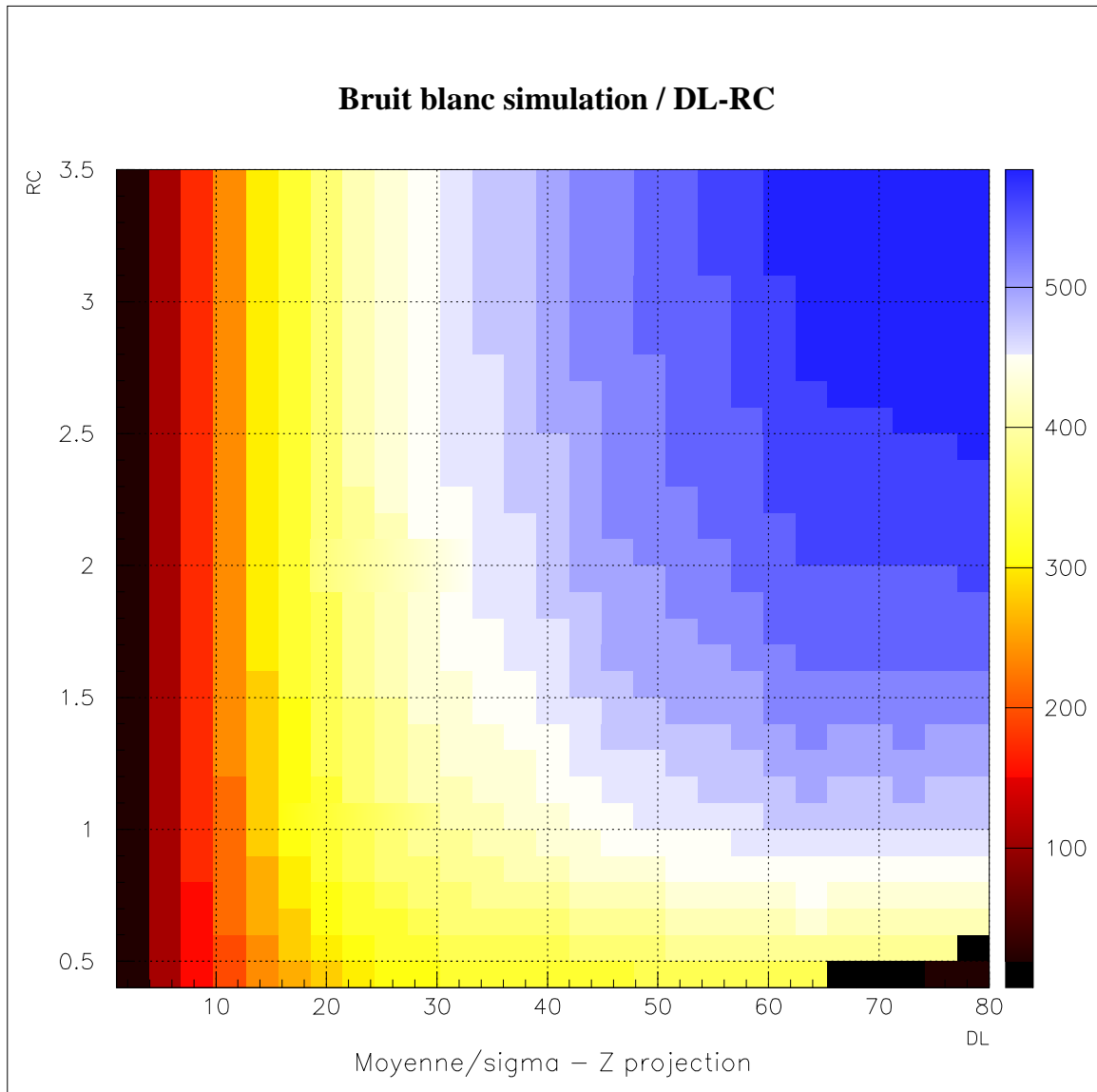


Figure V.12 Représente le rapport moyenne / écart-type (μ/σ) d'un pic pour différents retards DL et différentes constantes de temps RC. Le retard DL est donné en multiple de 25 ns (DL=5 correspond à un retard DL de $5 \cdot 25 \text{ ns} = 125 \text{ ns}$).

La figure V.13 représente, successivement pour deux couples DL-RC les spectroscopies obtenues à partir des données de simulation.

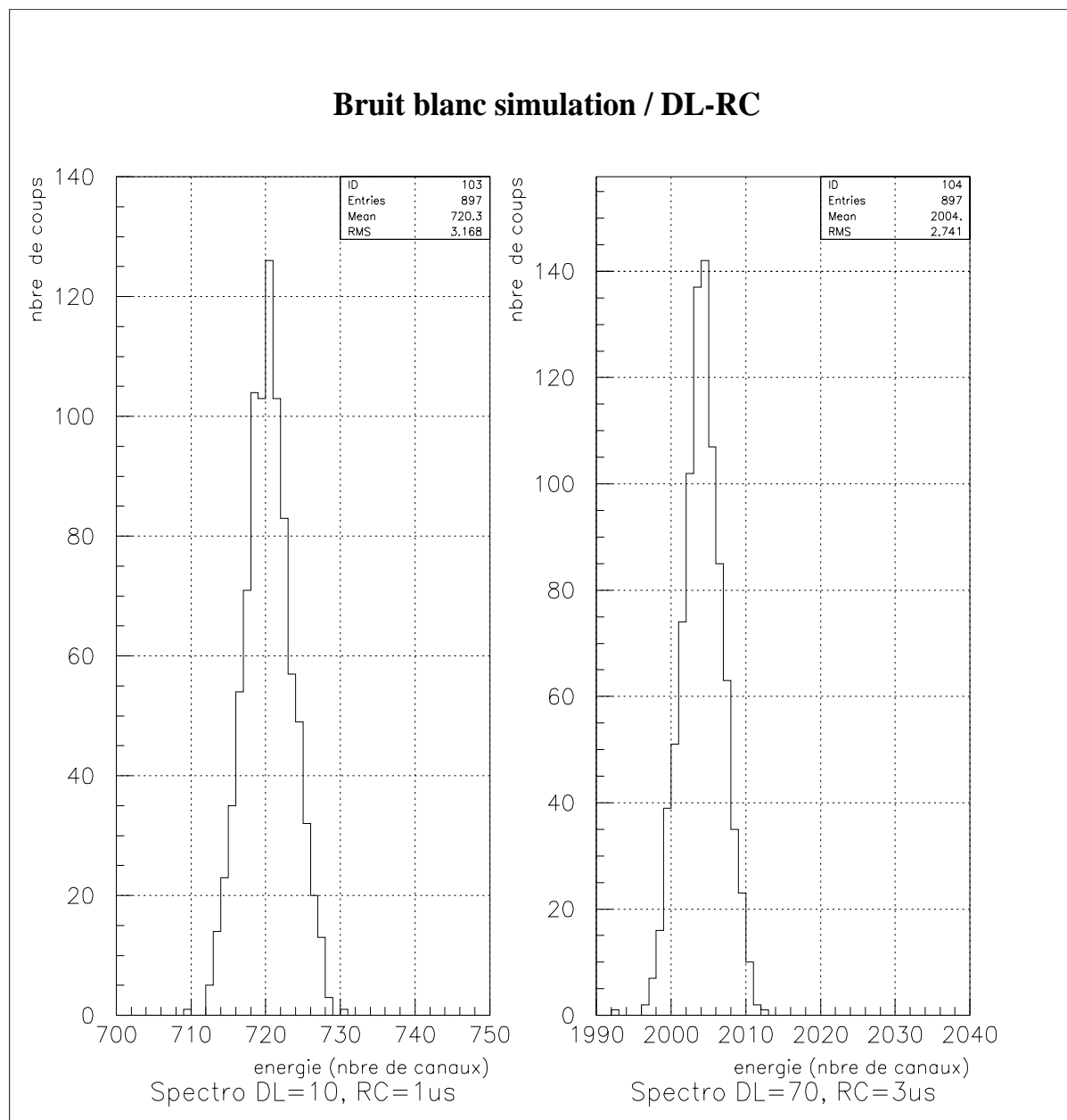


Figure V.13 Deux spectroscopies obtenues pour deux couples DL-RC différents à partir des mêmes données de simulation.

On observe une amélioration de plus d'un facteur 3 du rapport (μ/σ) par simple réglage des paramètres du filtre. Ceci illustre un des intérêts du système IRIS qui permet de disposer de programmes informatiques qui proposeront les conditions de fonctionnement optimal. Ces paramètres produits par les fonctions d'optimisation pourront être retenus pour effectuer le traitement, mais l'utilisateur pourra aussi imposer un jeu de paramètres.

3.3.3 Comparaison des traitements CR-RC et DL²-RC

Il est possible d'envisager ces deux traitements pour la voie énergie. Si on souhaite comparer leurs performances, il est intéressant de reporter sur un graphique bidimensionnel, pour chaque particule, en abscisse le résultat du calcul de l'énergie par traitement CR-RC et en ordonnée celui obtenu par traitement DL²-RC. La figure V.14 représente sur un même graphe, les résultats des traitements CR-RC et DL²-RC appliqués à des particule alpha d'Am²⁴¹, enregistrées dans les conditions suivantes :

- Sensibilité du préamplificateur de charge utilisé : 10mV/MeV,
- gain en tension introduit par le conditionneur : 10.85.

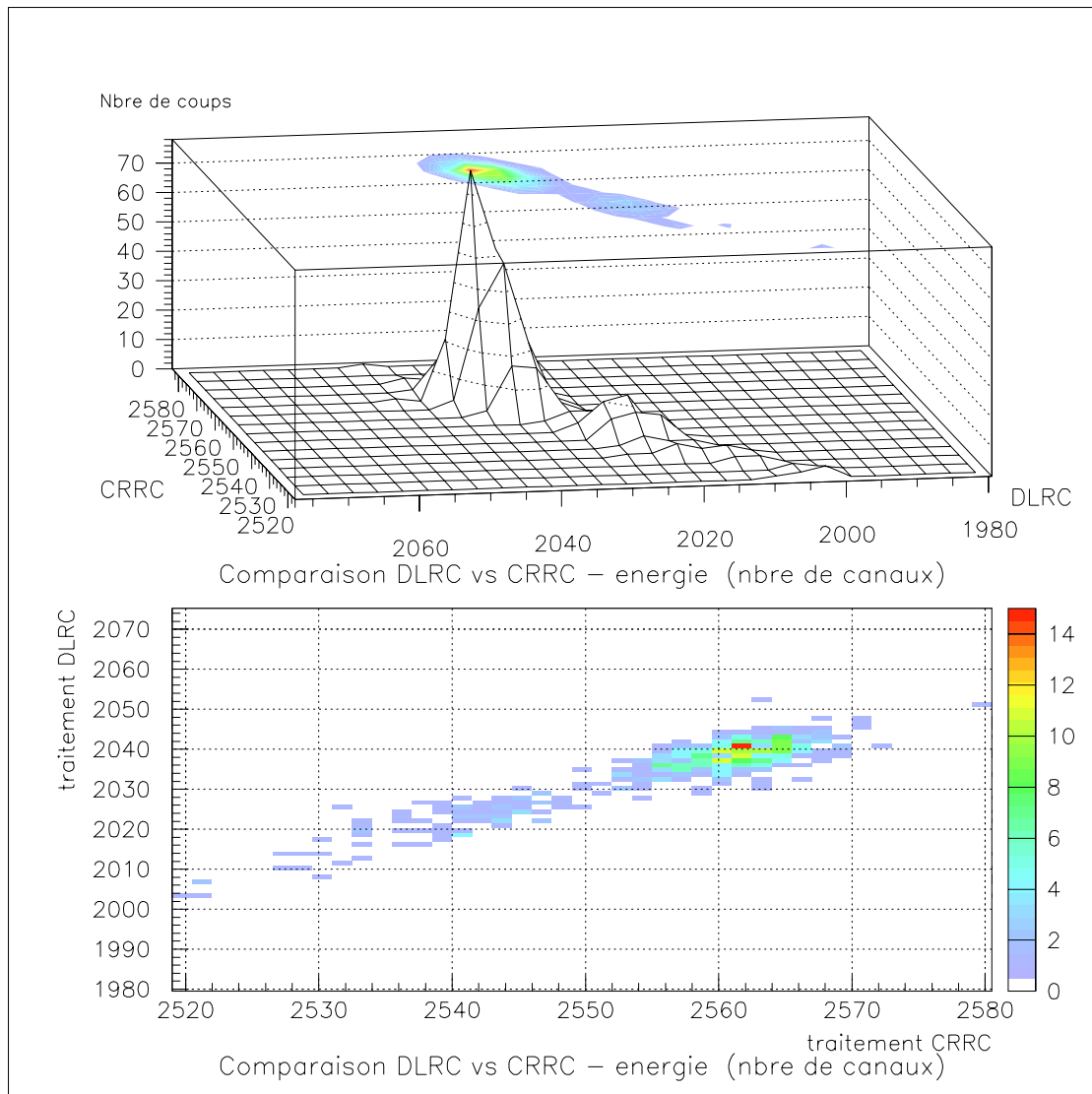


Figure V.14 Comparaison des performances du traitement CR-RC avec celles du traitement DL²-RC.

Les performances de ces deux traitements sont très comparables puisqu'il n'y a pas plus d'étalement du pic (cf §V.3.1) sur l'axe des abscisses que sur celui des ordonnées. La simplicité de l'étage différenciateur DL², peut à performances égales favoriser le choix du traitement DL²-RC.

Le prochain paragraphe sera consacré au filtrage dit optimal. Par définition c'est celui qui présente le meilleur rapport signal sur bruit et doit donc permettre d'obtenir les résolutions les plus fines. La synthèse de ce filtre est plus complexe que celle des deux traitements CR-RC et DL²-RC, son temps d'exécution est plus long, mais ses performances sont meilleures. Dans le cas d'un environnement très bruité le gain en performances procuré par le filtre optimal peut justifier son utilisation. Si les conditions expérimentales permettent d'obtenir des résultats satisfaisants avec les filtres CR-RC, DL²-MM (ou DL²-RC) il est préférable de ne pas opter pour le filtre optimal plus difficile à implémenter et plus long à exécuter.

3.4 Le filtrage Optimal

Le filtrage optimal, contrairement aux deux traitements testés précédemment, nécessite une connaissance à priori du signal à traiter et ainsi que celle du bruit en présence. En effet, comme indiqué dans le chapitre IV, la réponse impulsionnelle de ce filtre est obtenue par transformation de Fourier inverse du spectre conjugué du signal divisé par le spectre du bruit.

Dans un premier temps, le filtrage optimal va être appliqué à des données enregistrées en utilisant le conditionneur actif. Dans un deuxième temps, un traitement de même nature sera appliqué à des données obtenues avec le conditionneur passif.

3.4.1 Filtrage optimal – Conditionneur actif

Les conditions de mesure retenues pour enregistrer les données à la base des résultats présentés dans le chapitre 3.4.1 sont les suivantes :

- Sensibilité du préamplificateur de charge utilisé : 40mV/MeV,
- Energie de l'ion lourd simulé : 250MeV,
- gain du conditionneur : 0.25 (utilisé en atténuateur).

3.4.1.a Analyse signal et bruit

Comme l'impose la synthèse d'un filtre optimal, la connaissance de la forme du signal à traiter, ainsi qu'une caractérisation du bruit en présence, est nécessaire. La figure ci-après, représente le chronogramme d'une capture de bruit, un histogramme de ce même « événement de bruit », ainsi que le chronogramme d'un événement à traiter.

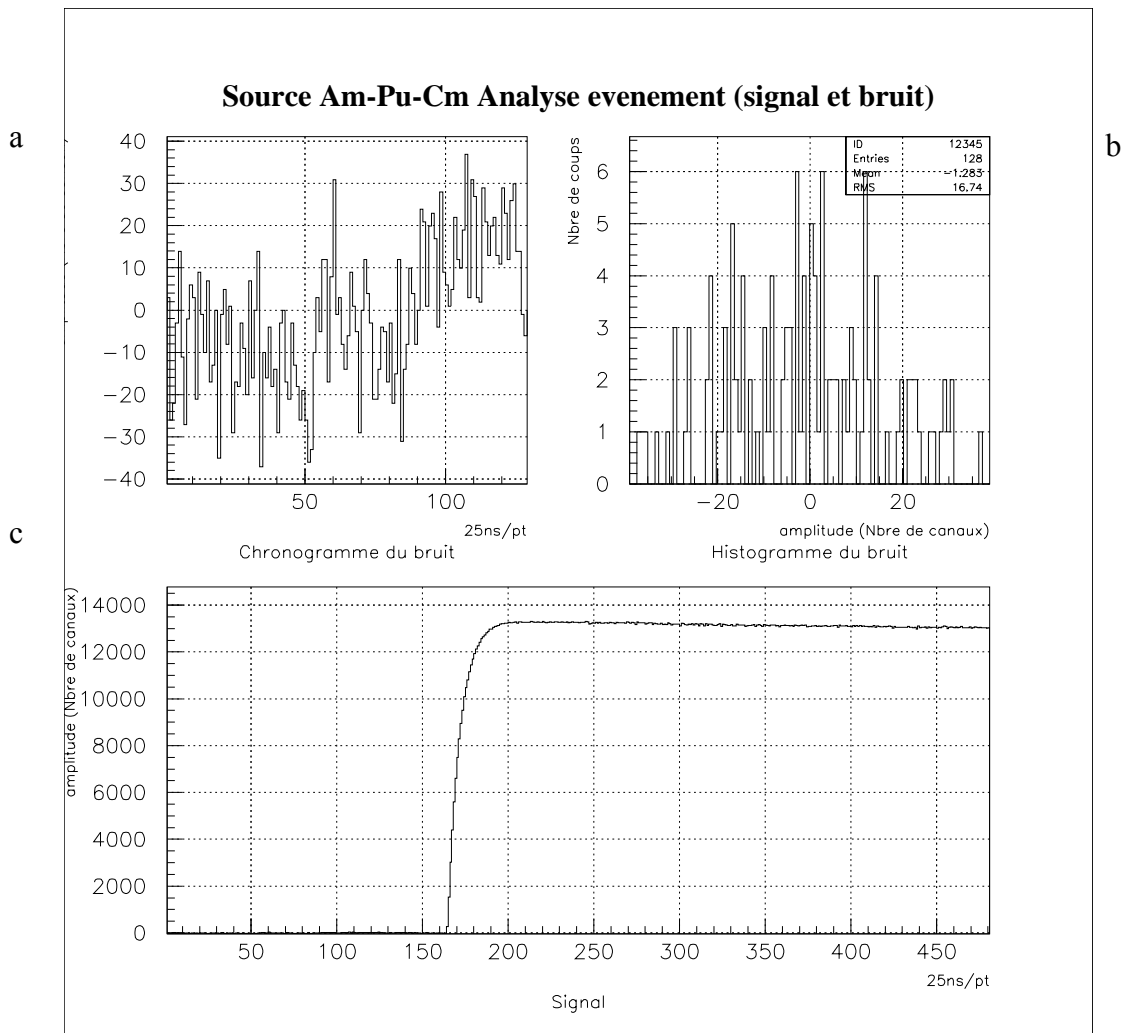


Figure V.15

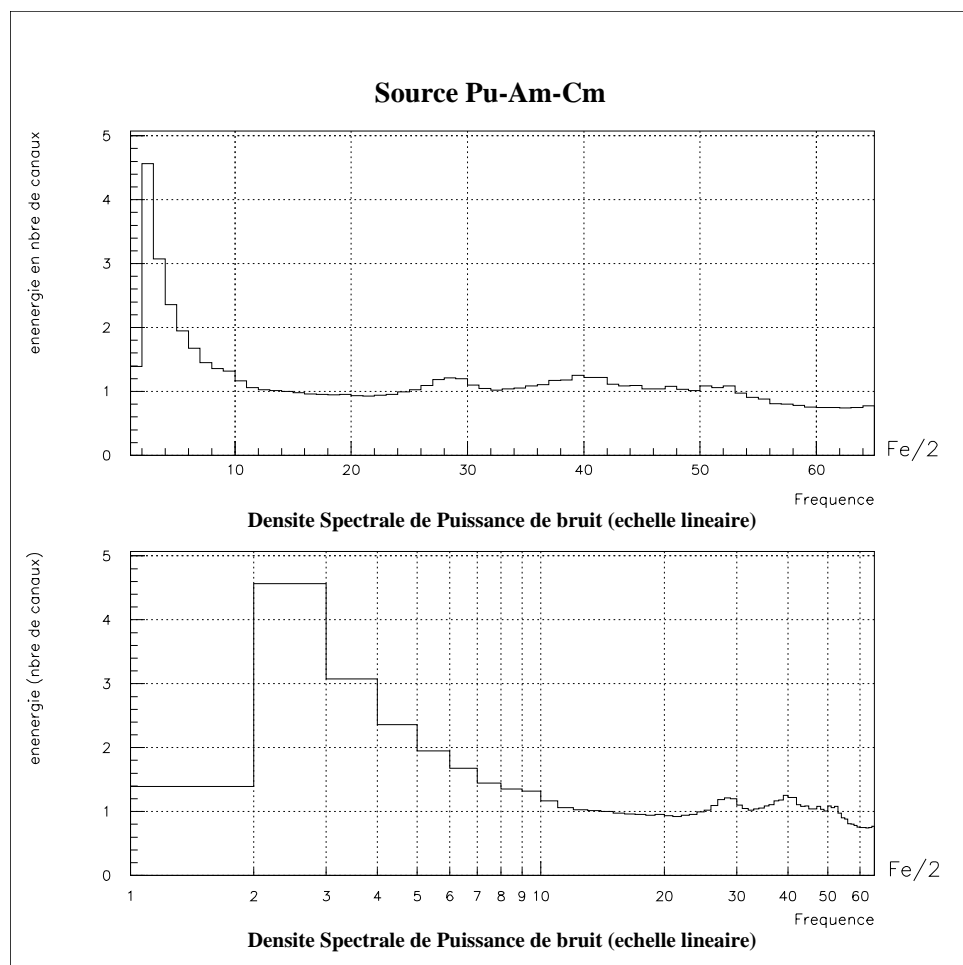
- a) Chronogramme d'un événement du bruit en présence lors de la mesure,
 b) histogramme du bruit présenté en a),
 c) chronogramme d'un événement enregistré.

Etant donnée l'amplitude de l'événement présenté sur la figure V.15.c, on vérifie qu'il s'agit d'un événement correspondant à un ion de 250MeV (injecté par le générateur). En effet il utilise presque toute la dynamique de codage (environ 13000 canaux pour 16384 autorisés).

3.4.1.b Densité spectrale de bruit

Le calcul de la réponse impulsionnelle du filtre optimal, nécessite la connaissance de la densité spectrale de puissance de bruit. Ci-dessous est présentée la densité spectrale de bruit moyenne de tous les événements de bruit considérés.

Sur la figure V.16, on remarque la présence d'un « bruit en $1/f$ », avec sa forme caractéristique. On constate également, pour des fréquences supérieures à la fréquence charnière de bruit, trois composantes de bruit relativement localisées aux fréquences : 9, 12.5 et 16 MHz. Le dispositif de mesure a été conçu pour limiter l'effet des perturbations extérieures. Cependant, un point sensible (identifié) est la connexion entre la sortie du conditionneur (voir annexe 2) et le convertisseur analogique / numérique (voir annexe 4).



V.16 Densité de spectrale de puissance du bruit dans la bande de fréquences $[0 ; Fe/2]$, avec $Fe=40\text{MHz}$. On remarque la présence de « bruit en $1/f$ » en basses fréquences.

Attention, les trois pics approximativement situés aux abscisses 30, 40 et 52 ne correspondent pas aux pics alphas. Il s'agit probablement de bruit rayonné qui « s'est greffé » entre la sortie du conditionneur et l'entrée du convertisseur analogique numérique.

3.4.1.c Réponse impulsionnelle et spectroscopie.

Ce paragraphe présente la réponse impulsionnelle du filtre optimal, la réponse de ce filtre à un événement, ainsi que la spectroscopie obtenue. La réponse impulsionnelle du filtre est calculée en utilisant sa définition : la réponse (temporelle) d'un filtre, est obtenue par convolution du signal d'entrée avec la réponse impulsionnelle de ce filtre.

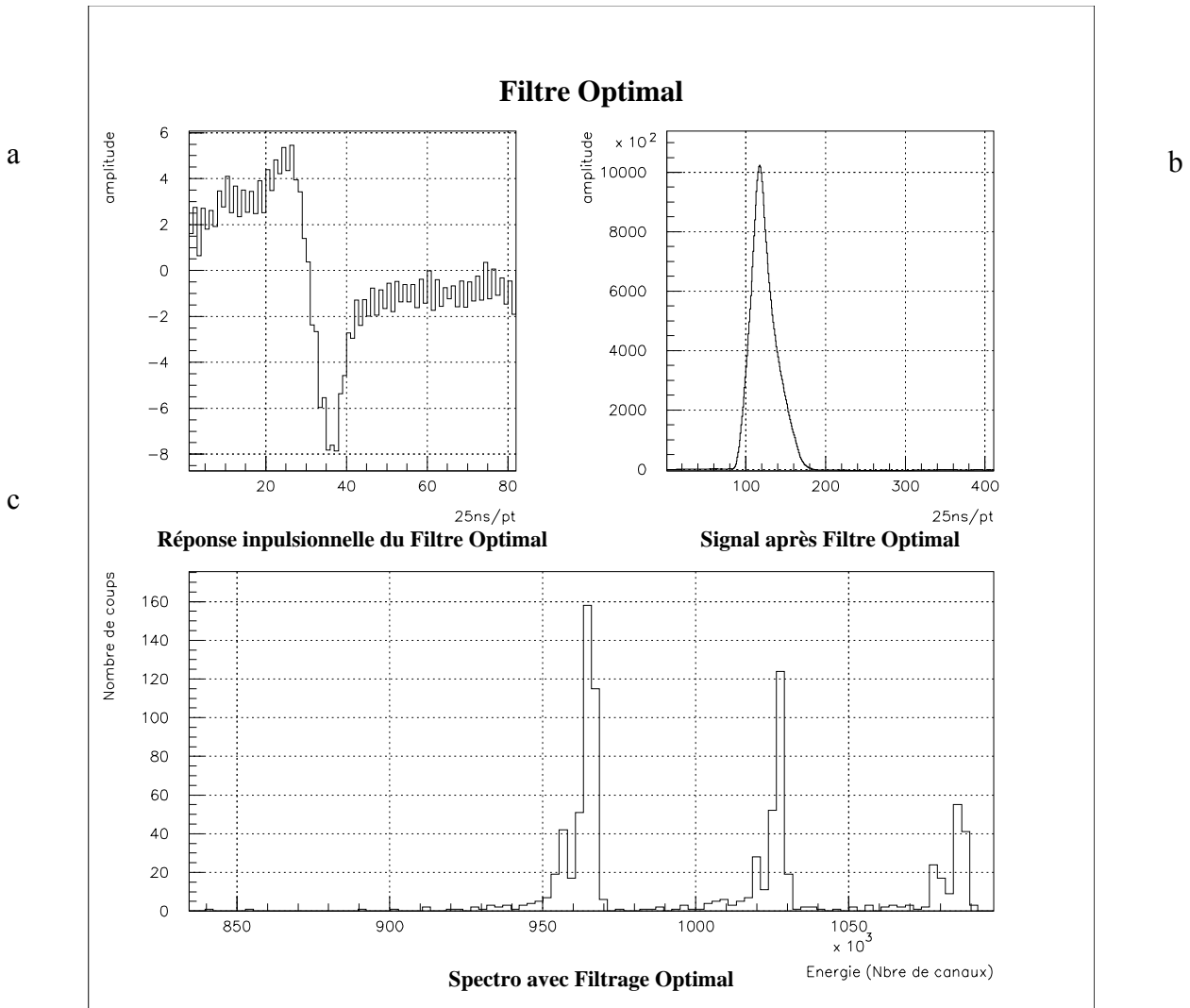


Figure V.17 a) Réponse impulsionnelle du filtre optimal. b) Signal de sortie du filtre c) spectroscopie de la source tri-alpha Pu-Am-Cm.

Le paragraphe suivant, présente les résultats obtenus en appliquant un filtrage optimal à des données enregistrées en utilisant un transformateur en tant que conditionneur. Dans le cas d'applications où seules les composantes hautes fréquences du signal sont intéressantes, l'utilisation d'un transformateur est souhaitable puisqu'elle simplifie considérablement la conception du conditionneur, réduit sa consommation et facilite son intégration.

3.4.2 Filtrage optimal – Conditionneur passif

Les données présentées jusqu'à présent ont toutes été enregistrées en utilisant le conditionneur actif (à base d'amplificateurs opérationnels). Bien qu'un tel conditionneur soit très souple d'utilisation (réglage du gain, de l'offset), une série de mesure a été enregistrée en utilisant un conditionneur passif : un transformateur.

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été réalisés dans des conditions de mesure peu favorables à l'obtention d'une spectroscopie de qualité. Les conditions de mesures retenues sont les suivantes :

- Sensibilité du préamplificateur de charge utilisé : 10mV/MeV,
- Pas d'amplification avant numérisation.

3.4.2.a Analyse signal et bruit

Comme dans le cas du conditionneur actif, il s'agit ici de présenter l'enregistrement d'un événement de bruit et d'en faire l'histogramme. Afin de visualiser le signal numérisé, un événement correspondant à une particule alpha est également présenté.

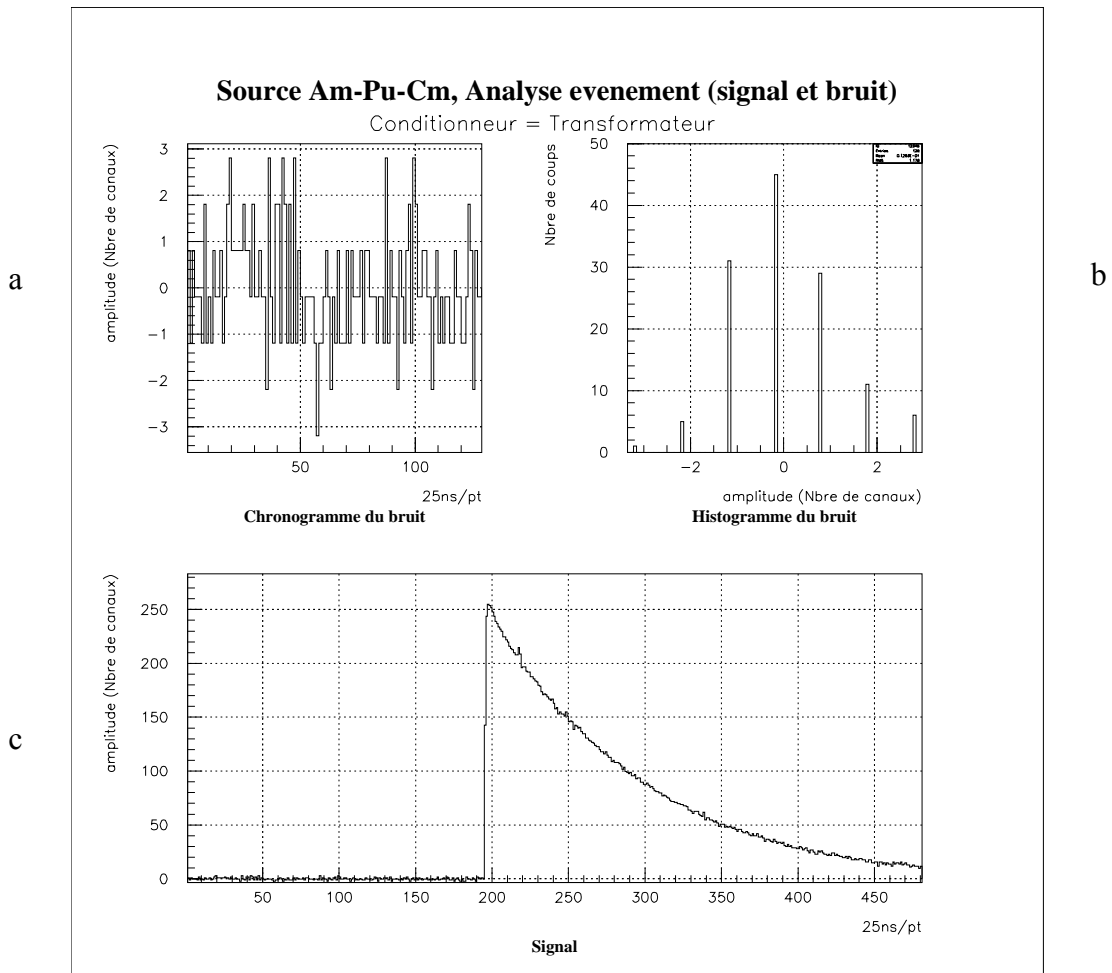
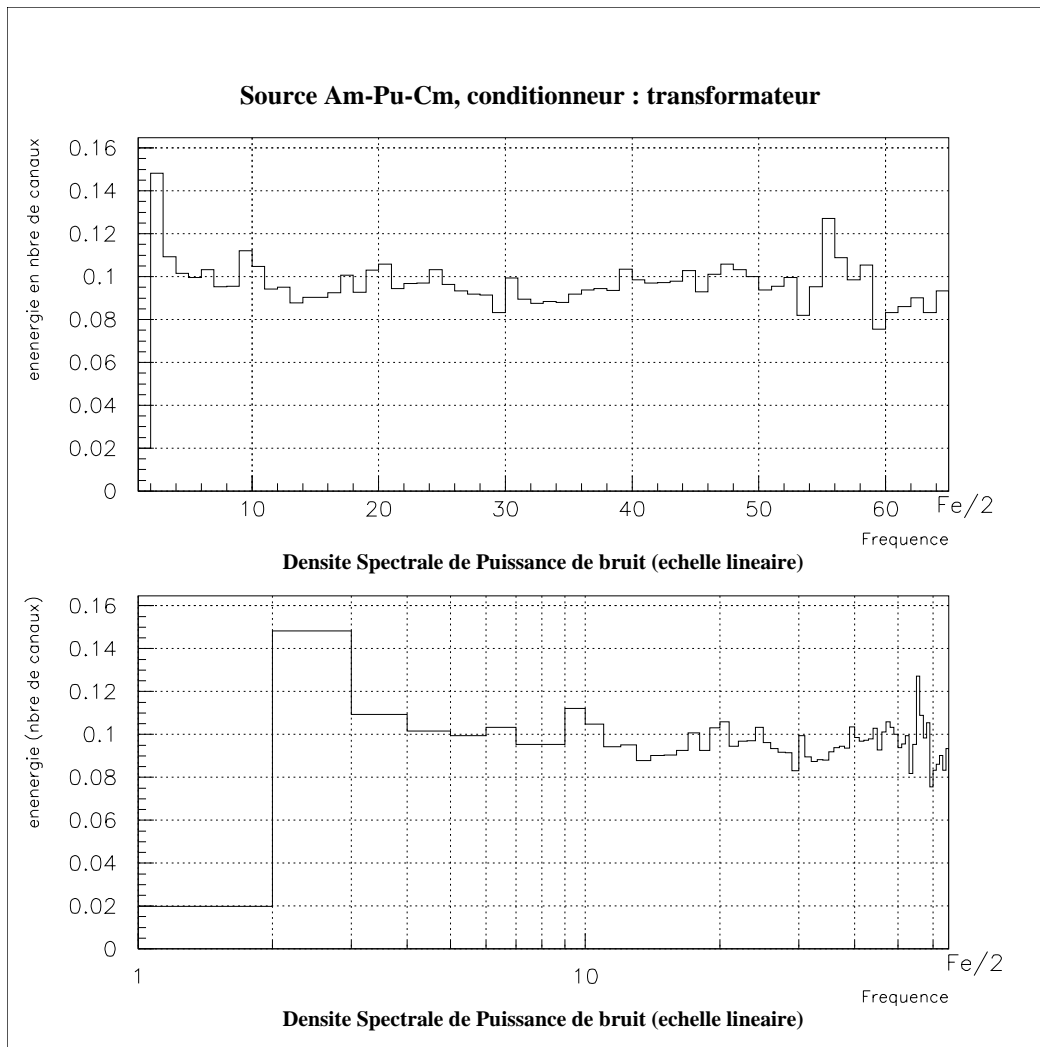


Figure V.18 a) Chronogramme d'un évènement de bruit. b) Histogramme de l'évènement de bruit. c) Evènement correspondant à une particule alpha.

Pour mettre en évidence l'effet de filtrage passe haut du transformateur, on peut comparer la décroissance exponentielle du préamplificateur de charge (à peine visible) dans le cas du conditionneur actif (fig V.15.c), avec la décroissance rapide du signal délivré par le transformateur (fig V.18.c). Ces deux chronogrammes ont été enregistrés avec la même base de temps (25ns/pt).

3.4.2.b. Densité spectrale de puissance du bruit

Il s'agit de calculer la densité spectrale de bruit en sortie du transformateur. Ce calcul a été effectué avec la même méthode que celui qui a conduit à la figure V.16.



V.19 Densité de spectrale de puissance du bruit dans la bande de fréquences $[0 ; Fe/2]$, avec $Fe=40\text{MHz}$. On remarque une densité spectrale de puissance de bruit pratiquement constante quelque soit la fréquence considérée.

3.4.2.c Réponse impulsionnelle et spectroscopie.

Comme pour le conditionneur actif, ce paragraphe présente la réponse impulsionnelle du filtre optimal, la réponse de ce filtre à un événement, ainsi que la spectroscopie obtenue. La réponse du filtre est calculée en utilisant la définition du filtrage : la réponse (temporelle) d'un filtre, est égale à la convolution du signal d'entrée avec la réponse impulsionnelle de ce filtre.

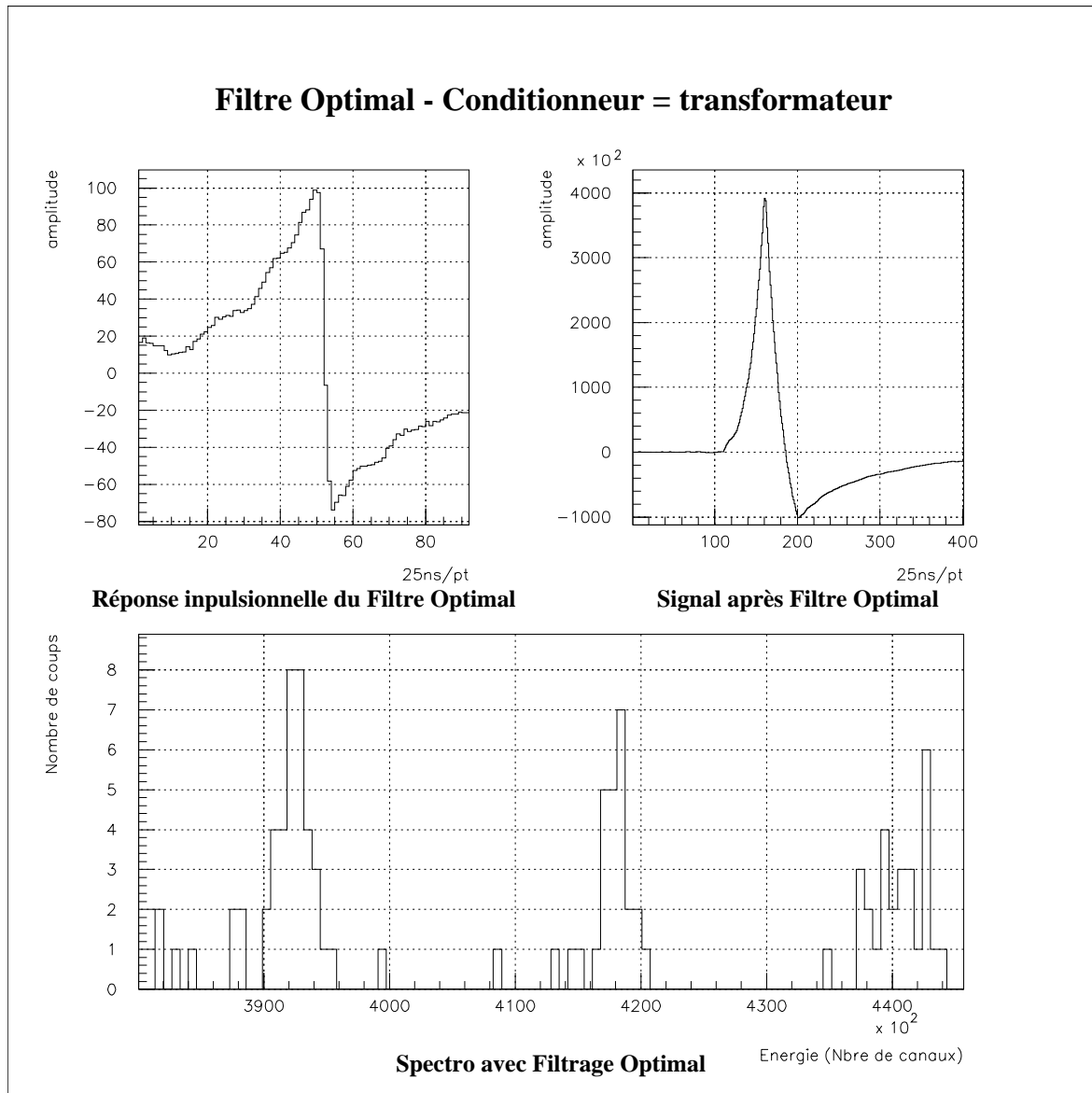


Figure V.20 a) Réponse impulsionnelle du filtre optimal. b) Signal de sortie du filtre c) spectroscopie de la source tri-alpha Pu-AM-Cm.

3.5 Conclusion des tests de la voie énergie

Le traitement par filtrage optimal a été présenté ici à titre d'information. Il est plus coûteux en temps de calcul, que les traitements CR-RC et DL²-MM. Concernant ces derniers, leurs performances sont voisines mais on préférera le traitement DL²-MM dont la synthèse est plus facile et le temps d'exécution moins long. Le choix de ce traitement qui n'est pas perturbé par le grand rapport d'énergie entre l'ion lourd et les particules alpha, est tout à fait adapté aux contraintes de la voie énergie.

4. Tests de la voie temps

Le test des traitements numériques destinés à la voie temps est différent de celui utilisé précédemment pour la voie énergie. Il consiste principalement en l'analyse de la réponse temporelle du traitement à une séquence d'entrée donnée. Celle-ci peut se limiter à une particule alpha, ou encore à un ion lourd suivi d'une particule alpha. La dernière séquence (ion lourd + particule alpha) a nécessité une instrumentation spécifique qui sera décrite ultérieurement.

La contrainte concernant le temps d'exécution pour le traitement de la voie temps nous conduit à n'évaluer dans ce paragraphe que le traitement DL²-MM. En effet, dans le chapitre consacré aux traitements numériques, nous avons montré qu'il n'était constitué que d'opérations élémentaires compatibles avec une exécution en ligne, contrairement au traitement CR-RC.

Dans tous les tests présentés par la suite, l'échelle de temps en abscisse est de 25 ns par point. L'échelle des ordonnées est indiquée en nombre de canaux du convertisseur. Sauf indications contraires, le retard DL vaut 475 ns et la profondeur du filtre à moyenne mobile est fixée à 4.

4.1 Particule alpha – grande sensibilité du PAC

Vérifions la réponse du traitement DL²-MM à une particule alpha, dans les conditions suivantes :

- sensibilité du PAC : 40mV/MeV,
- gain du conditionneur : 2.5

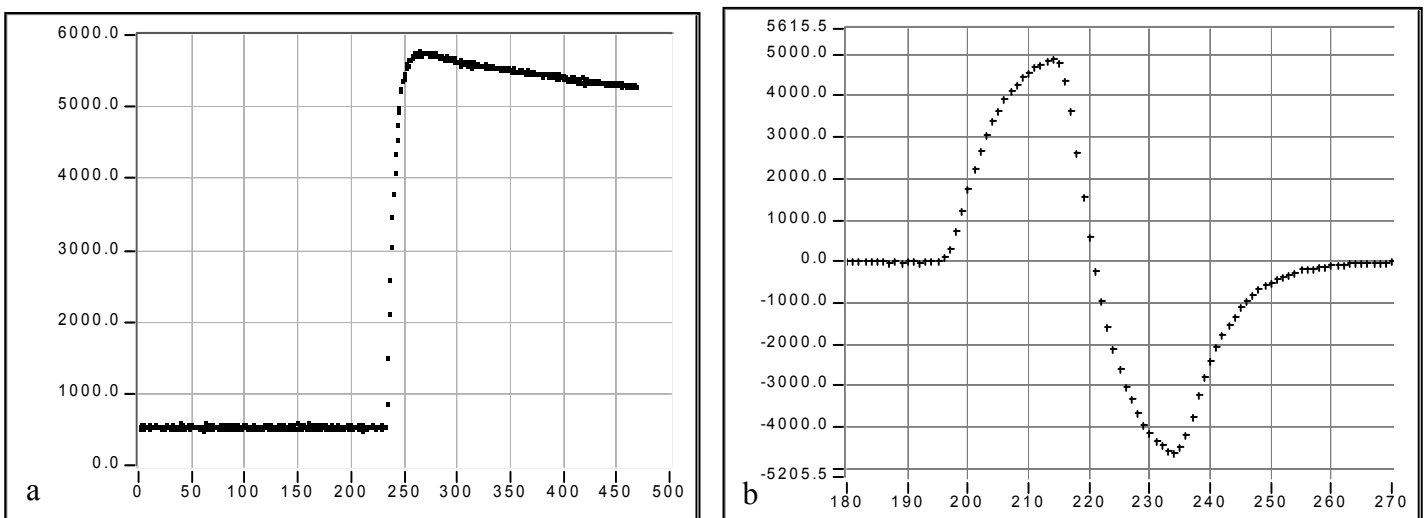


Figure V.21 a) Vue du signal à traiter, b) Signal en sortie du traitement

Dans ces conditions, le signal en sortie de traitement DL²-MM présente un très bon rapport signal sur bruit.

4.2 Particule alpha – petite sensibilité du PAC

Par rapport au paragraphe 4.2 les conditions de test ont évoluées. La sensibilité du préamplificateur de charge est plus petite, mais le gain du conditionneur plus élevé.

- sensibilité du PAC : 10mV/MeV,
- gain du conditionneur : 10.85.

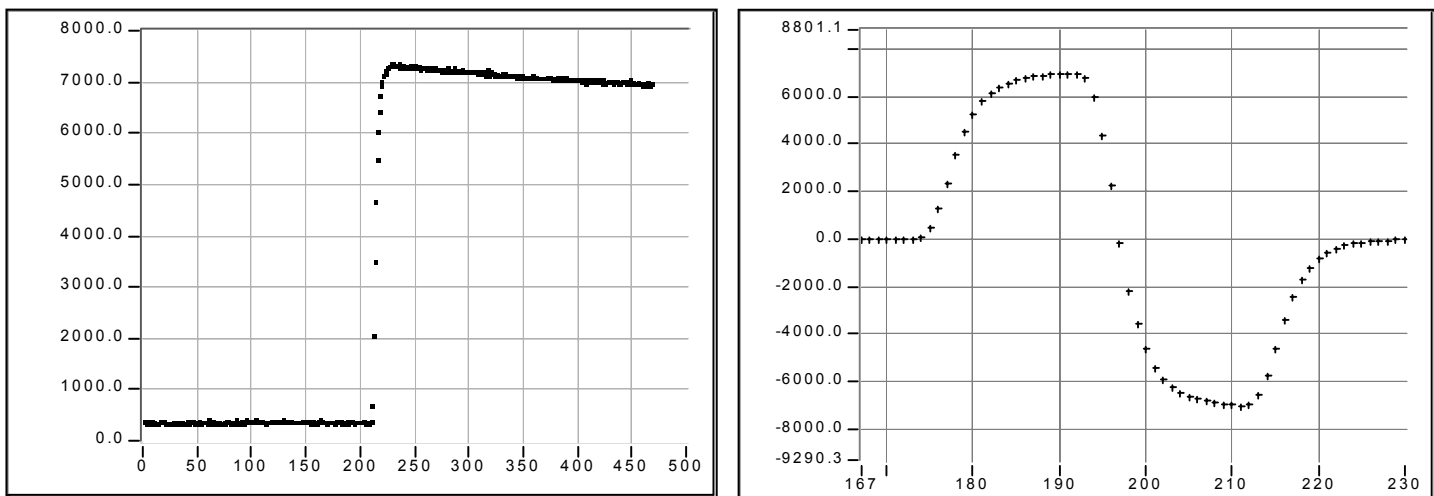


Figure V.22 a) Vue du signal à traiter, b) Signal en sortie du traitement

Dans ces conditions, le signal en sortie de traitement DL²-MM présente un très bon rapport signal à bruit.

On constate en comparant les figures V.21.a et V.22.a que les signaux correspondant à une particule alpha sont comparables. La plus faible sensibilité du préamplificateur de charge dans le deuxième cas, est compensée par un gain de conditionneur plus élevé.

4.3 Particule alpha – petite dynamique de codage

Dans ce cas, la sensibilité du préamplificateur et le gain du conditionneur, permettent de coder en pleine échelle au niveau du convertisseur d'un ion lourd de 250MeV. Le rapport signal du signal à traiter se dégrade fortement par rapport aux figures V.21.a et V.22.a. En effet, le bruit en présence reste le même, mais l'amplitude du signal a fortement diminué.

- sensibilité du PAC : 10mV/MeV,
- gain du conditionneur : 0.25

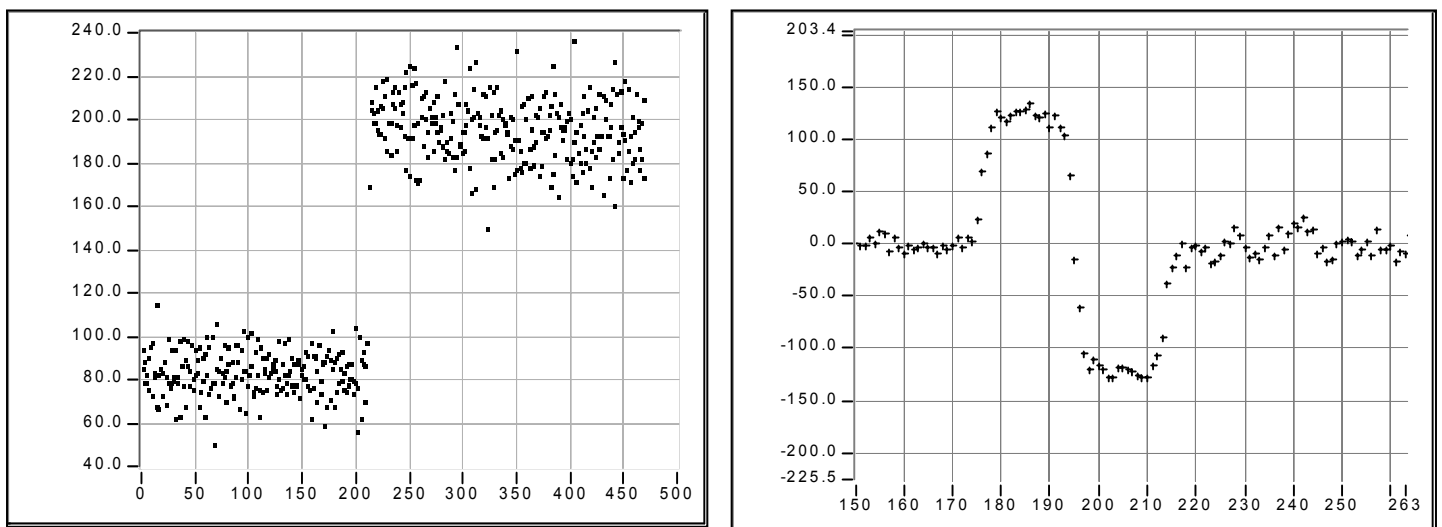


Figure V.23 a) Vue du signal à traiter, b) Signal en sortie du traitement

Même dans des conditions difficiles, le signal en sortie de traitement DL²-MM présente encore un très bon rapport signal à bruit.

4.4 Succession Ion lourd – alpha

Dans les mêmes conditions de sensibilité du préamplificateur et de gain du conditionneur, voyons la réaction du traitement DL²-MM à un alpha succédant à l'ion lourd. Pour permettre la capture d'une particule alpha juste après l'implantation de l'ion lourd, le dispositif de la figure V.24 a été utilisé.

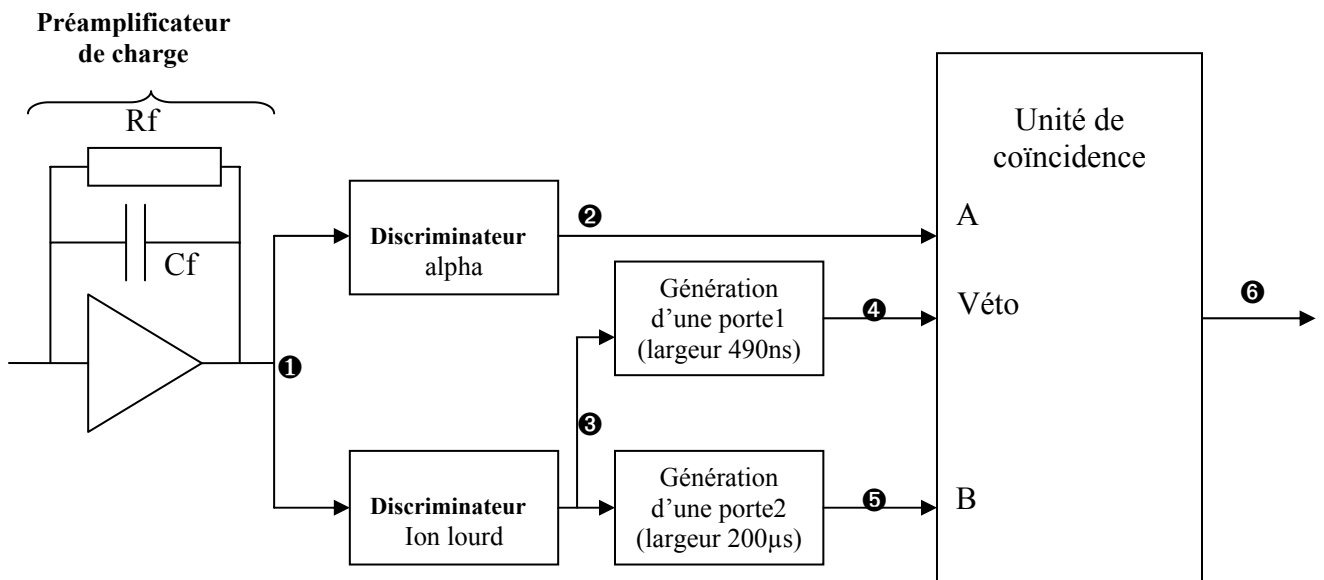


Figure V.24 Dispositif d'acquisition

Le signal ❶ est le signal de sortie du préamplificateur de charge. Ce signal est présenté simultanément à deux discriminateurs. Le premier génère une impulsion (signal ❷) lorsqu'un alpha arrive. Notons que si ce discriminateur détecte les particules alpha, il détecte aussi un ion lourd. Le deuxième discriminateur génère quant à lui une impulsion signal ❸, lorsqu'un ion lourd (Energie > 20MeV) est détecté. Cette impulsion ouvre deux portes logiques. La première de courte durée, signal ❹ est un signal d'inhibition. Elle interdit la prise en compte de la première impulsion du signal ❷ puisque celle-ci ne correspond pas à la détection d'une particule alpha, mais à celle de l'ion lourd. La deuxième fenêtre (signal ❺) qui dure 200 microsecondes, est la fenêtre pendant laquelle on autorise la détection d'une particule alpha. **Le signal ❻ de sortie de l'unité de coïncidence génère donc une impulsion quand un ion lourd est détecté, et qu'une particule alpha arrive moins de 200 microseconde après la détection de l'ion lourd.** La figure V.25 illustre l'évolution de ces différents signaux.

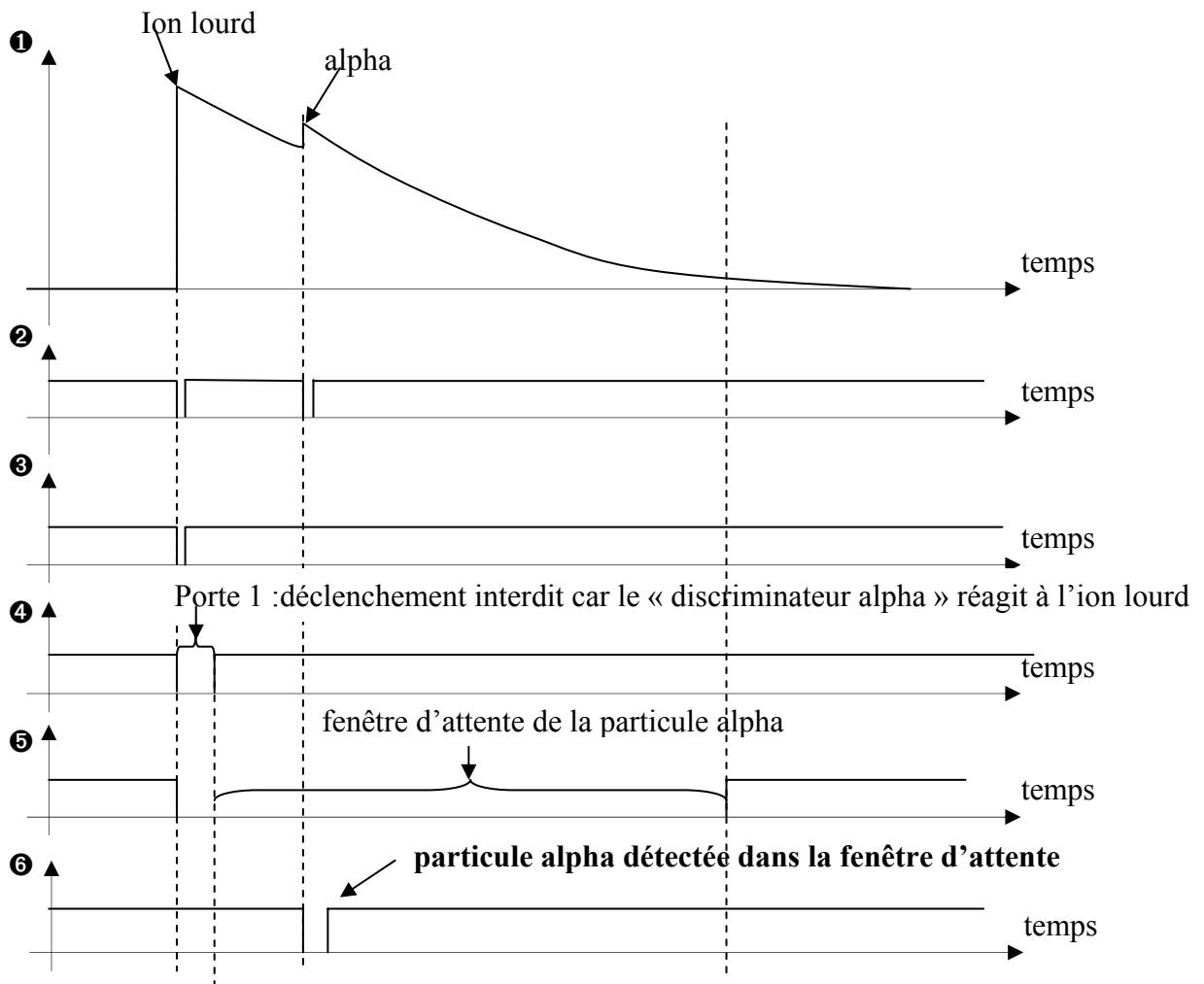


Figure V.25 Chronogrammes des différents signaux(❶ à ❹) repérés sur la figure V.24 L'unité de coïncidence génère une impulsion signal ❹ uniquement lorsqu'une particule alpha est détectée dans la fenêtre d'attente qui suit l'ion lourd.

La Figure V.26 représente une particule alpha enregistrée dans ces conditions, et le résultat de son traitement par la méthode DL²-MM.

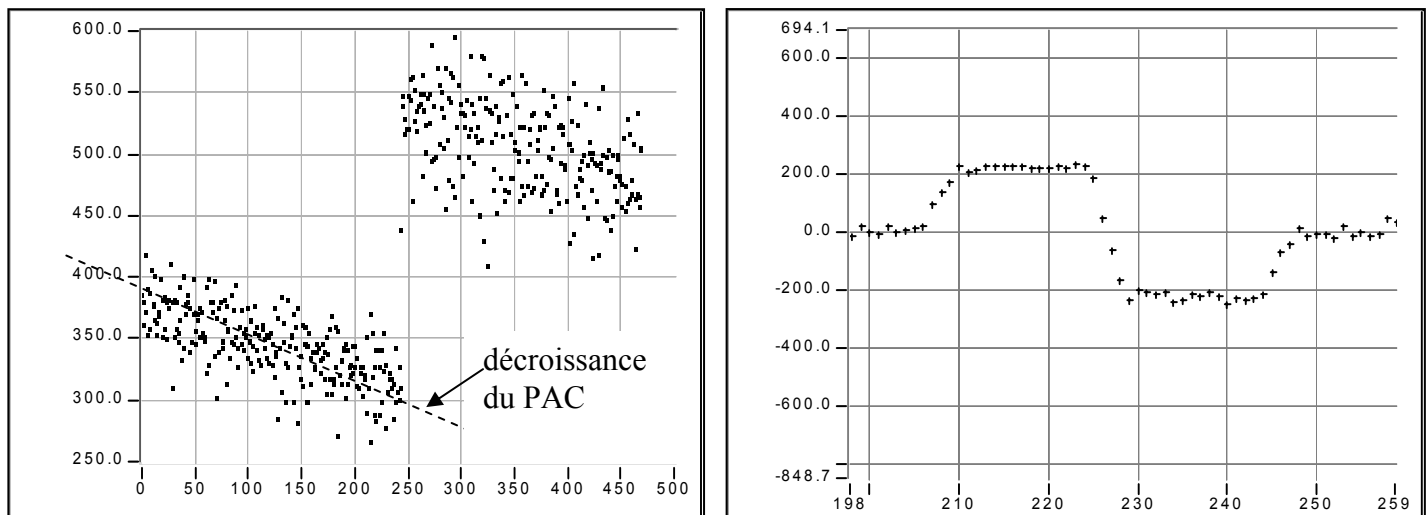


Figure V.26 a) Vue du signal à traiter, b) Signal en sortie du traitement (DL=475ns, MM=4)

4.5 Conclusion des tests de la voie temps

Le traitement DL²-MM satisfait pleinement aux contraintes de la voie temps. Dans des conditions expérimentales voisines des plus sévères spécifications du cahier des charges, le traitement DL²-MM permet une détection de la particule alpha dans de très bonnes conditions. L'immunité au bruit du signal après DL²-MM est très bonne et le retard introduit par le traitement est inférieur à 100ns.

5 Conclusion

Les traitements numériques évalués tant pour la voie énergie que pour la voie temps donnent satisfaction. Leurs performances sont néanmoins conditionnés par la nature (intensité et composition fréquentielle) du bruit en présence. Si la dynamique de codage du convertisseur ne suffit pas, pour analyser un signal d'amplitude A, il est possible d'affecter deux voies d'IRIS à l'analyse de ce signal. Le réglage du gain du conditionneur ainsi que celui de l'offset permettront de destiner une voie à la dynamique [0 ; A/2] du signal et l'autre voie à la partie [A/2 ; A]. Cette approche sera limitée à deux voies en parallèle, car les préamplificateurs de charge utilisés aujourd'hui ne présentent pas un rapport signal sur bruit qui justifie le codage de leur signal de sortie sur 15 bits.

Les essais présentés dans ce chapitre ont été réalisés avec un prototype d'une voie IRIS (cf annexe 1). La structure générale d'IRIS telle qu'elle a été décrite jusqu'ici est tout à fait adaptée aux applications reposant sur le traitement de forme d'un signal analogique. Le prochain paragraphe sera consacré à une intégration d'IRIS au format VXI-C largement utilisé en instrumentation nucléaire. Avec la solution proposée, seule la carte fille intégrant le conditionneur et le convertisseur analogique/numérique doit être adapté aux performances (dynamique, bande passante) de l'ensemble détecteur-préamplificateur auquel il est associé.

6. Intégration au format VXI

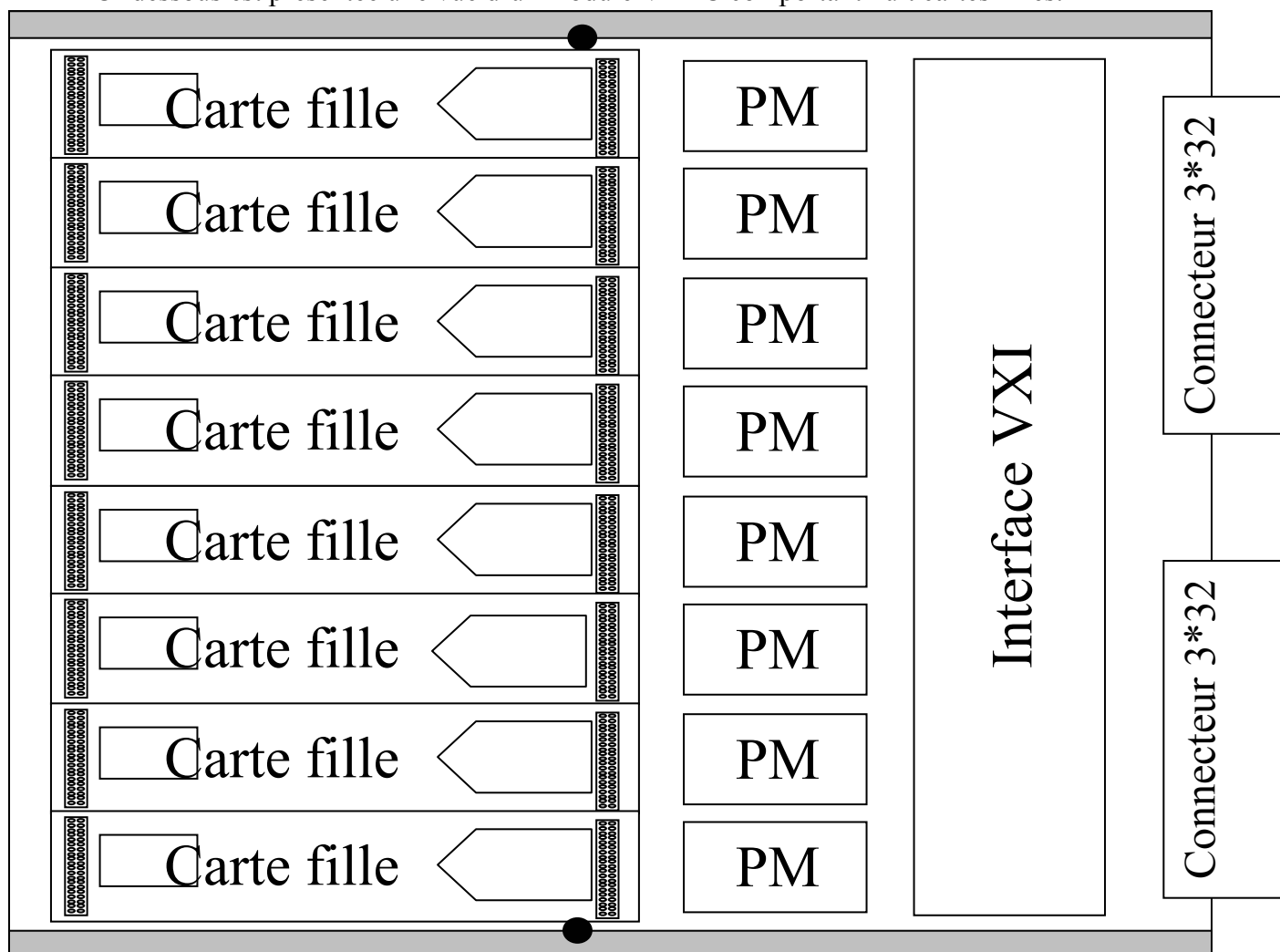
Le standard VXI est très utilisé en instrumentation nucléaire. Il autorise la gestion d'un grand nombre de voies tout en respectant des règles de compatibilité électromagnétique permettant ainsi de préserver les signaux analogiques.

La version proposée ci-dessous comporte 8 voies par module. Pour une solution comportant une centaine de voies, 13 modules identiques seraient nécessaires. Sachant qu'un châssis VXI autorise l'utilisation de 12 modules (en plus du « slot 0 » permettant le fonctionnement du châssis), deux châssis seraient nécessaires pour utiliser une centaine de voies IRIS.

Bilan des consommations pour chaque voie:

	-5V	+5
Conditionneur	150 mA	150 mA
Trigger		90 mA
Plan Mémoire		150 mA
Interface VXI		200 mA

Ces consommations sont tout à fait adaptées aux puissances des châssis VXI-C disponibles. Ci-dessous est présentée une vue d'un module VXI-C comportant huit cartes filles.



Chapitre V – Les Tests

Le prochain chapitre va être consacré à une application différente de la recherche des noyaux super-lourds. Elle met également en œuvre un convertisseur analogique numérique, et son principe repose sur l'analyse de forme des impulsions délivrées par un préamplificateur de courant.

CHAPITRE VI

TRAITEMENTS DE FORME
Exemple d'application

1. Introduction

Les traitements numériques de la voie énergie (cf § V.3) ont tous pour but de mesurer, avec le meilleur rapport « signal à bruit », l'amplitude du signal délivré par le préamplificateur de charge (noté PAC).

Le PAC a été conçu, pour délivrer un échelon de tension dont l'amplitude est proportionnelle à la totalité de la charge créée par ionisation dans le détecteur.

Un autre type de préamplificateur, dit de courant (noté PAI voir [INS]), fournit à chaque instant une tension image du courant issu du détecteur. Ce courant est induit par le mouvement des charges au sein du détecteur.

Tant que ces charges sont en mouvement dans le détecteur, elles induisent sur les électrodes de celui-ci un courant. Le théorème de RAMO formalise ce phénomène. La forme de l'impulsion de courant renseigne sur la quantité de charge créée, mais aussi sur son mouvement. Celui-ci est fonction des conditions de collections des charges, et notamment du champ électrique qui règne en tout point du détecteur.

2. Théorème de RAMO

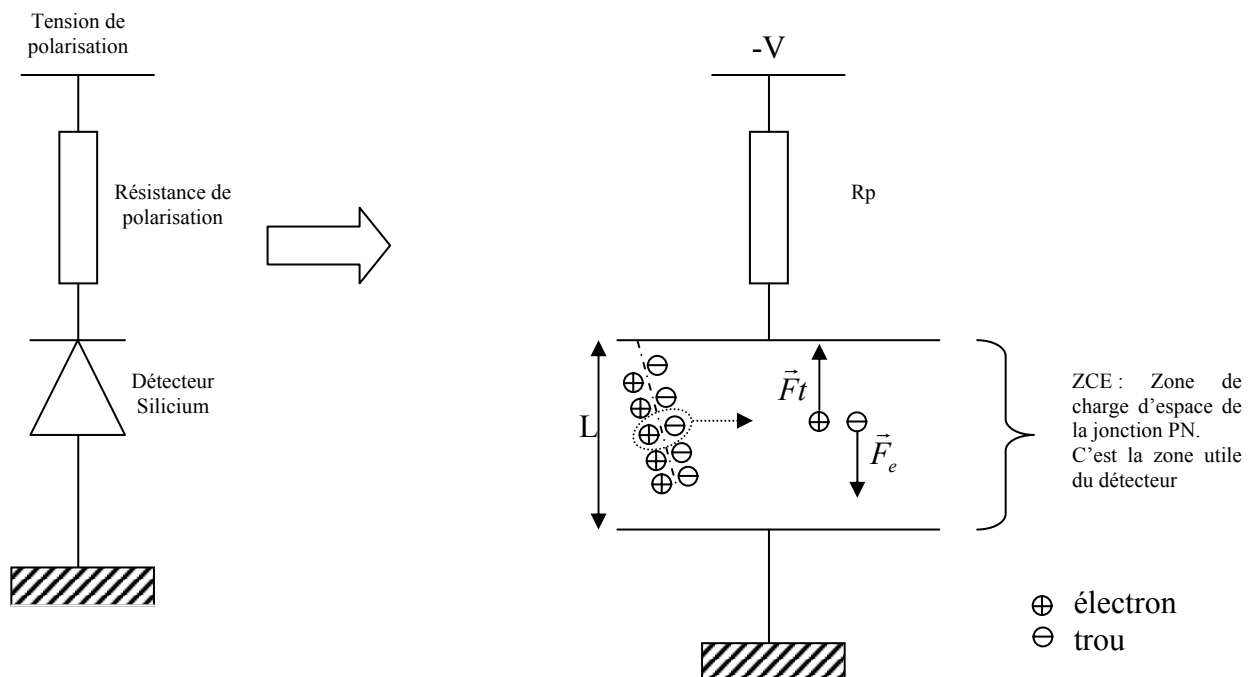


Figure VII.1 Illustration du théorème de RAMO

En présence d'un champ électrique seul (sans champ magnétique), une charge $+q$ est soumise à une force :

$$\vec{F} = q \times \vec{E} \quad \text{Eq(VII.1)}$$

Sous l'effet de cette force F , la charge $+q$ se déplace d'une distance dx . Ce déplacement correspond à un travail élémentaire noté dW qui s'exprime :

$$dW = F \cdot dx = q \cdot E \cdot dx \quad \text{Eq(VII.2)}$$

Ce travail de collection (déplacement) de la charge est produit par l'alimentation électrique, pendant un temps dt :

$$dW = V \cdot i \cdot dt \quad \text{Eq(VII.3)}$$

On peut déduire des équations VII.2 et VII.3 :

$$i = q \frac{E}{V} \frac{dx}{dt} \quad \text{Eq(VII.4)}$$

Or, un déplacement dx de la charge pendant un temps dt , correspond à la vitesse v de celle-ci. On peut alors noter, dans le cas d'un détecteur, au sein duquel règne un champ électrique uniforme:

$$i = q \frac{E}{V} v \quad \text{Eq(VII.5)} \quad \begin{array}{l} V : \text{tension de polarisation,} \\ v : \text{vitesse de la particule.} \end{array}$$

Dans l'hypothèse d'un champ électrique uniforme, on peut exprimer ce champ en fonction de la taille du détecteur et de la tension électrique appliquée :

$$E = \frac{V}{L} \quad \text{Eq(VII.6)}$$

A partir des équations 5 et 6, on peut écrire alors:

$$i = \frac{q}{L} v \quad \text{Eq(VII.8)}$$

Comme par définition d'un courant électrique :

$$i = \frac{dq}{dt} \quad \text{Eq(VII.9)}$$

On exprime finalement la charge induite sur les électrodes du détecteur :

$$dq = q \frac{dx}{L} \quad \text{Eq(VII.10)}$$

Comme il s'agit d'une variation de charge, considérée pendant un temps dt , on peut conclure que le courant délivré par le détecteur dépend :

- de la valeur de la charge mise en mouvement (charge unique q , dans cet exemple),
- de la distance parcourue par cette charge pour rejoindre son électrode de collection.

La connaissance des conditions expérimentales (géométrie et nature du détecteur [HEN90], tension de polarisation), couplée à la mesure de l'impulsion de courant, permet de connaître le parcours des charges dans le détecteur.

Or, lors de l'interaction particule/détecteur, la quantité de charges créées ainsi que l'endroit de création (dans le détecteur), dépendent de la nature de la particule, de son énergie, et du détecteur lui-même.

3. Formule de Bethe – Notion de parcours

La formule de Bethe formalise l'ionisation créée, lors de l'interaction d'une particule avec de la matière.

Dans notre cas, on se limite au phénomène d'ionisation locale du détecteur. On appelle ionisation, l'arrachement d'un électron d'un atome, sous l'effet d'une particule incidente.

Le développement permettant l'obtention de la formule [INS] suivante ne présente pas d'intérêt pour notre étude.

Aussi, on admettra l'expression de la perte d'énergie (dE) de la particule incidente, correspondant à un parcours (dx) dans le détecteur :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 \cdot e^4}{m_e v^2} N \cdot Z \left[\log \frac{2m_e v^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_K}{Z} \right] \quad \text{Eq(VII.11)}$$

Cette perte d'énergie par unité de longueur, est appelée **pouvoir d'arrêt linéaire**.

Commentaires

- On note $\beta=v/c$ (avec $c=3.10^8$ m/s et v : vitesse de la particule) ,
- $I=11.5 Z$ eV,
- $\log(1-\beta^2)$ et β^2 sont des termes de correction relativiste,
- C_K/Z est lié à la difficulté particulière d'ioniser les électrons K,
- z nombre de protons de la particule incidente,
- Z , numéro atomique du matériau constituant détecteur,
- N , nombre d'atome de numéro atomique Z par unité de volume (du détecteur),
- v , vitesse de la particule incidente.

Analyse de la formule de Bethe

En exprimant dans l'équation VII.11, la vitesse de la particule (ou projectile) en fonction de son énergie E et de sa masse mp, (E=mpv²) :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi.z^2.mp.e^4}{m_e E} N.Z \left[\log \frac{2m_e E}{mp.I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_K}{Z} \right] \quad \text{Eq(VII.12)}$$

Il ressort de cette équation que la perte d'énergie (donc aussi le nombre de paires créée) par unité de longueur est fonction de l'énergie de la particule (E), mais aussi de sa masse (mp).

Des codes de calcul disponibles permettent de connaître la distance parcourue par une particule dans un détecteur donné. Il est nécessaire de préciser les caractéristiques de la particule (énergie, nombre de protons et nombre de neutrons), ainsi que celles du détecteur. Ci-dessous sont présentés les résultats concernant deux couples d'isotopes.

Nom de l'ion	Nbre de protons	Nbre de neutrons	Energie (MeV)	Parcours (µm)
¹² C	6	6	80	130.51
¹³ C	6	7	80	124.95
³² S	16	16	140	63.27
³³ S	16	17	140	61.71

Table VII.1 Pertes d'énergie dans un détecteur silicium (épaisseur 300µm), obtenues avec le code de calcul INDRALOSS.

Les différences de longueurs de parcours sont petites, de l'ordre de quelques pour cent. De plus les impulsions de courant sont brèves (moins de 50ns).

En conséquence, le préamplificateur de courant doit donc être un dispositif électronique large bande pour transmettre sans intégrer (donc déformer) les impulsions de courant.

Il doit aussi présenter un bruit propre très faible pour permettre une analyse de forme de l'impulsion la plus précise possible.

Une application directe de ce principe d'identification, est la distinction de deux isotopes (développée au §VII.4). Deux ions de même énergie sont implantés dans le détecteur. La charge créée est identique (puisque les ions ont la même énergie), mais le parcours des deux isotopes est différent. En effet, il est lié à la masse (donc au nombre de nucléons) de chaque isotopes.

C'est la différence de pouvoir d'arrêt linéaire des deux isotopes qui va être utilisé pour les discriminer.

4. Traitements de forme – Application à la séparation d'isotopes

4.1 Présentation

Comme nous l'avons vu précédemment, le pouvoir d'arrêt linéaire (dE/dx) d'un matériau est fonction de sa nature, mais aussi de celle du projectile incident. Par application de ce principe, deux isotopes de même énergie mais de masse différente doivent donc présenter des parcours différents dans le détecteur.

Par conséquent, dans les mêmes conditions expérimentales (détecteur, tension de polarisation), les courants induits par le mouvement des charges (créées par ionisation) vers les électrodes du détecteurs doivent aussi être différents.

L'approche proposée consiste à exploiter les différences des deux impulsions de courant chacune associée à un isotope.

Parlons plutôt de traitement de forme que de reconnaissance de forme. Il s'agit en effet d'extraire d'une impulsion de sortie du préamplificateur de courant, les paramètres qui permettent de la caractériser.

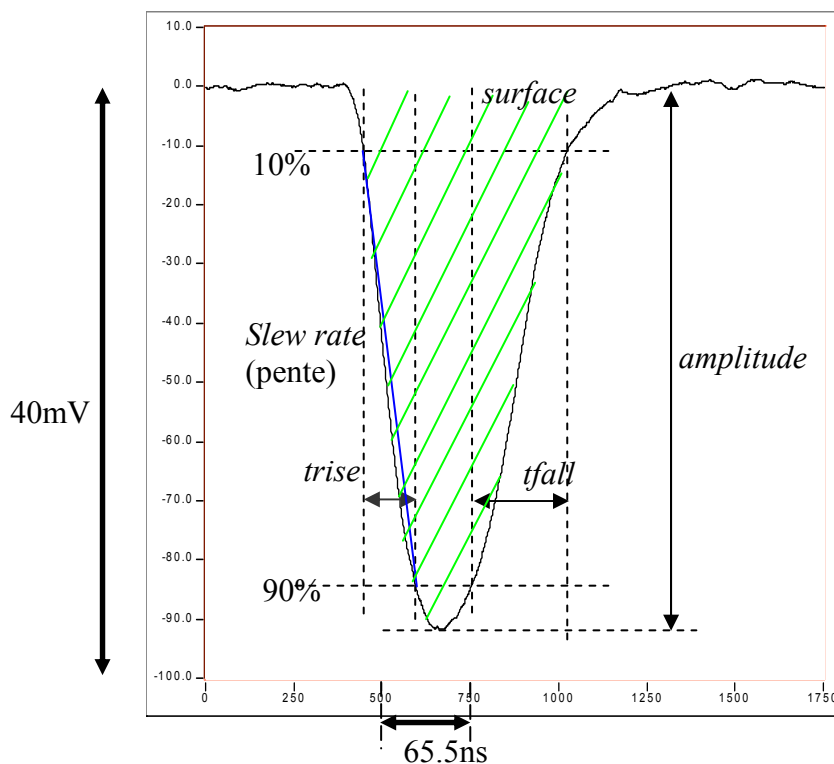


Figure VII.2 Chronogramme d'une impulsion de courant en sortie d'un détecteur Silicium de 100mm^2 . Mesure effectuée en face arrière avec une tension de polarisation supérieure à la tension de déplétion totale.

Les paramètres de l'impulsion utilisés pour l'analyse, sont ceux couramment considérés, lorsque de façon générale on cherche à caractériser une impulsion.

Voyons leur signification physique dans le cas d'une impulsion de courant délivrée par un détecteur semi-conducteur.

Surface

La surface (l'intégrale) de l'impulsion de courant, donne la charge créée par la particule, dans le détecteur.

Amplitude

Elle est fonction de la quantité de charge créée dans le détecteur, mais aussi de « l'endroit de création » dans le détecteur (cf §VII.2).

tfall

Il représente le temps de collection des charges (électrons et trous). La forme de ce front de décente (fall) dépend de la distance qui sépare les électrons et les trous de leur électrode respective de collection.

trise

Le temps de montée (rise) de l'impulsion est lié à un phénomène de plasma créée au sein du détecteur [AIE99] et [PAU94a].

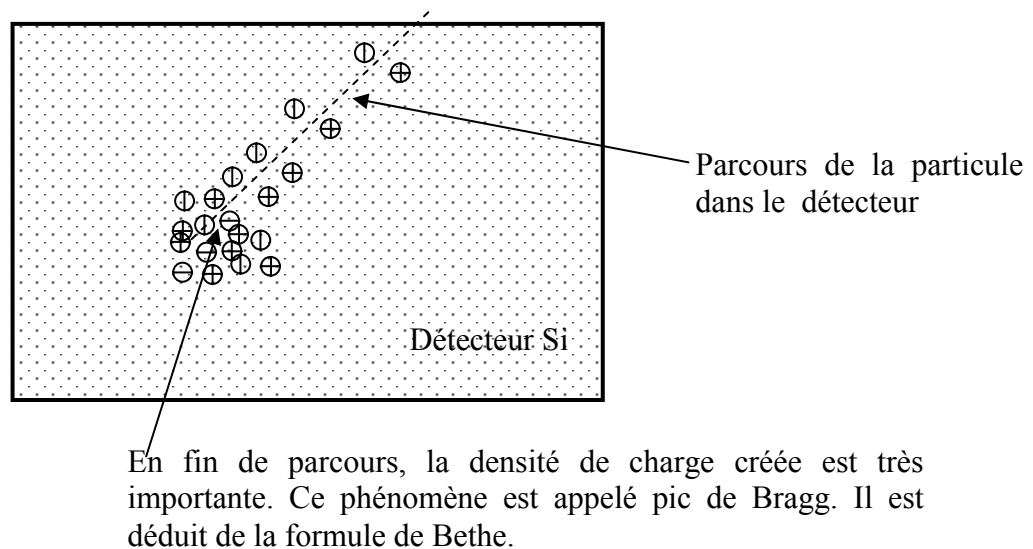


Figure VII.3 Illustration des phénomènes d'ionisation au sein d'un détecteur Silicium.

La densité importante de charges créées en fin de parcours, peut engendrer des inversions locales de champ électrique. La collection réelle des charges ne commence que lorsque ce plasma s'est érodé.

Exemples

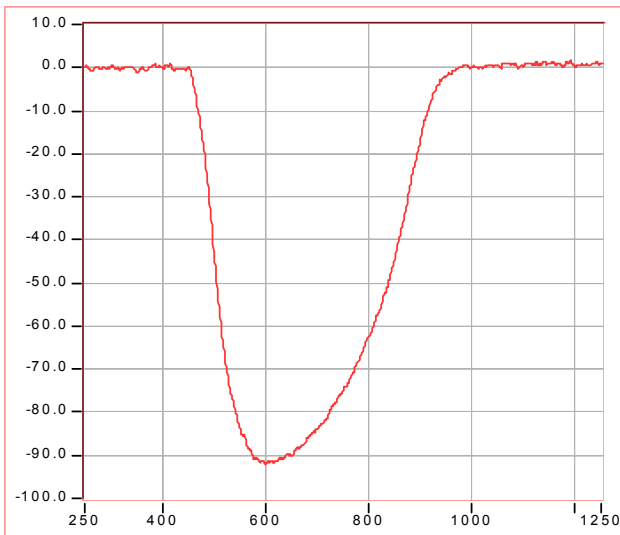
Les deux impulsions de courant présentées ci-dessous, illustre les différences de formes observées dans le cas de deux ions de nature et d'énergie différentes, avec des conditions expérimentales (détecteur et préamplificateur de courant) identiques.

Détecteur Silicium

Epaisseur: 300 μ m
 Surface: 100mm²
 Mesures effectuées en face arrière
 Tension de polarisation: 190V

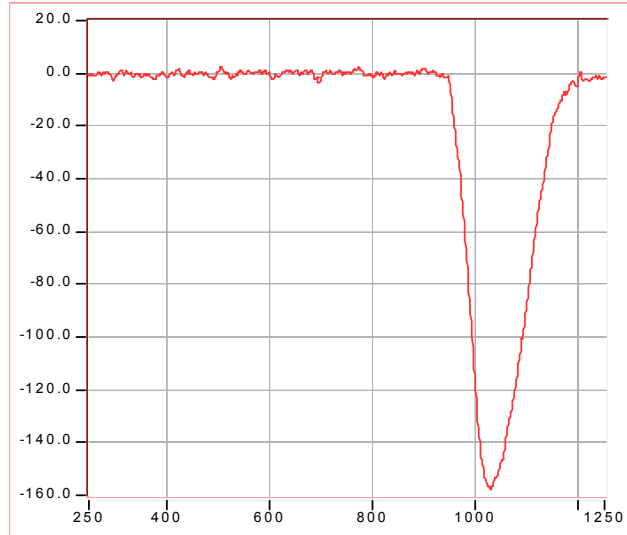
Les chronogrammes présentés ci-dessous ont été enregistrés avec la même base de temps: 250ps/pt.

Cas ❶ particule : ³²S à 140MeV
 Sensibilité verticale : 10mV/div



trise : 77ns
 tfall : 208ns
 slewrate* : -2.79
 amplitude : 1110mV

Cas ❷ particule : ¹²C à 30MeV
 Sensibilité verticale : 3mV/div



trise : 52ns
 tfall : 96ns
 slewrate* : -2.4
 amplitude : 471mV

Figure VII.4 Chronogrammes d'impulsion de courant en sortie d'un détecteur Silicium pour deux ions de nature et d'énergie différentes.

On note une différence de forme d'impulsion (pas seulement d'amplitude) en sortie du préamplificateur de courant, alors que lorsqu'on utilise un préamplificateur de charge c'est l'amplitude du signal qui est porteuse d'information.

Informations complémentaires

- le slew rate indiqué tient compte de la différence de calibre (sensibilité verticale),
- le parcours du ³²S dans le détecteur Si est voisin de 60 μ m, alors qu'il avoisine 30 μ m pour un ion ¹²C à 30MeV.

Analyse qualitative

Pour chaque paramètres de l'impulsion, vérifions que les résultats obtenus dans le cas des deux ions sont en accord avec les résultats attendus qui découlent de la connaissance du pouvoir d'arrêt linéaire du détecteur.

trise

Il est d'autant plus grand que le nombre de charge créées est grand (l'effet de plasma est d'autant plus sensible). On vérifie effectivement un temps de montée plus grand dans le cas du ^{32}S .

tfall

Le parcours de l'ion ^{32}S étant plus important que celui du ^{12}C , le temps de collection des charges (trous) est également plus important .

Amplitude

Nous avons vu qu'elle était fonction de la quantité de charge créée et de sa position dans le détecteur. L'ion ^{32}S s'implante plus profondément dans le détecteur que le ^{12}C et la quantité de charge créées est plus importante puisque la particule possède une plus grande énergie.

La mesure des paramètres d'impulsion, dans le cas des deux ions est en accord avec ce qui était prévisible, compte tenu de leur origine physique.

Il s'agissait dans ce paragraphe de présenter les paramètres d'une impulsion de courant délivrée par un détecteur silicium qui permettent d'identifier une particule. Les deux exemples (^{32}S et ^{12}C) présentés, illustrent les différences mesurées concernant les paramètres de l'impulsion de courant pour deux particules de nature et d'énergie différentes.

4.2 L'instrumentation

Afin de vérifier le principe de séparation de deux isotopes, par traitement de forme de l'impulsion de courant issue du détecteur, une campagne de mesure a été réalisée. Elle a eu lieu à l'IPN d'ORSAY sur une des lignes de l'accélérateur Tandem.

Deux faisceaux d'ions (^{12}C et ^{13}C) de même énergie ont successivement été dirigés sur un même détecteur silicium.

4.2.1 Le Tandem

Cet accélérateur est une machine électrostatique qui accélère des ions négatifs injectés par une source d'ions. Ces ions subissent une première accélération sous l'effet d'un champ électrique. Ces ions, en traversant une fine couche de carbone, perdent ensuite une partie de leurs électrons ; on dit qu'ils sont épluchés. La perte de charges négatives (les électrons) rend alors ces ions positifs et ils sont alors accélérés (repoussés) par le champ électrique.

4.2.2 Dispositif instrumental

Etant donnée la mobilité des porteurs (électrons et trous) dans le détecteur silicium, les temps de collection sont très courts. Ceci conduit à une impulsion de courant très brève (moins de 25ns).

C'est la raison pour laquelle, pour numériser le signal de sortie du préamplificateur de courant, nous avons utilisé un oscilloscope numérique qui autorise une fréquence d'échantillonnage très élevée (4Géch/s).

La dynamique attendue étant assez faible dans le cas de deux isotopes, l'oscilloscope représente un bon compromis fréquence d'échantillonnage / résolution.

Ci-dessous sont indiquées les caractéristiques du détecteur ainsi que celles du préamplificateur de courant.

Le détecteur Silicium utilisé présentait les caractéristiques suivantes :

- Surface: 100mm²
- Epaisseur : 300µm
- Tension de polarisation minimale pour déplétion totale : 140V
- Tension de polarisation utilisée : 190V

Le préamplificateur de courant :

- Impédance d'entrée: 50Ω
- Bande passante: 140MHz
- Sensibilité (transimpédance) : 470Ω

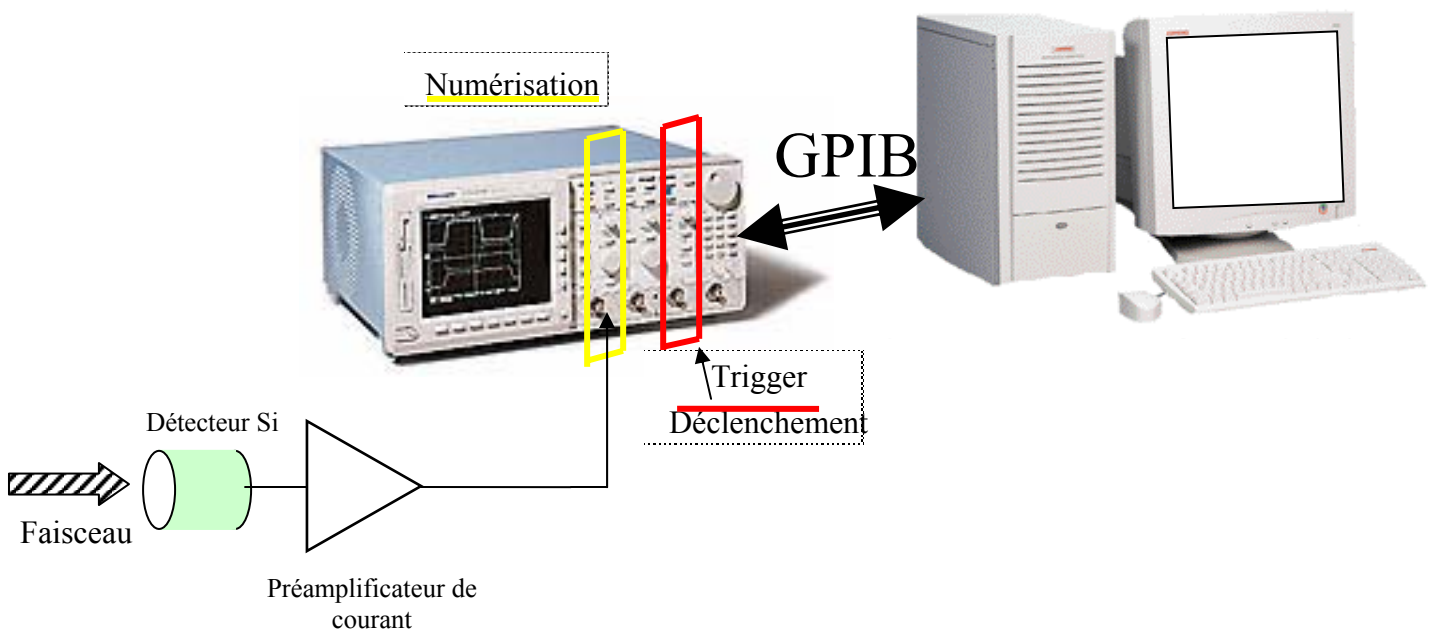


Figure VII.5 Représentation du dispositif instrumental

5. Résultats Obtenus

Pour les deux types d'ions, mille acquisitions ont été effectuées. Pour chaque ion seront présentés moyenne et écarts type, mesurés pour les cinq paramètres d'impulsion retenus pour l'analyse (trise, tfall, amplitude, slew rate, surface).

On introduit ici un rapport noté S (Séparation) qui doit indiquer pour chaque paramètre, son pouvoir de séparation des deux isotopes (^{12}C et ^{13}C). Par exemple, pour le paramètre trise :

$$S_{trise} = \frac{\mu_{trise1} - \mu_{trise2}}{\sigma_{trise1} + \sigma_{trise2}} \quad \begin{array}{l} \text{L'indice 1 correspondant à l'isotope } ^{12}\text{C} \text{ et} \\ \text{l'indice 2 au } ^{13}\text{C}. \end{array}$$

Les mesures de l'ensemble des paramètres pour les mille ions ^{12}C et les mille ions ^{13}C sont présentés en figure VII.6.

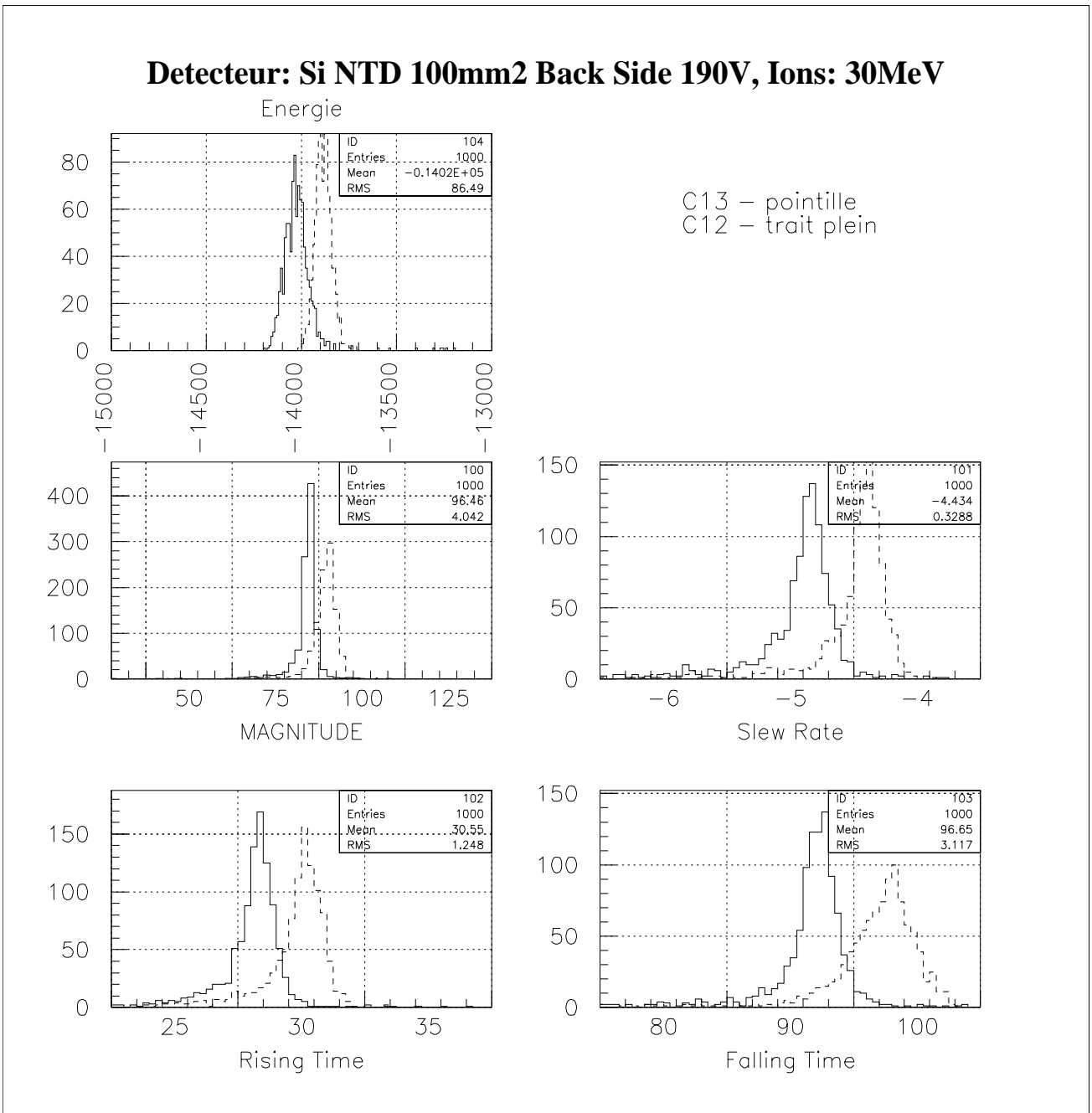


Figure VII.6 Mesures effectuées pour chacun des paramètres avec les ions ^{12}C et ^{13}C . Les moyennes et écarts types concernent l'ion ^{13}C .

Les mesures effectuées permettent de vérifier que l'analyse des paramètres d'une impulsion de courant peut conduire à la discrimination de deux isotopes de même énergie. En effet, on note pour chacun de ces paramètres une valeur moyenne différente selon qu'il s'agisse de l'ion ^{12}C ou de l'ion ^{13}C .

	¹² C		¹³ C		Rapport S	Ecart $\mu_1/\mu_2(\%)$
	Moyenne(μ_1)	Sigma(σ_1)	moyenne(μ_1)	Sigma(σ_2)		
Trise	30.55	1.248	32.28	1.297	0.679	5.66
Tfall	96.65	3.117	101.8	3.575	0.7695	5.32
Slew rate	-4.434	0.3288	-3.997	0.3212	0.6723	10.9
amplitude	96.46	4.042	101.6	5.220	0.554	5.32
énergie	14020	86.49	13880	48.10	0.35	1

Table VII.2 Sont précisés pour chaque paramètre, la moyenne, l'écart type ainsi que la valeur du paramètre S. La dernière colonne indique les différences relatives des moyennes (de chaque paramètre) dans le cas des deux ions ¹²C et ¹³C. Les temps Trise et Tfall sont indiqués en nombre de points (1 point=25ns), l'amplitude est indiquée en nombre de canaux (0 à 255).

La différence de moyennes relative la plus faible est mesurée dans le cas du paramètre énergie. On aurait souhaité obtenir pour ce paramètre la même valeur moyenne, puisque les deux isotopes sont censés être produits à la même énergie. La différence observée peut être liée à la production elle-même (réglage de l'accélérateur) ou à l'incertitude de mesure.

Le paramètre tfall est celui qui présente le plus grand rapport S. C'est le paramètre qui permet le plus de discrimination des deux isotopes. Ce résultat est en accord avec les paramètres de l'impulsion de courant faite au paragraphe VI.4.1. Ce paramètre tfall est lié à la collection (migration) des charges créées par la particule dans le détecteur. L'ion ¹³C s'implante plus profondément dans le détecteur que l'ion ¹²C, la collection des charges créées en fin de parcours est donc plus longue dans le cas de l'ion ¹³C.

Sont ensuite présentés les paramètres d'analyse de l'impulsion sur diagrammes bi-variés. Pour chaque diagramme, sont présentés dans la colonne de gauche les mesures effectuées pour l'ion ¹²C, et dans celle de droite, les mesures effectuées pour l'ion ¹³C.

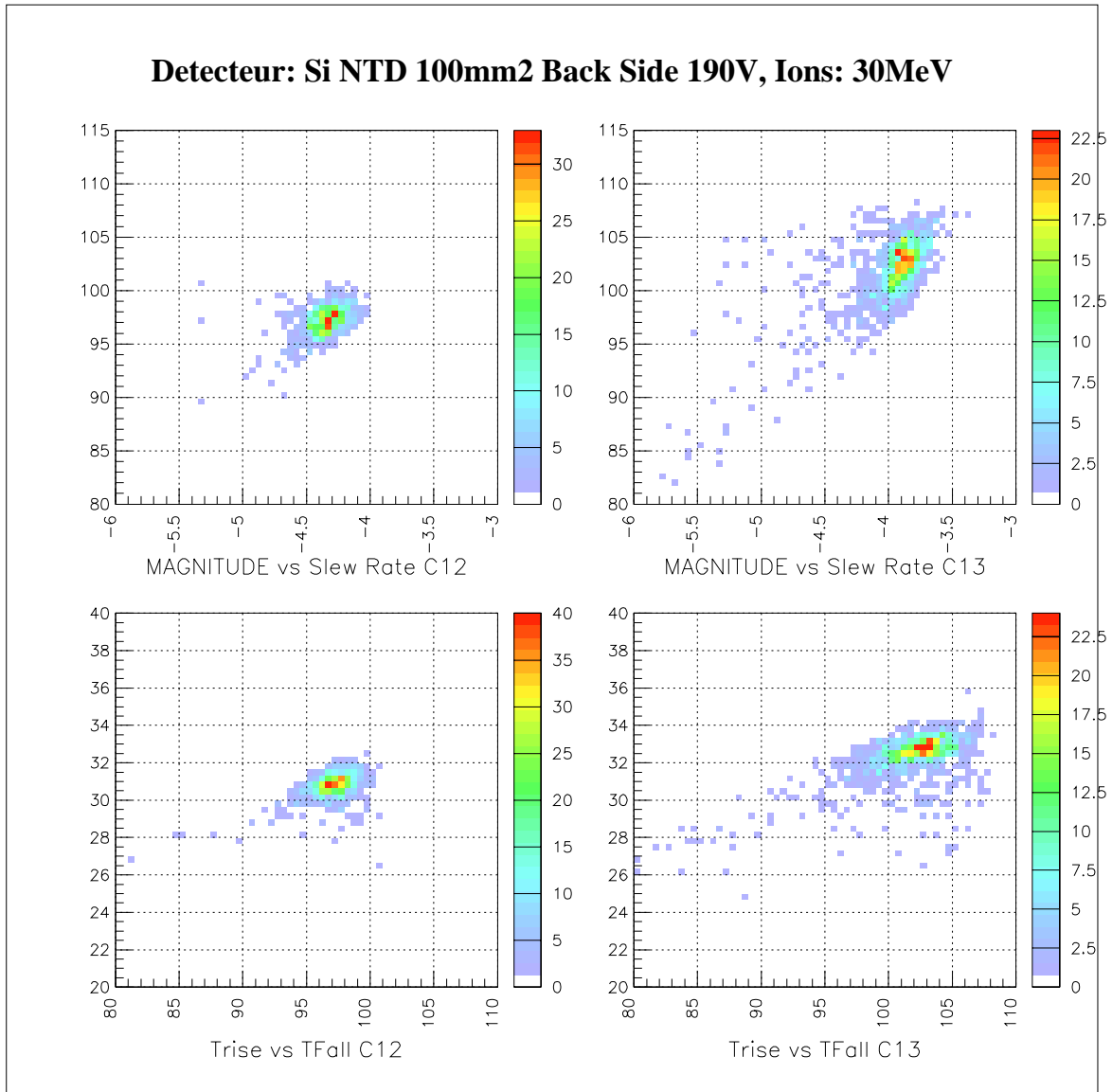


Figure VII.7 Représente pour les deux ions, le paramètre amplitude en fonction du slew rate, ainsi que le paramètre trise en fonction du paramètre tfall. La différence de position du spot entre la colonne de gauche (ion ^{12}C) et la colonne de droite (ion ^{13}C) indique la possibilité de discriminer les deux isotopes.

Un ion ^{13}C génère une impulsion de courant de plus grande amplitude, et de temps de descente Tfall plus longue que dans le cas de l'ion ^{12}C .

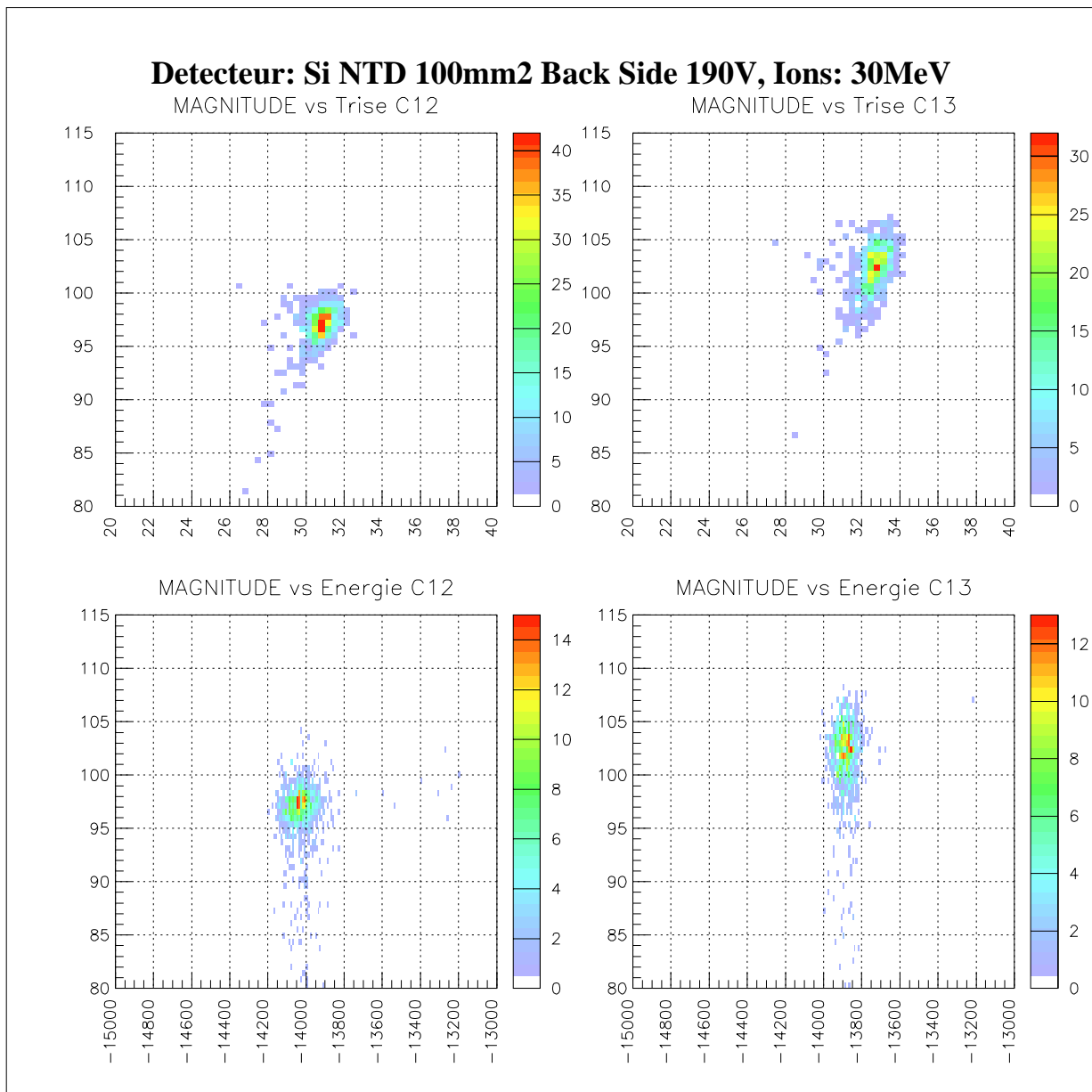


Figure VII.8 Représente pour les deux ions, le paramètre amplitude en fonction de trise, ainsi que le paramètre amplitude en fonction du paramètre énergie. La différence de position du spot entre la colonne de gauche (ion ^{12}C) et la colonne de droite (ion ^{13}C) indique la possibilité

Un ion ^{13}C génère une impulsion de courant qui présente un temps de montée (Trise) plus grand que dans le cas de l'ion ^{12}C .

6. Conclusion

Le paramètre énergie est celui dont on dispose lorsque l'on utilise une chaîne d'instrumentation traditionnelle. Celui-ci, renseigne sur la quantité de charge créées par ionisation dans le détecteur. Il ne permet pas par principe de discriminer deux isotopes de même énergie.

Cette étude a montré que d'autres paramètres, accessibles après numérisation du signal de courant en sortie d'un détecteur silicium, rendent possible la discrimination de deux isotopes de même énergie.

CONCLUSION

Comme il a été présenté dans ce rapport, l'observation d'un noyau super-lourd nécessite de mesurer l'énergie du noyau de fusion, mais aussi d'enregistrer sa chaîne de décroissance alpha. Cela nécessite l'utilisation d'un ensemble électronique acceptant une grande dynamique d'énergie, tout en présentant un temps de récupération court. Après avoir montré les limites de l'instrumentation classique pour cette application, le système d'Identification Rapide des Ions et de Spectroscopie (IRIS) a été détaillé.

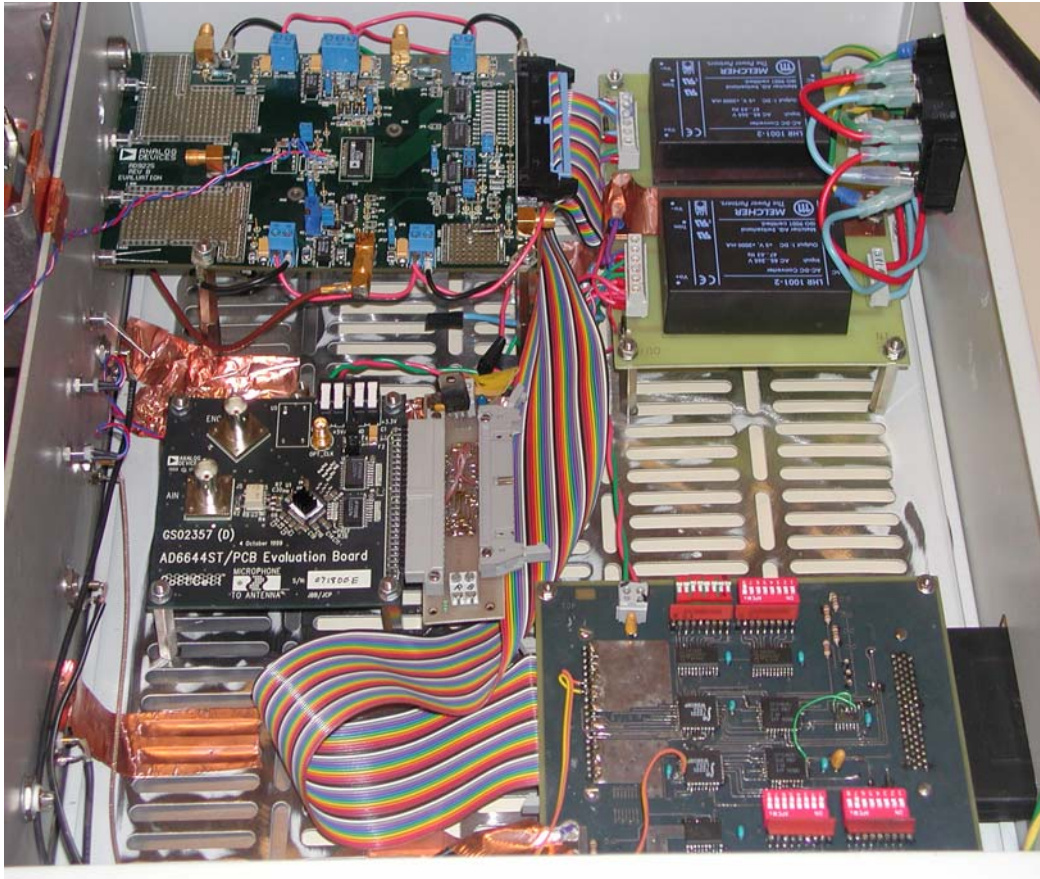
Son principe qui consiste à numériser le signal de sortie d'un préamplificateur de charge et à lui appliquer simultanément deux traitements numériques, un pour détecter la particule et l'autre pour mesurer l'énergie qu'elle a perdue dans le détecteur paraît très intéressant.

Une approche toute analogique ne permettait le réglage que de certains paramètres du traitement, mais la nature de ce traitement serait figée puisque câblée. Le caractère programmé des traitements présente plusieurs avantages. Il autorise le réglage manuel ou automatique des paramètres du traitement, mais surtout permet de changer (par programmation) sa nature. Puisqu'il est possible avec un même matériel de réaliser différents traitements, IRIS est utilisable pour de nombreuses autres applications que la recherche des noyaux de fusion super-lourds. Un traitement programmé présente également l'avantage d'être parfaitement reproductible et stable dans le temps. Ceci est appréciable lorsque l'application nécessite un grand nombre de voies, pendant des durées relativement longues. Enfin, la programmation des traitements permet d'estimer sans biais ou incertitude le comportement et les performances d'un traitement numérique avant de l'implanter dans un module IRIS. Dans le chapitre IV, différents traitements numériques ont été étudiés et traités. Ainsi, on a pu montrer que le traitement DL²-MM semble tout à fait adapté aux exigences de la détection du noyau résiduel implanté dans le détecteur silicium.

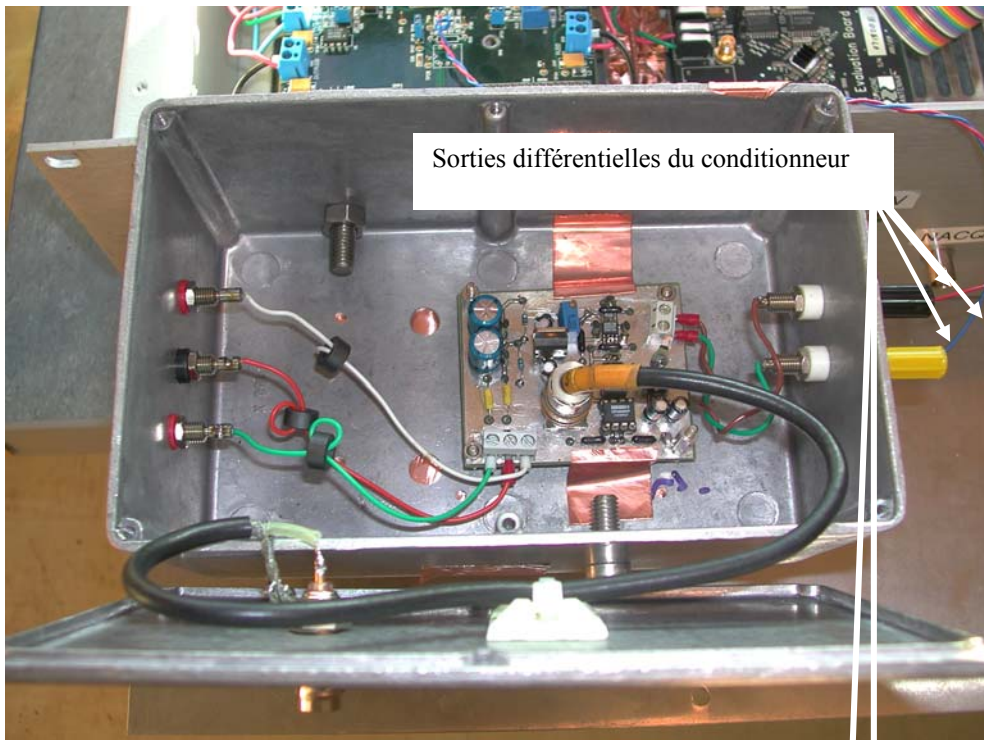
La dynamique en énergie gérée par une voie IRIS est liée à celle de son convertisseur analogique/numérique. Dans l'hypothèse où une dynamique de 14 bits (proposée aujourd'hui) n'est pas suffisante, il est possible de consacrer plusieurs voies IRIS au traitement d'un même signal de préamplificateur. Cependant, compte tenu des performances (dynamique, niveau de bruit, bande passante) des préamplificateurs utilisés et en considérant les détecteurs auxquels ils sont associés (bruit et capacité propres), la dynamique de 14 bits d'une voie IRIS paraît suffisante. Notons toutefois que l'amélioration permanente des performances des convertisseurs devrait profiter à notre système. En effet, sans autre modification que le remplacement du convertisseur, il sera possible, tout en conservant une même fréquence d'échantillonnage, de proposer une numérisation sur un nombre de bits effectifs plus élevé. Cette évolution des convertisseurs analogique/numérique devrait aussi permettre, tout en conservant une dynamique de 14 bits, d'échantillonner et de numériser le signal à une fréquence plus élevée.

Les performances du système IRIS devraient autoriser, à court terme, son intégration à l'instrumentation des expériences de physique nucléaire.

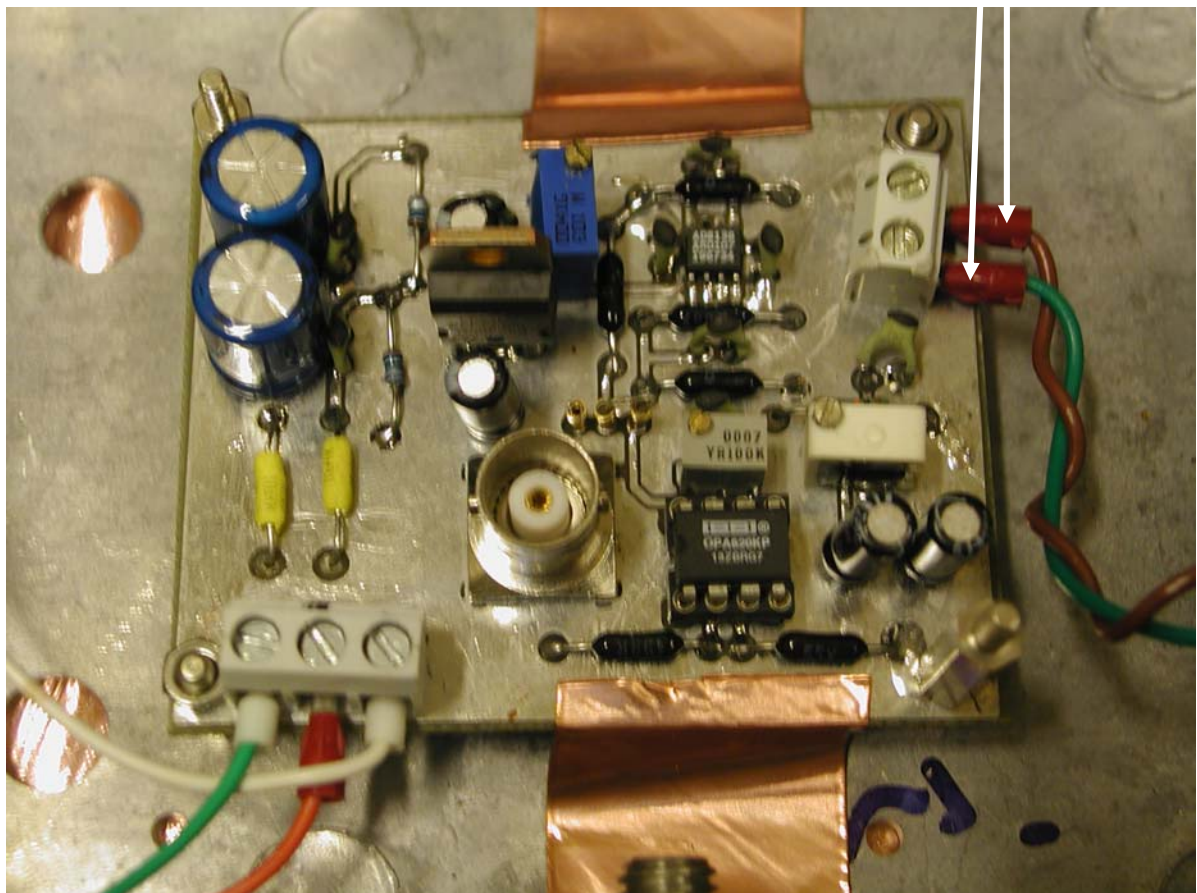
ANNEXES



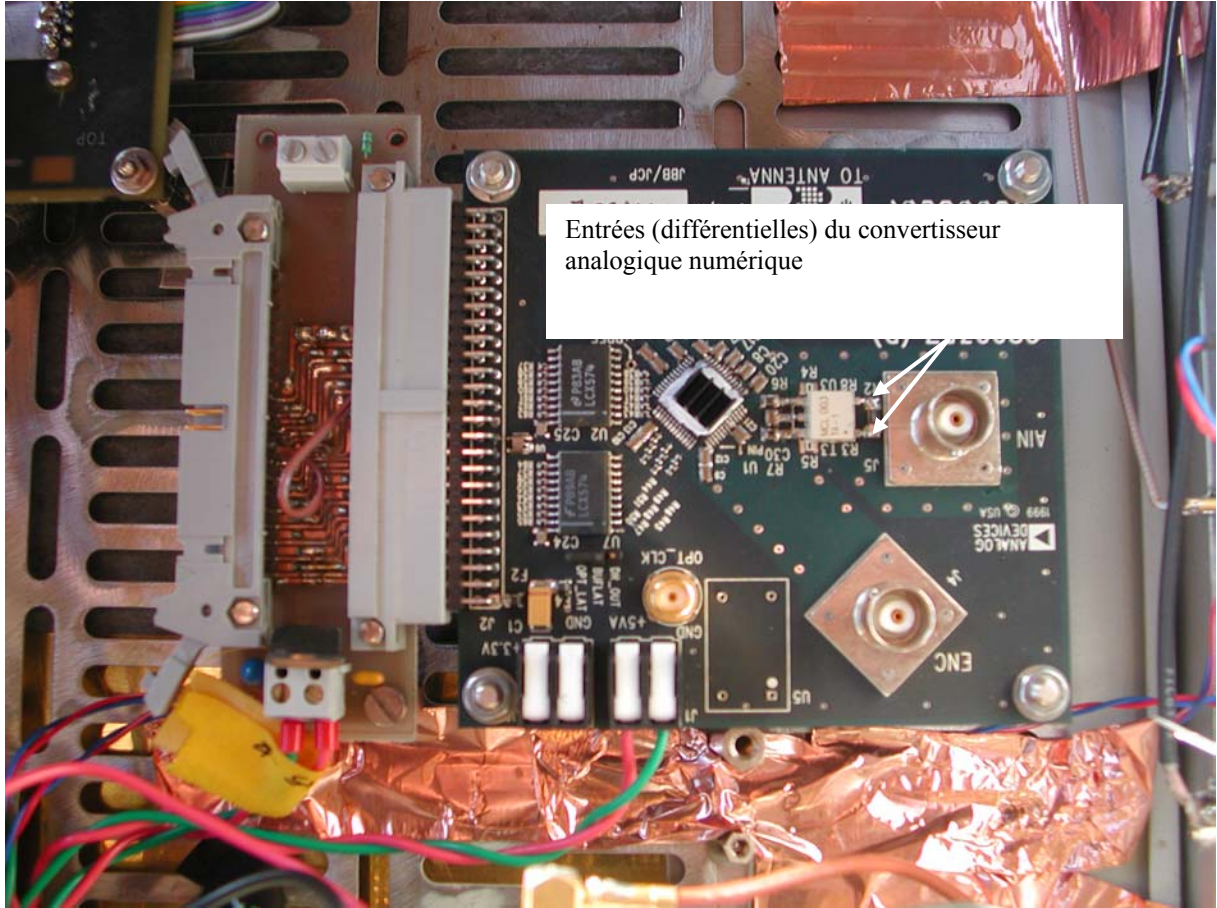
Vue générale d'IRIS



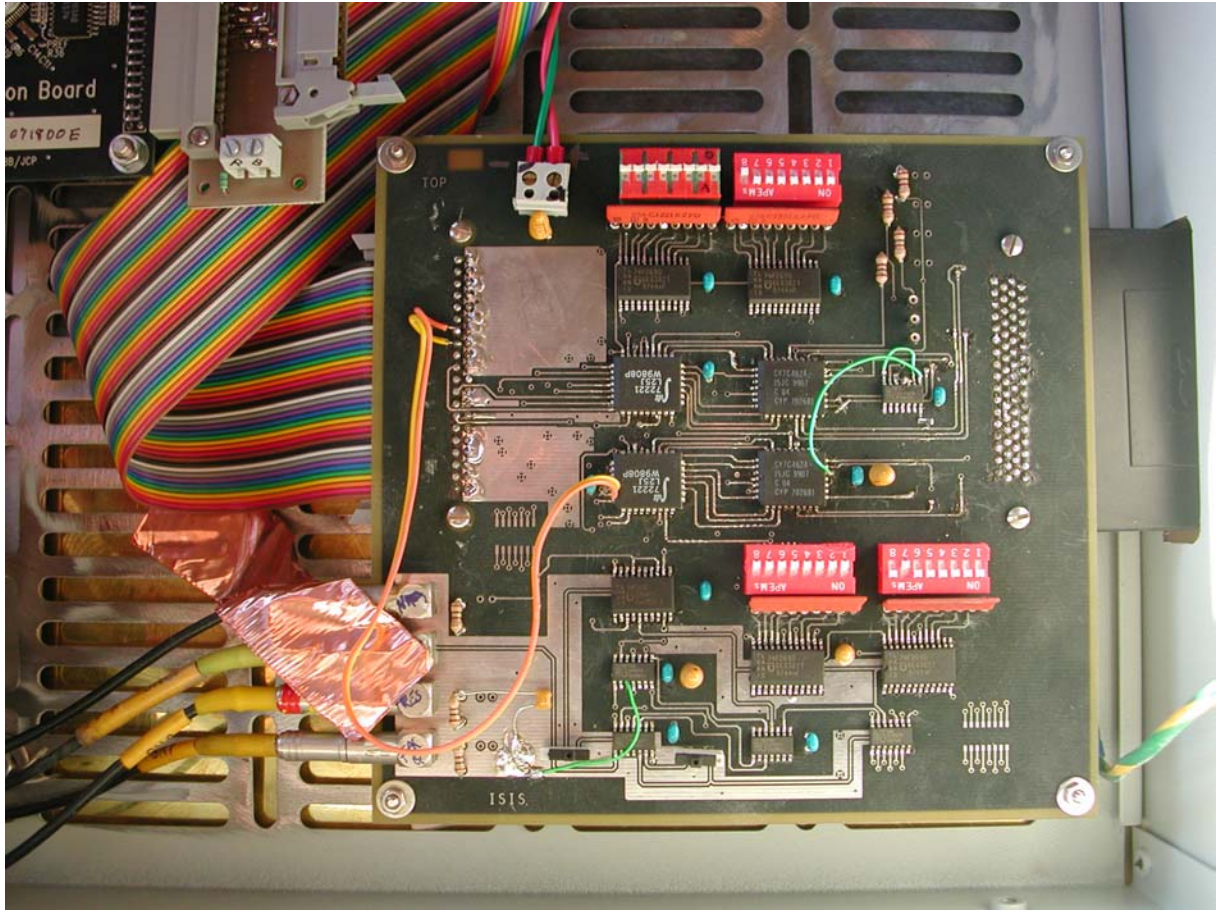
Vue générale du conditionneur



Vue du conditionneur



Vue de la carte de numérisation



Vue générale plan mémoire

BIBLIOGRAPHIE

- [AIE99] AIELLO S. et al
Plasma effects for heavy ions in implanted silicon detectors
Nuclear Instruments and Methods, volume A 427, (1999), pages 510-517
- [ANA] Analog Devices
Data sheet of the analog to digital converter, ref AD6644.
- [AMM] AMMERLAAN C.A.J., R.F RUMPHORST and L.A. CH. KOERTS
Particle Identification by Pulse Shape Discrimination in the p-i-n Type Semiconductor Detector
Nuclear Instruments and Methods, volume 22, (1963), pages 189-200
- [ASC] ASCH George et al
Acquisition de données – Du capteur à l’ordinateur
Paris : Dunod 1999, - 340 p.
- [BEL] BELLANGER, Maurice
Traitement numérique du signal, *Théorie et pratique* – 5^{ème} édition
Paris : Dunod, 1996, - 348 p.
- [BUR] BURR BROWN
Data sheet of the operational amplifier OPA620
- [BOU] BOUDENOT I.C, LABAUNE. G
La compatibilité électromagnétique et nucléaire
Paris : marketing S.A, 1998, - 340 p.
- [ENG89] ENGLAND J.B.A, FIELD G.M and OPHEL T.R
Z-identification of charged particules by signal rise-time in silicon surface barrier detectors.
Nuclear Instruments and Methods, volume A 288, (1990), pages 439-450
- [FIG] FIGUERA P. et al
Pulse shape discrimination of charged particule with a silicon strip detector
Nuclear Instruments and Methods, volume A 471, (2001), pages 374-379
- [HEN90] HENARI F.Z, FINCH E.C and DELANEY C.F.G
The Influence of Inhomogeneities in Materials Properties in Silicon Radiation Detectors
Nuclear Instruments and Methods, volume A 288, (1990), pages 439-450
- [INS] SARAZIN A., PIGNERET J., SAMUELI J.J.
Instrumentation Electronique en Physique Nucléaire
Paris : MASSON et C^{IE}, 1968, - 280 p. –(collection de monographies d’électronique)
- [PAU92] PAUSCH G. et al
Particle identification in solid-state detectors by exploiting pulse shape information
Nuclear Instruments and Methods, volume A 322, (1992), pages 43-52

- [PAU94a] PAUSCH G., BOHNE W. and HILSCHER D.
Particle identification in solid-state detectors by means of pulse-shape analysis – results of computer simulation
Nuclear Instruments and Methods, volume A 337, (1994), page 573-587
- [PAU94b] PAUSCH G. et al
Particule identification in a wide dynamic range based on pulse-shape analysis with solid state detectors
Nuclear Instruments and Methods, volume A 349, (1994), pages 281-284
- [PAU95] PAUSCH G. et al
Application of the pulse-shape technique to proton-alpha discrimination in Si-detectors arrays
Nuclear Instruments and Methods, volume A 365, (1990), pages 176-184
- [PAU96] PAUSCH G. et al
Identification of light charged Particules and Heavy ions in Silicon detectors by Means of pulse shape Discrimination
IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE , volume 43, No.3, June 1996
- [PAU97] PAUSCH G. et al
Limitations of the Pulse-Shape Technique for Particules Discrimination in Planar Si Detectors
IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE , volume 44, No.3, June 1997
- [MUT95] Mutterer M. et al
Breakthrough in pulse-shape based particule identification with silicon detectors
Conference record of 1999 IEEE Nuclear science symposium and medical imaging conference.
- [NAY] NAYMAN, Patrick
Certains aspects du traitements du signal
Cours

ETUDE ET REALISATION D'UNE CHAINE D'INSTRUMENTATION NUMERIQUE RAPIDE POUR IDENTIFICATION DES IONS

Ce travail traite d'un système d'Identification Rapide des Ions et de Spectroscopie (IRIS), développé pour la recherche des noyaux de fusion super-lourds. La mesure de l'énergie du noyau, ainsi que l'enregistrement de sa chaîne de décroissance alpha, imposent à l'instrumentation des contraintes spécifiques. Celles-ci concernent la dynamique d'énergie que l'instrumentation doit accepter, mais aussi son temps de récupération après implantation du noyau de fusion dans le détecteur.

Le système IRIS est placé en sortie d'un préamplificateur de charge, lui-même connecté à un détecteur (Si) de particule. Le principe du système consiste à numériser le signal de sortie du préamplificateur auquel deux traitements numériques du signal sont appliqués. Le premier traitement a pour but de détecter l'interaction de la particule avec le détecteur. Le second traitement permet de mesurer la charge créée dans le détecteur lors de l'interaction. Le caractère programmé des traitements autorise de nombreuses possibilités concernant tant le choix de la nature des traitements que celui des réglages de leurs paramètres de fonctionnement. Après avoir montré l'impossibilité d'utiliser une chaîne d'électronique conventionnelle pour la détection des noyaux de fusion, la structure d'IRIS est présentée ainsi que différents traitements numériques (étude et tests).

Mots clés : Traitement du signal**Techniques numériques, Convertisseurs analogique-numérique, Circuits électroniques ** bruit, Physique nucléaire ** instruments.

DEVELOPMENT AND TESTING OF A FAST DIGITAL ELECTRONIC SYSTEM FOR ION IDENTIFICATION AND SPECTROSCOPY.

This report deals with a fast digital electronic system developed for ion identification and spectroscopy. The system, called IRIS, has been conceived for the super heavy element research program: FUSION. In order to observe a super heavy element, the energy of the compound nucleus implanted in a silicon detector must be measured, and the alpha decay also registered. The associated electronics must therefore handle a very wide range of energies and also exhibit a small recovery time after the implantation of the compound nucleus.

IRIS is connected to the output of a charge preamplifier. It digitizes the signal and then executes two digital signal processes: the first to detect the particle, and the second to determine the energy deposited in the silicon detector. The use of programmed processing allows for the adjustment of the digital processing parameters, as well as a choice of other digital signal processing procedures, depending the application. After having explained why a conventional electronic system cannot be used for the detection of super-heavy ions, IRIS' structure is detailed and a number of digital signal processing procedures are studied and tested.

Keywords: Signal processing**digital techniques, Analog to digital converters, electronic circuits ** noise, Nuclear physics ** Instrument.

Discipline: Electronique et Microélectronique

Laboratoire de Physique Corpusculaire, 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 CAEN cedex