

UNIVERSITE DE SAAD DAHLEB DE BLIDA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electronique

MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Images et Paroles

ETUDE ET IMPLEMENTATION SUR DSP, DES TECHNIQUES
NUMERIQUES DU TRAITEMENT DU SIGNAL, UTILISEES EN
SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE

Par

MESSAI Adnane

Devant le jury composé de

Mr. K. FERDJANI	Professeur, U. de Blida	Président.
Mr. H. SALHI	Maître de Conférence, U. de Blida	Examineur.
Mr. K. KARA	Maître de Conférence, U. de Blida	Examineur.
Mr. M. MOUZAI	Chargé de Recherche, CRNB, COMENA	Examineur.
Mr. A. GUESSOUM	Professeur, U. de Blida	Rapporteur.

Blida, Avril 2008

ABSTRACT

The aim of the work addressed in this document concerns the design of a digital nuclear spectrometer "Gamma Ray Spectrometer" with a high resolution, thanks to the use of the digital processing techniques and a dedicated processor. By this fact, the instrument must take in account all the components of the electronic noise present in the experiment of measurement as well as the pile-up phenomenon present in situations of a great nuclear activity without forgetting the ballistic deficit error characterizing the bulky detectors of radiation. That was done through the study, the design and the implementation on a board containing a DSP chip "TMS320C6713 DSK" handling the various optimal filters required in a similar context via the use of the matched filter theory jointly with the digital signal processing techniques to process a pulse coming from a nuclear detector.

ملخص

الهدف من العمل المنجز خلال هذه المذكرة هو تصميم مطياف نووي رقمي "خاص بأشعة غاما", يتمتع بدقة عالية بفضل إستعمال التقنيات الرقمية في معالجة الإشارة و معالج مكرس لهذا العمل. يأخذ المطياف المصمم بعين الاعتبار جميع مكونات الضجيج الإلكتروني السائدة خلال تجربة القياس الطيفي بالإضافة إلى إمكانية تصحيح الأخطاء القياسية الناتجة عن تراكم النبضات في حالة النشاط الإشعاعي الكبير فضلا على العجز الباليستيكي المميز للكواشف الكبيرة. تم كل ذلك عن طريق الدراسة، التصميم وكتابة البرامج المتعلقة بالمرشحات الرقمية المحسوبة بدقة على اللوحة الإلكترونية«TMS320C6713» التي تحوي المعالج المكرس "DSP" أين استخدمنا نظريه المرشح المفضل مع التقنيات الرقمية في معالجة الإشارة الواردة من الكاشف النووي المعتبر.

RESUME

Le but du travail réalisé au cours de ce mémoire est de concevoir un spectromètre nucléaire « Rayonnement Gamma » numérique jouissant d'une haute résolution et ceci grâce à l'utilisation des techniques numériques du traitement du signal et d'un processeur dédié. Il doit par ce fait tenir en compte toutes les composantes du bruit d'origine électronique régnant dans l'expérience de mesure ainsi que la prise en charge des phénomènes liés à l'empilement des impulsions dans des situations de grande activité nucléaire sans toutefois oublier le déficit balistique caractérisant les détecteurs de radiation volumineux. Cela a été fait à travers l'étude, la conception et l'implémentation sur une carte à base de DSP « TMS320C6713 DSK » des divers filtres optimaux requis pour un contexte pareil et ce via l'utilisation de la théorie du filtre adapté conjointement avec les techniques numériques du traitement du signal émanant du détecteur nucléaire considéré.

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je souhaite remercier chaleureusement M. Guessoum Abderezzak, mon promoteur, pour l'attention constante qu'il a portée à ce travail. Merci Mr. Guessoum de m'avoir soutenu et supporté pendant cette longue période. Ces quelques lignes ont bien du mal à exprimer l'estime que je vous porte ainsi que le plaisir et la chance que j'ai eus de travailler sous votre égide.

J'exprime également mes sincères remerciements aux membres de mon jury : à M. Salhi Hacène, qui m'a fait l'honneur de présider ledit jury, à M. Ferdjani Kais, M. Kara Kamel et M. Mouzai Mohamed, qui malgré leurs responsabilités, ont accepté d'en être les examinateurs.

Ma reconnaissance spéciale va à M. Nour Abderrahmane dont la présentation de la spectroscopie nucléaire «Gamma» m'a inspiré de choisir ce domaine comme axe de recherche.

Je remercie aussi M. Idir Abdellani de m'avoir permis d'effectuer le travail réalisé au cours de ce mémoire à la division d'étude et de développement de l'instrumentation nucléaire au sein du C.R.N.B/COM.EN.A.

La partie expérimentale n'aurait pu avoir lieu sans la participation du personnel du département de la détection et mesure au DEDIN/CRNB/COMENA, en particulier Salem, Farès et Kassida, je les en remercie du fond du cœur ainsi que pour leur accueil.

TABLE DES MATIERES

RESUME

REMERCIEMENTS

TABLES DES MATIERES

LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES ET TABLEAUX

INTRODUCTION.....11

1. PRINCIPES DE LA SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE « GAMMA »

1. 1 Introduction	14
1. 2 L'instrumentation de mesure spectroscopique.....	16
1. 2. 1 Les chaînes de mesure analogiques.....	17
1. 2. 1. 1 Description des modules constituant une chaîne typique.....	17
1. 2. 1. 1. a Le Détecteur.....	17
1. 2. 1. 1. b Le Préamplificateur de Charge.....	18
1. 2. 1. 1. c L'Amplificateur-Formeur (<i>Shaper-Amplifier</i>).....	19
1. 2. 1. 1. e L'ADC et l'analyseur multicanaux.....	19
1. 2. 1. 2 Mode de fonctionnement typique.....	20
1.2.2 Les chaînes de mesure numériques (mixtes).....	20
1. 3 Les sources d'erreurs dans une chaîne de mesure spectroscopique	24
1. 3. 1 Le bruit électrique.....	25
1. 3. 1. 1 Définition et origine du bruit présent dans une chaîne de mesure.....	25
1. 3. 1. 1. a Bruits extérieurs.....	25
1. 3. 1. 1. b Bruits intérieurs.....	25
1. 3. 1. 2 Les sources du bruit électronique	26
1. 3. 1. 2. a Le bruit thermique.....	26
1. 3. 1. 2. b Le bruit de grenaille.....	27
1. 3. 1. 2. c Le bruit de génération-recombinaison.....	28
1. 3. 1. 2. d Le bruit de scintillation.....	29
1. 3. 2 Le phénomène du défaut balistique.....	30
1. 3. 3 Le phénomène d'empilement.....	32
1. 4 Conclusion	33

2. ETUDE ET MISE AU POINT DU FILTRE NUMERIQUE PREVU POUR LA COMPENSATION « POLE/ZERO-ZERP/POLE »

2. 1 Introduction.....	35
2. 2 Fondement théorique.....	36
2. 2. 1 Compensation P/Z numérique.....	37
2. 2. 2 Procédure d'identification automatique du pôle et du zéro.....	38
2. 3 Conception du filtre numérique correspondant.....	41
2. 4 Résultats	45
2. 5 Conclusion.....	45

3. ESTIMATION DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE DU BRUIT	
3. 1 Introduction	46
3. 2 Estimation de la densité spectrale de puissance	46
3. 2. 1 Méthode directe (PERIODOGRAMME).....	48
3. 2. 2 Méthode indirecte (BLACKMAN-TUCKEY).....	49
3. 2. 3 Décomposition spectrale	49
3. 3. Décomposition spectrale	44
3. 3. 1 Expression de la densité spectrale utilisée pour le calcul des filtres optimaux de mesure spectroscopique	50
3. 3. 2 Cas particuliers	51
3. 4 Source de bruit équivalente ramenée à l'entrée du spectromètre.....	52
3. 5 Détermination pratique de la d.s.p. du bruit de la chaîne de mesure	53
3. 5. a Cas d'une chaîne spectroscopique « Gamma ».....	55
3. 5. b Cas d'une chaîne spectroscopique « X ».....	56
3. 6 Conclusion.....	57
4. FILTRE OPTIMAL POUR LA MESURE D'ENERGIE DE LA PARTICULE IONOSANTE	
4. 1 Introduction.....	59
4. 2 Calcul du rapport bruit sur signal à la sortie du filtre à concevoir.....	59
4. 2. 1 Expression du bruit.....	59
4. 2. 2 Expression du signal utile.....	60
4. 3 Minimisation du rapport bruit sur signal à la sortie du filtre à concevoir.....	61
4. 4 Conception du filtre optimal prévu pour la mesure d'énergie	64
4. 4. a Calcul des coefficients C_k	64
4. 4. b Calcul des décalages τ_k	65
4. 4. c Calcul de la fonction de pondération–non soumise à aucune contrainte....	65
4. 4. d Organigramme du programme global.....	69
4. 4. e Exemples de fenêtres données lors des calculs.....	70
4. 5 Conclusion.....	71
5. FILTRE OPTIMAL POUR L'EVALUATION DE LA LIGNE DE BASE	
5. 1 Introduction.....	72
5. 2 Détermination de la fonction de pondération du filtre optimal.....	73
5. 2. 1 Détermination des coefficients k_1, k_2, k_3	77
5. 3 Essais pratiques sur qlqs exemples de lignes de base bruitées.....	79
5. 3. 1 Signal simulé.....	80
5. 3. 2 Signal réel.....	81
5. 4. Conclusion.....	83
6. IMPLMENTATION DES FILTRES NUMERIQUES SUR LA CARTE DSP	
6.1 Introduction.....	84
6. 2 Description de la carte utilisée.....	84
6. 3 Outil de développement	86
6. 4 Etapes généralement suivies pour l'implémentation des filtres numériques en utilisant le CCS	86

6. 5 Implémentation pratique des filtres.....	88
6. 5. 1 Filtre FIR optimal conçu pour la mesure d'énergie.....	88
6. 5. 2 Filtre IIR prévu pour la compensation P/Z.....	91
6. 5. 3 Filtre FIR optimal conçu pour l'évaluation de l'alignement de base.....	92
6. 6 Conclusion	93
CONCLUSION.....	94
REFERENCES.....	96
APPENDICE A.....	100

LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1	Spectre simulé du Cs ¹³⁷	15
Figure 1.2	Spectre réel du Cs ¹³⁷	16
Figure 1.3	Détecteur de radiation à base de semi-conducteur (HPGe)	17
Figure 1.4	Préamplificateur de charge	18
Figure 1.5	Chaîne spectroscopique classique	21
Figure 1.6	Chaîne spectroscopique numérique (mixte)	24
Figure 1.7	Partie purement numérique de la chaîne spectroscopique mixte	24
Figure 1.8	Modèle du bruit thermique d'une résistance	26
Figure 1.9	Schéma électronique simplifié d'un préamplificateur de charge	32
Figure 1.10	Illustration de la perte balistique	32
Figure 1.10	Empilement de la dixième impulsion avec celle qui la précède	33
Figure 2.1	Signal échantillonné à la sortie du préamplificateur du type RC d'un détecteur HPGe coaxial.	35
Figure 2.2	Spectromètre avec compensation numérique du p/z	39
Figure 2.3	Positionnement de l'erreur utilisée pour l'estimation de τ_z	41
Figure 2.4	Organigramme de la procédure de synthèse du filtre de compensation	42
Figure 2.5	Forme de l'impulsion à la sortie du préamplificateur	42
Figure 2.6	Forme de l'impulsion à la sortie du compensateur P/Z analogique	43
Figure 2.7	L'impulsion analogique à la sortie du (Préampli + Préfiltre à 03 pôles coïncidents)	43
Figure 2.8	Numérisation de l'impulsion (Avant la compensation P/Z)	44
Figure 2.9	L'impulsion après la compensation P/Z	44

Figure 3.1	Région où la fonction d'autocorrélation est non-nulle	47
Figure 3.2	Réduction des sources de bruits à une seule source équivalente (Générateur de courant) d'une densité spectrale $N(\omega)$.	53
Figure 3.3	Organigramme de la sous-procédure de la décomposition spectrale	54
Figure 3.4 55	Echantillon du bruit enregistré à la sortie du préamplificateur	
Figure 3.5	Estimation de la densité spectrale de puissance à la sortie du préamplificateur de charge.	55
Figure 3.6 56	Echantillon du bruit enregistré à la sortie du préamplificateur	
Figure 3.7	Estimation de la densité spectrale de puissance à la sortie du préamplificateur de charge.	57
Figure 4.1	La fonction $\xi(t)$ est soumise à la contrainte	62
Figure 4.2	Organigramme simplifié du programme du calcul du filtre optimal (et s-optimal).	69
Figure 4.3	Courbe asymptotique de la densité spectrale de puissance, utilisée comme entrée de la procédure du calcul du filtre optimal	70
Figure 4.4	Fonction de pondération optimale du filtre d'énergie non soumis à aucune contrainte	70
Figure 4.5	Fonction de pondération s-optimale du filtre d'énergie soumis aux contraintes (plateau de mesure, durée limitée)	71
Figure 5.1	Restauration de la ligne de base effectuée à la sortie du bloc du traitement pour la mesure d'énergie	72
Figure 5.2	Modèle de base d'un spectromètre d'impulsion nucléaire	73
Figure 5.3	Fonctions de pondérations du filtre à bruit minimum pour l'estimation de la ligne de base	75

Figure 5.4	Fonction de pondération du filtre optimal pour l'évaluation de la ligne de base	79
Figure 5.5	Ligne de base bruitée décalée vers le coté positif	80
Figure 5.6	Ligne de base bruitée sans décalage palpable	80
Figure 5.7	Ligne de base bruitée décalée vers le coté négatif	81
Figure 5.8	Ligne de base bruitée décalée vers le coté positif	81
Figure 5.9	Ligne de base bruitée sans décalage	
82		
Figure 5.10	Ligne de base bruitée décalée vers le coté négatif	82
Figure 6.1	Schéma bloc de la carte DSP utilisée pour l'implémentation des filtres numériques conçus	85
Figure 6.2	Exemple de fenêtre du « <i>Code Composer Studio</i> »	87
Figure 6.3	Procédure du calcul des coefficients du filtre numérique	89
Figure 6.4	Forme des signaux numérisés à l'entrée et à la sortie du filtre FIR de mesure d'énergie	90
Figure 6.5	Coefficients du filtre FIR utilisé en mesure d'énergie	90
Figure 6.6	Structure adoptée pour l'implantation du filtre FIR dans la carte	91
Figure 6.7	Structure adoptée pour l'implémentation du filtre RII dans la carte.	92
Figure 6.8	Coefficients du filtre FIR utilisé pour l'évaluation de la ligne de base	92

INTRODUCTION

Les chaînes de mesure utilisées en spectroscopie nucléaire sont particulièrement sensibles au **rapport signal sur bruit**, qui est un facteur déterminant pour assurer une grande qualité de la mesure. Les détecteurs délivrent en effet des signaux de faibles valeurs et des charges par impulsion typiquement inférieures au pico-coulomb. Les précisions de mesure demandées dans les mesures d'énergie sont élevées : pour les photons gamma, il est par exemple nécessaire de refroidir le détecteur et l'électronique frontale pour réduire le bruit et atteindre les résolutions ultimes exigées pour la détection des faibles quantités de matières nucléaires [1]. L'élargissement des raies du spectre (mauvaise résolution) dénonce des inexactitudes de mesure, dont les causes essentielles sont : le bruit électronique omniprésent dans les chaînes de mesure, fluctuations de la composante D.C, les effets d'empilement des impulsions, les effets dus au déficit balistique, les instabilités thermiques et électromagnétiques et les perturbations de l'alimentation électrique, ..., etc.

Le fait d'essayer d'éliminer ou même de compenser toutes ces sources d'erreurs en même temps relève des tâches d'un instrument de mesure utopique ; surtout quand il s'agit des équipements classiques (purements analogiques) qui ont du mal à satisfaire une exigence sans en causer du tort à une autre. Et en contraste avec l'éventail des filtres optimaux qui peuvent être mathématiquement obtenus, seules quelques formes standard étaient pratiquement utilisées dans les chaînes analogiques ; malgré qu'aucun d'eux n'est réellement optimal. Ceci est dû à la difficulté rencontrée lors de l'élaboration des fonctions de pondérations optimales des filtres de traitement en utilisant la circuiterie analogique.

Cette situation a changé au cours des dernières années avec l'introduction des techniques du traitement numérique du signal dans le domaine de la spectroscopie nucléaire. Et on avait assisté dès lors, à l'émergence d'un tas de méthodes numériques de traitement du signal, qui ont été proposées et démontrées, en particulier pour la spectroscopie « γ » et « X » [2-10]. En fait, le traitement numérique du signal issu du détecteur de rayonnements ionisants, permet la

synthèse de presque n'importe quelle forme de fonction de pondération des filtres requis dans le contexte de la spectroscopie de haute précision. Et on arrive à synthétiser des filtres très proches de ceux théoriquement dits optimaux, sans compter l'apport d'une adaptativité intrinsèque aux différentes composantes inattendues de bruit variants d'une expérience à une autre [11]. Cependant, la connaissance de la forme et la résolution du filtre optimal dans des situations variées et avec n'importe quelle contrainte possible deviennent cruciales si l'on veut exploiter à fond le potentiel des nouveaux DSPs.

Dans une architecture typique de la chaîne spectroscopique numérisée, on échantillonne le signal à la sortie d'un préfiltre analogique (préamplificateur de charge + filtre d'anti-repliement) à une fréquence adaptée au contexte actuel de l'expérience en cours (généralement dans la gamme -5MHz ~ 50Mhz-); les échantillons ainsi obtenus sont traités soit avec une électronique numérique dédiée ou bien via l'exécution d'algorithmes implémentés sur des cartes à base de DSP et/ou FPGA [12]. Le spectre résultant est souvent affiché sur l'écran d'un PC, un équipement qui doit être toujours présent dans ce genre d'installation [13].

Dans ce mémoire, on abordera l'étude détaillée, la conception ainsi que l'implantation sur une carte à base de DSP, des différents filtres numériques requis pour mettre au point les traitements principaux qui ont souvent lieu dans une chaîne spectroscopique numérique « Gamma » tout en respectant les spécificités et les pré-requis d'une spectroscopie digne du qualificatif «de haute résolution». Par conséquent ce manuscrit sera organisé comme suit :

Un aperçu général sur la spectroscopie nucléaire (Gamma) et les chaînes de mesure associées sera présenté au chapitre 1. Le chapitre 2 sera consacré à l'étude et à la conception du filtre numérique (RII) que nous entendons utiliser pour la compensation pôle-zéro/zéro-pôle. Il sera suivi par le chapitre 3 dédié à l'estimation pratique de la densité spectrale de puissance du bruit à l'entrée du spectromètre en cours d'étude. Lors du 4^{ème} chapitre, une attention toute particulière sera accordée au filtre (FIR) optimal pour la mesure d'énergie interprétée par l'impulsion captée aux bornes du détecteur, c'est d'ailleurs le filtre principal de la chaîne. Dans le chapitre 5, nous traiterons un autre type de filtre (FIR), c'est lui qui s'occupera de la tâche de l'estimation de la ligne de base (*BLR : Base Line Restorer*) liée à la référence de mesure. Enfin, le dernier chapitre illustrera les implantations de tous les filtres conçus lors des précédents chapitres, et ça sera sur la carte « TMS320C6713-DSK ». Nous

en terminerons par une conclusion, là où nous dresserons un bilan englobant les résultats et les éventuelles débouchés et extensions du travail décrit tout au long de ce document.

CHAPITRE 1

PRINCIPES DE LA SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE (GAMMA)

1.1 Introduction

Nous présentons ici les concepts de bases de la spectroscopie, en insistant sur la spectroscopie gamma. Le lecteur désirant approfondir cette description pourra consulter la référence [14] pour un panorama plus complet.

Remarquons, tout d'abord, que le terme de spectrométrie en lui-même est vague, car il ne fait référence qu'à l'analyse de données en composants élémentaires susceptibles d'être disposés le long d'un ou plusieurs axes (numériques). C'est la représentation sur un graphique de cette répartition que l'on nomme «spectre». Il faut donc à chaque fois préciser la nature des données et la dimension des axes (fréquence en Hertz, énergie en électron-volt ou encore masse en kilogramme). En spectrométrie nucléaire, ou plus précisément en spectroscopie gamma, il s'agit de mesurer comment se répartissent, ou se distribuent, les photons gamma selon leur énergie individuelle en électron-volts, ou un multiple de cette unité. Les radio-nucléides sont ainsi caractérisés par l'énergie des photons qu'ils émettent. Ces énergies sont discrètes, connues et archivées dans des bases de données. Idéalement, il est donc possible à partir du spectre d'identifier les radio-nucléides. Il est par conséquent possible de caractériser la composition, en termes de radio-nucléides présents, et l'activité, c'est-à-dire le nombre de désintégrations par seconde ou Becquerels, d'une source émettrice de photons gamma. Le résultat final d'une mesure de spectrométrie gamma est, par exemple, un énoncé de la forme : « *la source radioactive contient du Césium 137 d'activité 4500 Becquerels et de l'Europium 152 d'activité 3700 Becquerels* ». En spectrométrie, on mesure la distribution en énergie (ou spectre en énergie) des particules émises par une source radioactive ou produites par une réaction nucléaire. Le terme de spectre peut sembler mal choisi, car il fait référence à des méthodes (analyse spectrale, transformations de Fourier) qui n'ont pas lieu d'être appliquées dans le cadre de la spectrométrie gamma. Toutefois, l'énergie des photons étant proportionnelle à leur fréquence d'après la relation de Planck, cet abus de langage est conventionnellement utilisé. Il existe deux sortes de spectre en énergie :

- Le spectre en énergie différentiel est une fonction $n(E)$ telle que $n(E)dE$ est le nombre de particules dont les énergies sont comprises entre E et $E + dE$,
- Le spectre en énergie intégral $N(E)$, est donné par la relation [27]:

$$N(E) = \int_E^{+\infty} n(E)dE \quad 1.1$$

Dans toute la suite nous nous intéresserons uniquement à des spectres en énergie différentiels.

La figure 1.1 représente un spectre en énergie de l'élément Césium 137 simulé, alors que la figure 1.2 représente un spectre en énergie réel de l'élément Césium 137. Nous insistons encore sur le fait que ces spectres en énergie ne sont pas obtenus par transformée de Fourier, mais qu'il s'agit d'un histogramme des énergies enregistrées sur une certaine période de temps.

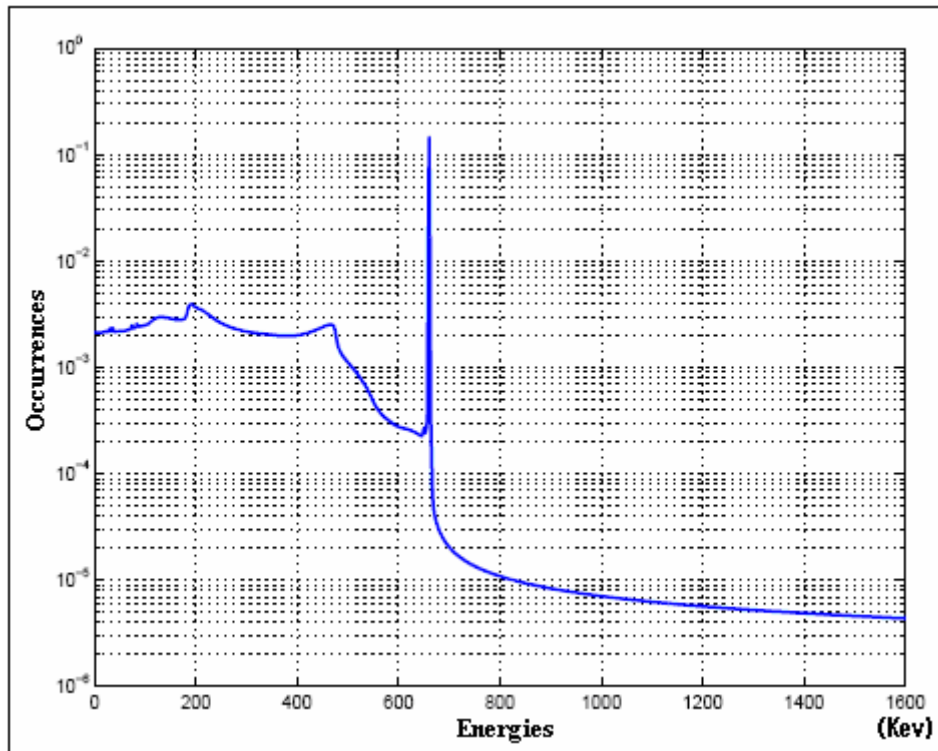


Figure 1.1: Spectre simulé du Cs¹³⁷ .

Nous remarquons d'emblée que les spectres présentés semblent contredire ce qui a été dit précédemment, puisque qu'ils ne sont pas uniquement constitués de raies mono-énergétiques, mais également on distingue l'apparition d'autres raies parasites ainsi qu'un élargissements tangibles de la raie principale au sein du spectre réel. Ceci est du à la présence occulte de plusieurs types de perturbations qui dégradent le spectre de raies idéal ; celles-ci sont classées dans trois groupes :

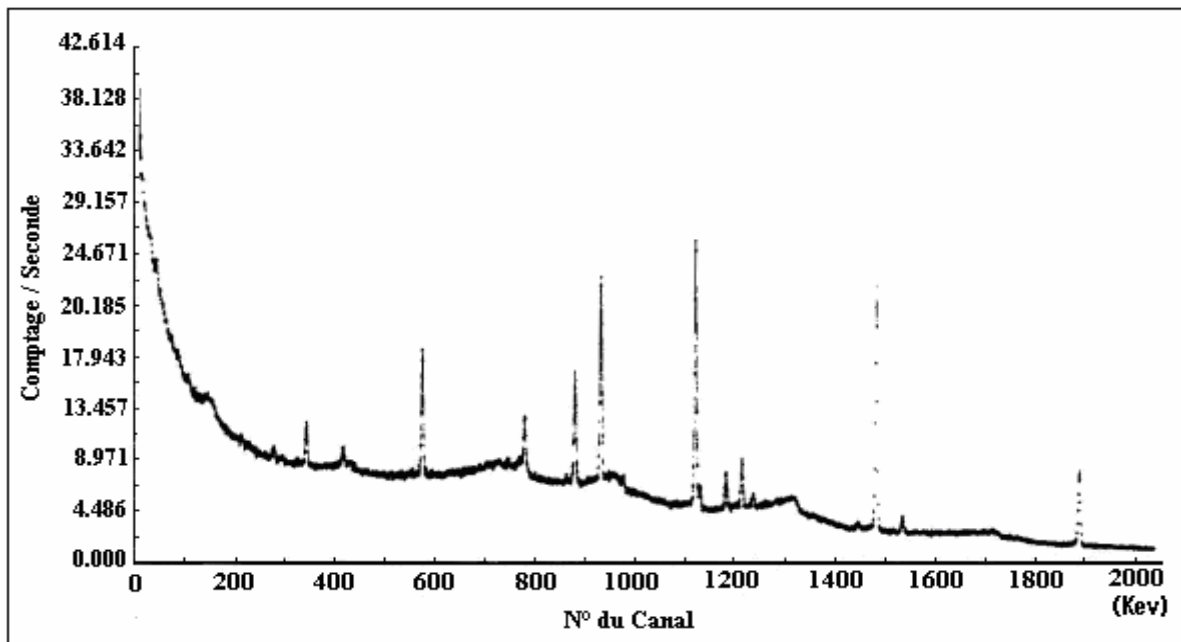


Figure 1.2 [27] : Spectre réel.

1. Les perturbations provenant de l'interaction des photons incidents avec la matière du détecteur,
2. Les perturbations provenant de la chaîne d'instrumentation et de l'acquisition du signal,
3. Les perturbations provenant du caractère aléatoire du signal incident.

Lors de ce mémoire on ne s'intéresse qu'au deuxième type de perturbation. Nous détaillons par conséquent, dans cette partie l'ensemble des phénomènes qui introduisent ces anomalies de mesure

1. 2 L'instrumentation de mesure spectroscopique

Le principe d'une chaîne de détection nucléaire (gamma) est de convertir chaque photon, parcourant la zone sensible du détecteur, en un signal mesurable, proportionnel à l'énergie du photon incident. D'une manière générale, un spectromètre nucléaire, indépendamment des modes et des technologies utilisés, effectue les opérations suivantes [18]:

- Un filtrage linéaire qui minimise le bruit de nature électrique,
- Une détection des maxima du signal temporel mis en forme (si la forme des impulsions est constante, le maximum d'une impulsion est proportionnel à son intégrale.),
- Une classification des valeurs de ces maxima dans un histogramme.

1. 2. 1 Les chaînes de mesure analogiques

Un spectromètre gamma classique (analogique) comprend un détecteur en germanium (Ge) avec son cryostat refroidi de manière mécanique ou par azote liquide, un préamplificateur, une source de polarisation du détecteur, un amplificateur, un convertisseur analogique/ numérique (CAN) associé à un dispositif de stockage multicanal du spectre et des afficheurs de données.

1. 2.1.1 Description des modules constituant une chaîne typique

1. 2.1.1.a Le Détecteur

C'est l'élément clef du système de mesure de radiation ionisante. Il s'agit d'un transducteur qui génère un signal électrique constituant le message transportant l'information sur le phénomène physique (Interaction de la radiation avec la matière) qui a lieu dans le détecteur lui-même. L'information extraite, mesure un paramètre du signal, un tel paramètre peut être une tension v_i , un courant i_i , une charge q_i ou enfin le temps d'apparition du signal tout en respectant une certaine origine. Le signal en question est généralement très faible, d'où l'impossibilité d'une mesure directe du paramètre à la sortie du détecteur et la nécessité de l'emplacement d'un préamplificateur en aval.

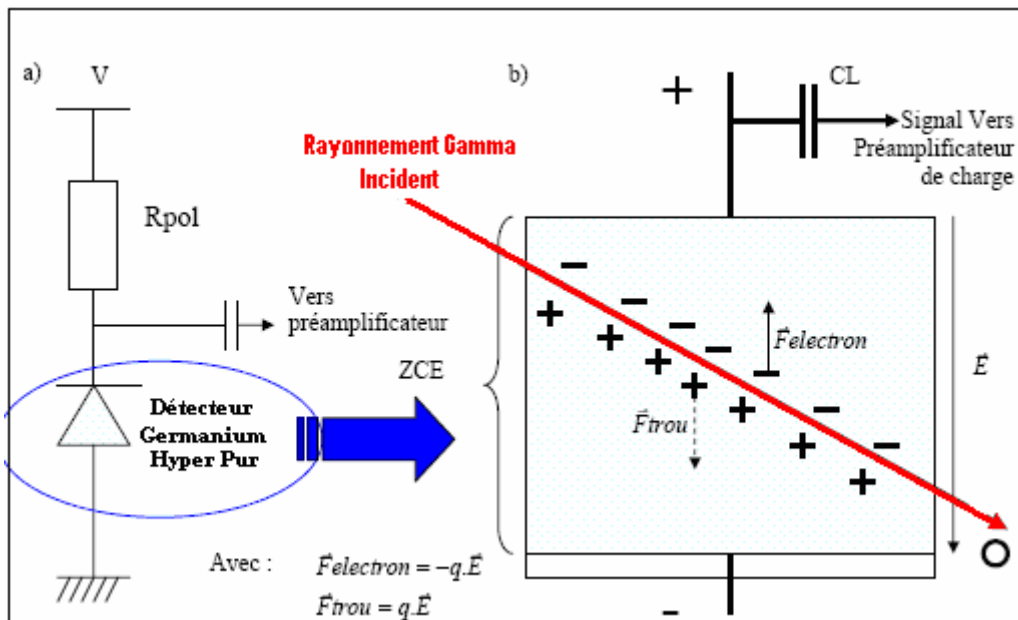


Figure 1.3 [14] : Détecteur de radiation à base de semi-conducteur (HPGe).

En fait, un détecteur semi-conducteur n'est rien d'autre qu'une diode polarisée en inverse, avec une zone de déplétion épaisse (cf. figure 1.3). Et lors de son

interaction avec le détecteur, la particule incidente, 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.

Les détecteurs habituellement employés en spectroscopie Gamma sont des matériaux semi-conducteurs (germanium hyper pur GeHP, ou dopé au lithium GeLi). Les paramètres importants pour ces mesures sont l'efficacité de détection (rapport du nombre de rayonnements détectés sur le nombre de rayonnements émis par la source radioactive), la résolution énergétique (largeur de la raie à mi-hauteur) et le rapport pic/Compton. Ces critères conditionnent le type de détecteur choisi pour l'application visée.

1.2.1.1.b Le Préamplificateur de Charge

Un préamplificateur de charge est en fait un intégrateur électronique à faible bruit. Sa réalisation la plus simplifiée peut consister en un amplificateur inverseur à très grand gain et à retour purement capacitif, tel illustré dans la figure 1.4.

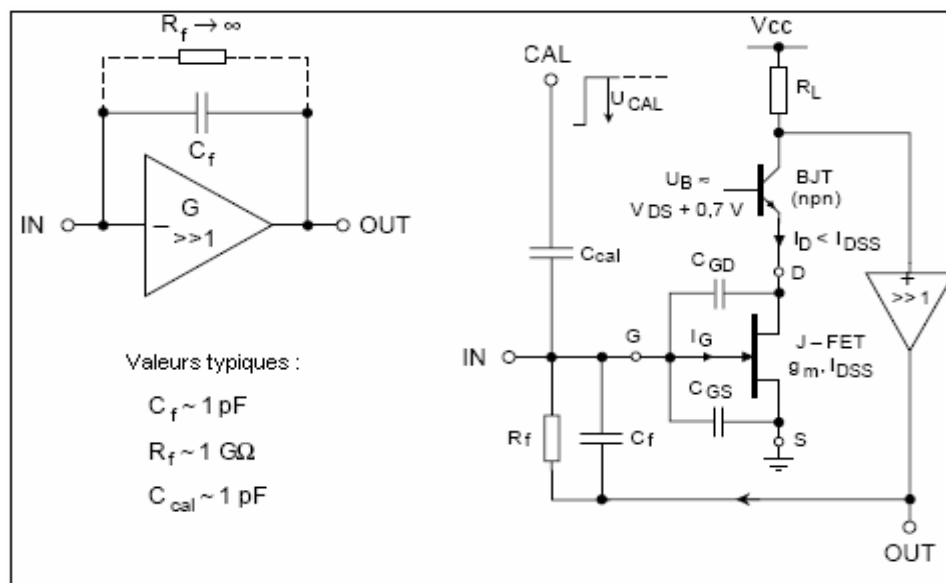


Figure 1.4 [28] : Préamplificateur de charge.

Gauche : schéma de principe. Droite : Schéma électronique simplifié, montrant en quelques détails l'étage d'entrée (J-FET + BJT en cascode) et le réseau de retour. Les condensateurs C_{GS} et C_{GD} ressortent ici explicitement aux connexions du composant.

Pour diminuer le bruit électronique, le préamplificateur doit être placé le plus près possible du détecteur et il est solidaire au cryostat. Le préamplificateur est isolé de la haute tension par une capacité. Le signal à l'entrée du préamplificateur n'est pas forcément proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Par contre l'intégrale

de ce signal est égale à la charge collectée qui dépend de l'énergie déposée. C'est pourquoi, dans la plupart des applications spectroscopiques sont utilisés des préamplificateurs « sensibles à la charge ». Il s'agit d'un montage intégrateur dont le signal de sortie est proportionnel à la charge en entrée de celui-ci et indépendant de la capacité du détecteur. Le temps de montée du signal de sortie est relié au temps de collection de charge alors que le temps de descente ne dépend que de la constante de temps RC du montage intégrateur. Le temps de montée peut varier de quelques ns à quelques μs et le temps de descente est en général fixé à 50 μs . Ceci signifie que l'on a un temps de montée rapide et un temps de descente beaucoup plus lent (cf. Figure 1.5).

1. 2.1.1.c L'Amplificateur-Formeur (*Shaper-Amplifier*)

L'amplificateur réalise deux tâches essentielles : la mise en forme du signal et son amplification. Il s'agit de filtrer le signal de manière à avoir le meilleur rapport signal sur bruit. Le signal de sortie du préamplificateur étant assez lent, avant qu'il atteigne zéro volt, il est possible qu'un autre signal arrive [14]. Pour éviter ceci, le signal de sortie du préamplificateur est différencié pour éliminer la composante lente. Cela a pour effet de préserver uniquement l'information relative aux caractéristiques du détecteur contenue dans la constante de temps du signal montant. Ensuite, le signal est intégré pour réduire le bruit et on obtient un signal quasiment gaussien (cf. Figure 1.5). La largeur à mi-hauteur de la gaussienne obtenue s'exprime en terme de constante de temps que l'on peut régler. Si elle est choisie trop courte, le bruit est amplifié, si elle est trop longue, on peut assister à l'empilement de deux signaux électriques. En général, la constante de temps est comprise entre 3 et 30 μs suivant le type du détecteur.

1.2.1.1.e L'ADC et l'analyseur multicanaux (*Multi Chanel Analyser*)

À la sortie de l'amplificateur, on a un signal continu (analogique). Pour l'acquisition, il est préférable de travailler avec des grandeurs discrètes, c'est-à-dire qui ne peuvent prendre qu'un ensemble fini de valeurs. C'est pourquoi on utilise un convertisseur analogique-numérique (ADC), qui transforme l'amplitude du signal électrique fourni par l'amplificateur en un nombre qui est alors proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Cette opération nécessite entre 0,8 et 6 μs ([Notice

Canberra]). La sortie de l'ADC est enregistrée dans une mémoire qui possède autant d'adresses que le maximum de numéro de canaux servant à découper le spectre final [14]. Il y a au total 8192 canaux disponibles pour l'acquisition. L'analyseur multicanaux sert à collecter et à enregistrer les événements issus de l'ADC en les classant. Dès qu'un signal a été analysé par l'ADC, l'adresse mémoire dans laquelle il a été enregistré est bloquée et son contenu est incrémenté d'une unité [14]. Cela permet d'obtenir un histogramme en temps réel dans lequel l'énergie déposée dans le cristal est reliée au numéro de canal (plus l'énergie est élevée, plus le numéro de canal est élevé) et le nombre de coups dans un canal donné est proportionnel au nombre de photons ayant déposé la même énergie dans le cristal. Cette opération nécessite entre 1,5 et 3 μ s.

1.2.1.2 Mode de fonctionnement typique

Les photons (rayons gamma) interagissent avec le cristal de germanium pour produire des paires électron-trou. Ces électrons et trous sont groupés et forment une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie libérée dans le volume actif du cristal de germanium. Le détecteur délivre une brève impulsion de courant par cet effet à l'entrée du préamplificateur de charge (voir figure 1.5) ; la connexion entre le détecteur et le préamplificateur doit être aussi courte que possible, pour minimiser les capacités parasites et les contaminations du bruit. Le préamplificateur de charge intègre l'impulsion du courant émanant du détecteur, en la transformant en une fonction marche d'escalier¹. Cette dernière est par la suite mise en forme en une impulsion unipolaire, dont le pic est mesuré et affiché en tant qu'histogramme par l'analyseur multicanaux MCA (spectre).

1.2.2 Les chaînes de mesures numériques (généralement dites mixtes)

D'un point de vue conceptuel, les traitements numérique et analogique partagent plusieurs buts communs, qui incluent : *i*) L'extraction de l'information d'intérêt (hauteur de l'impulsion, forme d'impulsion, temps d'arrivée, etc.) à partir d'un flux de données entrant; *ii*) La suppression de l'information non essentielle (c.-à-d.

¹ Ceci est le cas idéal, en pratique, un préamplificateur de charge standard délivre à sa sortie une impulsion de forme : $h(t) = e^{-t/\tau_f}$ (décadence exponentielle) τ_f étant une large constante de temps (>50 μ s). Sa polarité peut être soit positive ou négative.

« bruit ») ; *iii*) La réduction du flux de données entrant à un niveau maniable ; *iv*) Le tri et la présentation des données extraites de manière qui les rendent intelligibles.

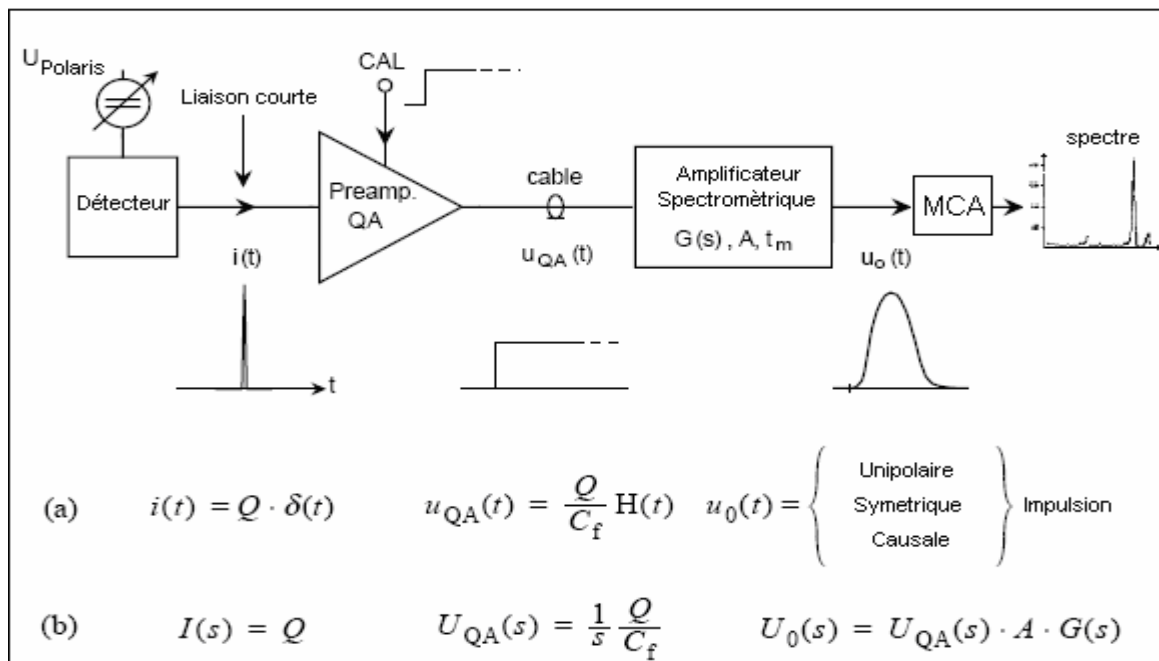


Figure 1.5 [28]: Chaîne spectroscopique classique.

Mais, on affirme bien que les systèmes numériques du traitement de l'impulsion montrent un excédent de bord sur ceux dits analogiques. Et même si les systèmes de spectroscopie analogiques sont encore dominants sur le marché et sont toujours le seul choix possible pour des applications qui requièrent des temps de traitement de l'ordre de 10ns, il ne peuvent toujours pas atteindre l'exactitude et la compatibilité électromagnétique exigées en spectroscopie (X et gamma) haute résolution. Ceci revient essentiellement aux difficultés rencontrées lors de la synthèse des fonctions de pondération proches de celles dites optimales sous une forme analogique et de leur sensibilité structurelle envers les contaminations par des perturbations dans les environnements bruyants. À cet égard, une approche numérique a le meilleur potentiel, à condition qu'une conversion analogique/numérique appropriée et une vitesse de calcul soient réalisées à un coût raisonnable. D'une part le calibrage d'un système numérique implique une procédure d'installation (de démarrage) raffinée, qui est pour la plupart du temps évitée dans les contreparties analogiques, et d'autre part ceci permet de synthétiser pratiquement des réponses impulsionnelles de n'importe quelles forme et durée et ce en

changeant juste les coefficients des filtres numérique implémentés. Dans des implémentations typiques d'une chaîne mixte, le signal est échantillonné et numérisé à la sortie du préamplificateur (ou d'un préfiltre analogique). Les échantillons sont alors traités numériquement. Ils subissent une action de pesage dans des filtres numériques, par exemple des filtres FIR et/ou IIR, dont la sortie est l'estimée de la charge Q . Le traitement numérique ainsi réalisé, offre beaucoup d'avantages. Par exemple, dans des expériences modernes de la physique nucléaire le traitement numérique est une nécessité plus qu'un choix ; dans des situations pareilles, et avec des milliers de canaux parallèles, cette nouvelle tendance assure :

1. Une flexibilité pour des mesures d'amplitude ou de temps avec la résolution maximale,
2. Une manipulation entièrement commandée par ordinateur,
3. Une transmission du signal affranchie de toute sorte de couplage électromagnétique, même lorsque les données doivent être transférées par de longs câbles.

Pour ce type de chaînes (généralement dites mixtes), deux philosophies différentes sont généralement utilisées dans l'architecture de ces systèmes :

La première met le convertisseur analogique numérique (ADC) et les modules de traitement numérique immédiatement après le préamplificateur de charge. Le signal obtenu à la sortie de ce module est échantillonné à une fréquence assez élevée à cause du front montant caractérisant l'impulsion à cette étape. Et concernant le traitement en aval, i.e. les mises en formes demandées, elles sont soit réalisées par le biais de la technique, devenue très populaire dans ce domaine, appelée technique de la déconvolution par fenêtre mobile (Moving Window Deconvolution technique) [2] ; ou bien par l'implémentation des filtres numériques RII directement inspirés de ceux déjà existants dans le domaine analogique [16-18] obtenus par les transformations appropriées [29]. On note dans ce contexte, que malgré la simplicité et la fiabilité de ces méthodes dans certains cas bien connus, les traitements réalisés restent toujours loin d'être optimaux et manquent de flexibilité d'une situation à une autre.

Par contre, lors de la seconde configuration le convertisseur ADC est placé à la sortie d'un préfiltre analogique de conditionnement (voir figure 1.6). Cette dernière approche permet une certaine relaxation quant aux impératifs en termes de fréquence d'échantillonnage, de résolution de l'ADC et de la circuiterie numérique subséquente. Les traitements en amont sont réalisés en utilisant les techniques du filtrage optimal et/ou adapté et ceci pour filtrer efficacement le bruit de nature électronique capable de fausser les mesures. Dans cette dernière méthode, la mesure expérimentale du bruit, assure la prise en considération de toute sorte de bruit effectivement présent (mêmes imprévus).

Pour ce qui est de notre cas, nous avons opté pour la dernière option, qui est en accord avec le sujet en cours en plus des avantages qu'elle offre par rapport aux autres configurations du même type. La quasi-totalité des travaux énumérés lors de ce mémoire, aura lieu au sein du bloc (DSP : Filtres numériques –voir figure 1.6 -). En examinant de plus près ce bloc fonctionnel, tout en nous référant à la figure 1.7, on se rend facilement compte que les sous tâches suivantes y sont exécutées : L'impulsion quasi-gaussienne vue à la sortie du préfiltre est échantillonnée dans le bloc ADC avec une fréquence bien choisie. Les échantillons ainsi obtenus sont mémorisés dans un buffer circulaire (topologie de mémorisation très adoptée en environnement DSP sa contribution à réduire le temps de calcul). L'impulsion ainsi obtenue subira un traitement approprié en vue d'une compensation « pole-zéro/zéro-pôle » et ceci pour éliminée la longue queue occasionnée par le pôle lent du préamplificateur ; cette tâche est réalisée par le biais d'un filtre IIR dont le mode de fonctionnement ainsi que la conception seront développée plus tard. Par la suite, les instabilités de la ligne de base (la ligne zéro ou de référence) surgissant suite aux : fluctuations dues aux dérives thermiques, perturbations des lignes électriques, bruit microphonique, couplage AC, ..., etc., sont corrigées au sein du filtre (FIR2). Ce dernier filtre est implanté de manière à oeuvrer en parallèle avec le filtre principale (FIR1) prévu pour la mesure d'énergie des particules physiques incidentes. Le résultat final du traitement est affiché en tant qu'histogramme sur le moniteur d'un PC généralement liée à la carte DSP.

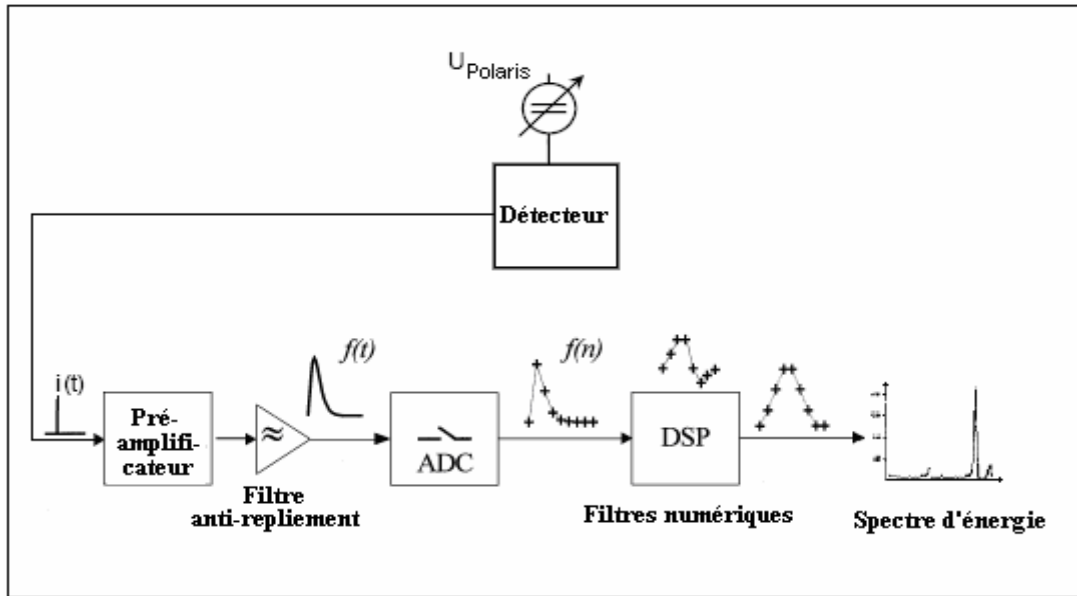


Figure1.6 : Chaîne spectroscopique numérique (mixte).

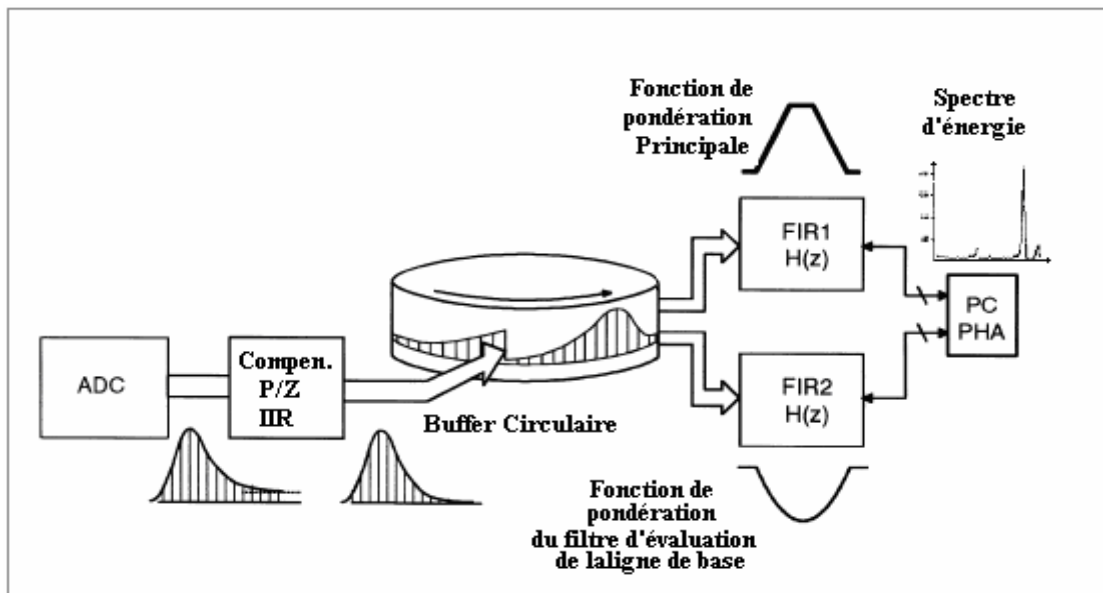


Figure 1.7 : Partie purement numérique de la chaîne spectroscopique mixte.

1.3 Les sources d'erreurs dans une chaîne de mesure spectroscopique

Les sources d'erreurs dans une chaîne spectroscopique donnée sont très variées et difficiles à recenser. Et c'est la raison qui nous a poussé à ne discuter que les sources d'erreurs prépondérantes et qu'on entend corriger à travers les traitements numériques présentés lors des prochains chapitres.

1.3.1 Le bruit électrique

Au sens large, par bruit on entend dire une perturbation qui s'interfère avec le signal désiré.

1.3.1.1 Définition et origine du bruit présent dans une chaîne de mesure spectroscopique

Le bruit d'origine électrique est un signal parasite pouvant affecter le signal issu d'un détecteur à radiations nucléaires, peut avoir diverses origines : bruit des sources excitatrices, bruit photonique, bruit électronique des appareils, ..., etc. Suivant ces origines, deux grandes catégories émergent :

1.3.1.1.a Bruits extérieurs

Il s'agit des contaminations pouvant altérer le fonctionnement du spectromètre, des fréquences parasites et ondulations des alimentations et champs électromagnétiques et du bruit blanc généré par des résistances connectées autour du préamplificateur. Nous supposons que des mesures adéquates sont prises dans la conception pour réduire ou éliminer ces sources de bruit dans les chaînes considérées tout au long de ce rapport.

1.3.1.1.b Bruits intérieurs

Ils sont aussi de différentes natures et dépendent en grande partie des composants utilisés par le procédé de fabrication du préamplificateur. Le bruit d'un transistor MOSFET dont le principe a été suggéré par Lilienfeld dès 1930, a trois principales origines (en négligeant le courant de fuite de la grille d'un transistor MOSFET) : le bruit thermique ou bruit Johnson, le bruit de grenaille ou bruit Schottky, et le bruit en $1/f$ ou 'Flicker noise'.

Lors de ce présent chapitre, on essaiera de mettre l'accent sur la deuxième catégorie (bruit électronique des parties : détecteur + préamplificateur), et ce à cause de son impact négatif en détection des faibles signaux.

On entamera cette partie par l'introduction des principales sources de bruits mis en jeu dans l'électronique frontale d'une chaîne spectroscopique, et on fera un tour d'horizon sur les origines physiques et les modélisations mathématiques des densités spectrales de puissance de chaque variante à part.

1.3.1.2 Les sources du bruit électronique

Elles sont très nombreuses, tant externes qu'internes à la chaîne de mesure, dans une bande de fréquences pouvant aller de 1 MHz à 100 MHz. Pour notre étude, on s'intéresse plus particulièrement au niveau de bruit intrinsèque des modules électroniques de la chaîne. Pour l'implantation du filtre optimal, on est contraint de rentrer un peu plus dans les détails, à cause des exigences de la haute résolution. Il existe une importante littérature concernant les bruits cités ci-dessous [20-26]. Aussi, nous ne ferons ici donc que de simples résumés.

1.3.1.2.a Le bruit thermique

Le bruit thermique provient des fluctuations affectant les trajectoires des porteurs (électrons et trous dans les semi-conducteurs) dues aux interactions, et aux chocs avec le réseau. Ce mouvement aléatoire des porteurs est analogue au mouvement brownien des particules (possédant une énergie cinétique de $(1/2)kT$ par degré de liberté). Ce bruit a été observé par J. Johnson en 1927, et analysé théoriquement par Nyquist en 1928. Les autres dénominations sont mouvement brownien, bruit de Nyquist ou bruit de Johnson.

La densité spectrale du bruit thermique d'un conducteur de résistance R est proportionnelle à la température absolue T de celui-ci, à la bande passante Δf et à la valeur de la résistance. Deux représentations équivalentes du bruit thermique généré par une résistance réelle R dans un circuit sont possibles. La première est de type Norton, comportant une résistance idéale sans bruit de valeur R ($R = 1/G$), en parallèle avec une source de courant, représentant le bruit, de densité spectrale de courant $S_i(f)$ donnée par :

$$S_i(f) = 4 kTG. \quad 1.2$$

Où k est la constante de Boltzmann ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$), T est la température exprimée en degré Kelvin.

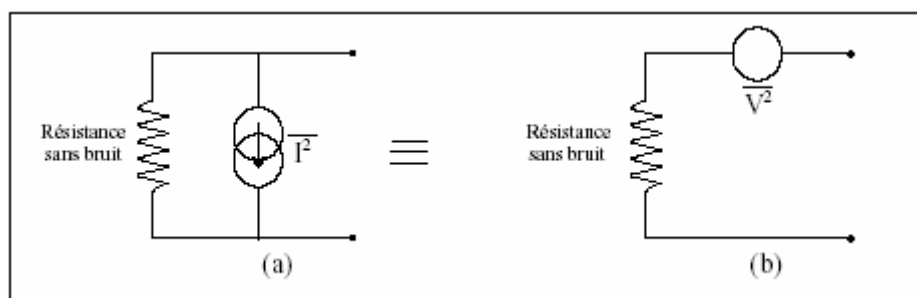


Figure 1.8 : Modèle du bruit thermique d'une résistance.

La seconde représentation (Figure 1.8), totalement équivalente, est de type Thevenin. Elle comporte une résistance idéale sans bruit R , en série avec une source de tension représentant le bruit, de densité spectrale de tension $S_v(f)$, telle que :

$$S_v(f) = 4kTR \quad 1.3$$

La densité spectrale étant indépendante de la fréquence, ce bruit est dit blanc.

1.3.1.2.b Le bruit de grenaille

Il se produit dans tous les dispositifs collectant un flux de particules électriques qui est dû à la nature granulaire de l'électricité [22] : c'est à dire qu'un courant I ne doit pas être considéré comme un flux uniforme, mais comme la composition d'un grand nombre d'impulsions élémentaires.

Soit $[t]$ la suite aléatoire que forme les instants où les électrons quittent l'électrode d'injection. En régime permanent, cette suite est supposée poissonnienne. En négligeant l'influence du temps de transit entre les électrodes d'injection et de collection, le courant instantané peut s'écrire sous la forme d'une somme d'impulsions de Dirac de poids q :

$$I(t) = q \sum_{t_j} \delta(t - t_j) \quad 1.4$$

Nous en déduisons le spectre de $I(t)$:

$$S_i(f) = I_0^2 \delta(f) + 2qI_0 \quad 1.5$$

Où δf est une distribution de Dirac, valant 1 lorsque f est nul et zéro ailleurs.

Dans les composants semi-conducteurs, ce bruit est associé aux courants qui franchissent les barrières de potentiel. Dans une jonction pn, le courant exprimé par la loi approchée de Shockley est le suivant :

$$I = I_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = -I_s + I_s e^{\frac{qV}{kT}} = I_1 + I_2 \quad 1.6$$

$I_1 = -I_s$: correspond aux flux des porteurs initialement minoritaires,

$I_2 = I_s e^{\frac{qV}{kT}}$: représente le flux des porteurs initialement majoritaires.

De plus, nous avons :

- En polarisation inverse : $\left(V \ll \frac{kT}{q} \right), S_i(f) = 2q|I_s| \quad 1.7$

- En polarisation directe :
$$\left(V \gg \frac{kT}{q} \right), S_i(f) = 2q|I| \quad 1.8$$

- En polarisation nulle :
$$S_i(f) = 4q|I_s| \quad 1.9$$

Il est à noter que, tout comme le bruit thermique, le bruit de grenaille est un bruit blanc.

1.3.1.2.c Le bruit de génération-recombinaison (Bruit Lorentzien) [25]

L'état d'un électron ou d'un trou dans un semi-conducteur peut être de deux types: soit délocalisé (dans la bande de conduction pour un électron ; dans la bande de valence pour un trou), soit localisé. Lorsque le porteur de charge, l'électron ou le trou, est dans un état délocalisé, il participe à la conduction. Par contre, lorsqu'il se trouve dans un état localisé, comme une impureté ou un défaut, il ne participe pas à la conduction.

De plus, la transition d'un électron ou d'un trou d'un état localisé vers un état délocalisé ou la création d'une paire électron-trou est appelée génération. Le processus inverse est appelé recombinaison. Le terme « piégeage » est également employé lorsqu'un électron ou un trou est capturé par une impureté, et le terme « dépiégeage » qualifie l'émission d'un porteur de charge. Comme les processus de génération-recombinaison sont aléatoires, le nombre de porteurs (électrons ou trous) dans les états délocalisés fluctuent autour d'une valeur moyenne qui définit la conductance moyenne. Ces fluctuations du nombre de porteurs produisent une fluctuation de la résistance et par conséquent une fluctuation du courant et/ou de tension. Ces variations sont appelées bruit de génération-recombinaison, noté bruit de *g-r*, et sont dues à la fluctuation du nombre de porteurs.

Le bruit de *g-r* dépend fortement des qualités du semi-conducteur : la conduction unipolaire ou bipolaire, le type de pièges, les centres de recombinaison ...

Dans le cas simple de transitions entre une bande et des pièges de même niveau d'énergie, le spectre est **lorentzien** et est donné par la relation suivante :

$$\frac{S_{\Delta N}(f)}{N^2} = \frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{(\overline{\Delta N})^2}{N^2} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad 1.10$$

Où :

N : Le nombre total de porteurs de charge,

$(\overline{\Delta N})^2$: La variance du nombre fluctuant de porteurs de charge,

τ : Le temps de relaxation, caractéristique d'un niveau de piège, est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-3} s,

$\omega = 2\pi f$: La pulsation.

1.3.1.2.d Le bruit de scintillation (bruit en $1/f$)

Les autres dénominations du bruit de scintillation sont le bruit de papillotement, ou le «Flicker noise» ou encore bruit fondamental en $1/f$ [21].

Le bruit de scintillation a été observé expérimentalement sur une grande variété de composants et de dispositifs électroniques, linéaires et non linéaires, incluant des résistances carbone, des diodes à jonctions pn , des transistors bipolaires et des transistors à effet de champ. Ce type de bruit est associé à un courant continu passant dans le composant. Une expérimentation simple pour observer ce bruit est la suivante : lorsqu'une tension continue est appliquée à une résistance carbone, une composante du bruit, dépendant de la fréquence, dite en excès, est observée dans le courant, superposée au bruit thermique, qui lui est toujours présent. De même, quand un courant continu traverse une résistance carbone, il apparaît une composante en excès dans la tension, superposée au bruit thermique.

Ces composantes du bruit en excès, qui sont observables dans la plupart des résistances en présence d'un courant continu ou d'une tension continue (analogique), présentent une densité spectrale de puissance qui varie en $|f|^{-\alpha}$, où α est quasi constant et est habituellement compris entre 0,8 et 1,4 et ceci sur une bande de fréquence large allant de 10^{-6} Hz à 10^6 Hz.

Sa densité spectrale est de la forme :

$$S_i(f) = K \frac{I^a}{f^\alpha} \quad 1.11$$

Où I est le courant continu traversant la résistance, a est une constante prise entre 0,5 et 2 et K est une constante caractéristique du composant, dépendant de la technologie de fabrication utilisée.

L'allure de son spectre, inversement proportionnel à la fréquence, est à l'origine d'une de ses dénominations. Néanmoins, les mécanismes précis impliqués dans ce type de bruit sont complexes, varient énormément d'un dispositif à l'autre, et font l'objet de spéculations et de controverses. Toutefois, ce type de bruit se manifeste comme une fluctuation de la conductivité, ce point faisant l'unanimité.

Dans un échantillon ohmique de résistance R , cela se traduit soit par une fluctuation de la tension lorsqu'un courant constant la traverse, soit par une fluctuation de courant lorsqu'une tension continue lui est appliquée. Nous avons donc :

$$\frac{S_i(f)}{I^2} = \frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_G(f)}{G^2} \quad 1.12$$

Le bruit en $1/f$ est une fluctuation de la conductivité (notée σ). Mais la conductivité est définie par le produit du nombre de porteurs de charge n , et de la mobilité μ , à la charge élémentaire près :

$$n \cdot q \cdot \mu = \sigma \quad 1.13$$

La question qui se pose est donc : « Qu'est ce qui fluctue avec un spectre en $1/f$, le nombre de porteurs ou la mobilité ? ».

A l'heure actuelle, aucune réponse n'a été donnée, ou plus exactement aucun fait n'a permis d'écarter une des deux possibilités. Comme le fait remarquer Hooge dans son article « $1/f$ Noise Sources » de 1994, les deux types de bruit, bruit de fluctuation de mobilité (noté $\Delta\mu$) et bruit de fluctuation du nombre de porteurs (noté Δn), ont été observés sur des transistors de type MOS : bruit $\Delta\mu$ dans les transistors à canal P et bruit Δn dans les transistors à canal N.

Il semblerait donc qu'il existe différents types de bruit en $1/f$, requérant différentes théories afin d'expliquer tous les faits expérimentaux [24].

Il existe également d'autres types de bruit électronique; tels le bruit de quantification, le bruit RTS [23] (*Random Telegraph Signal*), bruit d'avalanche (Zener), ..., etc. Mais du fait de leur non apparence dans le cas considéré, nous avons préféré de les omettre.

1.3. 2 Le phénomène du défaut balistique (*ballistic deficit*)

On sait déjà que pour aboutir au spectre lors d'une mesure donnée, les impulsions électriques induites dans le détecteur doivent être amplifiées, mises en forme, et analysées. Le temps de montée des impulsions en sortie d'un préamplificateur de charges correspond au temps de transit des porteurs de charge dans le détecteur.

La mesure de l'amplitude est proportionnelle, à la perte de charges près, à l'énergie déposée dans le détecteur. Pour que cette amplitude soit totalement mesurée, le temps de mise en forme doit au moins être égal au temps de montée le

plus long. Le temps de mise en forme, choisi suivant le bruit en sortie, est directement relié à la résolution spectrale. Une constante de temps courte favorise le bruit série généralement causé par le bruit thermique du transistor à effet de champ du préamplificateur alors qu'une constante de temps longue favorise le bruit parallèle comme celui lié au courant de fuite par exemple. Alors un compromis doit être fait entre les deux valeurs pour faire un choix optimal et ceci dans le but de pallier au problème du *défaut balistique* dont le phénomène est explicité juste en bas.

Pour arriver à expliquer ce phénomène nuisible aux mesures spectroscopiques, nous devons nous référer au schéma électronique simplifié du préamplificateur de charge, tel qu'il est habituellement utilisé pour les détecteurs à germanium et qui est représenté dans la figure 1.9. La collection des charges créées par le rayonnement dans le cristal du détecteur induit un courant dans le circuit « détecteur – préamplificateur ». Ce courant charge la capacité C_f (cf. figure 1.9) du préamplificateur. Le condensateur se décharge à travers la résistance R_f . Dans cette description simple, le signal à la sortie du détecteur peut être exprimé par l'équation différentielle suivante [27]:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{v}{\tau} + f(t). \quad 1.14$$

Le terme $f(t)$ décrit la collection des charges et est non nulle seulement pendant la collection [19]. Le terme $-v/\tau$ décrit la décharge à travers la résistance R_f . Le temps de décroissance du signal est τ . Le courant de décharge est proportionnel à la tension, i.e. au niveau de charge dans le condensateur, à tout moment, *y compris pendant la collection de charge*. Une partie de la charge produite sera, donc, dissipée pendant la collection et le niveau de charge atteint par le condensateur restera légèrement inférieur à celui qui serait créé en absence de la résistance R_f . L'expression couramment utilisée pour cette différence est le «défaut balistique».

La conception du filtre optimal pour la mesure d'énergie, qui sera présente ultérieurement, prend en compte ce défaut et le corrige par l'insertion d'un plateau de mesure (*Flat-top*) dans la fonction de pondération du filtre optimale. En fait l'insertion de ce plateau résoudra aussi le problème d'asynchronisme entre le peigne d'échantillonnage relatif à la partie numérique et le temps correspondant au pic de l'impulsion détectée, et l'adjonction d'un plateau d'une longueur minimale correspondant à une période d'échantillonnage résoudra parfaitement ce problème [30].

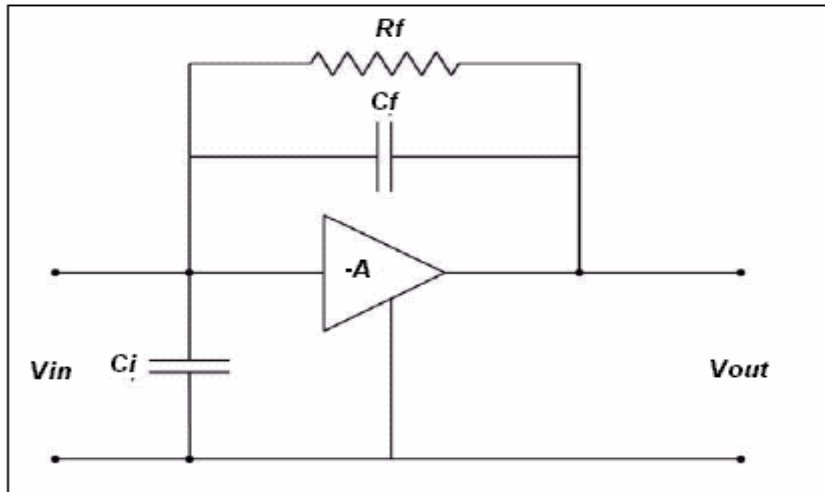


Figure 1.9 [18] : Schéma électronique simplifié d'un préamplificateur de charge.

Et l'effet d'un tel phénomène sur l'amplitude de l'impulsion à analyser est illustré par la figure ci-dessous :

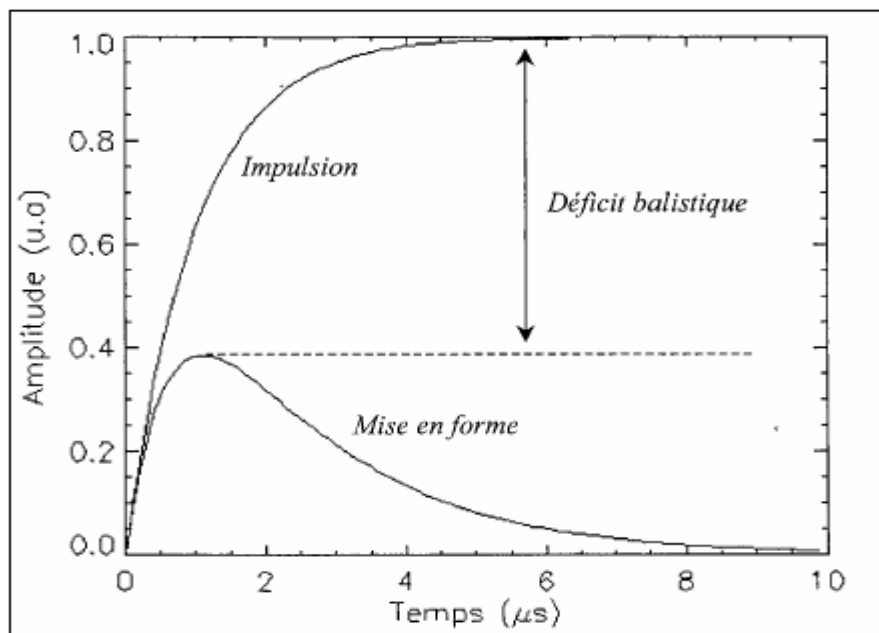


Figure 1.10 [18]: Illustration de la perte balistique.

1.3. 3 Le phénomène d'empilement

Du fait du temps non nul de la collection de charges, le signal temporel dû à un seul photon, i.e. l'impulsion électrique qui lui est associée, est d'une durée courte mais non nulle, tout juste inférieure à la micro-seconde pour les détecteurs Germanium par exemple. Cela signifie que deux photons peuvent être émis à des instants suffisamment proches pour que leurs signaux respectifs se superposent

partiellement ou en totalité [31]. En réalité, comme les instants d'arrivée des photons dans le détecteur forment un processus de Poisson, la probabilité qu'un empilement se produise n'est presque jamais nulle.

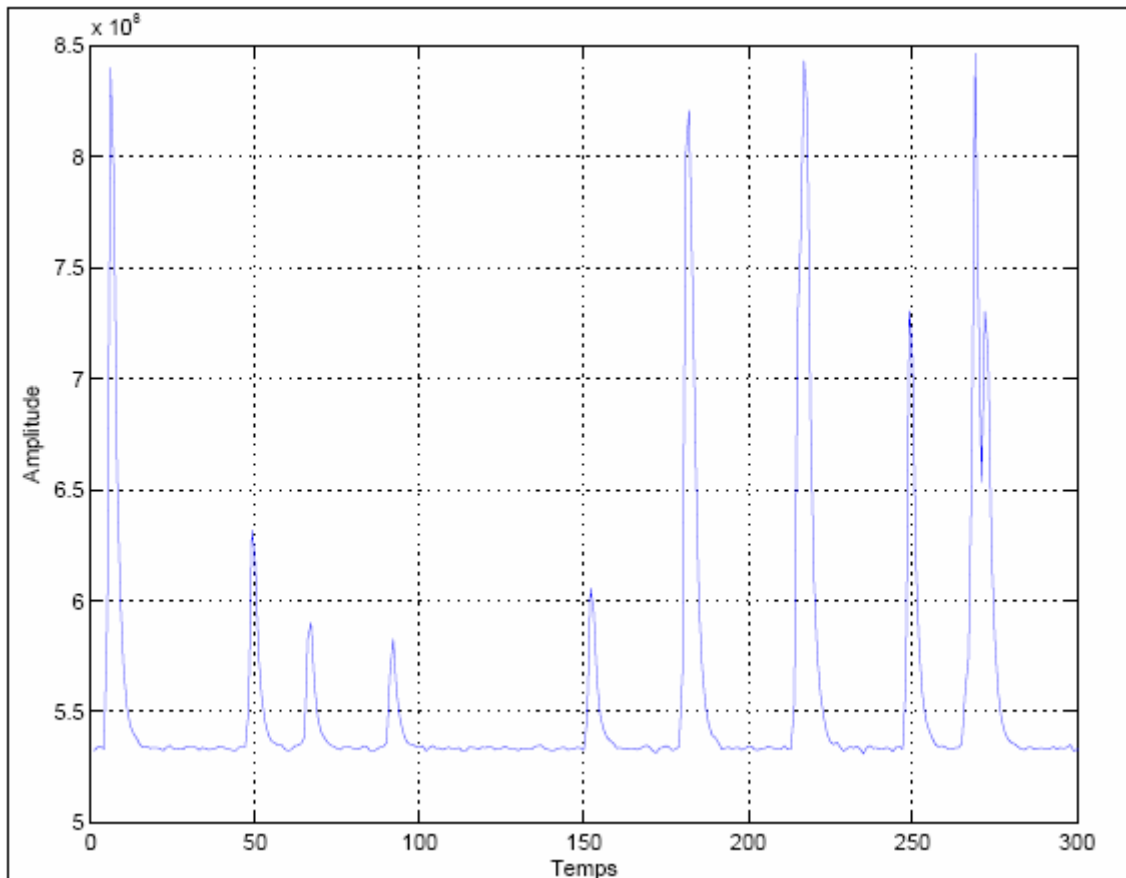


Figure 1.11 [15] : Empilement de la dixième impulsion avec celle qui la précède.

Le phénomène provoque l'apparition des pics multiples dans l'histogramme des énergies. Il a été pris en considération lors de la mise au point des filtres de traitement numérique de l'impulsion pour amenuiser voire éliminer ses effets néfastes sur les spectres finaux.

1. 4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons investi les phénomènes physiques qui se cachent derrière l'opération de mesure spectroscopique nucléaire et plus particulièrement la spectroscopie du rayonnement « Gamma ». On s'est attardé un peu plus sur les effets et les sources d'erreurs susceptibles de fausser l'allure du spectre fourni à la sortie d'une chaîne de mesure générique. L'accent a été précisément mis sur le bruit électronique qui règne dans une expérience typique, un fait dicté par la réalité stipulant que c'est le facteur déterminant et dont la

connaissance et la bonne caractérisation jouent un grand rôle pour une conception soignée des filtres de traitement numériques qu'on a l'intention de développer dans la suite de ce manuscrit.

CHAPITRE 2

ETUDE ET MISE AU POINT DU FILTRE NUMERIQUE PREVU POUR LA COMPENSATION « POLE-ZERO/ZERO-POLE »

2.1 Introduction

Il est bien connu, que dans la plupart des appareils de mesure spectroscopique, la constante du temps lente, introduite par l'étage préamplificateur doit être éliminé avant l'opération de la mise en forme du signal qui vise à maximiser le rapport signal sur bruit. Un tel prétraitement est accompli dans le souci d'éviter : *i)* l'influence de l'effet de persistance temporelle du pôle lent sur la mesure des impulsions successives (empilement des impulsions et queues - voir figure ci-dessous -), *ii)* la saturation de l'étage de mise en forme et/ou de l'ADC dans le cas d'un haut débit des événements provenant de la source.

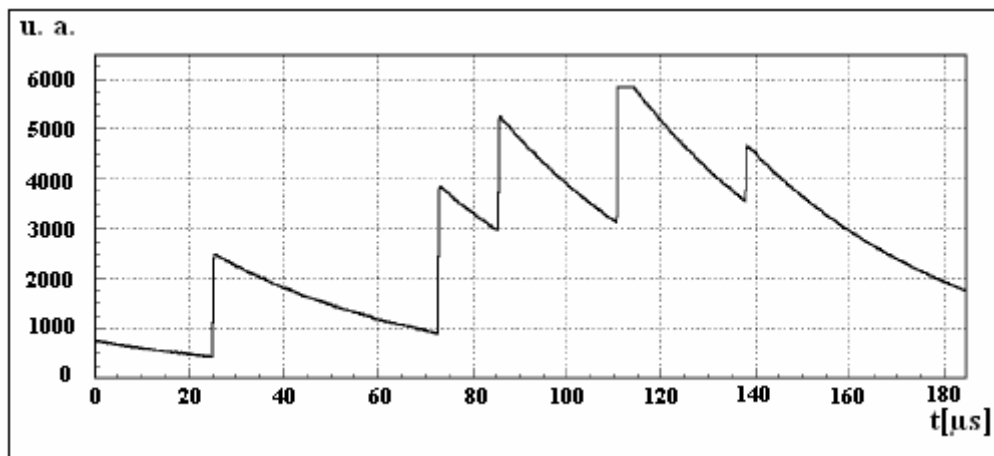


Figure 2.1 : Signal échantillonné à la sortie du préamplificateur du type RC d'un détecteur HPGe coaxial. (Une brève saturation est visible à 110 μs.)

Dans les chaînes analogiques, cette compensation du pôle lent est d'accoutumée accomplie par l'introduction d'un zéro dans la fonction de transfert de l'étage de la mise en forme (*Shaper-amplifier*). Mais une telle opération, qui souvent réalisée manuellement à l'aide d'un trimmer, est loin d'être précise à cause des tolérances et des dérives thermiques toujours inhérentes aux composants électroniques.

Dans le but de résoudre le problème de précision quant à une telle compensation du signal à la sortie du Préfiltre analogique, Nous discuterons ci-après l'étude et la conception d'un filtre IIR, qui réalisera la fonction de compensation du pôle lent du préamplificateur tout en utilisant le signal numérisé. Ceci est accompli à travers une procédure d'initialisation automatique, la chose qui rendra le système particulièrement flexible et insensible aux différentes dérives.

2. 2 Fondement théorique [32]

Les effets d'une annulation P/Z analogique peuvent être ressortis en considérant la fonction de transfert du couple résiduel pôle/zéro.

$$G(s) = \frac{1 + s\tau_z}{1 + s\tau_p} \quad 2.1$$

Où τ_p est la constante du temps de la sortie du préamplificateur à être annulée et τ_z est la constante du temps du zéro introduit par le circuit de compensation. La réponse impulsionnelle d'un système représenté par cette fonction de transfert est donnée par [33] :

$$g(t) = \frac{e^{-t/\tau_p}}{\tau_p} \left(1 - \frac{\tau_z}{\tau_p} \right) + \frac{\tau_z}{\tau_p} \delta(t) \quad 2.2$$

Si la compensation était parfaite i.e. $\tau_p = \tau_z$, $g(t)$ serait une distribution de Dirac $\delta(t)$. Si elle ne l'était pas, la sortie de l'étage de la mise en forme serait une convolution entre $g(t)$ et $f(t)$, où $f(t)$ est la réponse impulsionnelle du circuit de mise en forme due à ses singularités séparément de la compensation zéro. Cette sortie consiste en une copie de $f(t)$ mise en échelle par le facteur τ_z/τ_p et de la fonction résultant de la convolution de $f(t)$ et du terme exponentiel dans l'équation 2.2. Ce dernier terme fait augmenter une queue exponentielle lente (non-désirée) d'une constante de temps τ_p à la sortie du formeur. Considérons par exemple un formeur caractérisé par une réponse impulsionnelle $f(t)$ à 03 pôles coïncidents à la constante du temps τ . $f(t)$ est donnée par :

$$f(t) = \frac{1}{\tau} \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \frac{e^{-t/\tau}}{2} \quad 2.3$$

Dans le cas d'une compensation P/Z partielle, la sortie du formeur est donnée par :

$$f(t)*g(t) = \frac{\tau_z}{\tau_p \tau} \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 \frac{e^{-t/\tau}}{2} - \frac{\tau_z}{2\tau^2(\tau_p - \tau)} \left(\frac{1}{\tau_z} - \frac{1}{\tau_p}\right) e^{-t/\tau_p} \left[e^{-t/\tau_3} (t^2 + 2t\tau_3 + 2\tau_3^2) - 2\tau_3^2 \right] \quad 2.4$$

Avec $\tau_3 = \tau\tau_p/(\tau_p - \tau)$ et le second terme représente la longue queue exponentielle.

Dans une installation de mesure numérique, la compensation p/z partielle ajoute un problème sensible. Car, en réalité pour réduire le phénomène d'empilement des impulsions incidentes, une fonction de pondération avec une largeur strictement finie doit être mise en vigueur. Ceci peut être simplement appliqué si le filtre numérique est de type FIR. Si l'amplificateur analogique n'arrive pas à compenser parfaitement le pôle du préamplificateur, le filtre numérique doit être de type IIR de manière à éliminer son effet et la fonction de pondération résultante ne sera plus limitée dans le temps.

2. 2.1 Compensation P/Z numérique

Il n'est pas possible de compenser directement le pôle du préamplificateur avec une technique purement numérique, du fait que la superposition des queues des signaux va saturer l'entrée de l'ADC. La présence d'une singularité zéro au sein du formeur est alors nécessaire, la position de cette singularité ne doit pas être déterminée avec précision mais peut être fixée d'une manière nominale à une valeur commode (pratique). Par exemple, on peut vérifier qu'un signal sous-compensé réduit les exigences dynamiques d'entrée de l'ADC.

Un filtre numérique placé en cascade avec l'ADC corrige l'erreur de compensation sur le signal numérisé, comme c'est montré à la figure 2.2.

Le problème du calcul du filtre recherché peut être abordé en suivant les trois étapes :

- i) Estimation de la valeur de la constante du temps du préamplificateur τ_p ;
- ii) Estimation de la constante du temps τ_z correspondant au zéro du formeur ;
- iii) Détermination des coefficients du filtre IIR, si une fois la structure du filtre IIR, $H'(z)$, a été désignée.

Supposons qu'on connaît exactement les valeurs de τ_p et τ_z . La tâche du filtre est de réaliser une fonction de transfert numérique, qui est l'inverse de l'équation 2.1 dans la bande de fréquence du signal.

Dans le spectromètre à réaliser, la fréquence d'échantillonnage est aux environs de quelques MHz, Ce qui fixe la fréquence de Nyquist dans la région des MHz. Le circuit de mise en forme est un simple filtre passe bande analogique (pôles dans la gamme des KHz). Ce qui nous permet de dire que le passage du domaine continu de Laplace (variable s) au domaine discret (variable z) doit être effectué par une transformation consistante avec la meilleure correspondance linéaire possible aux basses fréquences entre les fréquences angulaires analogiques et numériques. Ce qui nous conduira à utiliser la transformation bilinéaire [29].

$$s \rightarrow \frac{2}{T_s} \frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}} \quad 2.5$$

T_s est la période d'échantillonnage.

Dans cette voie, un filtre numérique peut être obtenu, et qui suit au mieux la fonction de transfert analogique correspondante et ce aux basses fréquences ($\omega \ll \pi/T_s$) et à proximité de la fréquence de Nyquist ($\omega \rightarrow \pi/T_s$). Le filtre de la compensation numérique recherchée résulte en remplaçant 2.5 dans l'inverse de l'équation 2.1.

$$H'(z) = \frac{1}{G(z)} = \frac{T_s + 2\tau_p}{T_s + 2\tau_z} \frac{1+z^{-1} \frac{T_s - 2\tau_p}{T_s + 2\tau_p}}{1+z^{-1} \frac{T_s - 2\tau_z}{T_s + 2\tau_z}} \quad 2.6$$

Ce filtre est un IIR est du 1^{er} ordre.

2. 2. 2 Procédure d'identification automatique du pôle et du zéro [32]

L'initialisation du filtre IIR implique l'identification, à priori, des singularités τ_p et τ_z . Le processus d'identification peut se faire, comme on vient déjà de l'annoncer, en suivant les étapes suivantes :

Commençant par l'identification de τ_p : La constante du temps τ_p du préamplificateur est généralement plus grande que les constantes du temps des pôles du formeur. Lorsque le transitoire des pôles internes disparaît ($t > t_0$), la réponse impulsionnelle du formeur est réduite à :

$$h(t) = ke^{-t/\tau_p}$$

2.7

k : est une constante dépendant du gain du formeur (*shaper*).

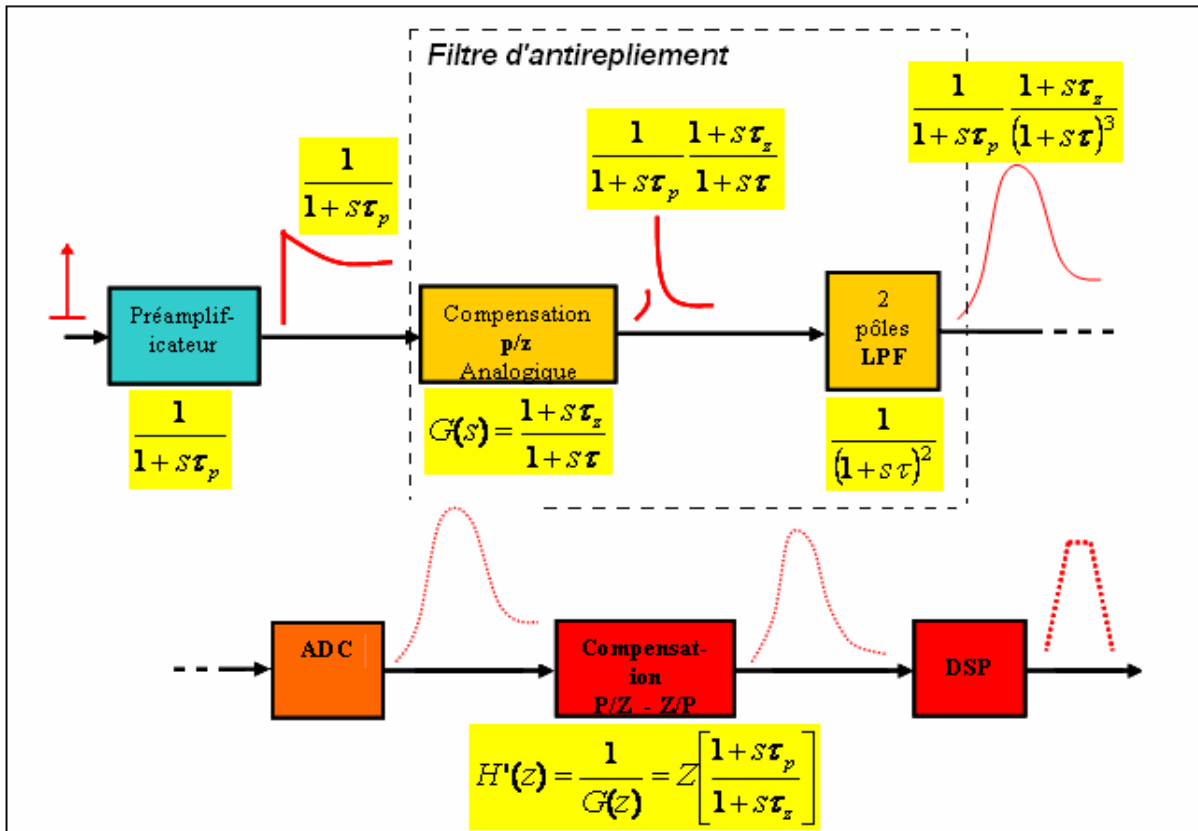


Figure 2.2 : spectromètre avec compensation numérique du p/z.

En termes de l'équation 2.4, cette réponse asymptotique devient :

$$h(t) = f_0 \frac{\tau_p (\tau_p - \tau_z)}{(\tau_p - \tau)^3} e^{-t/\tau_p} \quad 2.8$$

Avec tous ces paramètres inconnus.

Pour identifier τ_p , le principe du «*gated-integrator* [34]» a été utilisé. Après avoir soustrait l'estimation de la ligne de base du signal d'impulsion. On réalise des intégrations des échantillons voisins dans deux différentes fenêtres temporelles, $\Delta T_s = NT_s$, sur la queue $t > t_0$:

$$M_1 = \sum_{n=0}^{N-1} k e^{-nT_s/\tau_p} \quad M_2 = \sum_{n=N}^{2N-1} k e^{-nT_s/\tau_p} \quad 2.9$$

En posant $\exp(-T_s/\tau_p) = q$, les équation 2.9 deviennent :

$$M_1 = k \frac{1-q^N}{1-q} \quad \text{et} \quad M_2 = kq^N \frac{1-q^N}{1-q} \quad 2.10$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{M_1}{M_2} = q^{-N} = e^{\Delta T_s / \tau_p} \quad 2.11$$

D'où la valeur estimée de τ_p :

$$\tau_p = \frac{\Delta T_s}{\ln(M_1 / M_2)}. \quad 2.12$$

Le choix de l'intervalle ΔT_s tend à maximiser le rapport signal sur bruit (S/N) des mesures M_1 et M_2 . Comme la fréquence de coupure implémentée dans M_1 et M_2 est proportionnelle à $1 / \Delta T_s$, ΔT_s doit au moins couvrir le spectre du signal exponentiel traité.

L'estimation de τ_z peut être réalisée à travers une procédure adaptative. Après l'initialisation de τ_z à une valeur raisonnable ($\tau_z = \tau_p$ par exemple). La séquence d'erreur entre à la sortie du filtre IIR courant et ceux du signal compensé recherché (i. e. niveau de ligne de base) est minimisée en ajustant itérativement la valeur de τ_z . La convergence est obtenue après quelques opérations. Une interprétation algorithmique des étapes suivies pour l'estimation de τ_z , pourrait être exprimée de la manière :

1. Début,
2. $\tau_z = \tau_p$,
3. Remplacer τ_z , par sa nouvelle valeur dans l'équation 2.6),
4. Filtrer l'impulsion avec le filtre numérique ainsi obtenu,
5. Si erreur $\varepsilon >$ seuil préfixé
6. Alors $\tau_z \leftarrow (\tau_z - 1)$,
7. Aller à : (3),
8. Sinon τ_z est adopté comme valeur finale pour la conception du filtre,
9. Fin.

Tout en sachant que la valeur de l'erreur est déterminée sur la courbe de l'impulsion qu'on ajuste par filtrage numérique pour chaque nouvelle valeur de τ_z (cf. figure 2.3).

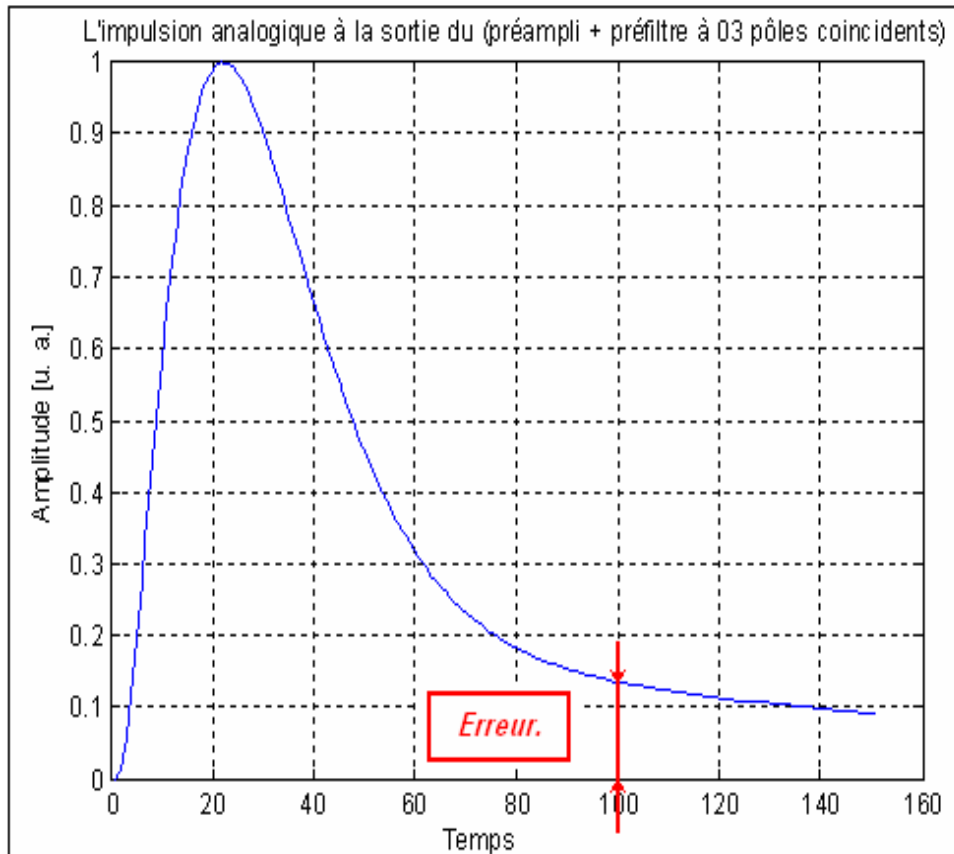


Figure 2.3 : Positionnement de l'erreur utilisée pour l'estimation de τ_z

Une fois τ_z , τ_p et T_s sont définis, le filtre IIR dont il est question lors de ce chapitre, pourrait être facilement synthétisé conformément à l'équation 2.6.

2. 3. Conception du filtre numérique correspondant

Nous avons simulé l'impulsion à la sortie du pré-filtre. Celle-ci a été par la suite filtrée par le filtre numérique RII conçu à cet effet tout en suivant la procédure qui d'être citée juste en haut. Pour la mise au point du programme en question, nous avons suivi les étapes de l'organigramme illustré par la figure 2.4.

Les courbes obtenues par la simulation du signal impulsion à la sortie de l'étage analogique ainsi que celles du filtrage appliqué sur cette même impulsion sont données par les figures 2.5 – 2.9.

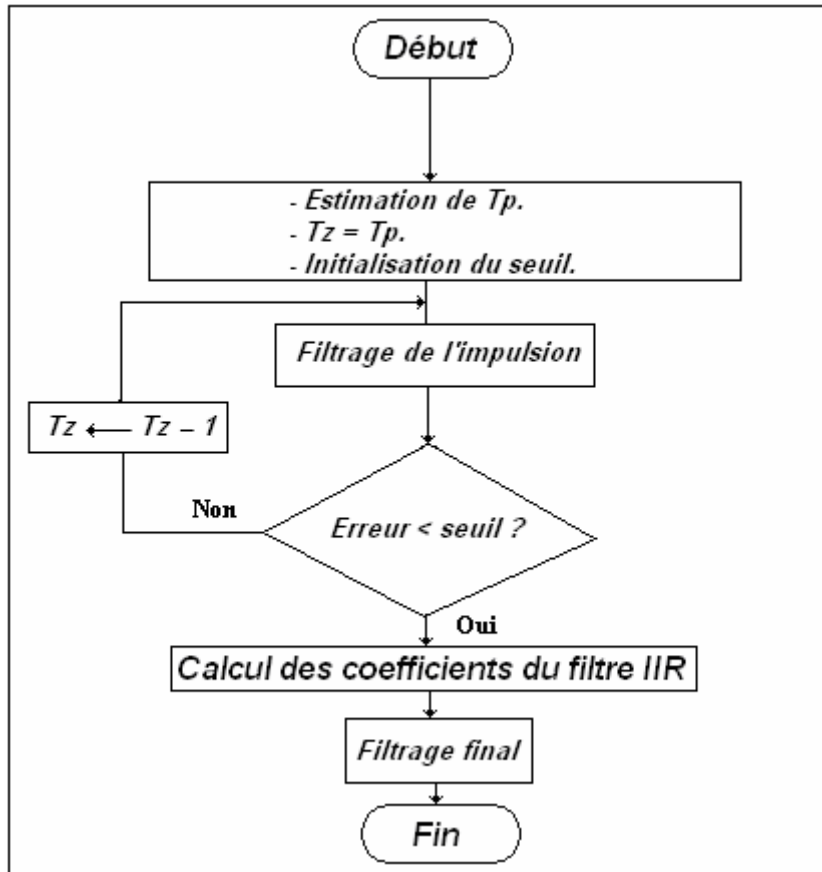


Figure 2.4 : Organigramme de la procédure de synthèse du filtre de compensation.

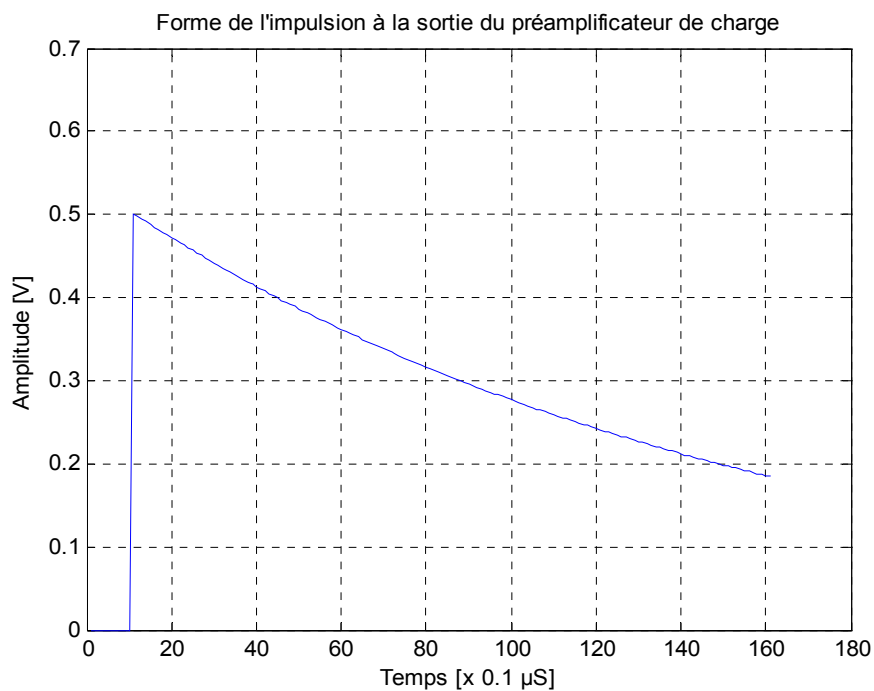


Figure 2.5 : Forme de l'impulsion à la sortie du préamplificateur. Une montée rapide suivie d'une décroissance exponentielle lente.

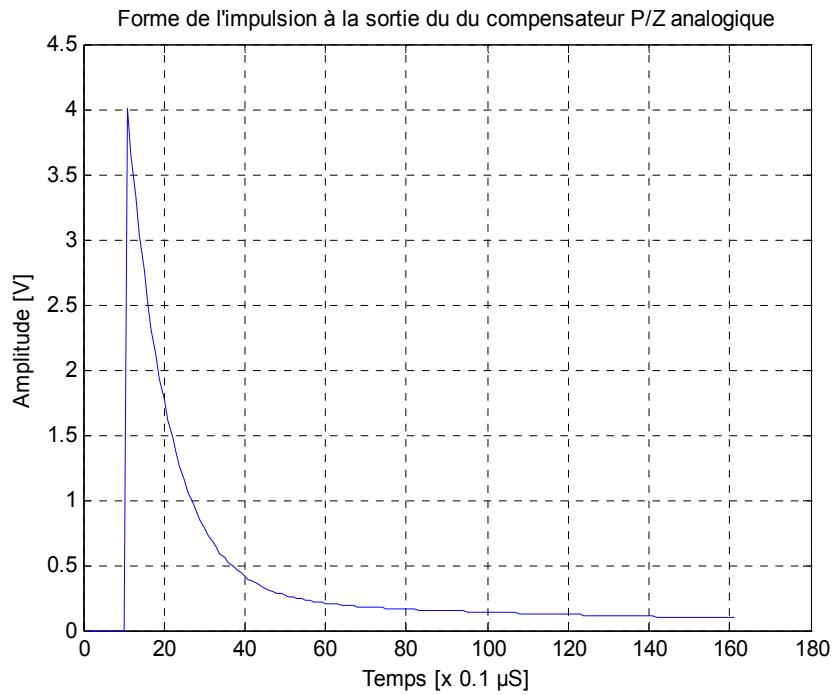


Figure 2.6 : Forme de l'impulsion à la sortie du compensateur P/Z analogique (Intégré au sein du formeur).

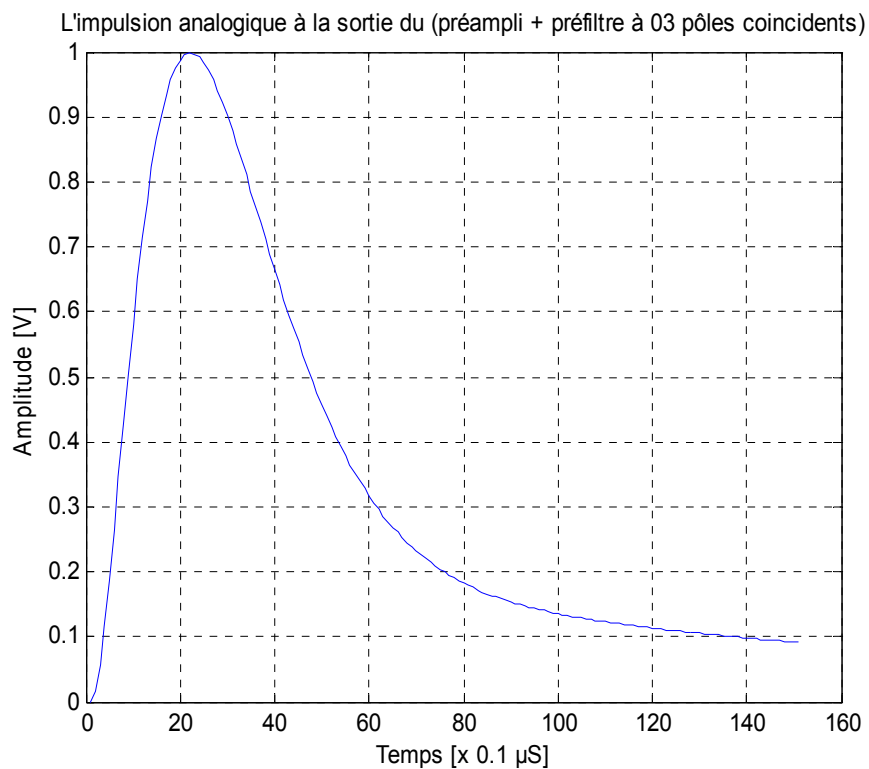


Figure 2.7 : L'impulsion analogique à la sortie du (Préampli + Préfiltre à 03 pôles coïncidents)

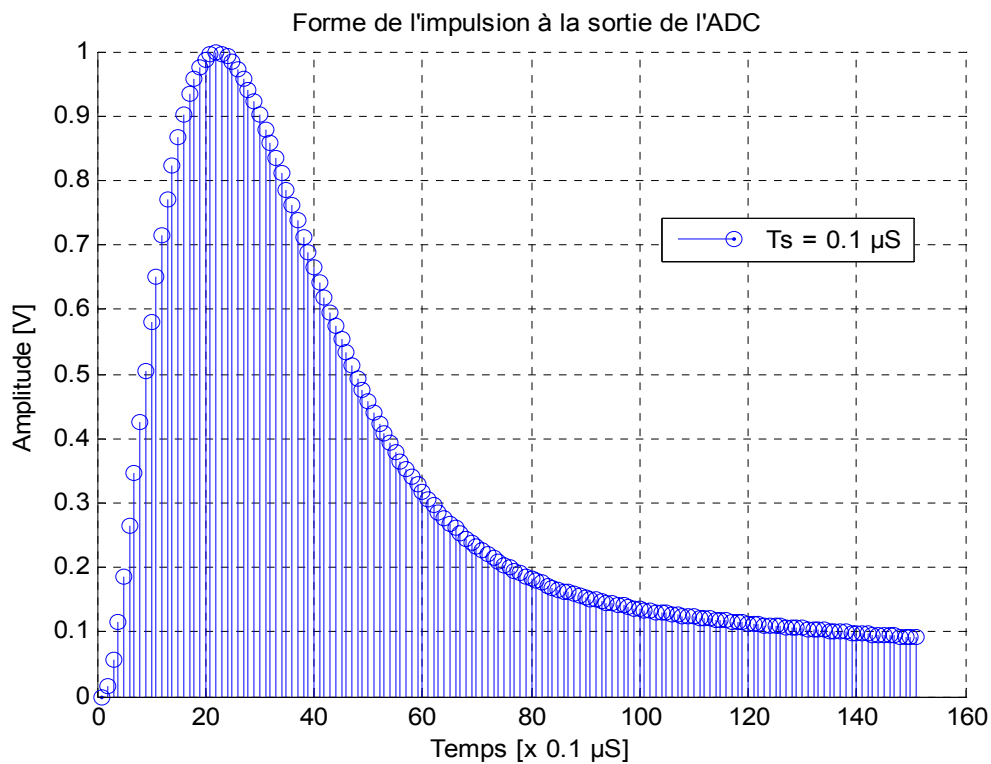


Figure 2.8 : Numérisation de l'impulsion (Avant la compensation P/Z). (Le nombre d'échantillons peut être réduit ou augmenté, selon l'équipement d'acquisition et la résolution recherchée).

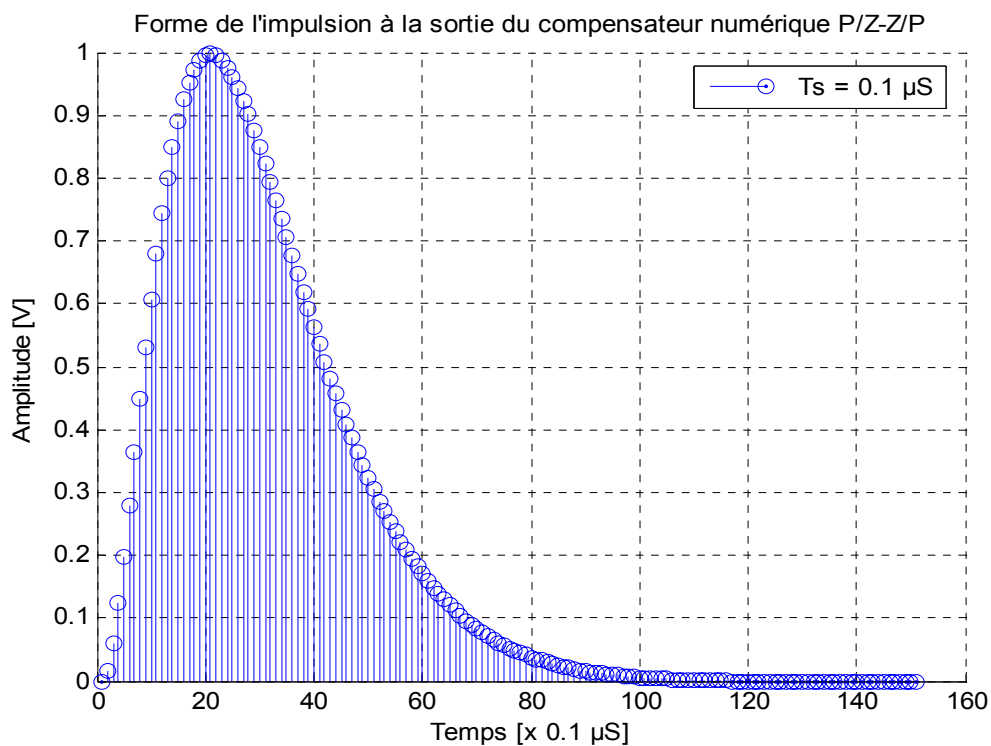


Figure 2.9 : L'impulsion après la compensation P/Z.

2. 4 Résultats

- Valeurs de τ_p et de τ_z introduites pour simuler l'impulsion :

$$\tau_p = 15 [\mu\text{S}].$$

$$\tau_z = 8 [\mu\text{S}].$$

- Valeurs de τ_p et de τ_z estimés par la méthode considérée :

$$\tau_p = 14.6 [\mu\text{S}].$$

$$\tau_z = 7.6 [\mu\text{S}].$$

Alors les coefficients du filtre IIR résultant sont (en considérant $T_s = 0.1 \mu\text{s}$):

$$a_0 = 1, \quad a_1 = -0.9875, \quad b_0 = 1.8695, \quad b_1 = -1.8570.$$

D'où la fonction du transfert du filtre utilisée pour la compensation :

$$H'(z) = k \cdot \frac{1.8695 - z^{-1} 1.8570}{1 - z^{-1} 0.9875} \quad 2.13$$

k : est un facteur de correction de gain, qui sert à maintenir la valeur du pic de l'impulsion à une valeur normalisée (=1). Dans ce cas de figure : $k = (1/1.759)$.

2. 5 Conclusion

En observant de près les résultats obtenus et en considérant le temps de calcul alloué à la procédure d'estimation, on se rend compte que la méthode d'estimation utilisée, converge rapidement, à des valeurs très proches de ceux réellement utilisés pour simuler l'impulsion en cours d'étude. Le filtre RII obtenu à l'issue de cette procédure est stable, du fait que le seul pôle qu'il possède : $|z| = 0.9875 < 1$.

Concernant le traitement numérique qu'à subit l'impulsion prise à la sortie du préfiltre ; on voit bien, d'après les deux courbes illustrées dans les figure 2.8 et 2.9, que l'effet du pôle lent introduit par le préamplificateur de charge, disparaît rapidement suite au traitement qui semble être adéquat pour donner à l'issue une forme d'impulsion prête aux traitements ultérieurs de la chaîne de mesure à concevoir.

CHAPITRE 3

ESTIMATION DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE DU BRUIT

3.1 Introduction

Comme on l'avait déjà annoncé plus haut, le calcul de la fonction de pondération du filtre optimal utilisé en mesure d'énergie ainsi que celui prévu pour l'évaluation de la ligne de base, nécessite la caractérisation de l'électronique frontale de la chaîne de mesure par rapport aux composantes du bruit qui y règnent. Une telle caractérisation passe inévitablement par le calcul et/ou la mesure de la densité spectrale de puissance totale $N(\omega)$ du bruit électronique à l'entrée du spectromètre. Cette densité spectrale peut se référer soit à une tension, à un courant ou à une puissance. Au cours de ce chapitre, nous allons essayer d'estimer pratiquement cette entité étant donnée une chaîne spectroscopique dont les modules de l'électronique frontale sont bien définis. Nous ne prétendons nullement épuiser le sujet de l'estimation spectrale et nous oublions certainement plusieurs aspects fondamentaux. Ce domaine est en fait couvert par une très vaste littérature et nous renvoyons le lecteur à la référence [35] qui en donne une bonne introduction.

3. 2 Estimation de la densité spectrale de puissance [36]

Deux approches standard sont utilisées pour l'évaluation de la « *d.s.p.* » (Densité Spectrale de Puissance). La première est celle dite l'approche directe de Fourier ; la seconde porte sur le calcul de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal à étudier.

- Avec l'approche directe de Fourier, la *d.s.p.* d'un signal x donné dans l'intervalle $[0, T]$ est défini par :

$$G(T, f) = \frac{|X(T, f)|^2}{T}. \quad 3.1$$

$X(T, f)$: est la transformée de Fourier de $x(t)$ évaluée dans l'intervalle $[0, T]$.

- L'approche alternative est de déterminer l'autocorrélation du signal, définie à un temps t fixe par :

$$R(T, t, \tau) = \begin{cases} x(t)x^*(t-\tau) & t \in [0, T], t-\tau \in [0, T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad 3.2$$

Tout en sachant que $x(t)$ est un signal défini sur $[0, T]$. Cette fonction d'autocorrélation est non nulle dans la région du plan (τ, t) illustrée par la figure 3.1).

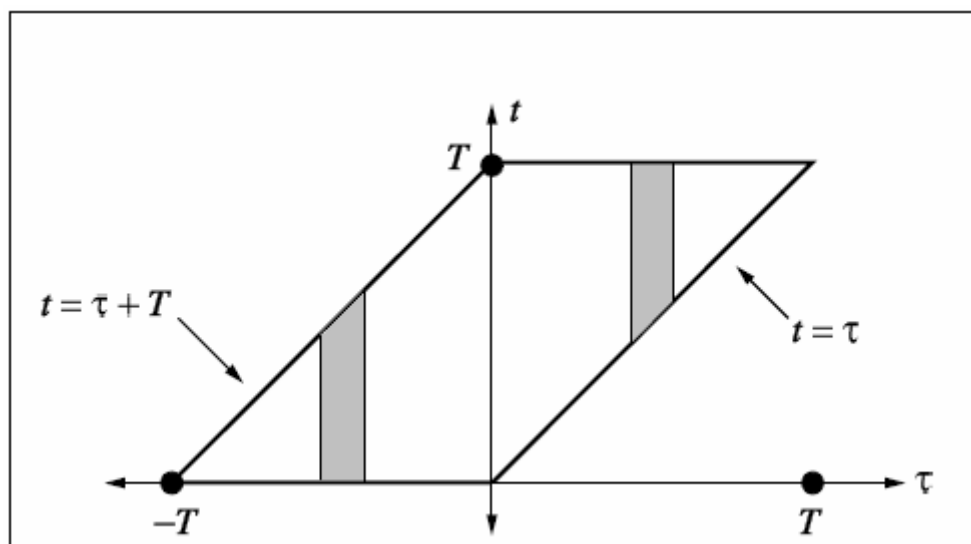


Figure 3.1 [36] : Région où la fonction d'autocorrélation est non-nulle.

Et prendre alors une moyenne temporelle pour former une fonction de corrélation moyennée.

$$\bar{R}(T, \tau) = \begin{cases} \frac{1}{T} \int_0^{T+\tau} R(T, t, \tau) dt & \tau < 0 \\ \frac{1}{T} \int_{\tau}^T R(T, t, \tau) dt & \tau > 0 \end{cases} \quad 3.3$$

Les limites d'intégration sont tirées à partir de la figure 3.3.

Finalement la transformée de Fourier de cette dernière fonction est prise pour obtenir la densité spectrale de puissance, qui est donnée par :

$$G(T, f) = \int_{-T}^T \bar{R}(T, \tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad 3.4$$

Ces deux approches mènent à des résultats identiques. Les deux définitions peuvent être facilement généralisées pour les processus aléatoires et à des intervalles de temps infinis. Mais, la nature directe de l'approche de Fourier facilite la dérivation de la d.s.p. des signaux des processus aléatoires.

Une projection des deux approches qui viennent d'être citées, dans le domaine temporel discret a donné naissance aux deux méthodes généralement utilisées pour

estimer la DSP dans le domaine discret à partir d'une réalisation du processus limitée dans le temps.

3.2.1 Méthode directe (PERIODOGRAMME)

C'est une méthode utilisant directement le signal temporel tronqué. Le spectre est estimé par :

$$\hat{S}_{PER}(f) = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j2\pi n f} \right|^2. \quad 3.5$$

Du fait de la troncature du signal, le périodogramme est en fait la convolution du spectre par une fenêtre en sinus cardinal. Le fait de tronquer le signal induit 02 phénomènes principaux:

- élargissement du lobe principal \Rightarrow perte de résolution ;
- apparition de lobes secondaires.

On montre que la résolution du périodogramme est de l'ordre de $1/N$, c'est-à-dire que l'on peut discriminer 2 fréquences distantes de $1/N$. Pour remédier aux problèmes de troncature, on utilise en général des fenêtres permettant soit de réduire le lobe principal, soit d'atténuer les lobes secondaires. On montre [40] que le périodogramme est un estimateur biaisé :

$$E\{\hat{S}_{PER}(f)\} = \int_{-1/2}^{1/2} W_b(f-u) S_x(u) du$$

3.6)

Où $W_b(f) = \frac{1}{N} \left[\frac{\sin(\pi N f)}{\sin(\pi f)} \right]^2$ est la transformée de Fourier de la fenêtre triangulaire

(Bartlett Window).

$S_x(f)$: Spectre réel du signal $x(t)$ et u : variable muette d'intégration.

Le périodogramme est donc en moyenne la convolution du véritable spectre avec la transformée de Fourier de la fenêtre triangulaire. Néanmoins, lorsque $N \rightarrow \infty$, le biais devient nul. On peut montrer également que la variance est pratiquement indépendante de N et proportionnelle au spectre :

$$\text{var}\{\hat{S}_{PER}(f)\} \cong S_x(f)^2 \quad 3.7$$

Le périodogramme n'est donc pas un estimateur consistant de la d.s.p. Afin de diminuer la variance de cet estimateur, on peut utiliser **un périodogramme moyenné**.

Ceci consiste à séparer le signal en K tranches (de longueur N/K), à calculer le périodogramme sur chaque tranche et à faire la moyenne. Du fait des K moyennages, la variance est presque divisée par K : néanmoins, les tranches étant plus courtes, la résolution diminue.

3. 2. 2. Méthode indirecte (BLACKMAN-TUCKEY) :

Une autre approche consiste à utiliser la définition du spectre à partir de la fonction de corrélation. On estime alors le spectre comme :

$$\hat{S}_{BT}(f) = \sum_{m=-M}^M \hat{r}_{xx}(m) e^{-j2\pi mf} \quad 3.8$$

Où $\hat{r}_{xx}(m)$ est un estimateur de la fonction de corrélation, donné par [40]:

$$\hat{r}_{xx}(m) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-m-1} x^*(k)x(k+m) \quad m = 0, 1, \dots, N-1. \quad 3.9$$

$$\text{Ou : } \hat{r}_{xx}(m) = \frac{1}{N-m} \sum_{k=0}^{N-m-1} x^*(k)x(k+m) \quad m = 0, 1, \dots, N-1. \quad 3.10$$

L'estimateur 3.9 est biaisé alors que 3.10 est non biaisé.

Blackman-Tuckey ont suggéré de prendre M de l'ordre de $10\%N$. L'application d'une fenêtre est possible pour diminuer la variance sur l'estimation de la fonction de corrélation. En effet, on a :

$$\hat{S}_{PER}(f) = \sum_{m=-(N-1)}^{N-1} \hat{r}_{xx}(m) e^{-j2\pi mf}$$

3.11

Or, la variance sur $\hat{r}_{xx}(m)$ augmente lorsque m se rapproche de N : c'est pourquoi on n'utilise que M points de corrélation. Néanmoins, quand M diminue, le biais augmente => dilemme biais-variance.

Pour ce qui est des travaux d'estimation de la d.s.p., adressés tout au long de ce document, nous avons utilisé le périodogramme moyenné de la méthode directe. Tout en supposant que les processus à traiter (bruit électronique de la chaîne de mesure) sont stationnaires et ergodiques.

3.3 Décomposition spectrale

Lors du chapitre 2, nous avons essayé d'énumérer, d'une manière théorique, les différents types de bruit susceptibles d'exister dans un système d'électronique frontale utilisé en mesure spectroscopique. Mais il faut noter qu'en pratique, on est loin d'arriver à déceler et/ou à séparer chaque type de bruit à part. Et quelque soit la représentation adoptée, un spectre de bruit est, dans la plupart des cas, la superposition de plusieurs composantes de bruit dont la prépondérance des unes par rapport aux autres diffère d'une situation à une autre.

3.3.1 Expression de la densité spectrale du bruit utilisée pour le calcul des filtres

Puisque le bruit considéré est supposé être additif, stationnaire et non corrélé au signal utile [20], la représentation fréquentielle (Densité spectrale de puissance du bruit) obtenue par la méthode décrite précédemment et adaptée au présent contexte, peut être exprimé mathématiquement, dans la gamme de fréquence considérée, par : la plus proche possible «Série de Laurent» [37] donnée par la formule suivante :

$$N(\omega) = \sum \alpha_k |\omega|^k, \quad k = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad 3.12$$

Avec :

α_k : des constantes ne dépendant pas de la fréquence.

$\omega = 2\pi f$: fréquence angulaire.

Pratiquement, cette approximation peut conduire à des coefficients α_k ayant des signes négatifs, ce qui ne reflète aucune réalité physique. Mais l'expression reste, pour le moment, la meilleure approche, pour approximer la densité spectrale du bruit électronique à l'entrée de la chaîne et dans la gamme de fréquence considérée. L'entité ainsi obtenue, exprimée souvent en $[A^2/\sqrt{Hz}]$, est directement introduite dans les calculs de la fonction de pondération du filtre optimal requis en mesures spectroscopiques [38].

Et pour une prise en charge d'autres composantes de bruits, (comme par exemple : bruit de recombinaison-génération dont le spectre associé est une Lorentzienne) on a aussi tendance à adopter l'expression [39] donnée par l'équation 3.13. Qui n'est rien d'autre que celle introduite en 3.12 à laquelle on avait ajouté le terme de contribution du bruit Lorentzien (composantes série et parallèle).

$$N(\varphi) = \sum_k H_k \frac{1}{1 + G_k^2 \varphi^2} + \frac{h_N}{|\varphi|^N} + \dots + \frac{h_1}{|\varphi|} + 1 + F|\varphi| + \varphi^2 + k_1|\varphi|^3 + \dots + k_M|\varphi|^{M+2} + \sum_k K_k \frac{L_k^2 \varphi^2}{1 + L_k^2 \varphi^2}$$

3.13

Dans laquelle φ est la fréquence ' f ' normalisée à une fréquence de référence adaptée ' f_c ' appelée communément la fréquence charnière du bruit « *noise corner frequency* ». C'est à cette fréquence que les termes représentant le bruit blanc avec ses composantes parallèle et série (b et φ^2) se rencontrent. Les entités h_k , k_k , H_k , K_k , G_k , L_k , sont des paramètres constants qui ne dépendent pas de φ .

$N(\varphi)$ est l'expression mathématique globale de la densité spectrale du bruit référenciée à l'entrée et normalisée à sa composante du bruit blanc b (ce qui explique la présence du terme **1**). Elle contient toutes les puissances de φ renforcées par deux paquets du bruit Lorentzien, ce qui permettra d'introduire des bosses et des pentes partielles sur les deux côtés gauches et droites du spectre bilatéral du bruit. D'autres composantes intéressantes, telles celles représentant le bruit en $1/f$ lissé à l'origine, peuvent aussi être introduite dans 3.13, mais elles ne sont pas considérées ici pour des raisons de simplicité.

Et on fait aussi rappeler que les composantes du bruit blanc parallèle et série (1 et φ^2) sont toujours présentes dans les équations des densités spectrales de puissance utilisées dans le contexte des mesures spectroscopiques. Ceci ne représente aucune limitation sur l'analyse et les calculs qui vont suivre dans les prochains chapitres. En réalité, lors de chaque événement le terme φ^2 (ou même d'ordre supérieur) est réellement présent dans le système, chose qui est due au bruit de la résistance de charge ramenée à l'entrée dans une gamme de fréquence au-delà de la bande passante du système.

On note que dans des cas pratiques, les termes bruit blanc (1 et φ^2) vont être submergés par les autres composantes de bruit. Dans ce dernier cas, ces deux termes peuvent être introduits d'une manière fictive sans impact sur le résultat final.

3. 3. 2 Cas particuliers [38]

Dans des cas pratiques bien définis, des densités spectrales de puissance typiques sont données par :

- Spectroscopie X avec détecteur (Si) à la température ambiante :

$$N(\omega) = C^2 a \omega^2 + b + C^2 a_f 2\pi|\omega|.$$

- Spectroscopie X avec détecteur (GaAs) à la température ambiante : $N(\omega) = C^2 a' \omega^2 + b' + C^2 a'_f 2\pi |\omega| + b'_f 2\pi / |\omega|$.
- Spectroscopie Gamma avec détecteur (HPGe) refroidi à l'azote liquide : $N(\omega) = C^2 a'' \omega^2 + b''$.

3.4 Source de Bruit équivalente ramenée à l'entrée du spectromètre

Le bruit total observé à la sortie du système de mesure est en fait la somme des contributions de plusieurs sources $N_1(\omega)$, $N_2(\omega)$, Néanmoins, et conformément à ce que nous venons d'énoncer en haut, l'utilisateur qui observe le signal en sortie ne peut pas discerner les contributions de $S_1(\omega)$, $S_2(\omega)$, Pour lui, **tout se passe comme s'il n'y avait qu'une seule source de bruit**. Si l'on suppose que cette unique source équivalente est placée à l'entrée du système, alors on peut la comparer directement au signal que l'on souhaite mesurer. En particulier, la variance de cette source de bruit donne directement la résolution du système complet. De ce fait, le système de mesure « détecteur + étages de traitement en amont » peut être modélisé par un circuit équivalent (voire figure 3.1) composé de:

- Un signal d'entrée : un générateur d'impulsion de courant de charge Q (modèle du détecteur).
- Une capacité C représentant la somme des capacités du détecteur et des composants d'entrée (Ordre de grandeur de 10 à 20 pF).
- Toutes les sources de bruits relatives à (l'étage d'entrée + détecteur) sont représentées par une seule source de bruit montée soit en en générateur de courant ou de tension. Pour une meilleure clarté on réfère le signal d'entrée et la source de bruit à un même type de source (source de courant dans notre cas).
- L'étage en amont est supposé être sans bruit et est modélisé par sa fonction de transfert $H(j\omega)$.

C'est le modèle électrique réduit de l'entrée d'un spectromètre générique, et c'est sur ce modèle que vont s'appuyer tous les calculs du filtre optimal utilisé pour la mesure de l'énergie déposée dans le détecteur par une particule ionisante.

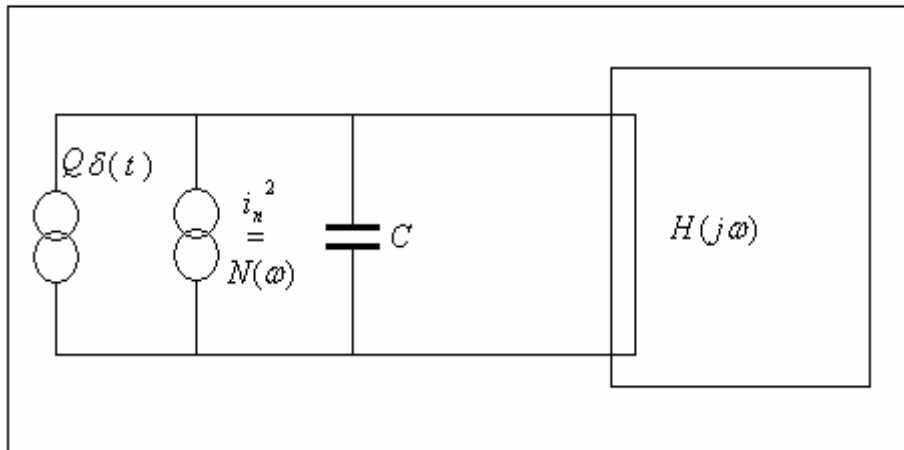


Figure 3.2 [38]: Réduction des sources de bruits à une seule source équivalente (Générateur de courant) d'une densité spectrale $N(\omega)$.

3.5 Détermination pratique de la d.s.p. du bruit de la chaîne de mesure

Dans le but de caractériser la chaîne spectroscopique « *spectroscopie Gamma avec détecteur (HPGe) refroidi à l'azote liquide* », vis-à-vis du bruit électronique qui y règne, et de déterminer la densité spectrale de puissance correspondante. Nous avons accompli les tâches suivantes :

1. Acquisition des enregistrements temporels du signal à la sortie du préamplificateur de charge en l'absence de tout événement radiatif. Les acquisitions sont faites par oscilloscope numérique « Tektronix TDS220 », relié au PC via une liaison RS-232D. Plusieurs fréquences d'échantillonnage ont été essayées avant le choix final. La figure 3.4 illustre un échantillon de ces acquisitions. Le nombre des échantillons de chaque acquisition est fixé par le matériel utilisé à 2500 points, au temps ou la fréquence d'échantillonnage est réglable par l'utilisateur, nous avons travaillé dans la gamme (5MHz ~ 50MHz)

Caractéristiques du préamplificateur de charge utilisé :

- ❑ Nomenclature : Model Canberra de type 2002CSL (à FET refroidi par l'azote liquide)
- ❑ Constante du temps : $2 \text{ G}\Omega \times 1 \text{ pF}$
- ❑ Gain : 2V/pC (pC : Pico-Coulomb).

2. En utilisant ces échantillons, nous avons calculé une estimation de la densité spectrale de puissance à l'aide de la méthode du périodogramme moyenné (méthode directe) [40]. Cela a été fait via le logiciel Matlab. L'allure de l'une des courbes obtenues à l'issue de cette démarche est représentée par la figure 3.3.
3. L'estimation de la densité spectrale de puissance ainsi obtenue, est ramenée à l'entrée de la chaîne en divisant les valeurs en question, point par point, par le carré de la fonction de transfert du bloc préamplificateur,
4. Après cette étape, nous sommes passé à l'opération de la décomposition spectrale. A cet effet, la densité spectrale du bruit à l'entrée de la chaîne a été exprimée en termes de puissance négatifs et positifs de la fréquence (série de Laurent). Pour arriver à cette fin, nous avons essayé plusieurs méthodes d'approximation (*fitting*), parmi les quelles on note celle qui a été retenue : La méthode des moindres carrés pondérés (voir l'organigramme de la méthode).

On note à ce stade que la méthode utilisée ne converge pas à tous les coups, cependant un choix judicieux des paramètres initiaux de l'expression donné par 3.12 donne des résultats probants.

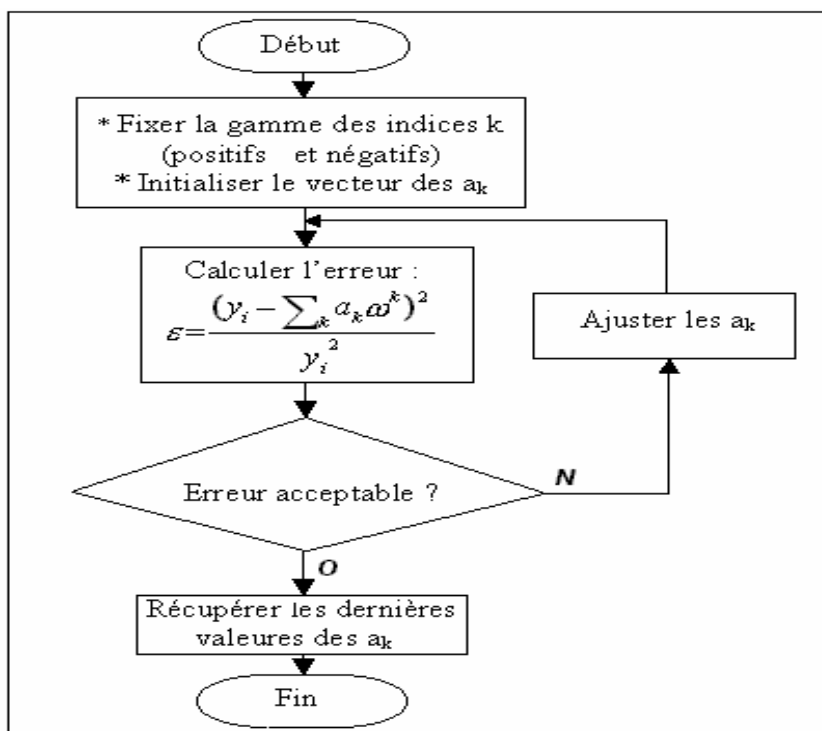


Figure 3.3 : Organigramme de la sous-procédure de la décomposition spectrale.

3.5.a Cas d'une chaîne spectroscopiques Gamma

a. 1 Enregistrements temporels :

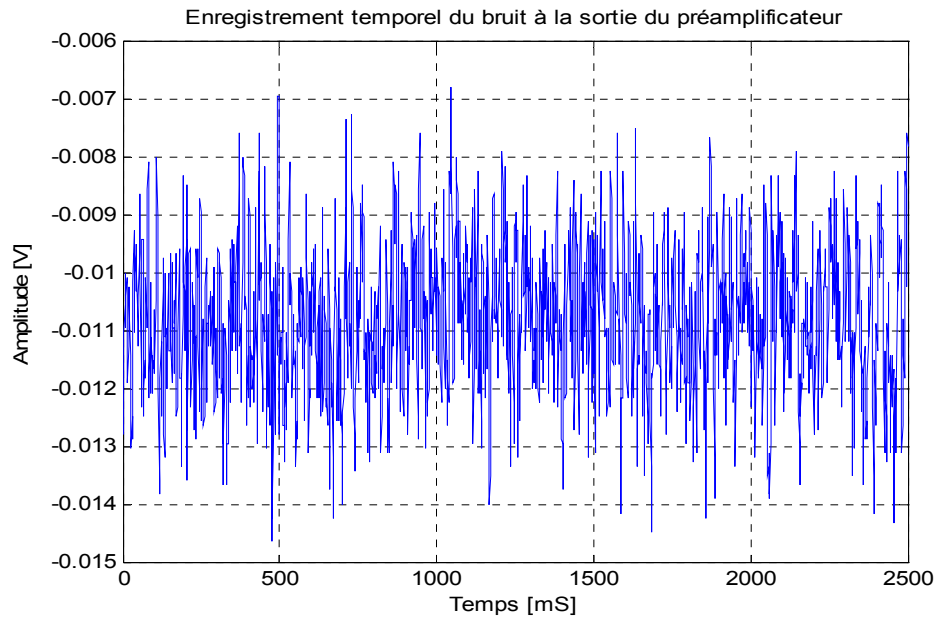


Figure 3.4 : Echantillon du bruit enregistré à la sortie du préamplificateur.

a. 2 L'estimée de la densité spectrale à la sortie du préamplificateur de charge :

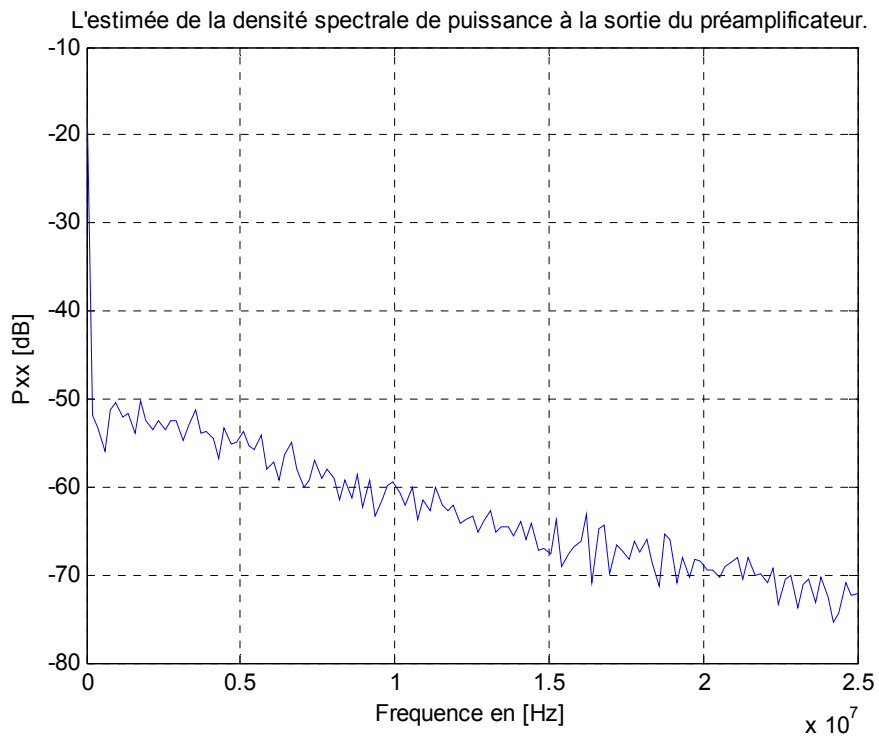


Figure 3.5 : Estimation de la densité spectrale de puissance à la sortie du préamplificateur de charge.

Largeur de fenêtre : 256 points, Fréquence d'échantillonnage : 50MHz

a. 3 Expression obtenue de la DSP à l'entrée de la chaîne (sous formes de série de Laurent) :

$$N(\omega) = 6.1 \times 10^{-29} f^0 + 4.7 \times 10^{-39} f^2 [\text{A}^2/\text{Hz}].$$

(Les autres termes ont été omis, et on n'avait gardé que ceux prépondérants)

3.5.b Cas d'une chaîne spectroscopiques X

Nous avons également eu des mesures temporelles correspondants à : une chaîne spectroscopie X (XRF Group), pour lesquels nous avons refaits les mêmes opérations citées juste en haut.

b. 1 Enregistrements temporels :

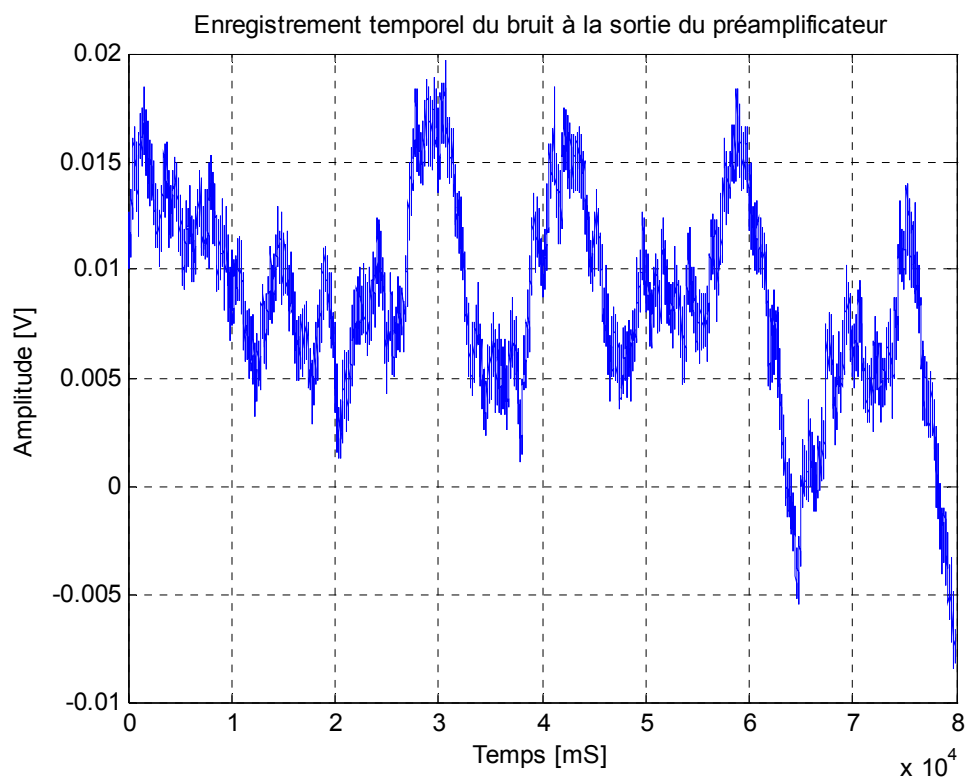


Figure 3.6 : Echantillon du bruit enregistré à la sortie du préamplificateur.

b. 2. L'estimation de la densité spectrale à la sortie du préamplificateur de charge :

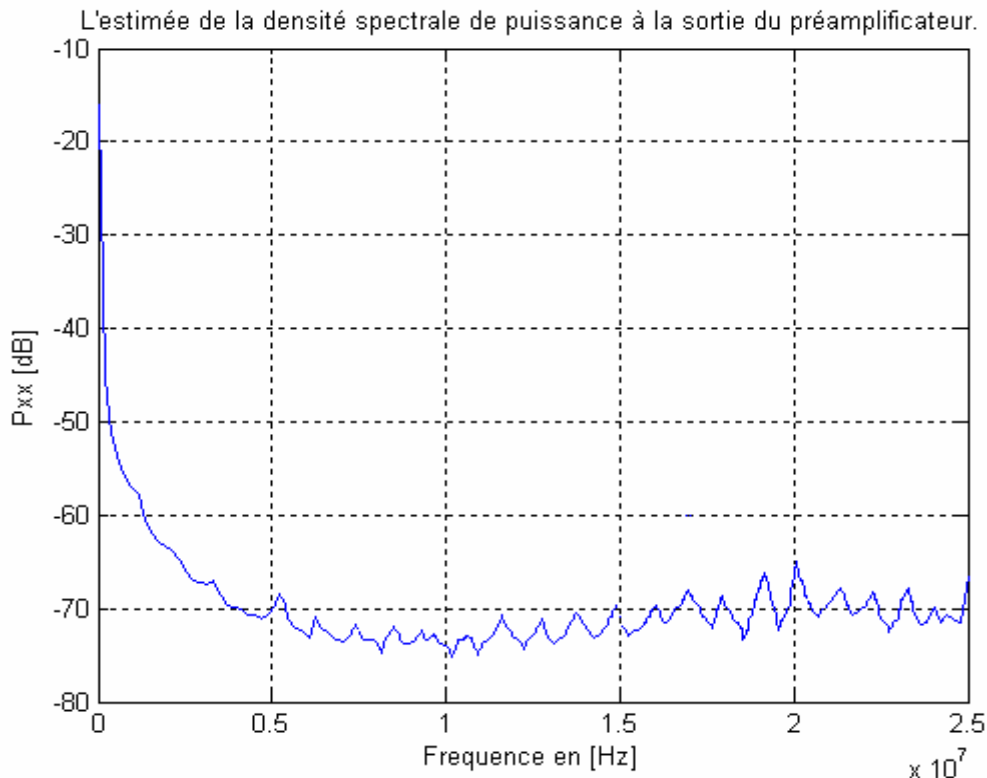


Figure 3.7 : Estimation de la densité spectrale de puissance à la sortie du préamplificateur de charge.

Largeur de fenêtre : 256 points, Fréquence d'échantillonnage : 50MHz

b. 3. Expression obtenue de la DSP à l'entrée de la chaîne (sous formes de série de Laurent):

$$N(\omega) = 3.1 \times 10^{-27} f^{-1} + 4.8 \times 10^{-30} f^0 + 2.1 \times 10^{-34} f + 1.02 \times 10^{-39} f^2 \text{ [A}^2/\text{Hz]}.$$

(Les termes très faibles ont été volontairement omis)

3. 6 Conclusion

Les spectres obtenus par la méthode d'estimation suivie lors de ce chapitre sont limités en terme de fréquences. L'inverse de la durée totale des enregistrements temporels limite le spectre dans la zone des faibles fréquences, tandis que la fréquence d'échantillonnage utilisée limite la validité de ce spectre dans le gamme des hautes fréquences. Mais cela n'empêche pas de dire que les expressions finales obtenus confirment bien la concordances des résultats pratiques avec ceux énoncés théoriquement dans le paragraphe (3.3.2), et surtout en ce qui concerne la chaîne spectroscopique gamma. D'où l'efficacité de la démarche suivie, pour donner des

approximations acceptables des densités spectrales du bruit à l'entrée de la chaîne spectroscopique. Des données qui seront utilisées pour la conception des filtres optimaux traités dans les prochains chapitres.

CHAPITRE 4 FILTRE OPTIMAL POUR LA MESURE D'ÉNERGIE DE LA RADIATION IONISANTE

4.1 Introduction

L'énergie à mesurer par un spectromètre nucléaire est liée à la charge totale produite dans le détecteur. Pour la meilleure résolution d'énergie réalisable on doit implémenter un filtre optimum de mesure qui tient compte de la réponse aussi bien que les caractéristiques de bruit de l'instrument. Ces filtres sont normalement réalisés en tant que filtres à réponse impulsionnelle finie (FIR), qui sont des réalisations standard pour les FPGAs et les DSPs. Dans ce qui suit, nous utiliserons la théorie du filtre adapté s'appuyant sur la minimisation du rapport signal sur bruit à la sortie du filtre à concevoir, pour mettre au point le filtre optimal et/ou sous-optimal prévu pour la mesure d'énergie d'une particule physique dans une chaîne spectroscopique donnée. Pour ce fait, nous reviendrons souvent sur la figure 3.1 du chapitre 3 et nous opterons pour la démarche suivante :

4.2 Calcul du rapport bruit sur signal à la sortie du filtre à concevoir

4.2.1 Expression du bruit

Concernant la valeur du bruit à la sortie du filtre, on sait que la variation du courant quadratique moyen relatif au bruit à l'entrée du filtre est donnée par **[19]** :

$$d\bar{n}_e^2 = bN(\varphi)df = bf_c N(\varphi)d\varphi \quad 4.1$$

Dans laquelle : $\varphi = f / f_c$, et f_c : fréquence charnière du bruit et b composante parallèle du bruit blanc.

L'image de cette variation à la sortie du filtre est alors :

$$d\bar{n}^2 = d\bar{n}_e^2 |W(\varphi)|^2 = bf_c N(\varphi) |W(\varphi)|^2 d\varphi \quad 4.2$$

Avec $N(\varphi)$: densité spectrale du bruit à l'entrée du filtre à concevoir,

$W(\varphi)$: fonction de transfert du filtre à concevoir,

Ce qui nous conduit à l'expression du courant quadratique moyen (*r.m.s.*) du bruit à la sortie du filtre :

$$\boxed{\bar{n}^2 = b \int_{-\infty}^{+\infty} N(\varphi) |W(\varphi)|^2 d\varphi = b f_c \int_{-\infty}^{+\infty} N(\varphi) |W(\varphi)|^2 d\varphi} \quad 4.3$$

Dans laquelle $W(\varphi)$ est la transformée de Fourier de $w(t)$.

4.2. 2 Expression du signal utile

Un raisonnement presque similaire mènera au calcul de la valeur du signal utile à la sortie du filtre. Pour cela, on supposera que le signal d'entrée $Qg(t)$ a une forme connue exprimée par la fonction adimensionnelle $g(t)$ et l'énergie Q à mesurer. Dans la plupart des cas, la grandeur à mesurer coïncide avec l'aire de l'impulsion considérée, et par conséquent $g(t)$ est une fonction à aire unitaire, i. e.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(t) dt = 1 \quad 4.4$$

Le cas $g(t) = \delta(t)$, dans lequel le signal d'entrée est une impulsion $\delta(t)$ est considérée dans ce chapitre. L'amplitude 's' du signal de sortie du filtre est alors proportionnelle à l'amplitude de sa réponse impulsionnelle (pour un filtre invariant dans le temps), ou de sa fonction de pondération « $W(t)$ » (pour un filtre variant dans le temps), au temps de mesure T_m . En fixant une telle amplitude à l'unité et en adoptant comme origine du temps le temps d'apparition de l'impulsion, on peut écrire :

La variation du signal à mesurer à l'entrée du filtre global s'exprime par [19] :

$$d(e) = QG(\varphi)df = f_c QG(\varphi)d\varphi \quad 4.5$$

Dans laquelle $G(\varphi)$ est la transformée de Fourier de $g(t)$, et puisque $g(t) = \delta(t)$ ce qui donne $G(\varphi)=1$

L'image de cette variation à la sortie du filtre à concevoir est :

$$d(s) = d(e).W(\varphi) = f_c QW(\varphi)d\varphi . \quad 4.6$$

D'où finalement la valeur du signal à la sortie du filtre :

$$s = \int_{-\infty}^{+\infty} f_c QW(\varphi)d\varphi = Qf_c \int_{-\infty}^{+\infty} W(\varphi)d\varphi \quad 4.7$$

Mais par hypothèse nous avons $h(T_m) = 1$, h étant la réponse impulsionnelle du filtre, et on sait que $w(\tau) = h(T_m - \tau)$ pour $\tau = 0$ on aura $w(0) = h(T_m) = 1$, et pour calculer la transformée de Fourier inverse au point 0 on a :

$$w(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\varphi) d\varphi = 1 \quad 4.8$$

En remplaçant 4.8 dans 4.7, on aura l'expression finale du signal utile :

$$s = Qf_c \quad 4.9$$

Une fois que les entités : signal et bruit à la sortie du filtre global sont évaluées, on peut alors calculer l'expression du rapport carré (bruit sur signal) à partir des équations 4.9 et 4.3 :

$$\frac{\bar{n}^2}{s^2} = \frac{b \int_{-\infty}^{+\infty} N(\varphi) W(\varphi) W^*(\varphi) d\varphi}{f_c Q^2} \quad 4.10$$

C'est l'entité qui doit être minimisée vis-à-vis de la fonction de pondération $W(\varphi)$. En d'autres termes, nous avons à répondre à la question suivante : Quelle est la valeur optimale de $W(\varphi)$ qui minimise le rapport pris en considération ?

4.3 Minimisation du rapport bruit sur signal à la sortie du filtre

La minimisation du rapport bruit sur signal revient à traiter un problème d'optimisation sous contraintes (contraintes sur la fonction de pondération : Durée limitée, flat-top, et/ou aire nulle). Pour résoudre un tel problème, un arsenal de méthodes mathématiques, et plus précisément d'analyse fonctionnelle, sont disponibles et peuvent aisément en venir à bout. Pour ce qui est de notre cas, nous avons fait recours aux «méthodes variationnelles» et nous avons procédé comme suit [39] :

Considérons une fonction variée (fonction polyvalente) définie dans le domaine temporel par : l'ajoutant à la fonction de pondération $w(t)$ d'une fonction arbitraire $\lambda \cdot \xi(t)$, où λ est un paramètre réel et $\xi(t)$ est une fonction qui s'annule partout où une contrainte temporelle est imposée à $w(t)$, comme c'est illustré dans la figure ci-dessous. La transformée de Fourier correspondant à la nouvelle fonction est donnée par :

$$W(\varphi) + \lambda \Xi(\varphi). \quad 4.11$$

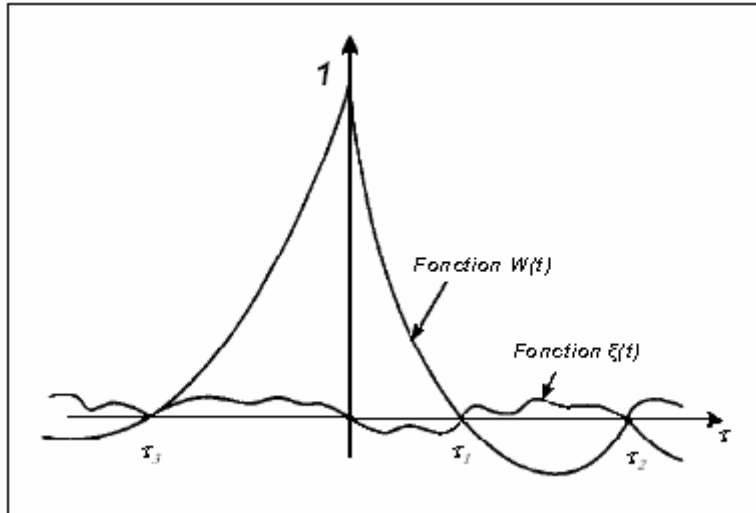


Figure 4.1: La fonction $\xi(t)$ est soumise à la contrainte : S'annuler à 0, τ_1 , ... etc.

A partir des équations 4.10 et 4.11 on peut aboutir à la proportionnalité suivante :

$$\frac{\overline{n^2}}{s^2} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} N(\varphi)(W + \lambda \Xi)(W^* + \lambda \Xi^*) d\varphi \quad 4.12$$

Pour minimiser cette dernière expression, égalisons à zéro sa dérivée par rapport à λ , tout en mettant $\lambda = 0$. Après tout calcul fait, on obtiendra :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} N(\varphi)(\Xi W^* + \Xi^* W) d\varphi = 0 \quad 4.13$$

$N(\varphi)$ est une fonction réelle, alors $N = N^*$. En conséquence l'équation 4.13 peut être

écrite de la manière :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (N \Xi^* W)^* d\varphi + \int_{-\infty}^{+\infty} N \Xi^* W d\varphi = 0 \quad 4.14$$

D'où finalement :

$$\left(\int_{-\infty}^{+\infty} N \Xi^* W d\varphi \right)^* + \int_{-\infty}^{+\infty} N \Xi^* W d\varphi = 0 \quad 4.15$$

Les deux intégrales de l'équation 4.15 sont réelles, puisqu'elles coïncident avec la valeur à l'origine d'une convolution dans le domaine temporel des fonctions réelles. Alors l'astérix dans la première intégrale peut être enlevé conduisant à :

$$2 \int_{-\infty}^{+\infty} N(\varphi) W(\varphi) \Xi^*(\varphi) d(\varphi) = 0 \quad 4.16$$

En observant de près l'équation 4.16, on peut faire l'analyse suivante :

- Si le produit « $N(\varphi)W(\varphi)$ » est égal à une constante, l'équation 4.16 est toujours vérifiée. Car dans ce cas, l'intégrale coïncide (à une constante près) avec la transformée de Fourier inverse de la fonction $\Xi(\varphi)$ au point $t=0$ i. e. $\xi(0)$ qui est nulle par hypothèse.
- Si le produit « $N(\varphi)W(\varphi)$ » est égal à un décalage exponentiel : $e^{j\varphi\tau}$, l'équation 4.16 est encore satisfaite. Du fait que l'intégrale coïncide (à une constante près) avec la valeur de $\xi(\tau)$ à l'origine, renversée et décalée par τ (*propriétés de la transformée de Fourier*) et qui n'est rien d'autre que $\xi(\tau)$. Alors que par hypothèse, cette dernière entité est nulle.

En conclusion, on peut affirmer que l'équation 4.16 est satisfaite dans le cas où :

$$N(\varphi)W(\varphi) = C_0 + C_1 e^{-i\varphi\tau_1} + C_2 e^{-i\varphi\tau_2} + \dots \quad 4.17$$

C_0, C_1, \dots sont des constantes arbitraires et τ_1, τ_2, \dots correspondent aux instants où les contraintes temporelles sont imposées.

A partir de cette dernière expression, nous aboutissons à l'expression finale de la fonction de pondération du filtre optimal sous contraintes :

$$W_{opt}(\varphi) = \frac{1}{N(\varphi)} (C_0 + C_1 e^{-i\varphi\tau_1} + C_2 e^{-i\varphi\tau_2} + \dots) \quad 4.18$$

Dans cette dernière équation, on utilise une unité de temps normalisée : $\tau = t.(2\pi f_c) = t/\tau_c$ pour les décalage temporelle. C_0, C_1, C_2, \dots sont des constantes à mettre au point pour avoir des $W(\tau)$ contraintes à des valeurs préfixés aux instants $0, \tau_1, \tau_2, \dots$

Or, dans la théorie du filtre adapté « *matched filter theory* », on peut démontrer [42] que la fonction de pondération optimale d'un filtre linéaire non soumis à aucune contrainte, utilisé pour la mesure d'énergie et ayant comme entrée une impulsion approximée par une distribution de *DIRAC*, est donnée par :

$$H(j\omega) = \frac{1}{N(\omega)} \quad 4.19$$

En se basant sur cette dernière notion, on peut faire une lecture littéraire de l'équation 4.18 : **La fonction de pondération optimale globale d'un filtre soumis à des contraintes temporelles est obtenue par sommation des copies de la fonction de pondération non soumise à aucune contrainte (représentée par la fonction noyau : $\frac{1}{N(\varphi)}$) convenablement décalées (τ_k) et pondérées (C_k) de manière à satisfaire les contraintes du domaine temporel sus indiqués.**

4.4 Conception du filtre optimal prévu pour la mesure d'énergie

En se basant sur les notions théoriques évoquées juste en haut, nous avons élaboré un programme « sous Matlab » permettant de calculer la fonction de pondération $W_{opt}(\varphi)$ (sous ou sans contraintes temporelles) du filtre requis pour la mesure d'énergie libérée par une radiation ionisante considérée. Pour arriver à la mise en œuvre pratique, nous avons suivi les étapes suivantes:

4.4. a. Calcul des coefficients C_k l'équation 4.18

Les valeurs des coefficients C_k sont obtenues par la simple résolution d'un système d'équations linéaires, la démarche suivie est la suivante :

Considérons le cas où les contraintes temporelles sont imposées à l'instant : τ_k , dans ces conditions on aura : $w(\tau_k) = w_k$ et w_k est égale soit à 1 ou à 0, ça dépend de la position du point τ_k (un point culminant ou un point sur l'axe des abscisses). La valeur de $w(\tau_k)$ est imposée par la distribution globale des fonctions noyau $h(\tau)$ - Fonction de pondération sans contraintes, à savoir :

$$w(\tau_k) = w_k = \sum_m C_m h(\tau_k - \tau_m). \quad 4.20$$

Pour une écriture sous forme matricielle, nous définissons la matrice M comme étant :

$$M(r, c) = h(\tau_r - \tau_c) \quad 4.21$$

Et les vecteurs colonnes c et w par :

$$c(r) = C_r \quad \text{et} \quad w(r) = w_r \quad 4.22$$

Du fait de la nature de $h(\tau)$, M est carrée et symétrique. L'équation 4.20 peut s'écrire sous la forme : $Mc = w$, ce qui correspond à un système linéaire avec la solution :

$$c = M^{-1} \cdot w \quad 4.23$$

Et c'est l'équation qui donne les poids qui doivent être attribués aux fonctions noyau qui servent à construire $W_{opt}(\varphi)$.

4.4. b Calcul des décalages τ_k de l'équation 4.18

Les τ_k sont définis par l'utilisateur suivant les débits moyens des arrivées des impulsions issues du détecteur. Ça varie d'une expérience à une autre.

4.4. c. Calcul de la fonction de pondération du filtre –Non soumise à aucune contrainte ($\frac{1}{N(\varphi)}$) :

Pour définir complètement $W_{opt}(\varphi)$, nous avons aussi à calculer la fonction dite noyau $\frac{1}{N(\varphi)}$, ce calcul a été effectué dans le domaine temporel en suivant les démarches suivantes :

La transformée de Fourier inverse (à une constante près) de : $\frac{1}{N(\varphi)}$ est

donnée par :

$$f(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\varphi\tau}}{N(\varphi)} d\varphi \quad 4.24$$

Et puisque $N(\varphi)$ est réelle et paire et en utilisant les caractéristiques de la transformée de Fourier, l'équation précédente devient :

$$f(\tau) = 2 \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\varphi\tau)}{N(\varphi)} d\varphi. \quad 4.25$$

Ce qui montre bien que $f(\tau)$ est symétrique par rapport à τ . Pour faciliter les calculs, $\frac{1}{N(\varphi)}$ doit être réécrite (on suppose que $\varphi > 0$) en utilisant une décomposition en fraction partielles, de telle manière à avoir :

$$\frac{1}{N(\varphi)} = \frac{r_1}{\varphi - p_1} + \frac{r_2}{\varphi - p_2} + \dots + \frac{r_T}{\varphi - p_T} \quad 4.26$$

Où T représente l'ordre du dénominateur de $\frac{1}{N(\varphi)}$. Les coefficients r_k et les pôles

p_k peuvent être réels ou complexes conjugués et la relation : $\sum_k r_k = 0$ tiendra

toujours, du fait que l'ordre du numérateur de 4.26 est $\leq T-2$. On peut aboutir à une telle décomposition en utilisant soit la méthode des résidus ou celle de l'espace d'état [29]. On note aussi que la forme 4.26 ne peut être obtenue que s'il n'y a aucune coïncidence entre les pôles ce qui sera pris en compte durant toute l'analyse qui suit. Un tel choix est motivé par le fait que la probabilité de coïncidence des pôles est presque nulle dans des situations pratiques. Dans des cas rares, là où on tombe sur une coïncidence de deux pôles ou plus, il suffit de modifier de ($\pm 0.1\%$) l'une des composantes du bruit pour contourner l'obstacle.

On aboutira à une nouvelle forme de $f(\tau)$ En remplaçant l'équation 4.26 dans 4.25:

$$f(\tau) = \sum_k f_k(\tau) \quad 4.27$$

avec :

$$f_k(\tau) = 2r_k \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\varphi\tau)}{\varphi - p_k} d\varphi \quad 4.28$$

L'intégrale 4.28, avec $\tau > 0$ (La branche correspondant à $\tau < 0$ est symétrique) peut être résolue par la méthode :

Considérons l'intégrale : $I = \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\varphi\tau)}{\varphi - p_k} d\varphi$, en procédant à un changement de variable : $\varphi\tau = t$ et en posant $z = -p_k\tau$, l'intégrale I prendra la forme :

$$I = \int_0^{+\infty} \frac{\cos(t)}{t + z} dt \quad 4.29$$

Si $\text{Re}(z) > 0$, L'intégrale I se calculera comme suit :

Suivant la formule (5.2.13) de [43], nous avons l'expression de la fonction auxiliaire :

$$g(z) = \int_0^{+\infty} \frac{\cos t}{t + z} dt = -Ci(z) \cos z - si(z) \sin z \quad 4.30$$

$$\text{Avec : } Si(z) = \int_0^z \frac{\sin t}{t} dt \quad \text{« Sinus Intégrale »} \quad 4.31$$

$$\text{Et : } Ci(z) = \gamma + \ln z + \int_0^z \frac{\cos t - 1}{t} dt \quad \text{« Cosinus Intégrale »} \quad 4.32$$

γ : Constante d'Euler-Mascheroni = 0.577215664901532860606512.

Or, les expressions de $Si(z)$ et de $Ci(z)$ en fonction de l'exponentiel intégrale

« $E_1(z)$ » sont donnée par : $Si(z) = \frac{1}{2i} [E_1(iz) - E_1(-iz)] + \frac{\pi}{2}$, $si(z) = Si(z) - \pi/2$ et

$$Ci(z) = \frac{1}{2} [E_1(iz) + E_1(-iz)] \quad 4.33$$

$$\text{Tout en sachant que : } E_1(z) = \int_z^{+\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (|\arg z| < \pi) \quad 4.34$$

En remplaçant 4.33 dans 4.30 et en se rendant compte que :

$$\cos z = \frac{e^{iz} + e^{-iz}}{2} \quad \text{et} \quad \sin z = \frac{e^{iz} - e^{-iz}}{2i}, \quad \text{ce qui conduira finalement à :}$$

$$I = \int_0^{+\infty} \frac{\cos t}{t + z} dt = \frac{1}{2} [e^{-iz} E_1(-iz) + e^{iz} E_1(iz)]. \quad 4.35$$

Le prolongement analytique de l'équation 4.35 pour $Re(z) < 0$ doit prendre en compte le fait que $E_1(\tilde{z})$ possède des points branches à $\tilde{z} = 0$ et $\tilde{z} = \infty$ ce qui définit conventionnellement une coupure dans le plan \tilde{z} tout au long du demi axe réel négatif. En examinant de près 4.35, on se rend compte que à chaque fois que z traverse l'axe y , la coupure conventionnelle est aussi traversée, ce qui provoque des discontinuité dans la fonction. Pour éviter de telles discontinuités tout en maintenant la coupure conventionnelle pour la fonction E_1 , un terme $ik\pi$ doit être ajouté à la fonction E_1 elle-même à chaque fois que z traverse l'axe y , ce qui conduit à l'équation :

$$I = \frac{1}{2} \{ [E_1(iz) + i\pi m]e^{iz} + [E_1(-iz) - i\pi m]e^{-iz} \} \quad 4.36$$

Et en remplaçant I par sa valeur donnée dans 4.28, on trouvera finalement :

$$f_k(\tau) = r_k \{ [E_1(iz) + i\pi m]e^{iz} + [E_1(-iz) - i\pi m]e^{-iz} \} \quad 4.37$$

Avec les spécifications suivantes :

- $n = 2, m = 0$ si $0 < \arg p_k < \pi/2$ (Pôle dans le quadrant I).
- $n = 0, m = 2$ si $-\pi/2 < \arg p_k < 0$ (Pôle dans le quadrant IV).
- $n = m = 0$ si $|\arg p_k| < \pi/2$ (Pôle dans les quadrants II et III).
- $n = m = 1$ si $\arg p_k = 0$ (Pôle réel positif).

Il peut être démontré que l'équation 4.37, tout en se basant sur la propriété de symétrie : $E_1(z^*) = E_1^*(z)$, procure des valeurs réelles, que ça soit pour les pôles réels ou complexes conjugués. La valeur de $f(\tau)$ à l'origine est obtenue directement à partir de l'équation 4.27 et 4.28 tout en rappelant aussi que $\sum_k r_k = 0$, ce qui donne :

$$f(0) = -2 \sum_k r_k \log(-p_i) \quad 4.38$$

L'équation 4.37 traite aussi le cas des pôles positifs, c'est un cas peu signifiant du fait qu'il génère des fonctions de pondération d'un filtre instable.

Une fois les trois entités précédentes déterminés, nous avons finalement pu calculé la fonction de pondération optimale $W_{opt}(\varphi)$ et ce conformément à l'équation 4.18.

4.4.d Organigramme du programme Global

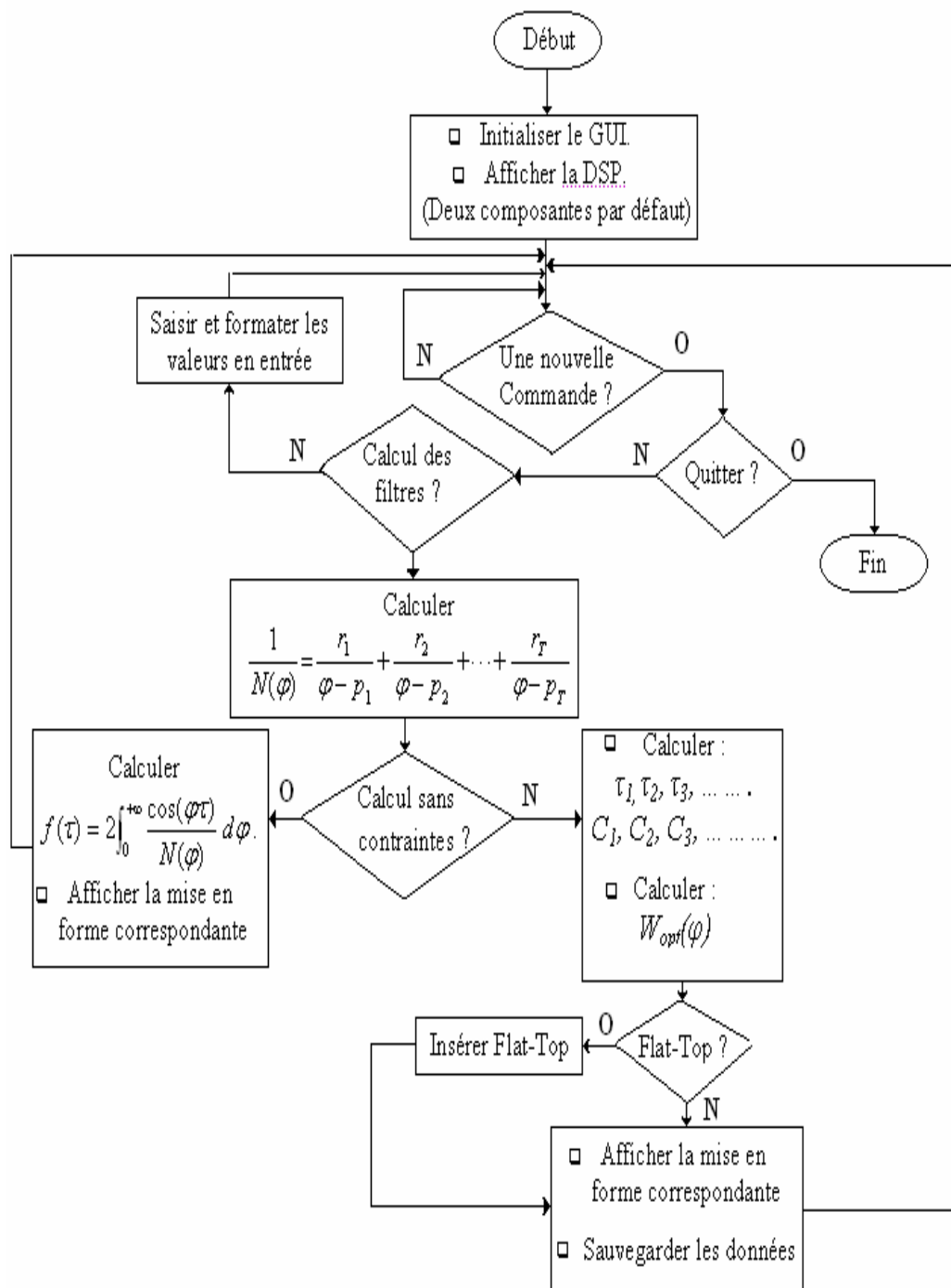


Figure 4.2 : Organigramme simplifié du programme du calcul du filtre optimal (et s-optimal).

4.4. e Exemples de fenêtres données lors des exécutions du programme de simulation

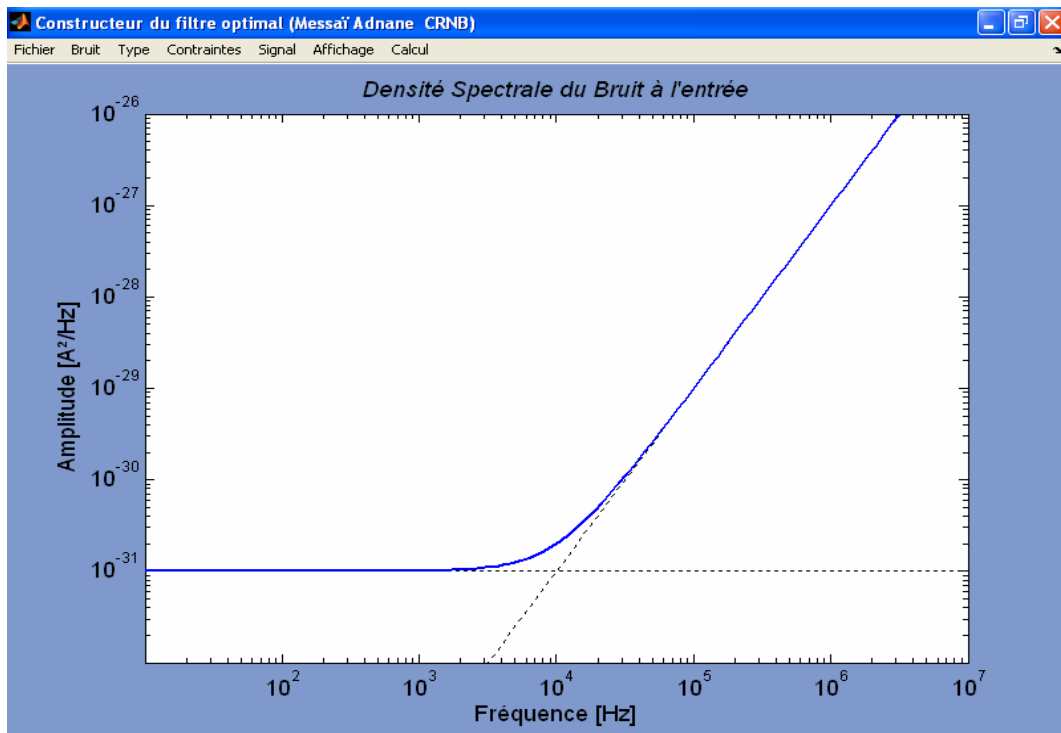


Figure 4.3 : Courbe asymptotique de la densité spectrale de puissance, utilisée comme entrée de la procédure du calcul du filtre optimal.

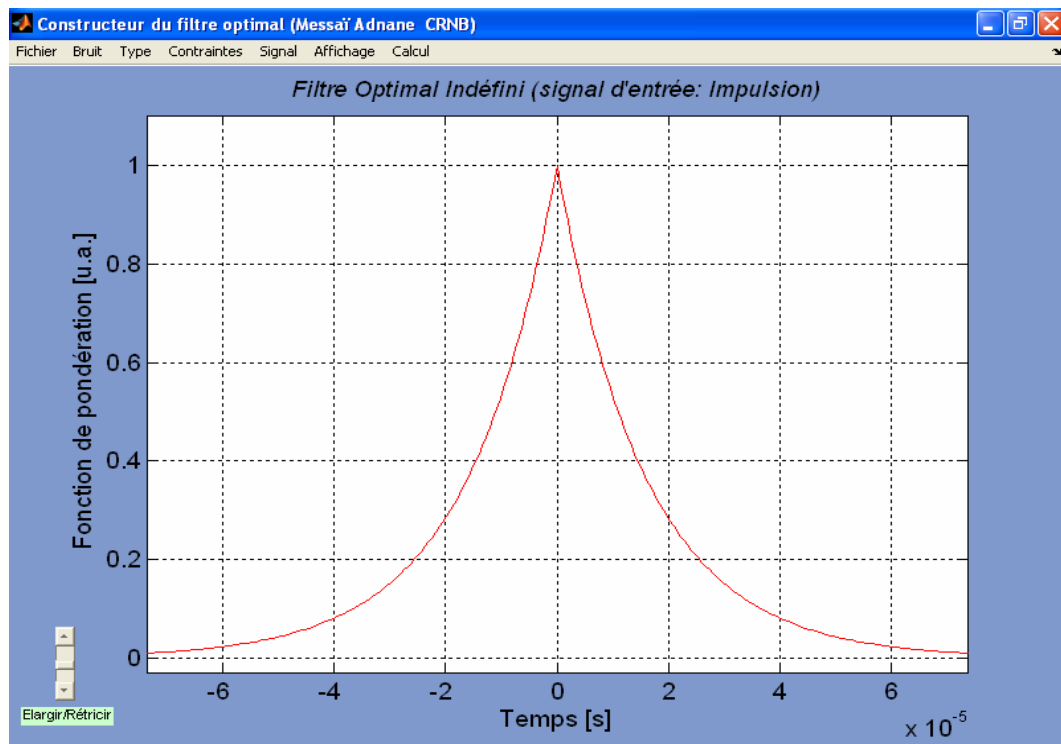


Figure 4.4 : Fonction de pondération optimale du filtre d'énergie non soumis à aucune contrainte.

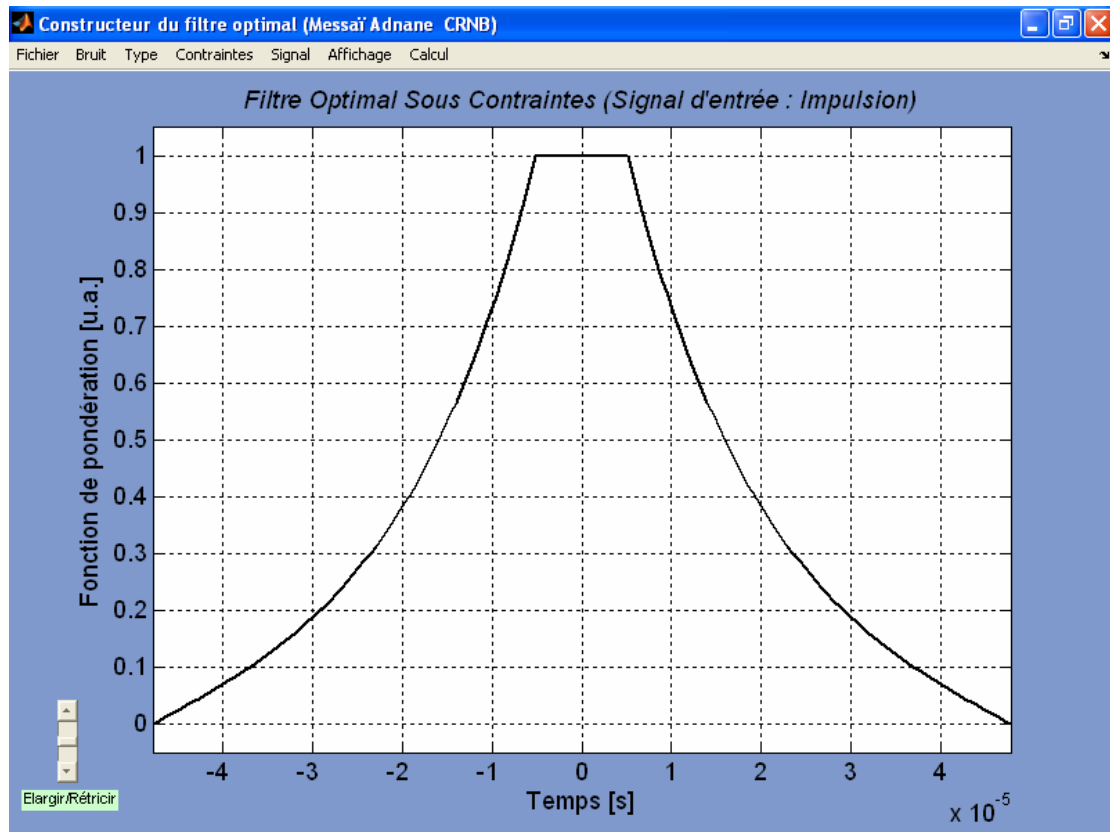


Figure 4.5 : Fonction de pondération s-optimale du filtre d'énergie soumis aux contraintes (plateau de mesure, durée limitée).

4.5 Conclusion

Les courbes de mise en forme obtenues à l'issue des programmes de calcul élaborés lors de ce chapitre ont été comparées avec celles publiées dans la littérature spécialisée [37-38] et [44-47]; tout en respectant les mêmes conditions de mesure (bruit à l'entrée de la chaîne de mesure & et les considérations prise sur la forme du signal d'entrée). Notre surprise a été très grande en remarquant que les produits de nos programmes avait les même caractéristiques (forme, allure, durée d'occupation, ...etc.) que ceux adoptés par les grands industriels et les spécialistes en la matière.

CHAPITRE 5 FILTRE OPTIMAL POUR L'ÉVALUATION DE LA LIGNE DE BASE

5.1 Introduction

Dans un spectromètre nucléaire analogique, les signaux de rayonnement vus à la sortie de l'étage d'amplification et de mise en forme sont généralement imbriqués sur une tension décalée de la ligne de base. Ce décalage n'est pas stable parce qu'il dépend du courant de fuite du détecteur (*systèmes couplés DC avec des taux de rayonnement favorisant l'empiétement ou systèmes couplés C.A. avec une faible compensation pôle-zéro*) [42] et des dérives thermiques des composants électroniques. Afin de réduire l'inexactitude et l'élargissement des mesures spectrales, l'amplitude de la ligne de base est généralement estimée puis soustraite des hauteurs des impulsions à l'aide d'un circuit analogique approprié (*Base Line Restorer « BLR »*), comme c'est illustré dans la figure 5.1.

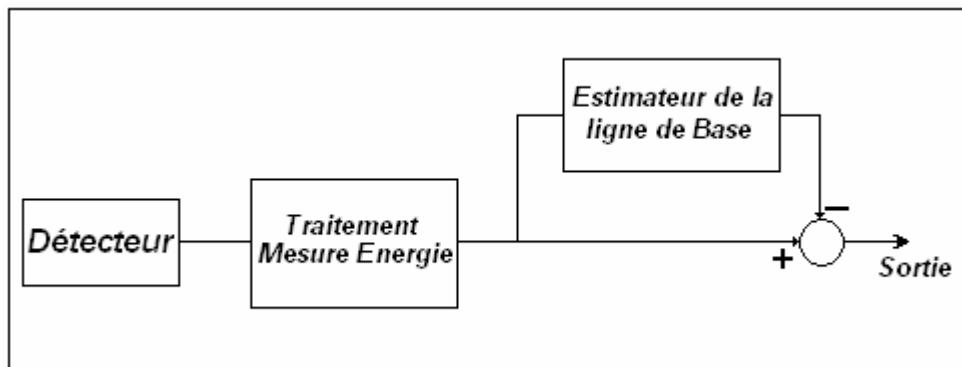


Figure 5.1: Restauration de la ligne de base effectuée à la sortie du bloc du traitement pour la mesure d'énergie.

D'une part, les restaurateurs de la ligne de base sont efficaces en éliminant les décalages de la ligne de base et en évitant ainsi la dérive du pic d'énergie pendant le temps de l'acquisition du signal. Cependant, de l'autre part, ils impliquent une perte de résolution d'énergie dans les mesures spectrales, du fait que l'évaluation du décalage de ligne de base, qui est soustraite de la crête d'impulsion du signal, est elle-même affectée par l'incertitude.

Afin de réduire au minimum la perte de résolution due à la restauration de la ligne de base, un filtre de bruit minimum est généralement utilisé pour l'évaluation de la ligne de base. On note dans ce contexte que la disponibilité des méthodes de traitement numérique [48] permet l'implémentation de tels filtres. Des estimations individuelles de la ligne de base sont à effectuer avant l'arrivée de chaque impulsion radiative, ou, alternativement une seule estimation peut être utilisée pour un ensemble d'impulsions subséquentes. Par cette dernière procédure, et même dans le cas des grands taux de comptage, il sera possible d'attendre la disponibilité d'un intervalle de temps, relativement long, qui soit libre de tout événement radiatif pour effectuer avantageusement l'estimation faible bruit de la ligne de base.

5.2 Détermination de la fonction de pondération du filtre optimal [49]

Dans le contexte d'une ligne de base décalée, un spectromètre d'impulsion nucléaire est électriquement schématisé par la figure reproduite en bas [50]. Nous utiliserons ce schéma lors de toute notre analyse pour modéliser le filtre qui procure une estimation optimisée du niveau de ligne de base vu à la sortie du spectromètre.

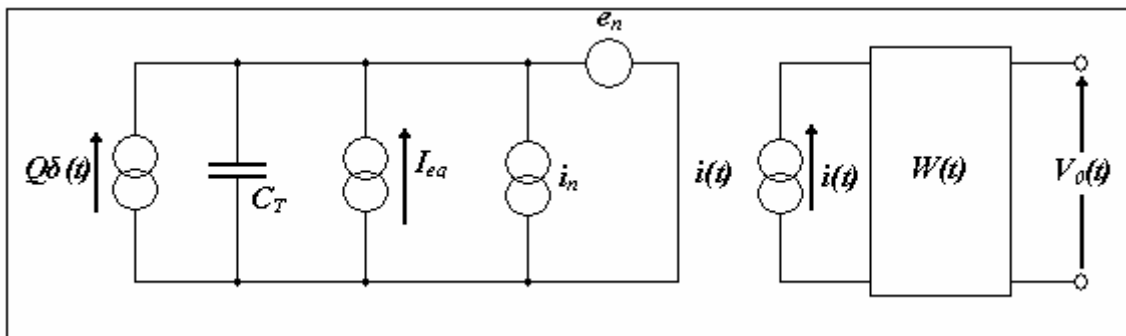


Figure 5.2 : Modèle de base d'un spectromètre d'impulsion nucléaire.

Le réseau ainsi considéré renferme : *i)* Le détecteur, *ii)* le processeur d'énergie et *iii)* l'estimateur de la ligne de base. Le détecteur est représenté par une source de courant délivrant des impulsions d'aire Q et par sa capacité de sortie, qui est incluse dans la capacité globale d'entrée C_T avec la capacité d'entrée du préamplificateur, les capacités de rétroaction et les capacités de fuite. Le bruit est supposé être généré par deux sources non-corrélées à l'entrée, i_n et e_n , chacune d'elles générant une densité spectrale de bruit blanc comme indiqué ci-dessous :

$$\frac{\overline{de_n^2}}{df} = 2KTR_n = a \quad 5.1$$

$$\frac{\overline{di_n^2}}{df} = qI_n = b \quad 5.2$$

Où K est la constante de Boltzmann, T la température absolue, f est la fréquence, R_n est la résistance équivalente au bruit série et I_n est le courant équivalent du bruit parallèle. Les composantes spectrales du bruit dépendantes de la fréquence ont été omises dans ce contexte et ce pour des raisons purement simplificatrices. On note aussi que le réseau considéré est couplé en DC au détecteur et ne contient aucun couplage AC . Dans ce cas, n'importe quelle source de décalage de ligne de base va être représentée par le biais d'une source de courant, qui fournit un courant fixe mais inconnu, équivalent à I_{eq} à l'entrée du spectromètre. Ce courant tient compte du terme du courant de fuite du détecteur et de toute autre source de décalage de la ligne de base, à savoir, les dérives thermiques des paramètres du réseau électrique considéré.

Considérons maintenant la réponse du filtre $F(t)$ à une impulsion de courant, d'aire unité, apparaissant à l'instant $t = 0$ et forcée d'avoir une largeur finie $T_{tot} = 2T_f$ de sorte à ce qu'elle s'annule pour tout $t \geq T_{tot}$. La réponse à un signal d'entrée générique $i(t)$, peut être exprimée, à un instant donné T_M , par l'intégrale de la fonction de pondération :

$$V_0(T_M) = \int_{-\infty}^{T_M} i(t)W(t) dt. \quad 5.3$$

Où la fonction de pondération $W(t)$ est aisément obtenue en inversant et en décalant proprement la réponse impulsionnelle du filtre $F(t)$, i. e. :

$W(t) = F(T_M - t)$ [On note que les deux entités $W(t)$ et $F(t)$ ont des unités correspondant à $[F^{-1}]$. Si le filtre est un système variant dans le temps, l'équation 5.3 est toujours valable même si $W(t)$ ne peut être obtenue à partir de $F(t)$ [$F(t)$ devient insignifiante dans le cas des systèmes invariants dans le temps]. Dans tous les cas, que ça soit pour les filtres variants ou invariants dans le temps, $W(t)$ peut être défini comme étant l'effet, au temps de mesure T_M , d'une impulsion de courant d'aire unitaire fournie à l'entrée à un instant qui précède T_M par un montant arbitraire t .

Fixons le temps de mesure à T_f . Dans ce cas, la fonction de pondération est arrangée de manière à être non nulle dans l'intervalle qui s'étend entre $-T_f$ et T_f tel qu'il est illustré dans la figure ci-dessous :

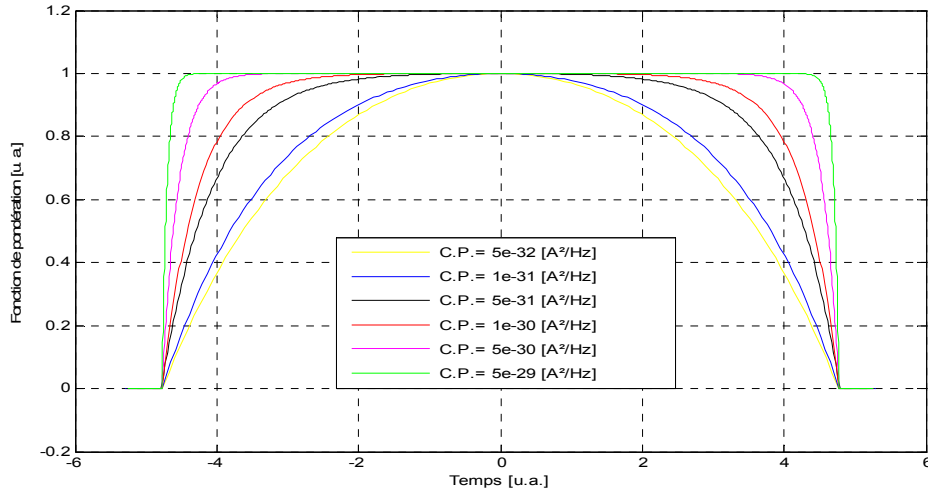


Figure 5.3 : Fonctions de pondérations du filtre à bruit minimum pour l'estimation de la ligne de base. Différentes valeurs des coefficients de la composante 'Bruit blanc parallèle' \mathbf{b} . Le coefficient de la composante du 'Bruit blanc série' : $\mathbf{a} = 1 \times 10^{-39} [\text{A}^2/\text{Hz}^3]$.

Dans ces conditions, l'amplitude de la tension de sortie peut être exprimée comme suit :

$$V_0(T_f) = \int_{-T_f}^{T_f} I_{eq} W(t) dt = I_{eq} \int_{-T_f}^{T_f} W(t) dt \quad 5.4$$

Dans cette expression, le courant fixé I_{eq} constitue maintenant le signal du courant d'entrée. Aucun événement radiatif est supposé apparaître dans l'intervalle de temps délimité par $-T_f$ et T_f . On note que même si $W(t)$ s'annule juste au temps de mesure T_f , le niveau de la sortie $V_0(T_f)$ est en général non nul, à moins que $W(t)$ est une fonction à aire balancée, i. e. possède une aire globale nulle. Dans les cas d'intérêt dans lesquels $W(t)$ possède une aire finie, le niveau de la tension de sortie donné par 5.4 est proportionnel à l'intensité du courant équivalent, et peut être rendu égale au niveau de la ligne de base vu à la sortie du filtre de traitement des radiations, pour une classe complète des fonctions de pondération aux quelles on avait imposé une contrainte d'avoir une aire fixe et adaptée. A savoir, pour rendre $V_0(T_f)$ égale au niveau de la ligne de base, il est requis que l'aire de cette classe de fonctions de pondération soit égale à l'aire de la fonction de pondération du filtre utilisé en mesure d'énergie.

Généralement, lors des calculs dans le domaine du bruit, on raisonne en termes de valeurs quadratiques moyennes (r.m.s.). De ce fait, les fluctuations

globales à la sortie du filtre étudié (dans le domaine temporel) peuvent être formulées de la manière [51] :

$$\overline{V_0^2(T_f)} = aC_T^2 \int_{-T_f}^{T_f} [W'(t)]^2 dt + b \int_{-T_f}^{T_f} [W(t)]^2 dt . \quad 5.5$$

a et b sont des constantes du circuit d'entrée définies précédemment dans les équations 5.1 et 5.2. $W'(t)$: La dérivée première de la fonction de pondération du filtre à concevoir.

Les expressions 5.4 et 5.5 donnent les valeurs du signal et du bruit à la sortie du filtre d'une manière explicite, vus à l'instant de mesure T_M . L'objectif de notre analyse est de maximiser le rapport signal sur bruit vis-à-vis de la forme de $W(t)$ et sous les contraintes :

$$1. W(t)=0 \quad \text{pour } t \leq -T_f \quad \text{et pour } t \geq T_f , \quad 5.6$$

$$2. \int_{-T_f}^{T_f} W(t) dt = \text{cons} \quad \text{tan} \quad te = \overline{A} . \quad 5.7$$

Ce qui revient à minimiser 5.5 tout en respectant les contraintes citées en haut, du fait que l'amplitude du signal est une constante pour toutes les fonctions de pondérations $W(t)$ considérées.

Pour obtenir la fonction de pondération optimale, on avait opté pour l'utilisation des méthodes variationnelles selon la méthodologie suivante :

Considérons la fonction de pondération à bruit minimal $W(t)$ appartenant à la classe des fonctions qui satisfissent les conditions aux limites imposées dans 5.6 et la contrainte d'aire constante décrite dans 5.7.

Et définissant une fonction de pondération variée décrite par : $W(t) + \Lambda \xi(t)$, où Λ est un paramètre et $\xi(t)$ une fonction arbitraire à aire totale nulle et qui s'annule pour : $t = -T_f$ et $t = T_f$, ce qui peut se traduire mathématiquement par :

$$\xi(-T_f) = \xi(T_f) = 0 \quad \text{et} \quad \int_{-T_f}^{T_f} \xi(t) dt = 0 .$$

Avec ces conditions, on peut affirmer que toutes les fonctions de pondérations ainsi définies ont toujours une aire constante vérifiant la contrainte décrite par 5.7 et s'annulent aussi aux instants : T_f et T_f comme prévu à la condition 5.6.

Essayons maintenant d'écrire la fonctionnelle variée, obtenue en utilisant la nouvelle fonction variée dans l'équation 5.5 qui est l'expression à minimiser, ceci nous donne :

$$aC_T^2 \int_{-T_f}^{T_f} [W'(t) + \Lambda \xi'(t)]^2 dt + b \int_{-T_f}^{T_f} [W(t) + \Lambda \xi(t)]^2 dt , \quad 5.8$$

Où le signe prime « ' » représente la dérivée vis-à-vis de t . Une telle fonctionnelle est stationnaire pour $\Lambda \rightarrow 0$, tout en sachant que $\xi(t)$ est une fonction arbitraire comme c'est déjà mentionné en haut.

En égalisant à zéro la dérivée de cette fonctionnelle par rapport à Λ et en mettant $\Lambda = 0$, on obtient :

$$2aC_T^2 \int_{-T_f}^{T_f} W'(t) \xi'(t) dt + 2b \int_{-T_f}^{T_f} W(t) \xi(t) dt = 0. \quad 5.9$$

La première intégrale peut être transformée en utilisant la technique d'intégration par partie tout en prenant en considération que $\xi(-T_f) = \xi(T_f) = 0$. Par le biais de cette procédure la fonctionnelle prendra la forme :

$$-2aC_T^2 \int_{-T_f}^{T_f} W''(t) \xi'(t) dt + 2b \int_{-T_f}^{T_f} W(t) \xi(t) dt = 0. \quad 5.10$$

Ou encore :

$$\int_{-T_f}^{T_f} [bW(t) - aC_T^2 W''(t)] \xi(t) dt = 0. \quad 5.11$$

On voit que l'équation 5.11 est toujours vérifiée si l'entité entre les deux crochets est une constante. Puisque par hypothèse nous avons : $\int_{-T_f}^{T_f} \xi(t) dt = 0$. Une interprétation mathématique de ces remarques nous donnera :

$$bW(t) - aC_T^2 W''(t) = \text{Constante} \quad 5.12$$

Ce qui nous ramène à la célèbre équation différentielle du second ordre à coefficients constant et dont la solution générale est donnée par :

$$W(t) = k_1 e^{-t/T_c} + k_2 e^{-t/T_c} + k_3. \quad 5.13$$

Avec $T_c = C_T \sqrt{a/b}$ (noise corner time constant) et k_1 , k_2 et k_3 sont des constantes arbitraires.

5.2. 1 Détermination des constantes k_1, k_2, k_3 .

En utilisant la nouvelle expression de la fonction de pondération 5.13, on peut facilement se rendre compte que la condition $W(-T_f) = w(T_f)$, qui est une conséquence de l'équation 5.6) conduit au résultat : $k_1 = k_2$, qui implique à son tour la symétrie de la fonction de pondération $W(t)$, ou d'une manière générale $W(t) = W(-t)$.

Et en satisfaisant les conditions aux limites 5.6 et la contrainte d'aire constante 5.7 et après un simple calcul d'intégration et de remplacement, on trouvera :

$$k_1 = k_2 = \frac{\bar{A}}{4(T_c \sinh \alpha - T_f \cosh \alpha)}$$

et

5.14

$$k_3 = -\frac{\cosh \alpha}{2(T_c \sinh \alpha - T_f \cosh \alpha)} \cdot \bar{A}$$

Avec : $\alpha = T_f/T_c$ et A est l'aire de la fonction de pondération donnée par l'équation 5.7.

En remplaçant les valeurs de ces constantes dans l'équation 5.13, on tombera finalement sur la fonction de pondération du filtre à bruit minimum notée $W_{MN}(t)$ «*Minimum Noise filter*» et qui a pour expression :

$$\begin{cases} W_{MN}(t) = \frac{1/2}{T_f - T_c \tan \alpha} \left(1 - \frac{\cosh(\alpha t / T_f)}{\cosh \alpha}\right) \cdot \bar{A} & \text{pour } -T_f \leq t \leq T_f \\ W_{MN}(t) = 0 & \text{pour } t \leq -T_f \text{ et } t \geq T_f \end{cases} \quad 5.15$$

Le filtre à bruit minimum pour l'estimation de la ligne de base est explicitement défini par le biais de la fonction de pondération 5.15. La constante \bar{A} , qui représente en fait le gain du filtre, doit être choisie de manière à avoir la même valeur que l'aire de la fonction de pondération du filtre de mesure d'énergie, pour que le filtre puisse donner le niveau de ligne de base vu à la sortie du filtre prévu pour la mesure d'énergie.

A partir de cette équation 5.15, on peut aussi vérifier que :

- $W_{MN}(-T_f) = W_{MN}(T_f) = 0$ et
- La fonction obtenue, en mettant $\bar{A} = 1$ doit avoir une aire unitaire, du fait que \bar{A} est l'aire de la fonction de pondération

Dans la figure 5.3 : $W_{MN}(t)$ a été schématisée pour différentes valeurs α ($\alpha = T_f/T_c$). Comme on peut le constater, si la composante du bruit blanc parallèle vient à dominer, qui est traduit par : $T_f \gg T_c$, ou $\alpha \gg 1$, la fonction de pondération du filtre optimum prend une forme quasi-rectangulaire : elle est pratiquement un «*Gated Integrator*». Et dans l'autre sens, si la composante du bruit blanc série vient à dominer, ce qui apparaît lorsque $T_f \ll T_c$, ou $\alpha \ll 1$, la fonction de pondération du filtre optimum prend une forme quasi-parabolique qui est d'ailleurs évident puisque : Si on suppose que le coefficient de la composante du bruit blanc série : \mathbf{a} , qui est essentiellement du au bruit thermique du canal du FET, est entièrement dominant.

Alors le coefficient de la composante du bruit blanc parallèle \mathbf{b} , du au courant de la grille, peut être négligé. En posant $\mathbf{b} = 0$, l'équation 5.12 devient alors :

$$-aC_T^{-2}W''(t) = \text{Constante}. \quad 5.16$$

Dont la solution est de la forme :

$$W(t) = k_1 t^2 + k_2 t + k_3. \quad 5.17$$

5.3 Essais pratiques sur quelques exemples de lignes de base bruitées

Pour arriver à cette mise en œuvre, nous avons supposé l'utilisation d'une chaîne spectroscopique pour mesurer des radiations gamma, là où seul le bruit blanc représenté par ses deux composantes parallèles et série est dominant [20]. La tâche avait débuté par le calcul de la fonction de pondération optimale dans ces conditions (voir fig. ci-dessous). Par la suite, nous avons appliqué la méthode de l'estimation de ligne de base à des séquences de bruits (simulées et réelles), les résultats obtenus sont illustrés dans les figures présentées à la fin de cette partie

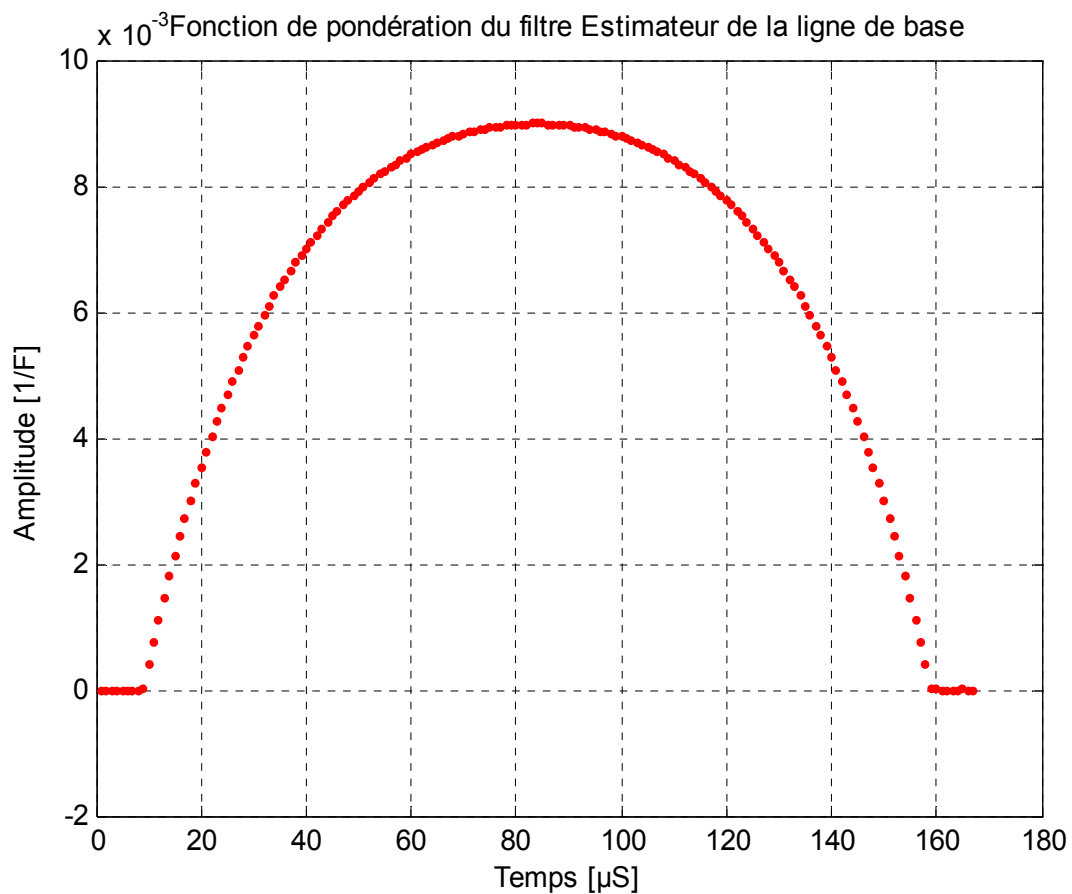


Figure 5.4: Fonction de pondération du filtre optimal pour l'évaluation de la ligne de base.

5.3. 1 Signal simulé (Ligne de base bruitée sans événement radiatif)

a) Décalage positif :

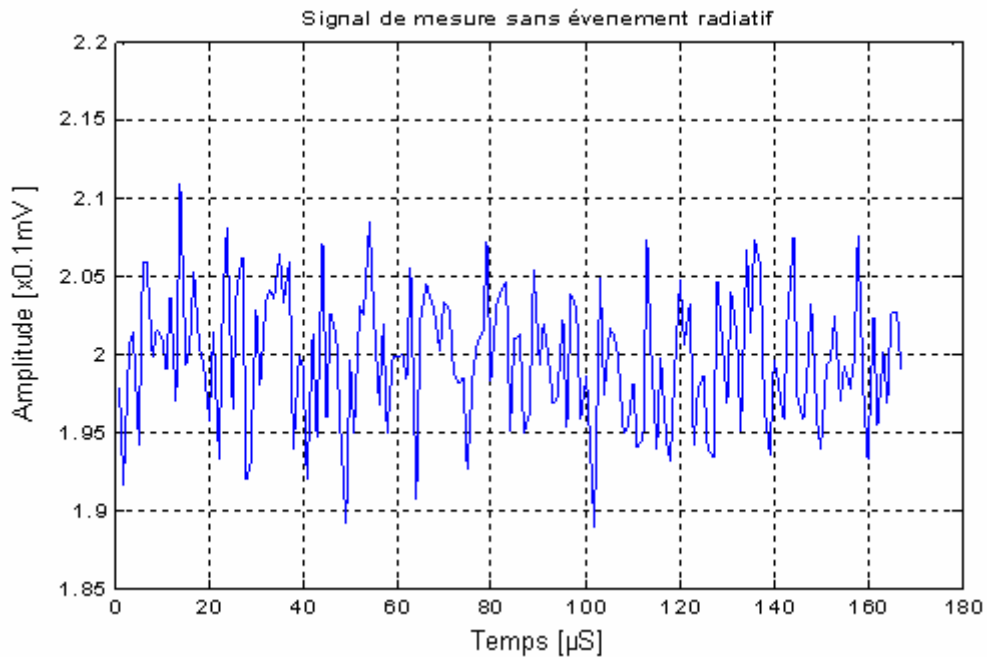


Figure 5.5 : Ligne de base bruitée décalée vers le coté positif.

- Valeur introduite [u. a.] = **+ 2.**
- Valeur calculée [u. a.] = **1.9965.**

b) Décalage nul :

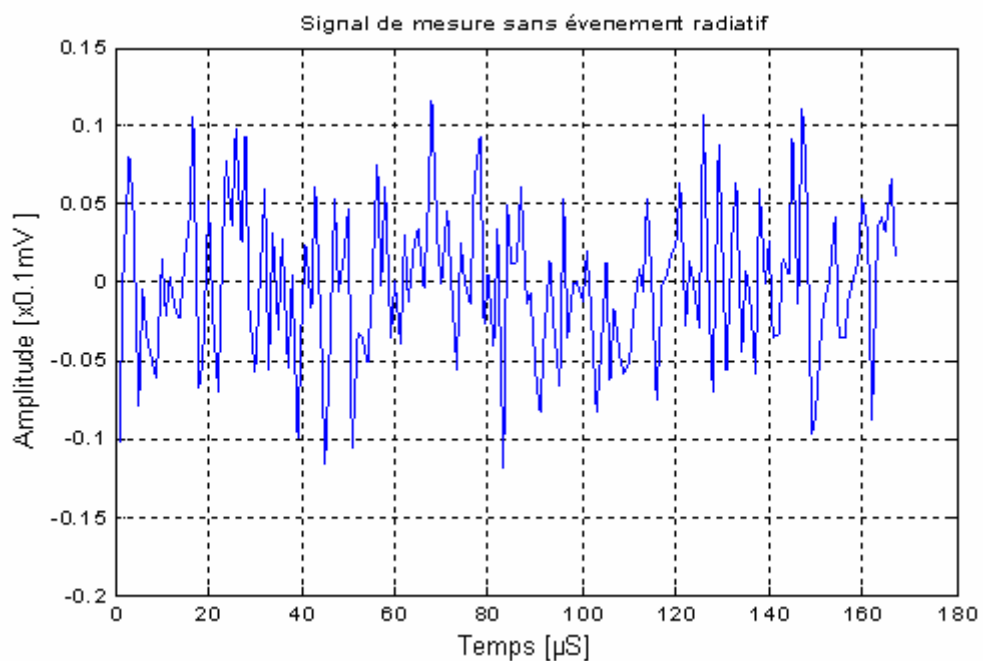


Figure 5.6 : Ligne de base bruitée sans décalage palpable.

- Valeur introduite [u. a.] = **0**.
 - Valeur calculée [u. a.] = **-0.0023**.
- c) Décalage négatif :

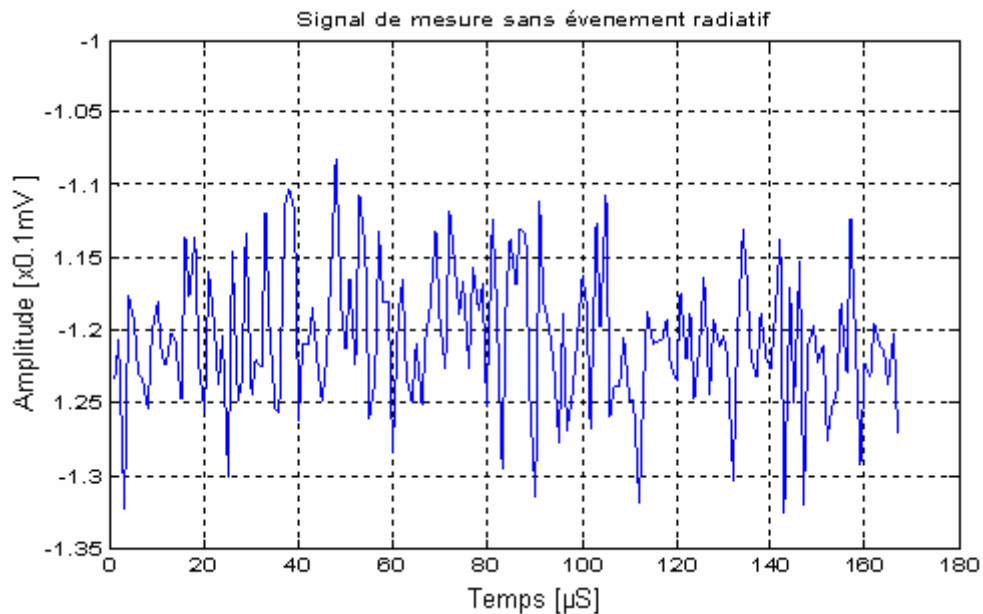


Figure 5.7 : Ligne de base bruitée décalée vers le coté négatif.

- Valeur introduite [u. a.] = **-1,2**.
- Valeur calculée [u. a.] = **-1,2018**.

5.3. 2 Signal réel (Ligne de base bruitée sans événement radiatif)

a) Décalage positif :

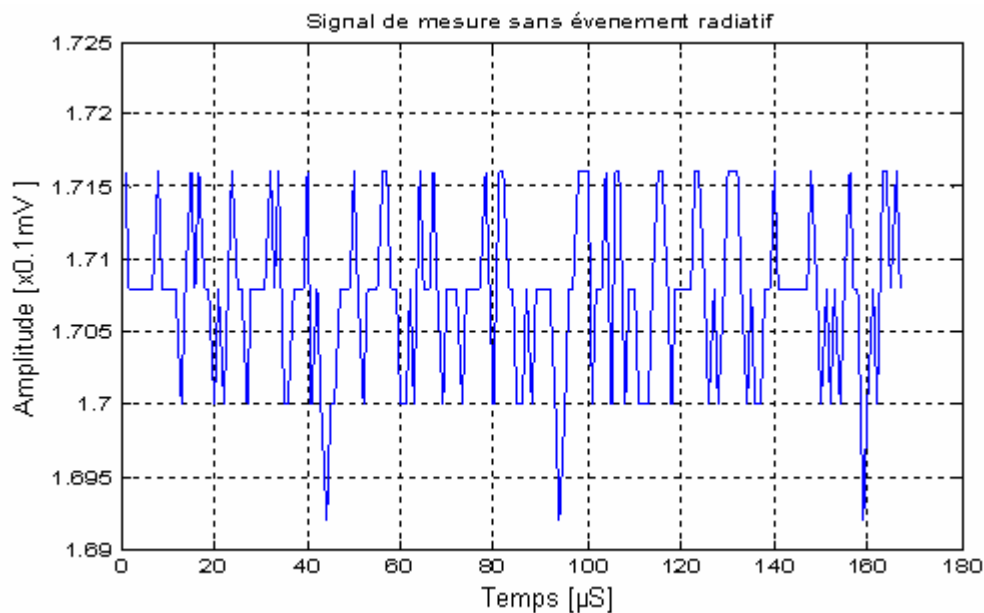


Figure 5.8 : Ligne de base bruitée décalée vers le coté positif.

- Valeur introduite [u. a.] = **+1,7.**
- Valeur calculée [u. a.] = **1,7073.**

b) Décalage nul :

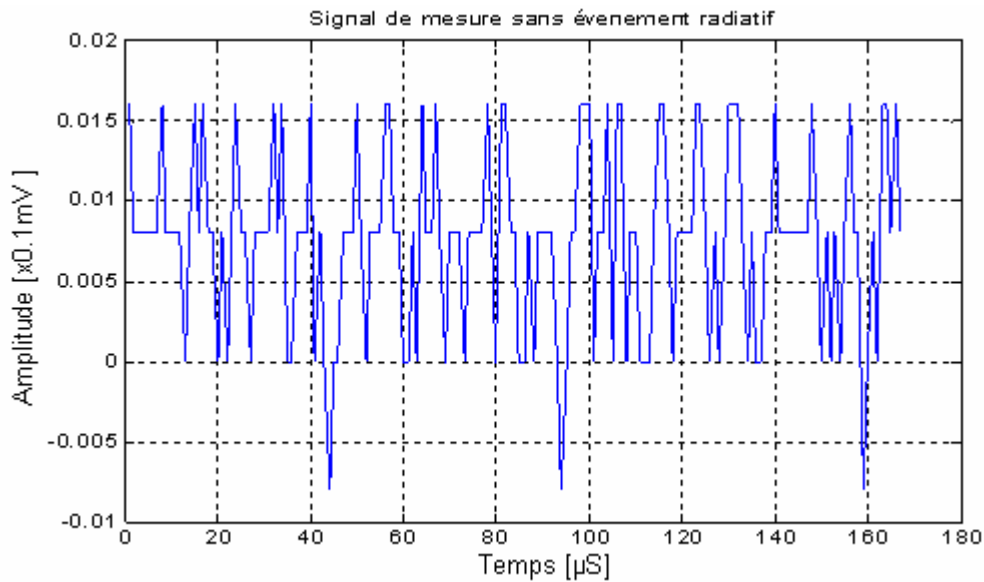


Figure 5.9 : Ligne de base bruitée sans décalage.

- Valeur introduite [u. a.] = **0.**
- Valeur calculée [u. a.] = **0,0073.**

c) Décalage négatif :

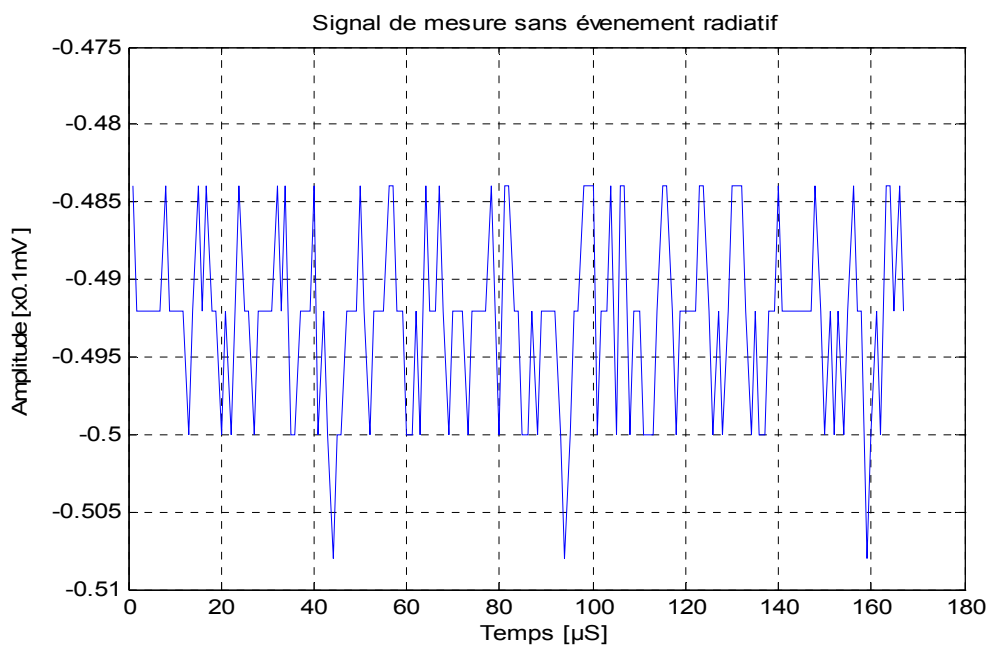


Figure 5.10 : Ligne de base bruitée décalée vers le coté négatif.

- Valeur introduite [u. a.] = - **0,5**.
- Valeur calculée [u. a.] = - **0,4927**.

5.4 Conclusion

Les résultats obtenus parlent d'eux même. Et on voit aisément à travers les courbes exhibées en haut, que quel que soit la nature du signal utilisé (simulé ou réel) et quel que soit la valeur et le signe du décalage DC, volontairement ajouté à une ligne de base bruitée, le filtre numérique conçu arrive toujours à détecter une valeur très proche de celle introduite pour causer un décalage donné.

CHAPITRE 6 IMPLEMENTATION DES FILTRES NUMERIQUES SUR LA CARTE DSP

6.1 Introduction

Les **DSPs** (**D**igital **S**ignal **P**rocessors) sont des processeurs spécialement dédiés aux traitements numériques des signaux ; le filtrage numérique est un cas particulier du traitement. La conception des filtres numériques par **DSP** pose généralement les problèmes suivants :

- **approximation** : consiste à générer une fonction de transfert qui satisfait un ensemble de conditions spécifiques dans le domaine fréquentiel et/ou temporel, c'est la partie traitée lors des chapitres précédents.
- **réalisation** : plusieurs types de structures sont envisageables pour réaliser la fonction de transfert donnée (forme directe, cascade, parallèle, ...), c'est la partie qu'on va voir au cours de ce chapitre.

L'ensemble des filtres conçus dans le cadre de ce travail ont été implémentés et testés séparément sur une carte DSP « *TMS320C1367 DSK* ». La description détaillée de cette carte ainsi que celle de l'outil de développement (*CCS : Code Composer Studio*) a été volontairement allégée, ceci est dû au fait que celle-ci est très volumineuse et qu'elle constitue une digression sortant du sujet de l'actuel chapitre. Le lecteur intéressé par cette description pourra se référer à la documentation intense et spécialisée de « *Texas Instruments* ».

6.2 Description de la carte utilisée

Pour l'implémentation des différents filtres numériques (FIR et/ou RII) décrits dans les chapitres précédents. Nous avons utilisé un kit DSP très performant de la firme « *TI-Digital Spectrum* », dont les principales caractéristiques de la carte sont [52]:

- Un processeur DSP 225 MHz TMS320C6713 virgule flottante. Basé sur l'architecture haute performance (VLIW : Very long Instruction Word) développé par Texas Instruments faisant de ce composant un excellent choix

pour une grande variété d'applications. Opérant à une fréquence de 225MHz, le C6713 peut exécuter 1350 millions opérations virgule flottante par seconde (MFLOPS), soit disons l'équivalent de 1800 millions d'instructions par seconde (MIPS) [53],

- ❑ Un codec stereo AIC23 (ADC & DAC),
- ❑ Idéal pour les applications audio et le traitement de la parole,

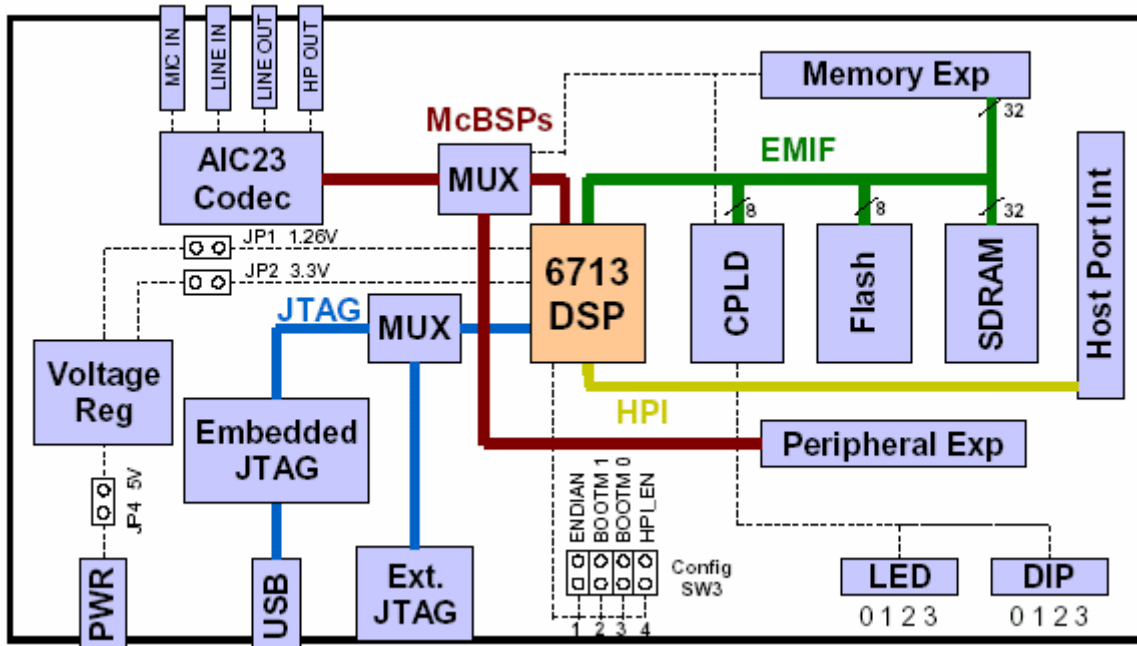


Figure 6.1 [52]: Schéma bloc de la carte DSP utilisée pour l'implémentation des filtres numériques conçus.

- ❑ Fréquence d'échantillonnage configurable par soft : 8-96 kHz,
- ❑ Préamplificateur pour casque écouteur intégré,
- ❑ Préamplificateur pour microphone intégré,
- ❑ Entrées sorties (I/O) à usage général,
- ❑ 4 LEDs et 4 switches DIP accessibles par l'utilisateur,
- ❑ **Mémoire** : 16 MB RAM dynamique synchrone, 512 kB mémoire FLASH non-volatile dont 256 sont utilisées par défaut,
- ❑ interface USB au PC,

- ❑ Connexions d'extensions pour cartes filles (périphériques et mémoires externes),
- ❑ Options de boot configurables,
- ❑ Emulateur JTAG.

6.3 Outil de développement [54]

Pour s'affranchir de certaines difficultés de programmation sur ce type de DSP, nous avons utilisé un outil logiciel, conçu à cet effet et appelé : « *Code Composer Studio (CCS)* », fort appréciable dans l'optique d'une implémentation complète et rapide des filtres requis pour le travail en cours. *CCS* fournit un *IDE* pour incorporer les outils softwares accompagnant la carte. Il inclut des outils pour la génération de code, telle que le compilateur du langage C, un assembleur, et un éditeur de liens. Il a des possibilités graphiques et assure le *debugging* en temps réel. Il constitue de ce fait un outil facile à utiliser pour la construction et à la mise au point des programmes. Le compilateur C compile des programmes source en C avec une extension (.c) pour produire des fichiers source assemblés avec une extension (.asm). L'assembleur assemble les fichiers sources (.asm) pour produire des fichiers d'exécution de langage machine avec une extension (.obj). L'éditeur de liens combine les fichiers objet et les bibliothèques objet en entrée pour produire un fichier exécutable avec une extension (.out). Ce fichier exécutable peut être chargé et exécuté directement sur le processeur C6713.

Un certain nombre de fonctions de mise au point sont aussi disponibles ; à titre d'exemple nous citons : l'insertion des breakpoints et les watches, visionnement de la mémoire, des registres, possibilité d'écriture des codes mélangés C et d'assemblée, ..., etc.

6.4 Etapes généralement suivies pour l'implémentation des filtres numériques en utilisant le CCS

Une fois la carte alimentée et reliée au PC via le connecteur USB, on procède à l'installation du *CCS*. Dès qu'on est assuré que l'installation s'est achevée, on passe au lancement du logiciel à travers son icône située dans le bureau. Le *CCS* s'ouvrira et les 04 LEDs de la carte sont automatiquement mises à l'état « off ». Pour vérifier l'état de la carte, nous pourrions alors activer le menu *GEL* pour aller ensuite aux

sous-menus Check DSK → Quick Test ; dans un état normal de fonctionnement , les messages suivants sont affichés :

- ↳ *Switches: 15*
- ↳ *Board Revision: 1*
- ↳ *CPLD Revision: 2*

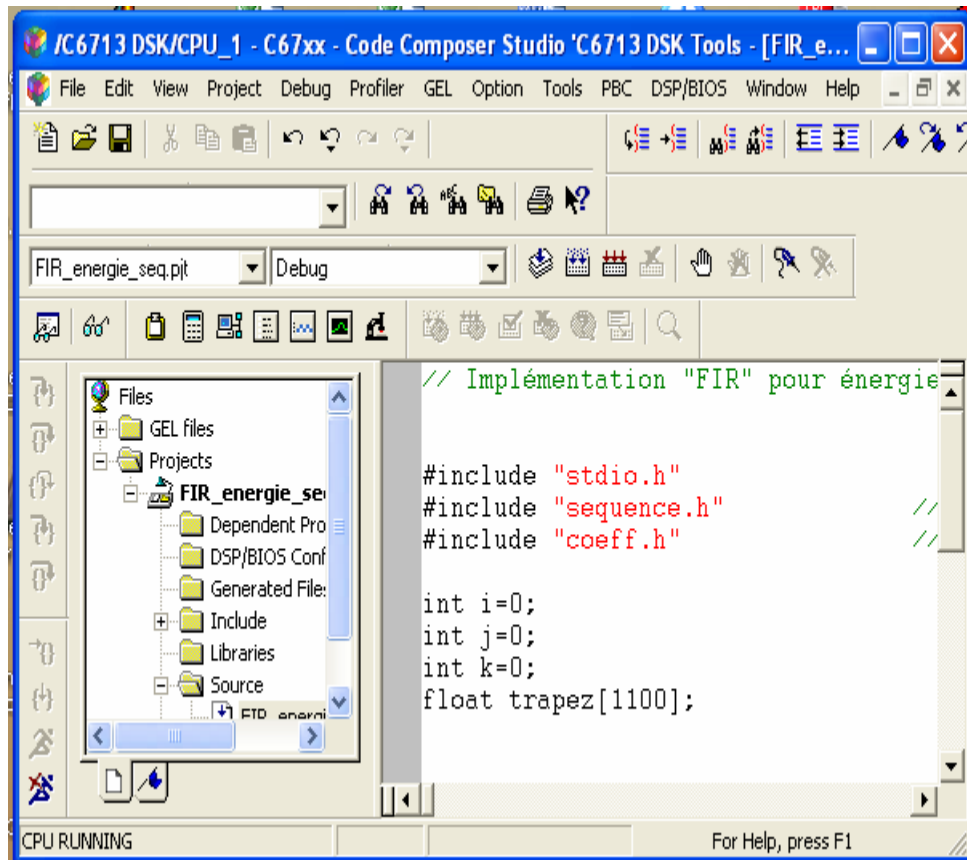


Figure 6.2 : Exemple de fenêtre du « Code Composer Studio ».

Si tout va bien, l'utilisateur peut passer à l'opération de l'implémentation des filtres numériques proprement dite ; à condition bien sur d'écrire (ou de se procurer) les fichiers suivants et dont la présence est primordiale pour le fonctionnement de la carte :

1. C6713dskinit.c : Contient toutes les fonctions d'initialisation du DSK, le codec, le port série, et pour les E/S. Ce fichier n'est pas fourni avec le CCS.
2. C6713dskinit.h : Fichier d'entête avec les prototypes des fonctions. Les caractéristiques telles : la sélection du *mic* au lieu de la ligne d'entrée (par défaut), gain d'entrée, sont obtenues à partir de ce fichier d'entête. Le fichier est fourni avec le CCS et peut être modifié à volonté.

3. C6713dsk.cmd : Fichier de commande. Ce fichier peut être changé lorsqu'on utilise une mémoire externe au lieu de la mémoire interne.

6. *rts6700.lib*, *dsk6713bsl.lib*, *cs16713.lib* : Des fichiers pour le "run-time, board, et chip support library", respectivement. Ces fichiers sont inclus avec le CCS et se trouvent dans *C6000\cgtools\lib*, *C6000\dsk6713\lib*, et *c6000\bios\lib*, respectivement.

Pour chaque nouvelle implémentation, on commence généralement par la création d'un nouveau projet : Project → New. A ce nouveau projet, nous ajouterons les fichiers nécessaires à son bon déroulement (fichiers sources « *.c », fichiers de commandes cités en haut, ...,etc), et ça sera à travers le menu : Project → Add Files to Project. Puis, on passe à l'étape de la sélection des options de compilation qui est une étape facultative. On compilera par la suite le programme à travers la commande : Project → Rebuild All. L'étape finale serait de charger le programme « *.out » généré par la compilation spécialement pour l'exécution sur le DSK et ce avant de l'exécuter réellement sur celle-ci carte par la simple action : Debug → Run.

6.5 Implémentation pratique des filtres [55]

6.5.1 Filtre (FIR) optimum conçu pour la mesure d'énergie d'une radiation ionisante

Dans ce premier type de filtre (Finite-Impulse-Response), on retarde légèrement une copie du signal d'entrée (d'une ou plusieurs périodes d'échantillonnage) et on combine le signal d'entrée retardé avec le nouveau signal d'entrée. L'équation de la sortie est donnée par :

$$y[n] = b_0 x[n] + b_1 x[n-1] + b_2 x[n-2] \dots + b_N x[n-N] \quad 6.1$$

Pour illustrer par exemple l'implémentation du filtre FIR prévu pour la mesure d'énergie. Nous avons tout d'abord commencé par le calcul des coefficients du filtre en question. Pour aboutir à ceux-ci nous avons utilisé la convolution inverse entre le signal d'entrée (signal numérisé à la sortie du préfiltre) et le signal de sortie du filtre numérique à implémenter (La réponse impulsionnelle du filtre global –la cible-) voir figure 6.3. La relation entre l'entrée, la sortie et les coefficients du filtre s'écrit sous forme matricielle conformément à l'équation donnée dans 6.2.

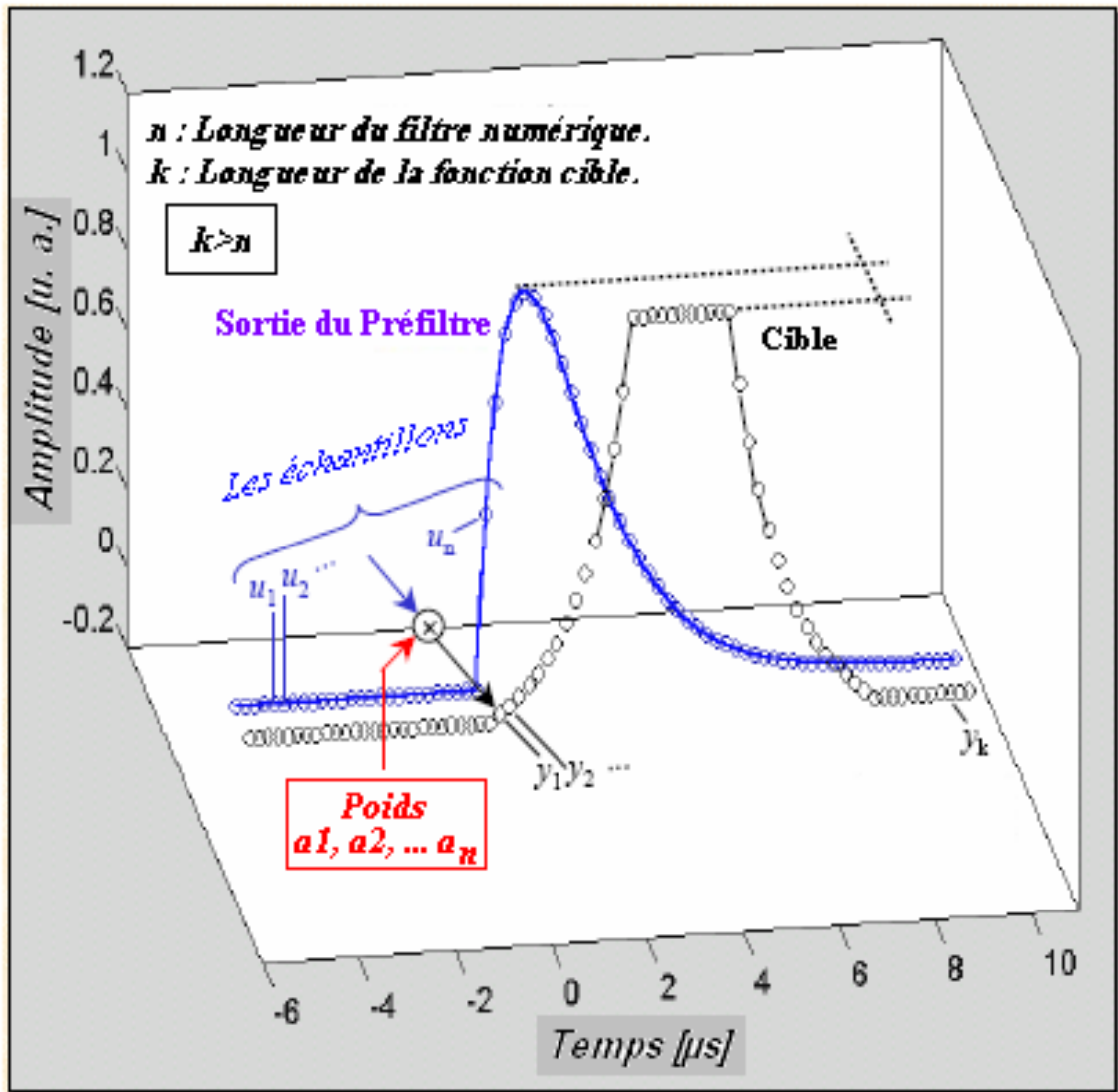


Figure 6.3 : Procédure du calcul des coefficients du filtre numérique

$$\begin{array}{c}
 U \\
 \left[\begin{array}{cccc}
 u_1 & u_2 & \dots & u_n \\
 u_2 & u_3 & \dots & u_{n+1} \\
 \vdots & \vdots & & \vdots \\
 u_k & u_{k+1} & \dots & u_{n+k-1}
 \end{array} \right]
 \end{array}
 \begin{array}{c}
 A \\
 \left[\begin{array}{c}
 a_1 \\
 a_2 \\
 \vdots \\
 a_n
 \end{array} \right]
 \end{array}
 =
 \begin{array}{c}
 Y \\
 \left[\begin{array}{c}
 y_1 \\
 y_2 \\
 \vdots \\
 y_k
 \end{array} \right]
 \end{array}$$

Un tel système se résout par une simple commande sur Matlab : $\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{Y}$. D'où les coefficients du filtre recherchés. Dans les figures ci dessous, nous étalons les courbes des signaux (entrée-sortie) du filtre « FIR » conçu ainsi que les coefficients du filtre calculés en conséquence.

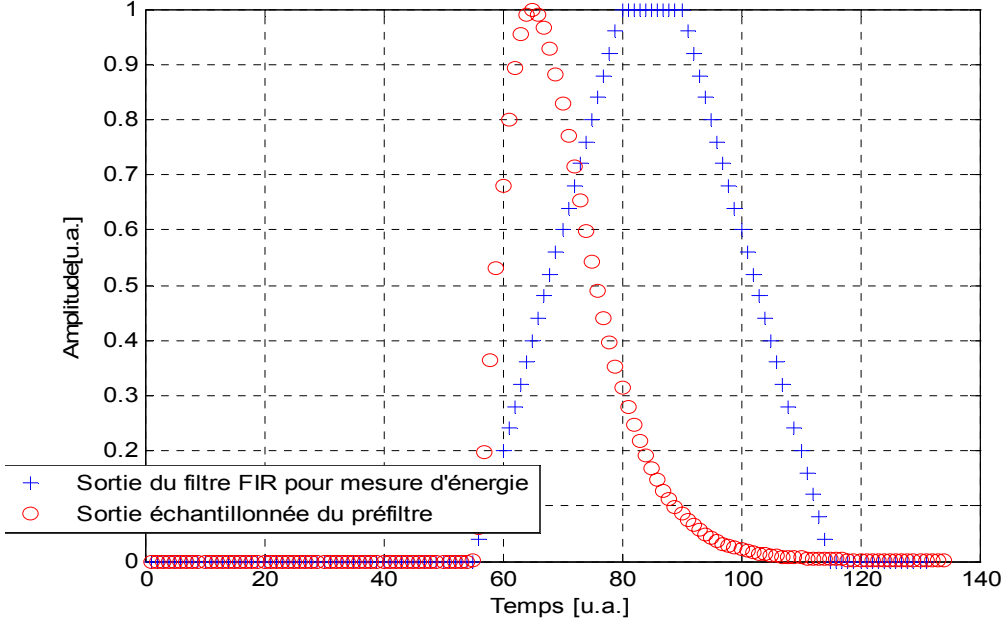


Figure 6.4 : Forme des signaux numérisés à l'entrée et à la sortie du filtre FIR de mesure d'énergie.

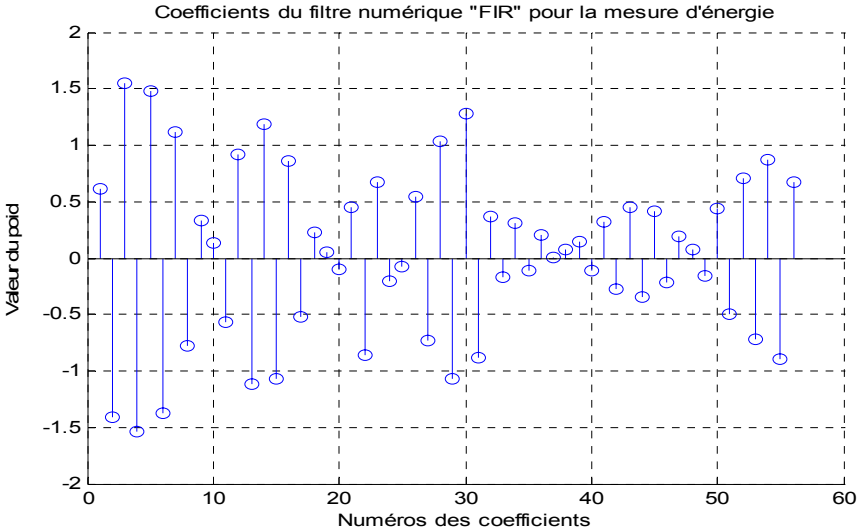


Figure 6.5 : Coefficients du filtre FIR utilisé en mesure d'énergie.

Et la structure utilisée pour l'implantation : structure directe reproduite conformément à la figure ci-dessous. Les valeurs des b_i sont ceux des poids illustrés dans la figure 6.5.

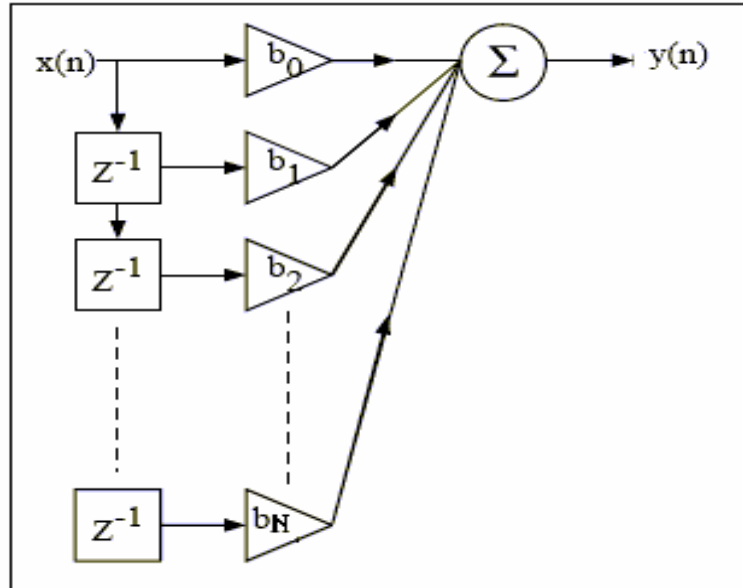


Figure 6.6 : structure adoptée pour l'implantation du filtre FIR dans la carte.

6.5.2 Filtre (IIR) prévu pour la compensation du pôle-zéro/zéro-pôle

Dans ce type de filtre IIR (pour Infinite Impulse Response), on retarde une copie du signal de sortie et d'entrée que l'on combine au nouveau signal d'entrée et ce pour donner naissance au signal filtré. On les qualifie également de filtres récursifs ou à "feedback". L'équation aux différences est donnée par :

$$y[n] = b_0 x[n] + b_1 x[n-1] + \dots + b_N x[n-N] - a_1 y[n-1] - a_2 y[n-2] - \dots - a_M y[n-M] \quad 6.3$$

Pour l'implémentation du filtre de la compensation P/Z dans la catégorie de ces filtres, nous avons utilisé directement l'équation 2.13 du chapitre 2 pour implémenter un filtre RII du premier ordre :

$$H'(z) = k \cdot \frac{1.8695 - z^{-1} 1.8570}{1 - z^{-1} 0.9875} \text{ avec } k = (1/1.759). \text{ D'ou la structure du filtre}$$

implémenté : (Forme directe I).

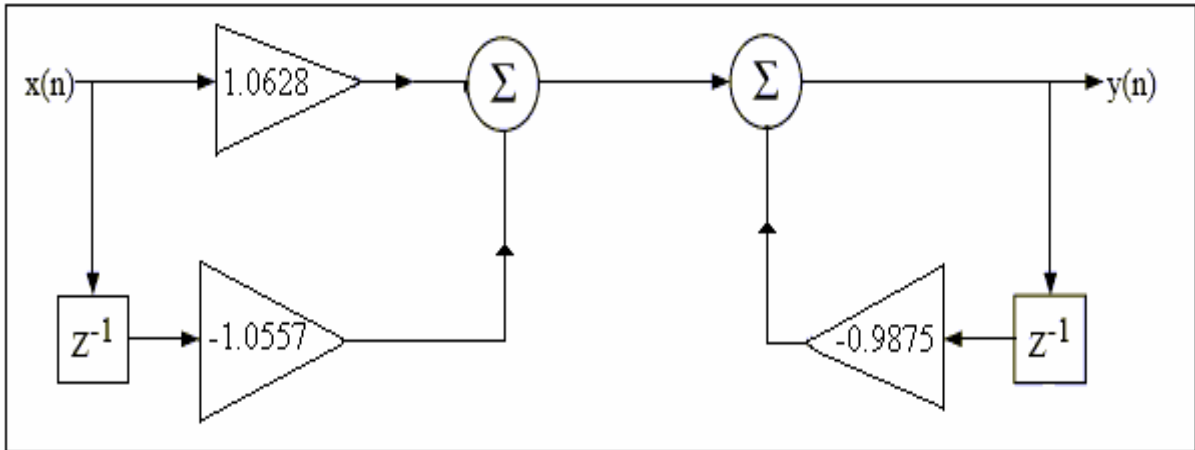


Figure 6.7 : structure adoptée pour l'implémentation du filtre RII dans la carte.

6.5.3 Filtre (FIR) optimal conçu pour l'évaluation de la ligne de base

Les coefficients de ce filtre (FIR) ont déjà été calculés lors du chapitre 5. Ce sont exactement les valeurs de la fonction de pondération optimale illustrée déduite à l'issu du chapitre. Un échantillon est donné par la figure ci-dessous :

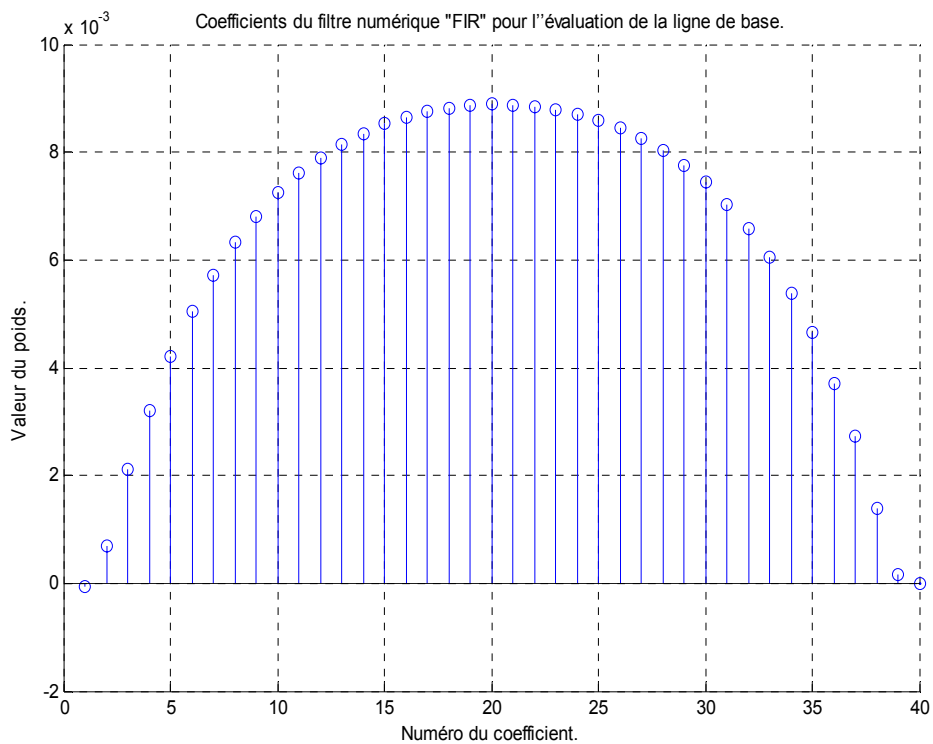


Figure 6.8 : Coefficients du filtre FIR utilisé pour l'évaluation de la ligne de base.

Structure utilisée pour l'implémentation est la même que celle représentée dans la figure 6.6. Un Echantillon des valeurs des b_i Est donnée par la figure 6.8).

6.6 Conclusion

Avec un peu d'effort consentis pour la compréhension du mode de fonctionnement de la carte ainsi que des techniques d'utilisation de l'outil de développement, nous avons pu implémenter tous les filtres théoriquement conçus durant les chapitres précédents. Lors de la phase de l'implémentation des deux types de filtres (FIR et IIR), nous nous sommes rendu compte que pour l'obtention d'une mise en forme adéquate dans le cas du filtre FIR utilisé pour la mesure énergétique (Idem pour le filtre d'évaluation de la ligne de base), il a fallu utiliser un nombre relativement grand (50~60) de coefficients. Un essai pour la réduction de ce nombre dégradait carrément la valeur ou la forme voulue. Ce grand nombre de coefficients entraîne un temps de calcul relativement important, ce qui va sûrement se répercuter sur les performances du système lors des traitements d'un grand nombre d'impulsions arrivant à haut débit à l'entrée de la chaîne de mesure. Alors un compromis (activité nucléaire mesurée/nombre des coefficients du filtres FIR) est à mettre en œuvre pour pallier à une telle éventualité.

CONCLUSION

Partant du souci stipulant que dans le domaine de spectroscopie nucléaire à haute résolution, la charge Q créée dans le détecteur des radiations ionisantes doit être mesurée avec un maximum de justesse et de précision. Le problème de trouver les meilleurs filtres pour l'évaluation de cette charge dans des conditions de bruit de l'expérience a été abordé avec soin lors de ce mémoire. Les filtres obtenus en phase de conception n'en pouvaient pas voir le jour de la mise en œuvre pratique sans une contribution bénéfique des techniques numériques du traitement du signal, un outil qui a facilité l'implémentation des filtres et ce malgré leurs caractéristiques spéciales, telle l'insertion d'un plateau de mesure dans la réponse globale de la chaîne de mesure, et dont la réalisation était impossible via un traitement analogique très proche.

Pour une mesure exacte de cette énergie nous avons conçu et implémenté, sur une carte d'environnement DSP, le filtre sous-optimal, vis à vis du bruit électronique présent à l'entrée d'une chaîne spectroscopique considérée. Cela a été fait à l'issue d'une étude théorique concise. Les mises en formes obtenues (le filtrage) ont montré des performances remontant à celles des filtres publiés dans la littérature spécialisée et ayant la prétention d'être très précis quant aux mesures réelles dans les mêmes conditions. Cependant, le nombre et la précision des coefficients du filtre FIR correspondant n'ont pas encore été optimisés, cela dépendra de l'application finale et des taux de comptage utilisés.

Ce premier filtre ne peut accomplir sa tâche convenablement sans la collaboration de deux autres filtres dont l'importance et le degré de fiabilité requis n'est pas moindre. Il s'agit du filtre de compensation P/Z et celui de l'évaluation de la ligne de base bruitée. Ces deux filtres ont été à leur tour conçus à la base d'un fondement théorique puissant. Les résultats obtenus avec une impulsion simulée ont confirmé l'efficacité des méthodes utilisées pour la mise au point de ces deux filtres.

Le travail noyau accompli lors de ce mémoire, constituera une partie intégrante du spectromètre haute résolution que nous entendons réaliser dans notre laboratoire au sein du Centre de Recherche Nucléaire de Birine. Certes il reste beaucoup à faire dans le domaine des triggers de localisation des impulsions ainsi que dans l'optimisation des filtres implémentés quant à une résolution des coefficients et la prise en compte du bruit de quantification dans une chaîne d'acquisition donnée avec un ADC bien spécifié. Mais, cela ne nous empêchera pas de dire qu'une plate-forme est déjà prête.

Il reste aussi à noter que dans des situations de comptage à très haut débit, l'architecture proposée montre des limites face au problème de dépassement des capacités du calcul de l'énergie de toutes les impulsions qui défilent sur l'entrée de la chaîne spectroscopique et ce quelque soit les performances du DSP utilisé. Pour s'adapter à des conditions pareilles, une architecture de calcul parallèle multipliant le nombre des unités de traitement au sein d'un même FPGA est à envisager.

REFERENCES

1. F. S. Goulding, & al., "*Design philosophy for high resolution rate and throughput spectroscopy systems*", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 30, N° 1, pp. 301–310, Aug. (1983).
2. A. Georgiev & al., "*Digital pulse processing in high resolution, high throughput gamma-ray spectroscopy*," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 40, pp. 534–536, Feb. (1993).
3. A. Georgiev & al., "*An analog-to-digital conversion based on a moving window deconvolution*," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 41, no. 4, pp. 1116–1124, Aug. (1994).
4. V. T. Jordanov & al., "*Digital pulse processor using a moving average technique*," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 40, pp. 764–769, Aug, 1993.
5. V. T. Jordanov & al., "*Digital pulse shape analyzer based on fast sampling of an integrated charge pulse*," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 42, no. 4, pp. 683–687, Aug. (1995)
6. G. Ripamonti & al., "*Digital vs. analog spectroscopy: a comparative analysis*", IEEE trans. On nucl. Sci. Vol. 42 N° 4, august (1998).
7. T. Lakatos, "*Adaptive digital signal processing for x-ray spectrometry*," Nucl. Instrum. Meth., vol. B47, pp. 307–310, (1990).
8. M. Sampietro & al., "*A digital system for optimum resolution in X ray spectroscopy*," Rev. Sci. Instrum., vol. 66, no. 2, pp. 975–981, Feb. (1995).
8. A. Geraci, & al., "*A comparative study of the energy resolution achievable with digital signal processors in X-ray spectroscopy*," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, pp. 731–736, Apr. (1996).
9. J. Basilio Simões & al., "*Nuclear Spectroscopy Pulse Height Analysis Based on Digital Signal Processing Techniques*", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 42, pp. 700–704, Aug. (1995).
10. G. Goujon et al., "*Digital pulse processing for multiple channel spectroscopy :XDS readout*"t, Proceedings of the Eighth European Symposium on Semiconductor detectors, Schloss Elmau, June 14-17, (1998).

11. E. Gatti & al., “*Digital Penalized LMS method for filter synthesis with arbitrary constraints and noise*”, Nucl. Instrum. Meth. A 523, 167-185 (2004).
12. W.Gast & al., “*Digital Signal Processing and Algorithms for Gamma Ray Tracking*”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 48, N°.6, Dec.(2001).
13. R.Engels, & al., “*A Flexible Data Acquisition Board for Nuclear Detectors*”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 49, N°.1, feb.(2002).
14. Glenn F. Knoll, “*Radiation Detection and Measurement, Third Edition*” John Wiley & Sons (1989).
15. Thomas Trigano, “*Etude du désempilement de spectre en énergie pour la spectrométrie γ* ” Rapport de Thèse, 22 janvier (2006).
16. Thierry LEGOU, “*Etude et réalisation d’une chaîne d’instrumentation numérique pour l’identification des ions*” Rapport de Thèse, (2004).
17. T. Kihm & al., “*A digital multi-channel spectroscopy system with 100 MHz flash ADC module for the GENIUS-TF and GENIUS projects*”, Nucl. Instrum. Meth., A 498, pp. 334–339, (2003).
18. Strahinja LUKIĆ, “*Mesure de sections efficaces de réactions (n,xn) par spectroscopie γ prompte auprès d’un faisceau à très haut flux instantané*”, Thèse de l’Université Louis Pasteur de Strasbourg, (2004).
19. P. W. Nicholson, “*Nuclear electronics*”, London: J. Wiley and Sons, (1974).
20. V. Radeka, “*Signal, noise and resolution in position sensitive detectors*”, Brookhaven National Laboratory Upton, N. Y. (1973).
21. V. Radeka, “ *$1/f$ noise in physical measurement*”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 16, pp. 17-35, Oct. (1969).
22. Roy M. Howard, “*Principles of Random Signal Analysis and Low Noise Design : The Power Spectral Density and its Applications*”, Australia, J. Wiley and Sons, (2002).
23. W. Marshall Leach, Jr., “*Fundamentals of Low-Noise Electronic Analysis and Design*” Atlanta, Georgia 30332-0250 USA (2001).
24. Alberto Pullia & al., “*Time-Domain Simulation of Electronic Noises*” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, N°. 4, AUGUST (2004).
25. E.Gatti& al., “*Lorentzian spectral noise density: optimum filter*” Nucl. Instr. and Meth. A 385 pp. 561-562 (1997).

26. V. Radeka, "*Low-noise techniques in detectors*", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. (1988).
27. N. Tsoufanidis, "*Measurement and radiation detection*", Taylor & Francis Group, Edition : 2, (1995).
28. J. F. Loude, "*Energy resolution in nuclear spectroscopy*", Lausanne, Switzerland IPHE (2000).
29. A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer, "*Digital Signal Processing*", Prentice Hall (1998).
30. A. Pullia & al., "*Design rules for optimization of digital spectrometers*" IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 38, N°. 4, pp. 1004-1008 (2002).
31. M. L. Simpson & al., "*An ultra high-Throughput, High-Resolution, Gamma-Ray Spectroscopy System*", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 38, N°. 2, Apr. (1991).
32. A. Geraci & al., "*Automatic Pole-Zero / Zero -Pole Digital compensator for High resolution Spectroscopy*" IEEE Trans. On Nucl. Scien., Vol. 46, NO. 4, August (1999).
33. W. K. Chen "*The electrical Engineering Handbook*", Elsevier Academic Press, Burlington, MA 01803, USA, (2004).
34. V. Radeka, "*Trapezoidal filtering of signals from large germanium detectors at high rates*", Nucl.Instr. and Meth., 99 pp. 525-539 (1972).
35. P. Stoica, R. L. Moses, "*Introduction to spectral analysis*" Prentice Hall (1997).
36. R. M. Howard, "*Principles of Random Signal Analysis and Low Noise Design The Power Spectral Density and its Applications*", JOHN WILEY & SONS, (2002)
37. E. Gatti & al., "*Automatic synthesis of optimum filters with arbitrary constraints and noise : A new method*", Nucl.Instr. and Meth., A381, (1996).
38. A. Geraci & al., "*Optimum filter for charge measurement in the presence of 1/f current noise*", Nucl.Instr. and Meth., A361, pp. 277-289, (1995).
39. A. Pullia "*How to derive the optimum filter in presence of arbitrary noises, time-domain constraints, and shaped input signals : A new method*" Nucl. Instr. and Meth. in Phw. Res. A 397, pp., 414-425, (1997)
40. J. G. Proakis & D. G. MANOLAKIS, "*Digital Signal Processing*", principles, algorithms, and applications", Third Edition Prentice Hall (1996).

41. Saeed V. Vaseghi “ *Advanced Digital Signal Processing and Noise Reduction*” John Wiley & Sons Ltd Second Edition., (2000).
42. E. Gatti, & al., “*Processing the signals from solid state detectors in elementary particle physics*” La rivista de Nuovo Cimento, (1986).
43. M. Abramowitz, I. A. Stegun, “*Handbook of Mathematical functions*”, Dover Publication, New York, (1972).
44. A. Pullia & al., “*Quasi-optimum Gamma and X spectroscopy based on real-time digital techniques*”, Nucl. Instr. And Meth. A439, pp.378-384, (2000).
45. E.Gatti, & al., “*Automatic synthesis of optimum filters with arbitrary constraints and noises:a new method*”,Nucl. Instr.and Meth.Vol.A381,pp.117-127, (1996).
46. A. Pullia & al., “*An automatic initialization procedure for real-time digital radiation spectrometry*”,Nucl.Instr. and Meth.Vol.A403,pp.455-464, (1998).
47. E.Gatti& al., “*Optimum filters for experimentally measured noise in high resolution nuclear spectroscopy*”,Nucl.Instr. and Meth.Vol.A417,pp.131-136, (1998).
48. G. Ripamonti & al., ”*On the implementation of multiple delay line filters with digital signal processing techniques*” , IEEE Trans. Nucl. Sci NS-41 1109, (1994).
49. A. Pullia & al., “*Minimum noise filter for base line estimation inradiation detection systems*”,Nucl.Instr. and Meth.Vol.A403,pp.455-464, (1998).
50. E. Gatti, P. F. Manfredi and M. Sampietro, Nucl. Inst. And meth. A287, pp. 513, (1990)
51. A. Pullia & al., “*Time-Domain Simulation of Electronic Noises*”. IEEE Trans. Nucl. Scie. , VOL. 51, NO. 4, (2004)
52. Technical Reference (Digital Spectrum-TI), “*TMS320C6713 DSK*”, (2004)
53. Manuel (TI), “*TMS320C6713, TMS320C6713B, FLOATING-POINT DIGITAL SIGNAL PROCESSORS*”, Literature Number: SPRS1861, May (2004).
54. Manuel (TI), “*Code Composer Studio Getting Started Guide*”, Literature Number: SPRU509C, Nov. (2001)
55. Rulph Chassaing, “*Digital Signal Processing and applications with the C6713 and C6416 DSK*”, *Worcester Polytechnic Institute*, JOHN WILEY & SONS, INC., PUBLICATION (2005).

APPENDICE A

LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

ADC	: Analog to Digital Converter.
BLR	: Base Line restorer (Réstaurateur de la ligne de base).
CCS	: Code Composer Studio.
$\delta(t)$: Distribution de Dirac.
DAC	: Digital to Analog Converter.
d.s.p	: Densité Spectrale de Puissance [A^2 , V^2 , W].
DSP	: Digital Signal Processor (Processeur du traitement numérique).
DC	: Direct Current (Composante Continue).
$E\{.\}$: Espérance mathématique.
FIR	: Finite Impulse Response (Réponse Impulsionnelle finie).
FPGA	: Field Programmable Gate Array.
f	: Fréquence [Hertz].
f_c	: Noise corner frequency (fréquence charnière du bruit) [Hertz].
FET	: Field effect Transistor.
IIR	: Infinite Impulse Response (Réponse Impulsionnelle Infinie).
Kev	: Kilo electron-volt.
MCA	: Multi Channel Analyser (Analyseur multicanaux).
Mev	: Mega electron-volt.
$N(.)$: Densité spectrale du bruit [A^2/Hz].
Q	: Charge électrique [C].
\hat{S}	: Spectre estimé.
τ	: Constante du temps [S].
ω	: Fréquence angulaire [rad/sec].
φ	: Fréquence normalisée.
$W(.)$: Fonction de pondération du filtre.