

.....

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ
École Doctorale n° 353 - Sciences pour l'Ingénieur
Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue à Aix-Marseille Université
le 11 mars 2021 par

Armel TCHOUALACK TCHAMAKO

Détecteur SiC de particules et
électronique de conditionnement

Directeurs de thèse : **Pr. Wenceslas Rahanjandraibe**
Dr. Laurent Ottaviani

Composition du Jury

Dr. Luigi DILILLO	Univ de Montpellier-CNRS-LIRMM	Rapporteur
Dr. Daniel HUSSON	Univ de Strasbourg-IPHC	Rapporteur
Dr. Sandrine JUILLAGUET	Univ de Montpellier-L2C	Examinatrice
Pr. Blaise RAVELO	NUIST, Chine	Examineur
Pr. Régis LEVEUGLE	Univ de Grenoble Alpes-TIMA	Examineur
Pr. Olivier PALAIS	Aix-Marseille Université-IM2NP	Président du jury
Pr. Wenceslas RAHAJANDRAIBE	Aix-Marseille Université-IM2NP	Directeur de Thèse
Dr. Laurent OTTAVIANI	Aix-Marseille Université-IM2NP	Co-directeur de Thèse

Résumé

Il s'agit à la fois d'étudier des détecteurs de particules (électrons et neutrons) en Carbure de Silicium à l'état de l'art, et de réaliser une interface électronique reconfigurable et intégrée adaptative à partir de technologies durcies pour le conditionnement et le traitement du signal électrique généré. Le « front-end » électronique (électronique de lecture) devra être capable d'extraire les signaux utiles (réponse en courant) des détecteurs ayant des caractéristiques différentes (dimensions, temps de réponse) et de fournir des données résolues (nature de la particule, spectroscopie, etc.) à l'aide de processeur embarqué. Plusieurs scénarios de cointégration de l'ensemble « détecteur et électronique de lecture » prenant en compte l'environnement d'utilisation seront étudiés pour concevoir un détecteur de particules muni d'intelligence embarquée et plaçant ainsi l'étude à l'état de l'art.

Abstract

It involves both studying a state-of-the-art Silicon Carbide particles (electrons and neutrons) detector and producing an adaptive integrated reconfigurable electronics interface from hardened technologies for the conditioning and processing electrical signal generated. The electronic front-end will be capable to extract all useful signals (current answer) from the detector having different characteristics (dimensions, response times) and providing resolved data (nature of the particle, spectroscopy, etc.) using on-board processor. Several scenarios of co-integration of the "detector and electronic reading" assembly taking into account the environment of use will be studied to design a particle detector equipped with on-board intelligence and placing the study in the state of art.

Remerciements

Ce travail de longue haleine résume en quelques pages trois années d'un investissement personnel. Il n'aurait jamais pu aboutir sans l'aide d'innombrables personnes.

Je voudrais tout d'abord remercier grandement l'[Université d'Aix-Marseille](#) pour le financement de ma thèse de doctorat à travers une bourse, et aussi à travers les différentes formations que j'ai pu acquérir. Je tiens à remercier [M. Rachid BOUCHAKOUR](#) et [M. Jean-Luc AUTRAN](#), les directeurs successifs de l'Institut Matériaux Microélectronique et Nanosciences de Provence ([IM2NP](#)), de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire de recherche et aussi pour les conditions idéales de travail.

J'aimerais également remercier les membres de mon jury de thèse pour avoir pris le temps de lire, évaluer et critiquer ce manuscrit.

Je remercie particulièrement [M. Wenceslas RAHAJANDRAIBE](#), [M. Laurent OTTAVIANI](#) mes directeurs de thèse pour l'encadrement tout au long de cette thèse. Vos critiques, remarques, encouragements m'ont permis de comprendre la physique nucléaire et l'électronique de conditionnement. D'enseignants en années de Master, je suis devenu votre collaborateur.

Je remercie également [M. Jean Pierre WALDER](#) le responsable de la plateforme IOLAB de l'IM2NP pour ses encouragements. C'est ainsi que je suis passé de collaborateur à ami. Durant les moments difficiles tu as su me remotiver. Je ne pourrais jamais te rendre ce que tu m'as apporté. Je me rappelle quand rien ne fonctionnait, tu me demandais de tout arrêter et d'aller me reposer. Je remercie [M. Wilfried VERVISCH](#), [Mme Vanessa VERVISCH](#) pour m'avoir embarqué dans leurs projets. Malgré le caractère confidentiel, c'est avec plaisir que vous avez accepté cette collaboration. Les différents essais en environnements radiatifs que nous avons réalisés m'ont été très précieux.

Je tiens également à remercier les équipes de [PMB-Alcen](#), du [CHUV de Lausanne](#), du [ILL de Grenoble](#), du [HZDR Dresden](#) pour les différentes autorisations

et la mise à notre disposition des accélérateurs de particules.

Je saisis également cette occasion pour adresser mes profonds remerciements au personnel technique et administratif de l'IM2NP, tout particulièrement Mme. Paule SANTANTONIO, M. Nicolas HUSSON, M. Claude ARNOLD et Mme. Delphine STURMA.

Je remercie l'équipe dirigeante du département génie électrique de l'IUT de Marseille, pour les compétences dans le domaine de l'enseignement qu'ils m'ont permis d'acquérir durant ma mission d'enseignement. Grâce aux conseils de M. Remy VAUCHE, M. Nicolas DEHAESE cette aventure a été passionnante.

Il m'est impossible d'oublier Christelle FOKO, Siery PONMEBOM, Jackson TAMNO, Michael TCHADO, Ludovic NANGO ainsi que mes amis qui m'ont soutenu tout au long de ce chemin. Enfin, mes pensées vont en direction, de mes parents, de mes frères, mes tantes, mes oncles et à toute ma famille.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	ii
Remerciements	iii
Table des matières	v
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xv
Introduction générale	1
1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.	3
1.1 Introduction	4
1.2 Les détecteurs de particules	5
1.2.1 Les domaines d'application	5
1.2.2 Les sources radiatives	10
1.2.3 Interaction particule-matière	12
1.2.4 Les types de détecteurs utilisés en détection de particules .	16
1.3 Les détecteurs semi-conducteurs	18
1.3.1 Les semi-conducteurs intrinsèques	19
1.3.2 Les semi-conducteurs extrinsèques : la jonction P-N	22
1.3.3 Les Détecteurs pour les environnements sévères	23
1.3.4 Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur	25
1.3.5 Modèle électrique d'un détecteur de particules	28
1.4 Etat de l'art : "front-ends" électroniques pour le conditionnement du signal	35
1.4.1 Le mode courant : le transimpédance	37
1.4.2 Le mode charge : le préamplificateur sensible à la charge .	40
1.4.3 Le mode tension : le préamplificateur sensible à la tension	43
1.4.4 Mesure faible courant : la conversion courant-fréquence .	43

1.4.5	Mesure de courant logarithmique	44
1.5	Problématique et démarches mises en place au cours de la thèse	45
1.6	Conclusion	47
	Bibliographie	48
2	Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.	52
2.1	Introduction	52
2.2	Contraintes spécifiques aux signaux utilisés en radiothérapie "flash"	53
2.2.1	Définition de la méthodologie de conception :	55
2.2.2	Expérimentations, tests et validations des dispositifs	55
2.3	Application aux grandes valeurs de capacités.	57
2.3.1	Carte 1 : le montage base commune	58
2.3.2	Carte 2 : le transimpédance à AOP	64
2.3.3	Expérimentation test et validation	69
2.3.4	Carte 3 : solution à la saturation de l'électronique	74
2.4	Application aux faibles valeurs de capacités	77
2.4.1	Carte 1 : la lecture en courant :	77
2.4.2	Carte 2 : la lecture en charge :	80
2.4.3	Expérimentation test et validation du dispositif	84
2.5	Contraintes spécifiques aux signaux : cas des fragments de fission	88
2.6	Conclusion	91
	Bibliographie	92
3	Détection de neutrons thermiques et d'électrons.	94
3.1	Introduction	95
3.2	Détection des neutrons thermiques : cas du HZDR de Dresden	95
3.2.1	Description de la chaîne de mesure	96
3.2.2	Analyse des signaux électriques	98
3.2.3	Analyse des courbes PHS	101
3.3	Réponse des détecteurs en SiC aux fragments de fission, tritons, et particules alpha : cas du spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL.	102
3.3.1	Contexte	103
3.3.2	Création du faisceau d'ions	105
3.3.3	Objectifs et résultats des mesures	107
3.3.4	Réponse des détecteurs en SiC aux fragments de fission, tritons, et particules alpha	110
3.3.5	Réponse des détecteurs diamant Krakow aux fragments de fission, tritons, et particules alpha	114
3.4	Détection d'électrons haute énergie et ultra dense	119

3.4.1	Perte d'énergie dans une feuille d'aluminium soumise à un faisceau ultra-dense d'électrons.	120
3.4.2	Impact de la feuille d'aluminium sur le courant généré par le détecteur en SiC.	120
3.4.3	Résultats d'irradiation avec feuille d'aluminium	120
3.4.4	Résultat d'irradiation sans feuille d'aluminium	122
3.5	Conclusion	123
	Bibliographie	125
4	Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.	127
4.1	Introduction	128
4.2	La technologie MOS	128
4.2.1	Critères de choix d'une technologie CMOS	129
4.3	Caractérisations électriques du transistor MOS 0.35 μm	131
4.3.1	Caractéristiques statiques du transistor MOS	132
4.3.2	Modèle petit signal du transistor MOS	136
4.3.3	Analyse du bruit	139
4.4	La chaîne électronique reconfigurable.	140
4.4.1	Présentation de la chaîne	140
4.5	Convertisseur tension-courant	141
4.5.1	Polarisation par résistance	142
4.5.2	Polarisation par Beta-multiplier	143
4.6	Convertisseur 1.2 V-1.65 V	144
4.7	Etage Contrôle-commande	145
4.8	Etage Préamplificateur	147
4.8.1	Montage télescopique cascode	147
4.8.2	Circuit à charge active	150
4.8.3	Conditionnement du signal : le mode transimpédance	154
4.8.4	Conditionnement du signal : le mode charge	163
4.9	Conclusion	167
	Bibliographie	169
5	Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.	172
5.1	Introduction	172
5.2	Etude du bloc CSA, PZC+PSA	173
5.2.1	Etude du bloc CSA+PZC	174
5.2.2	Conception de l'OTA Miller	175
5.2.3	L'amplificateur de mise en forme	176
5.3	Le détecteur de pic	183
5.3.1	Etude de l'OTA	185

5.3.2	Etude du comparateur	187
5.3.3	Le Bloc de contrôle des interrupteurs	188
5.4	L'ADC	191
5.4.1	Le convertisseur Parallèle-Série	192
5.4.2	Le convertisseur Série-Parallèle	193
5.4.3	Résultats de simulation de la chaîne électronique	193
5.5	Layout en technologie AMS 0.35 μ m	194
5.6	Conclusion	196
	Conclusion générale	200
	ANNEXES	204
	Publication	210

Table des figures

1.1	Les effets biologiques des rayonnements.	5
1.2	Les différentes composantes de la thérapie radiative.	6
1.3	Comparaison des thérapies "flash" et conventionnelles	7
1.4	Comparaison entre la thérapie "flash" et conventionnelle essai sur un porc	7
1.5	Irradiation d'un patient de 75 ans atteint d'un lymphome	8
1.6	Le réacteur nucléaire.	9
1.7	Cible de tungstène et accélérateur de particules.	11
1.8	Spectre des ondes électromagnétiques	13
1.9	Interaction photon matière	14
1.10	Spectre d'énergie des neutrons.	15
1.11	Différents régimes de fonctionnement des détecteurs à gaz	17
1.12	Principe de production de photons par un scintillateur.	18
1.13	Bande d'énergie des différents matériaux cristallins.	19
1.14	Le semi-conducteur intrinsèque.	20
1.15	Densité d'électrons en fonction de la température dans les semi- conducteurs	21
1.16	Niveau d'énergie d'un semi-conducteur.	22
1.17	Répartition des charges et champ électrique dans les jonctions	23
1.18	Interaction des neutrons avec le SiC	26
1.19	Architecture du détecteur de particules.	27
1.20	Variation de la ZCE en fonction de la tension de polarisation.	27
1.21	Evolution de la ZCE en fonction de la tension de polarisation	29
1.22	Déplacement des porteurs de charges vers les électrodes	29
1.23	Champ électrique dans un semi-conducteur	30
1.24	Simplification des études par considération d'une jonction <i>NP</i>	33
1.25	Dépendance de la répartition du champ électrique sur la forme du courant de sortie du détecteur.	35
1.26	Modèle électrique du système	36
1.27	Réponse d'un circuit R-C à une impulsion de courant	37
1.28	Réponse du détecteur à fort et faible taux de comptage	38
1.29	Analyse des signaux dans le plan fréquentiel	38

1.30	Préamplificateur : Application à de faibles valeurs de capacité du détecteur	39
1.31	Préamplificateur : Application à des grandes valeurs de capacité du détecteur	40
1.32	Les différentes variantes de CSA	41
1.33	Temps de réponse et comparaison temps de décharge des pré-amplificateurs.	41
1.34	Configuration lecture en tension	43
1.35	Schéma de principe d'un convertisseur courant-fréquence.	44
1.36	Mesure du courant logarithmique	45
2.1	Schéma synoptique d'une chaîne d'acquisition	53
2.2	Forme idéale des impulsions utilisées en radiothérapie "flash"	54
2.3	Principe de fonctionnement d'un accélérateur de particules : cas du "flash".	54
2.4	Mesures de doses avec le détecteur Advance-Marcus	56
2.5	Relation courant-tension dans les transistors	57
2.6	Evolution comparative des transconductances des transistors.	58
2.7	Le montage base commune.	59
2.8	Schéma petit signal du montage base commune en haute fréquence	59
2.9	Impédance d'entrée et réponse du montage base commune.	60
2.10	Schéma du montage boost	62
2.11	Gain et Phase de l'amplificateur différentiel	62
2.12	Montage complet du transimpédance boost.	63
2.13	Réponse du montage boost	63
2.14	Montage transimpédance traditionnel	63
2.15	Etude de la stabilité du système	65
2.16	Etude de la stabilité avec C_f	65
2.17	Impédance d'entrée du transimpédance traditionnel	67
2.18	Réponse temporelle du système.	67
2.19	Montage transimpédance avec rajout d'un bloc d'amplification.	68
2.20	Modèle électrique utilisé pour émuler le détecteur	68
2.21	Image de la carte PCB et résultat expérimental	69
2.22	Ecran de contrôle et accélérateur de particules.	70
2.23	Réponse de la carte électronique et du détecteur aux rayons X.	70
2.24	L'accélérateur d'électrons	71
2.25	Analyse du signal RF du CHUV de Lausanne.	72
2.26	Réponse de l'électronique	73
2.27	Courbe de linéarité en fonctionnement saturation	73
2.28	Front-end électronique pour un débit ultra dense	74

2.29	Carte électronique et résultat expérimental pour $I_d = 100 \mu\text{A}$	76
2.30	Réponse de l'électronique ($C_d = 22 \text{ nF}$) et transformée de Fourier. . . .	76
2.31	Zoom sur l'impulsion et application du filtre.	77
2.32	Transimpédance et montage utilisé pour l'étude de la stabilité. . . .	78
2.33	Etude de la stabilité du TIA. Tracé du gain et de la phase.	78
2.34	Présentation du LINAC, réponse de l'électronique et signal RHF	79
2.35	Schéma utilisé pour l'analyse de la réponse du préamplificateur	82
2.36	Le déficit balistique créé par les limites du préamplificateur	84
2.37	Analyse de la stabilité du préamplificateur de charge	85
2.38	Préamplificateur de charge avec PZC ("pole zero cancellation")	85
2.39	Résultat expérimental et de simulation	86
2.40	Réponse de l'électronique et du RF	87
2.41	La fission induite et distribution de masse de l'uranium 235	89
2.42	Schéma synoptique du front-end	89
2.43	Equipements utilisés lors des essais sur les fragments de fission	90
2.44	Signal de sortie du CSA+PZC et du PSA.	90
3.1	Dessin et photo du générateur de neutron du HZDR.	96
3.2	Configuration des équipements utilisés pendant la campagne au HZDR.	97
3.3	Structure interne du préamplificateur A1422	97
3.4	Réponse du A1422 lorsque le détecteur est traversé par une particule.	98
3.5	Bruit à la sortie du A1422 et mémorisation des traces laissées par les particules.	99
3.6	Signal de sortie de l'amplificateur ("pulse Shaping Amplifier") ORTEC 572 A.	99
3.7	Courbes PHS de la détection des neutrons au HZDR	100
3.8	Analyse de la courbe PHS du réacteur BR1	102
3.9	Rendements des noyaux produits lors de la fission thermique de l'uranium 235.	103
3.10	Principe de fonctionnement d'une réaction de fission.	104
3.11	Spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL.	105
3.12	Courbe PHS des fragments de fission obtenue avec l'électronique du laboratoire	109
3.13	"Front-end" électronique de l'INFN	109
3.14	Réponse du détecteur en SiC aux fragments de fission 84 et 98	110
3.15	Courbe indiquant la position du pic du FF Cas du détecteur en SiC. . . .	111
3.16	Variation de l'amplitude du pic du FF en fonction de l'énergie cas du détecteur en SiC	111

3.17 Réponse du détecteur en SiC aux FF lourds $A = 131, A = 144$	112
3.18 Détection des tritons et des particules alpha	113
3.19 Configuration du détecteur diamant.	115
3.20 Réponse du détecteur diamant Krakow aux fragments de fission 84 et 98	115
3.21 Courbe indiquant la position du pic du FF cas du détecteur dia- mant krakow	116
3.22 Evolution de l'amplitude des FF 98 en fonction de l'énergie	117
3.23 Réponse diamant aux FF lourds $A = 131, A = 144$	117
3.24 Application du diamant pour la détection des alphas et tritons . .	118
3.25 Impact des feuilles d'aluminium sur la réponse du système	119
3.26 Signal Rf, canon du Linac, des diodes 1 et 2.	121
3.27 Réponse sans feuille d'aluminium	122
3.28 Image de la réponse sur un oscilloscope et courbe de linéarité. . .	123
4.1 Structure physique du transistor NMOS.	129
4.2 Transistor après fabrication et vu layout du transistor dans un outil CAO.	130
4.3 Evolution des transistors MOS	131
4.4 Le transistor MOS.	133
4.5 Caractéristique courant de drain $i_D = f(v_{GS})$	134
4.6 Identification des zones de fonctionnement des transistors	135
4.7 Modèle petit signal du transistor.	137
4.8 Modélisation du transistor MOS en moyenne fréquence.	138
4.9 Représentation temporelle du bruit ainsi que sa distribution gaus- sienne.	139
4.10 Schéma synoptique de la chaîne électronique reconfigurable. . . .	142
4.11 Miroir de courant et caractérisation en fonction de la tension d'alimentation.	143
4.12 Schéma d'un Béta-multiplier et amplificateur différentiel utilisé. .	144
4.13 Variation du courant de référence en fonction de la tension d'ali- mentation	145
4.14 Schéma du convertisseur et caractérisation.	146
4.15 Construction d'interrupteurs MOS (PTL).	147
4.16 Modèle simplifié du préamplificateur.	148
4.17 Montage des transistors en cascode.	149
4.18 Miroir de courant et courbe de caractérisation.	150
4.19 Augmentation de la résistance de sortie d'un miroir de courant NMOS.	151
4.20 Structure du gain Boost et schéma petit signal.	151

4.21 Augmentation de la résistance de sortie d'un miroir de courant PMOS.	153
4.22 variation du courant $I_0 = f(V_{in})$	153
4.23 Tracé de la fonction de transfert (Gain et phase) de l'amplificateur.	154
4.24 Le préamplificateur reconfigurable	155
4.25 Modèle petit signal du préamplificateur reconfigurable	156
4.26 Etude de la stabilité en configuration transimpédance.	157
4.27 Réponse du transimpédance pour différentes sensibilités	159
4.28 Sources de bruits dans le montage source commune et cascode.	160
4.29 Représentation des différentes sources de bruit dans le préamplificateur	161
4.30 Résultat de simulation en tenant compte du bruit. Mode transimpédance. $I_d = 20 \mu A$	163
4.31 Réponse du détecteur de neutrons obtenu avec préamplificateur Caen	164
4.32 Sensibilité $f(C_f) = 1/C_f$ et résistance à composants MOS.	166
4.33 Stabilité de l'électronique et réponse impulsionnelle.	167
5.1 Réponse d'un circuit sans et avec PZC.	173
5.2 Phase et gain de la fonction de transfert du PZC	174
5.3 L'OTA Miller.	175
5.4 Schéma petit signal de l'amplificateur	175
5.5 Caractérisation fréquentielle de l'OTA Miller ($C_L = 200 f$).	176
5.6 Réponse fréquentielle et analyse temporelle de la réponse	177
5.7 Optimisation du rapport signal/bruit.	177
5.8 Réponse temporelle et fréquentielle du filtre optimal.	178
5.9 Schéma de la chaîne électronique.	180
5.10 Forme du signal de sortie des différents intégrateurs et bande passante.	181
5.11 Analyse fréquentielle du bruit dans le système	182
5.12 Résultat de simulation en tenant compte du bruit. Mode charge	183
5.13 Schéma du détecteur de pic de signal.	184
5.14 Réponse d'un détecteur de pic sans et avec remise à zéro respectivement.	184
5.15 Amplificateur opérationnel à transconductance avec une charge $C_L = 1 \text{ pF}$	185
5.16 Fonction de transfert de l'OTA.	186
5.17 Schéma de principe d'un comparateur.	186
5.18 Structure interne du comparateur.	187
5.19 Caractérisation électrique du comparateur.	187

5.20	Structure du monostable construit autour d'une bascule D.	188
5.21	Table de vérité et réponse du monostable.	188
5.22	Caractérisation électrique du monostable.	189
5.23	Schéma d'une structure "starving" et caractérisation électrique. .	190
5.24	Caractéristique de l'impulsion de Reset	190
5.25	Schéma bloc de la standard CELL d'un ADC, et caractérisation électrique.	191
5.26	Chronogrammes de l'ADC	191
5.27	Principe de fonctionnement du convertisseur parallèle-série. . . .	192
5.28	Signal de sortie du système pour deux impulsions d'entrée	193
5.29	Vue layout des transistors PMOS et NMOS et du circuit intégré. . .	194
5.30	Schéma de principe du floorplanning et présentation des PADs .	195
5.31	Floorplanning montrant les différentes connexions aux PADs. . .	195
5.32	Connexion des différents PADs aux pins et image du circuit intégré développé	196

Liste des tableaux

1.1	Paramètres des semi-conducteurs utilisés en détection de particules	24
2.1	Caractéristiques souhaitées pour la chaîne d'acquisition.	55
2.2	Essai 1 Radiothérapie "flash"	71
2.3	Essai 2 Radiothérapie "flash"	71
2.4	Essai 3 Radiothérapie "flash"	72
2.5	Paramètres de tests	79
2.6	Paramètres d'irradiation.	86
3.1	Configuration des équipements pendant les mesures.	101
3.2	Caractéristiques du spectromètre de masse LOHENGRIN.	107
3.3	Caractéristiques des émissions de l'uranium 235	107
3.4	Caractéristiques des différents fragments de fission étudiés.	109
4.1	Tension maximale à appliquer aux bornes (G,D,S,B) du transistor.	131
4.2	Résumé des paramètres du transistor dans la technologie AMS 0.35 μm .	132
4.3	Résumé des paramètres layout dans la technologie AMS 0.35 μm .	132
4.4	Caractéristiques des zones de fonctionnement du transistor	136
4.5	Résumé des caractéristiques du "front-end".	140
4.6	Topologies des amplificateurs	148
5.1	Caractéristiques des PADs	194

Introduction générale

Bien avant les années 1960, les différentes expériences en physique nucléaire étaient réalisées à l'aide des chambres d'ionisation, les compteurs proportionnels ainsi que les scintillateurs. Cependant, le faible niveau d'efficacité (50% pour les chambres d'ionisation), a entraîné l'arrivée des détecteurs de particules à base de semi-conducteurs. Cette découverte a amélioré les résultats et a permis le développement des accélérateurs de particules.

Les détecteurs semi-conducteurs utilisés de nos jours en physique nucléaire sont basés sur des technologies ayant démontré leurs crédibilités à cause de la grande maîtrise du processus de fabrication. Leurs efficacités diminuent lorsqu'ils sont placés dans des environnements extrêmes en température et flux intense de particules. Cependant, l'avancée des recherches dans le domaine de la physique nucléaire a nécessité l'augmentation de la puissance des accélérateurs de particules, ou des centrales nucléaires. Le contrôle de ces équipements doit donc s'effectuer avec de nouveaux moyens technologiques. L'avancée des recherches dans le développement des capteurs et des systèmes d'acquisitions permet de résoudre ce problème. Le contrôle de température au cœur des réacteurs nucléaires, le contrôle des équipements pendant les séances de radiothérapie à forte dose d'irradiation, sont de nos jours impossibles, à cause, de l'absence de capteurs capables de réaliser ces opérations. C'est dans ce contexte que dans le cadre de nos différents projets faisant appel à plusieurs spécialistes travaillant dans la physique nucléaire ([CHUV de Lausanne](#), [PMB-Alcen](#), [HZDR Dresden](#), [ILL de Grenoble](#)), nous devons développer un système de détection en carbure de silicium et l'électronique de conditionnement pour l'analyse du signal.

Ce travail de thèse a donc pour but de concevoir un "front-end" électronique reconfigurable pour le conditionnement des signaux. Actuellement, la majorité des chaînes électroniques sont conçues pour fonctionner avec des semi-conducteurs à faible gap d'énergie $E_g = 1.12$ eV pour le silicium. Ils sont généralement construits autour d'un préamplificateur de charge et d'un dispositif d'analyse de signaux. Cependant, à forte dose d'irradiation, c'est-à-dire pendant les séances de radiothérapie "flash" ou encore lors de la détection des

neutrons, le courant généré par le détecteur a une amplitude élevée ($\approx A$) ou faible ($\approx nA$) respectivement. Un "front-end" électronique capable de s'adapter en fonction des différents scénarios est donc nécessaire.

Ce travail est construit autour de cinq chapitres.

Dans le chapitre 1, nous présenterons l'état de l'art de la détection de particules et les "front-ends" électroniques utilisés. Nous décrirons alors les différents détecteurs ainsi que le principe de détection. Les propriétés du carbure de silicium et les arguments pour le choix de ce semi-conducteur dans nos applications seront dévoilés. Nous terminerons ce chapitre en évoquant l'état de l'art des différentes électroniques utilisées.

Dans le chapitre 2, nous évoquerons les contraintes spécifiques aux signaux utilisés en radiothérapie "flash". Nous montrerons les caractéristiques des différentes cartes PCB (circuit imprimé) utilisées pour la détection d'électrons et des fragments de fission. Plusieurs essais ont été réalisés en environnement nucléaire à PMB-Alcen, au CHUV de Lausanne, et au ILL de Grenoble afin de déterminer les différentes sensibilités. Les résultats seront aussi présentés.

Le chapitre 3, présentera les courbes PHS obtenues au HZDR de Dresden lors de nos essais pour la détection des neutrons, à l'aide du logiciel MPANT. Une analyse fine des caractéristiques du signal électrique à la sortie du préamplificateur de charge sera réalisée. Nous présenterons ensuite les spectres obtenus pour la détection des fragments de fission, les tritons et particules alpha avec les détecteurs en SiC et diamant Krakow. La fin de ce chapitre sera consacrée à la détection d'un flux ultra dense d'électrons.

Au chapitre 4, nous présenterons la technologie de conception utilisée $0.35 \mu m$, les éléments de choix de la structure "télescopique" pour le design de notre "front-end" reconfigurable.

Et enfin, au chapitre 5, la description des différents blocs de la solution proposée, ainsi que les résultats de simulation seront présentés. A la fin de ce chapitre, nous présenterons le circuit intégré développé dans son encapsulation.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

Sommaire

1.1	Introduction	4
1.2	Les détecteurs de particules	5
1.2.1	Les domaines d'application	5
1.2.1.1	Les installations médicales	5
1.2.1.2	Les installations nucléaires	9
1.2.1.3	Le Spatial	9
1.2.2	Les sources radiatives	10
1.2.2.1	Les sources radioactives	10
1.2.2.2	Les accélérateurs de particules	11
1.2.3	Interaction particule-matière	12
1.2.3.1	Les ondes électromagnétiques	13
1.2.3.2	Les électrons	14
1.2.3.3	Les neutrons	15
1.2.4	Les types de détecteurs utilisés en détection de particules	16
1.2.4.1	Les détecteurs à remplissage gazeux	16
1.2.4.2	Les détecteurs à émission de lumière	17
1.2.4.3	Les détecteurs à l'état solide	18
1.3	Les détecteurs semi-conducteurs	18
1.3.1	Les semi-conducteurs intrinsèques	19
1.3.2	Les semi-conducteurs extrinsèques : la jonction P-N	22
1.3.3	Les Détecteurs pour les environnements sévères	23
1.3.3.1	Caractéristiques générales	24
1.3.3.2	Le Diamant	24
1.3.3.3	Le Carbure de Silicium (SiC)	25
1.3.4	Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur	25
1.3.4.1	Application à la détection de neutrons	25
1.3.4.2	Application à la détection d'électrons	28

1 *Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.*

1.3.5	Modèle électrique d'un détecteur de particules	28
1.3.5.1	Formation du signal de sortie du détecteur	30
1.4	Etat de l'art : "front-ends" électroniques pour le conditionnement du signal	35
1.4.1	Le mode courant : le transimpédance	37
1.4.1.1	Application à de faibles valeurs de capacités des détecteurs.	39
1.4.1.2	Application à de grandes valeurs de capacités des détecteurs.	40
1.4.2	Le mode charge : le préamplificateur sensible à la charge .	40
1.4.2.1	Application à de faibles valeurs de capacités des détecteurs.	42
1.4.2.2	Application à de grandes valeurs de capacités des détecteurs.	42
1.4.3	Le mode tension : le préamplificateur sensible à la tension	43
1.4.4	Mesure faible courant : la conversion courant-fréquence .	43
1.4.5	Mesure de courant logarithmique	44
1.5	Problématique et démarches mises en place au cours de la thèse .	45
1.6	Conclusion	47
	Bibliographie	48

1.1 Introduction

L'analyse du signal généré par un détecteur lorsqu'il est traversé par une particule montrée lors des premières recherches sur les rayons x, a permis un essor sans cesse croissant des recherches sur les détecteurs ainsi que leurs électroniques de conditionnement associées. Les nouvelles contraintes auxquelles sont soumis les détecteurs que nous disposons à ce jour, limitent leurs champs d'application. Dans ce contexte, le carbure de silicium qui est un matériau composé à grande bande d'énergie interdite, autrefois utilisé comme abrasif se trouve être une alternative pour un fonctionnement en environnement contraint. Dans ce chapitre, nous commencerons par une présentation des détecteurs de particules ainsi que du principe de détection d'une particule radiative. Ensuite, nous présenterons les détecteurs de particules à remplissage gazeux, les scintillateurs, les détecteurs à l'état solide. Une justification du choix du carbure de silicium comme matériau pour des applications en environnement contraint sera faite. Enfin, un état de l'art sur les différentes électroniques utilisées pour le conditionnement du signal sera présenté.

1.2 Les détecteurs de particules

Les détecteurs de particules occupent une place importante dans les systèmes de détection. Ce sont des équipements placés au début d'une chaîne de conditionnement. Ils délivrent un signal lorsqu'ils sont traversés par une particule suffisamment énergétique. Le choix d'un détecteur dépend de plusieurs facteurs : la mobilité des charges, les contraintes mécaniques, la vitesse de dérive, la température de fonctionnement, le flux de particules, les types de particules, la résistance mécanique, le principe physique à utiliser pour la détection, et le prix [1][2][3].

1.2.1 Les domaines d'application

1.2.1.1 Les installations médicales

L'une des maladies les plus redoutables dans le domaine médical est le cancer. Il correspond à une prolifération incontrôlée de cellules au sein de l'organisme. Cette anomalie conduit donc à la formation d'une tumeur [4]. L'une des méthodes très efficaces de destruction des tumeurs est l'application d'une onde radiative (Figure.1.1).

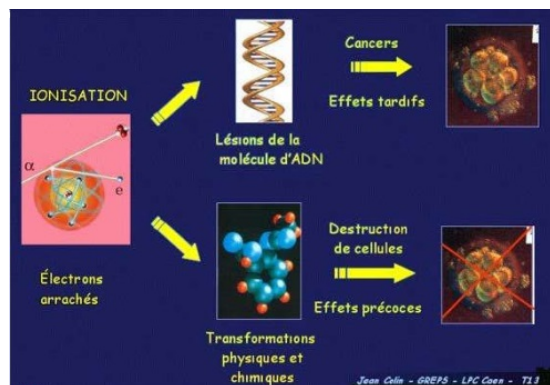


FIGURE 1.1 – Les effets biologiques des rayonnements.

En thérapie radiative, les particules généralement utilisées sont : les particules alpha (α), bêta (β), gamma (γ), les électrons (e^-) (voir Figure.1.2). L'objectif visé lors de ces séances, est d'endommager le matériel génétique du cancer. Cette opération permet de bloquer sa capacité à se multiplier [5].

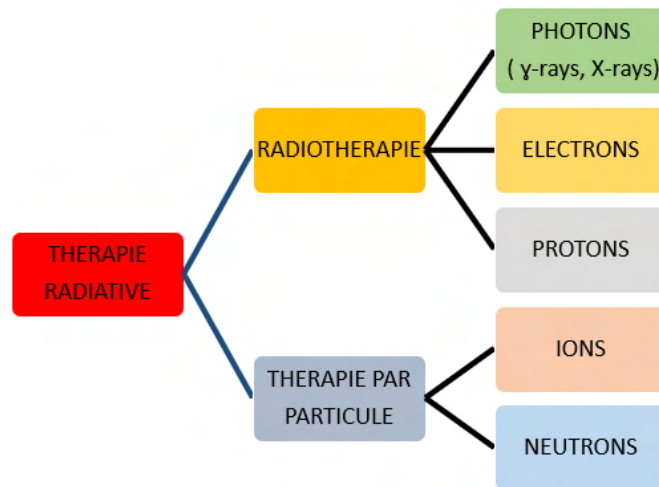


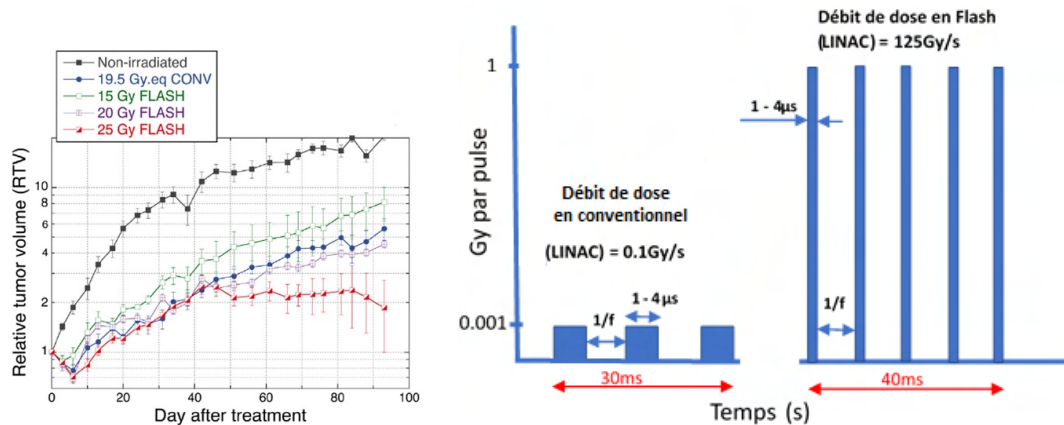
FIGURE 1.2 – Les différentes composantes de la thérapie radiative.

La radiothérapie est la méthode de traitement du cancer utilisée de nos jours dans les installations médicales. On lui attribue le nom de radiothérapie conventionnelle. Son efficacité se trouve réduite à cause des difficultés à irradier les cellules cancéreuses sans toucher les cellules environnantes (Cellules saines). Ainsi, les dégâts occasionnés lors des séances de radiothérapie sur les cellules saines dépendent de la quantité de dose absorbée, ainsi que de la partie du corps irradiée. Ces altérations sont suivies d'effets secondaires qui peuvent être d'ordre générale (fatigue, troubles sexuels, problèmes de fertilité, vomissement) ou d'ordre spécifique à la zone traitée [6] [7][8].

Des chercheurs Français tels que Marie-Catherine VOZENIN (CHU Lausanne) et Vincent FAVAUDON (INSERM), ont montré dans un premier temps que, le traitement d'une tumeur par la radiothérapie conventionnelle entraîne à coup sûr la survenue d'une fibrose pulmonaire entre 8 semaines et 6 mois après l'irradiation (Figure.1.3a). A la suite de leurs travaux, ils ont proposé un nouveau modèle de traitement par irradiation interne appelé "flash" [9] [10] [11].

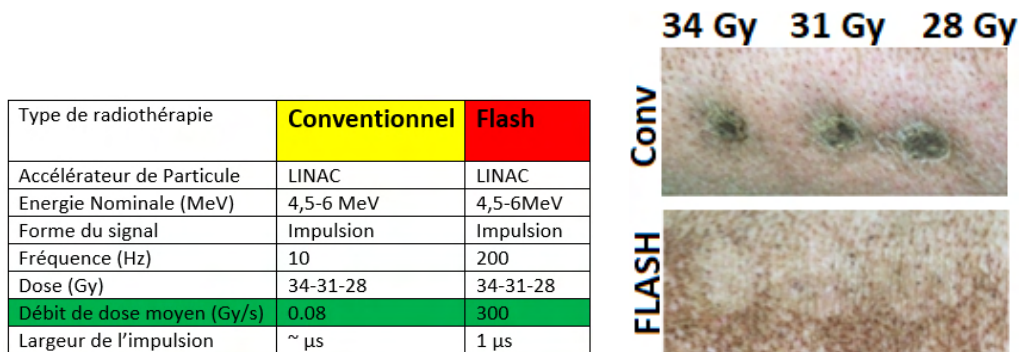
Ce nouveau modèle consiste en l'application d'une irradiation de manière localisée sur la zone cancéreuse, d'un fort débit de dose (Environ 1000 fois par rapport à une application conventionnelle) correspondant à un courant de faisceau de l'ordre de 300 mA pendant quelques ms (Figure.1.3b). Des essais ont été réalisés. Le 1^{er} sur un animal (le porc), et le 2nd sur un être humain de 75 ans.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.



(a) Evolution du volume de la tumeur, après une irradiation "flash" et conventionnelle. (b) Forme idéale des impulsions à la sortie du LINAC. Comparaison des impulsions entre la thérapie conventionnelle et la thérapie "flash".

FIGURE 1.3 – Comparaison des thérapies "flash" et conventionnelles. Le "flash" est plus efficace pour des doses > 20 Gy.



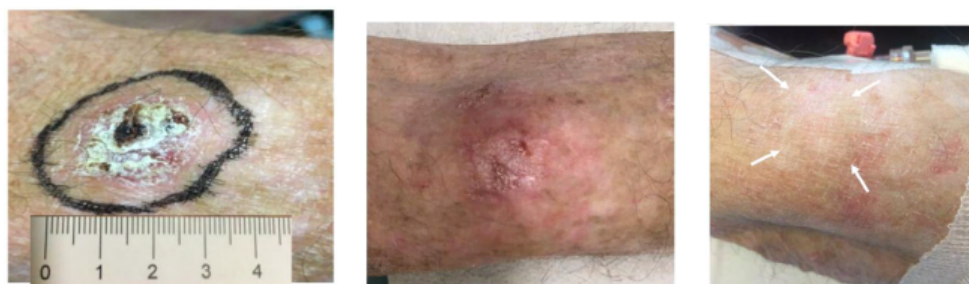
(a) Paramètres d'irradiations utilisés pour une thérapie "flash" et conventionnelle sur un porc. (b) Evolution de la maladie sur un porc après 6 mois d'exposition.

FIGURE 1.4 – Paramètres d'irradiation et comparaison des résultats entre la thérapie "flash" et conventionnelle, après irradiation d'un porc. En thérapie "flash", on note une disparition complète de la tumeur sur le corps de l'animal pour des doses de 34 Gy, 31 Gy, 28 Gy. Ce qui n'est pas le cas en conventionnelle.

- **Sur un animal : le porc.** Des essais ont été réalisés avec plusieurs niveaux de doses (34 Gy, 31 Gy, 28 Gy). Les paramètres d'irradiation utilisés sont présentés dans le tableau (Voir Figure.1.4a). Pour ces essais, les résultats ont

été sans appel. En effet, en irradiation "flash", aucune fibrose n'apparaît. Par contre, en irradiation conventionnelle, on note la présence des nécroses (Voir Figure.1.4b)[12].

- **Sur être humain : un homme de 75 ans.** Des essais ont été réalisés avec un niveau de dose > 15 Gy sur un patient souffrant d'une maladie rare appelée lymphome cutané (Voir Figure.1.5a). 3 semaines après irradiation "flash", on note un début de disparition de la maladie sur le corps du patient (Voir Figure.1.5b). Enfin, aucune diminution de l'épiderme n'a été observée 5 mois après irradiation "flash" (Voir Figure.1.5c).



(a) Patient atteint d'un lymphome cutané de 3.5 cm de diamètre. (b) Disparition de la maladie 3 semaines après d'irradiation "flash". (c) Pas de diminution de l'épiderme 5 mois après irradiation "flash".

FIGURE 1.5 – Irradiation d'un patient de 75 ans atteint d'une d'une maladie rare appelée lymphome cutané. Evolution de la tumeur avant figure (1.5a) et après figures (1.5b et 1.5c) irradiation "flash" [13].

Grâce à ces résultats le "flash" est présenté comme étant l'avenir de la radiothérapie [14]. Toutefois, cette méthode est confrontée à deux principaux problèmes. Lesquels sont liés à la limite technologique des appareils utilisés [15][16] :

- Indisponibilité d'accélérateur de particules capable de fournir ce type de courant de faisceau (300 mA).

- La saturation et le temps de réponse élevé des détecteurs utilisés (Chambre d'ionisation Advance Markus) pour la gestion et le contrôle de débits de dose nécessaires pour les irradiations "flash".

1.2.1.2 Les installations nucléaires

L'un des principaux avantages qui pousse à choisir l'énergie nucléaire est qu'elle ne produit pas ou presque pas de gaz carbonique (19 kg par tonne équivalent pétrole). Elle ne rejette que de la vapeur d'eau comparativement au charbon qui émet 1123 kg par tonne équivalent pétrole. Il n'en demeure pas moins qu'elle reste une énergie extrêmement dangereuse au regard de l'effet des rayonnements ionisants sur l'organisme. Aussi, l'énergie nucléaire pose un gros problème, celui de l'utilisation et de la gestion des déchets nucléaires (Transport, stockage). Cependant, pour empêcher la survenue des catastrophes nucléaires telles que Tchernobyl (26/04/1986), Fukushima (11/03/2011), des dispositifs de contrôle sophistiqués doivent être installés pour assurer la sûreté des installations nucléaires. Au regard des températures, du flux de particules, le cœur du réacteur (Figure.1.6) est la partie la plus sensible d'une installation nucléaire. Un effort technologique doit donc être fait à ce niveau. Le principal objectif est de recueillir de façon continue et rapide des informations sur le fonctionnement d'un réacteur. Le paramètre qui renseigne sur la puissance de fonctionnement d'un réacteur est le flux de neutrons [17]. De nos jours, les compteurs à dépôt de bore et les chambres à fission sont utilisés pour détecter les neutrons.

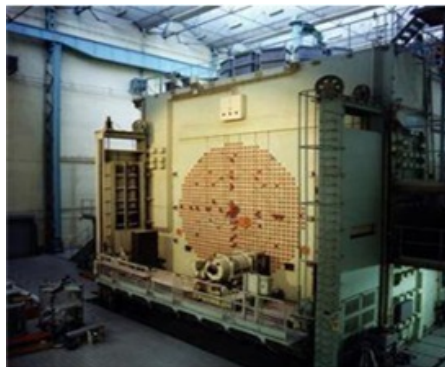


FIGURE 1.6 – Le réacteur nucléaire.

1.2.1.3 Le Spatial

Un autre domaine d'application des détecteurs est le spatial. Dans l'espace, les rayonnements peuvent être sous forme de particules de matière ou de rayonnement électromagnétique. Ce type de rayonnement intéresse la médecine spatiale du fait de la disparition de la protection naturelle dont bénéficie la terre (Champ magnétique terrestre et atmosphère). Lorsque les astronautes ou alors les équipements sont envoyés dans l'espace, ils sont soumis à de

nombreux rayonnements. Ces rayonnements ont suffisamment d'énergie pour briser l'ADN du corps humain et ainsi provoquer des cancers [18]. Ils sont de trois types :

- Les particules solaires éjectées lors d'éruptions solaires (Rayons X, protons).
- Les rayons piégés par le champ magnétique terrestre (Electrons tueurs).
- Les rayons cosmiques galactiques (Noyaux lourds, rayon gamma).

1.2.2 Les sources radiatives

L'an 1895 marque la découverte par le physicien allemand Wilhelm Conrad Roentgen des rayons X. Cette découverte a connu une évolution sans cesse croissante; les rayons X occupent aujourd'hui une place importante dans le domaine médicale. Ils sont utilisés par exemple dans le domaine de la radiographie, du scanner etc... Cette découverte a été suivie l'année suivante par la découverte de la radioactivité par le français A. Becquerel. Toutes ces découvertes ont mis en avant l'existence des particules. Lorsqu'une particule est accélérée, elle acquiert de l'énergie (Principe des accélérateurs de particules). Les particules sont classées en deux catégories :

- Les particules ionisantes (Celles qui ont assez d'énergie pour modifier la structure d'un atome).
- Les particules non ionisantes.

1.2.2.1 Les sources radioactives

Lors de la désintégration d'un atome radioactif trois types de particules peuvent être émises : les particules α , β , γ . Celles-ci sont éjectées avec une vitesse très importante; on parle alors de rayonnement α , β , γ .

- Les particules alpha (α) sont des atomes d'hélium qui possèdent deux fois la charge positive d'un électron, ce sont les particules radioactives les plus lourdes ($6.64 \times 10^{-27} \text{ kg}$) et les plus lentes. Ce sont celles qui font le plus de dégâts. En perdant leurs énergies, elles arrachent les électrons des atomes à proximité desquels elles passent. On parle donc d'ionisation de la matière. Malgré tout, il faut une feuille de papier pour les stopper.

- Les particules bêta (β (e^- , e^+)) sont plus légères ($9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$), mais beaucoup plus rapides que les particules α . Elles interagissent aussi avec la matière, mais de manière moins efficace (Ionisation faible) que les particules α . Elles pénètrent plus profondément dans la matière. Il faut une feuille d'aluminium pour les stopper.

- Le rayonnement gamma (γ) est un rayonnement électromagnétique comme la lumière, mais beaucoup plus énergétique. Il interagit faiblement avec la

matière et peut donc la traverser sans être atténué (très faible atténuation). Il faut une épaisse feuille de plomb pour le stopper.

1.2.2.2 Les accélérateurs de particules

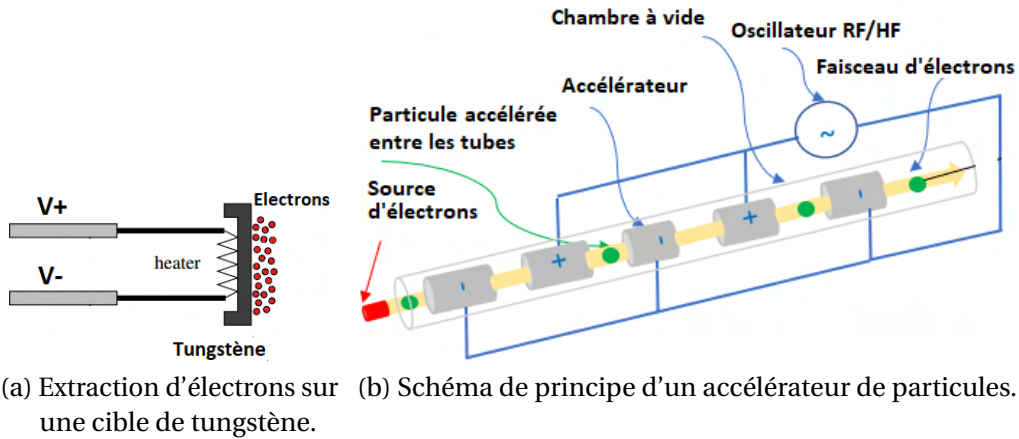


FIGURE 1.7 – Cible de tungstène et accélérateur de particules.

Les accélérateurs de particules sont des appareils qui permettent d'augmenter l'énergie et la vitesse d'un faisceau de particules [19]. Ils trouvent leurs applications dans plusieurs domaines. Par exemple, les anciens téléviseurs munis de tubes cathodiques utilisaient les accélérateurs de particules pour la formation d'images.

Le principe de fonctionnement d'un accélérateur de particules est basé sur l'échauffement d'un filament généralement en tungstène par application d'une haute tension (Figure.1.7a). Les électrons extraits au cours de ce processus sont ainsi accélérés afin qu'ils se propagent en ligne droite à l'aide d'un signal qui peut être un potentiel ou une onde radio (Figure.1.7b). L'explication mathématique de ce phénomène, qui est à l'origine du mouvement des électrons, s'exprime ainsi qu'il suit :

Une charge placée dans un champ \vec{E} (électrique) et \vec{B} (magnétique), subira une force (\vec{F}) définie par :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} + q \cdot \vec{V} \times \vec{B} \quad (1.1)$$

\vec{V} , q sont respectivement le vecteur vitesse de la particule, et la charge. Le gain d'énergie par unité de temps acquis par la particule est défini par :

$$\frac{dE_0}{dt} = F.V = q.E.V \quad (1.2)$$

E_0 est l'énergie. D'après cette relation, le champ B n'effectue aucun travail sur la particule. Dans ce contexte, c'est le champ électrique qui sera utilisé pour accélérer la particule. En revanche, le champ magnétique B sera chargé de contrôler la trajectoire de la particule. Cependant, Dépendamment des techniques utilisées pour accélérer les particules, les accélérateurs de particules peuvent être classés en deux catégories :

- Les accélérateurs à action directe : ils utilisent la différence de potentiel entre le canon de sortie et la fenêtre de sortie. L'énergie que la particule acquiert en sortie est fonction de la différence de potentiel appliquée.

- Les accélérateurs à action indirecte : ils ont une structure accélératrice alimentée par une micro-onde ou onde radiofréquence (RF). Ces accélérateurs sont capables de fournir des particules à haute énergie et de puissance de faisceau élevée.

Les accélérateurs sont aussi classés en fonction de l'énergie de la particule à la sortie de fenêtre [20]. On peut citer :

- Les accélérateurs très faible énergie $80 \text{ keV} < E < 120 \text{ keV}$.
- Les accélérateurs faible énergie $200 \text{ keV} < E < 400 \text{ keV}$.
- Les accélérateurs d'énergie $500 \text{ keV} < E < 5 \text{ MeV}$. (Ce type de machines est souvent utilisé pour des applications en radiothérapie forte dose ou encore radiothérapie "flash").
- Les accélérateurs haute énergie $5 \text{ MeV} < E < 25 \text{ MeV}$.

1.2.3 Interaction particule-matière

Une particule, lorsqu'elle est suffisamment énergétique, ionise la matière. Le choix d'un détecteur de particules dépend très fortement de la nature de l'irradiation (Photon, e^- , neutron, etc...). A l'état actuel, il est pratiquement impossible de détecter une radiation sans analyser la quantité d'énergie perdue lorsqu'elle traverse la matière. Il convient donc d'étudier le comportement des particules lorsqu'elles interagissent avec la matière.

1.2.3.1 Les ondes électromagnétiques

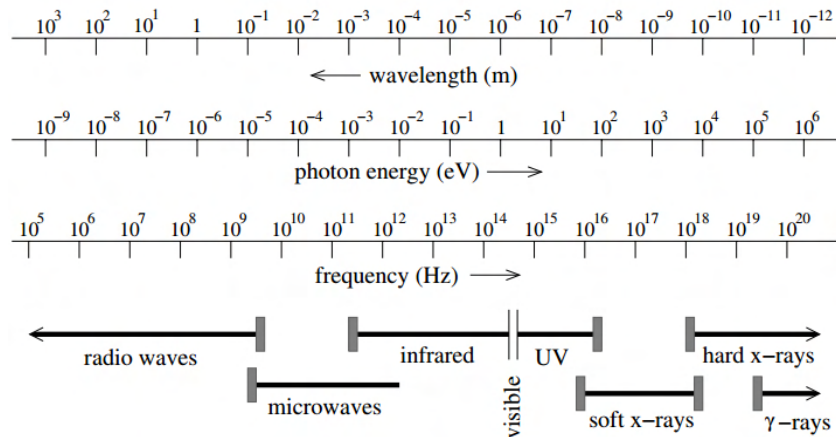


FIGURE 1.8 – Spectre des ondes électromagnétiques [21].

Une onde électromagnétique (Photon) est une particule neutre. Elle n'est soumise à aucune force (coulombienne) au voisinage d'un atome [21]. Lorsqu'elle est suffisamment énergétique (X, γ , UV), (Voir Figure.1.8) elle réagit avec le cortège électronique du matériau en perdant de l'énergie. Cette énergie décroît de manière exponentielle selon la forme suivante (1.3).

$$I = I_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)(\rho \cdot x)\right] \quad (1.3)$$

I_0 est l'intensité de la particule incidente, ρ la densité du matériau, μ/ρ le coefficient d'absorption du matériau, x son épaisseur. Il ressort de cette formule que l'efficacité de détection dépend fortement de l'épaisseur du matériau. En réduisant l'épaisseur du matériau, on arrive à le rendre transparent (propriété intéressante en médecine pour le contrôle des doses absorbées par les cellules). Cette perte d'énergie se manifeste à travers 3 phénomènes (Figure.1.9) :

- L'effet photoélectrique (Un électron est éjecté du cortège électronique).
- L'effet Compton (Un électron est éjecté du cortège et un rayon gamma est émis).
- Production des paires électrons-trous (Deux particules sont éjectées : e^- , h^+).

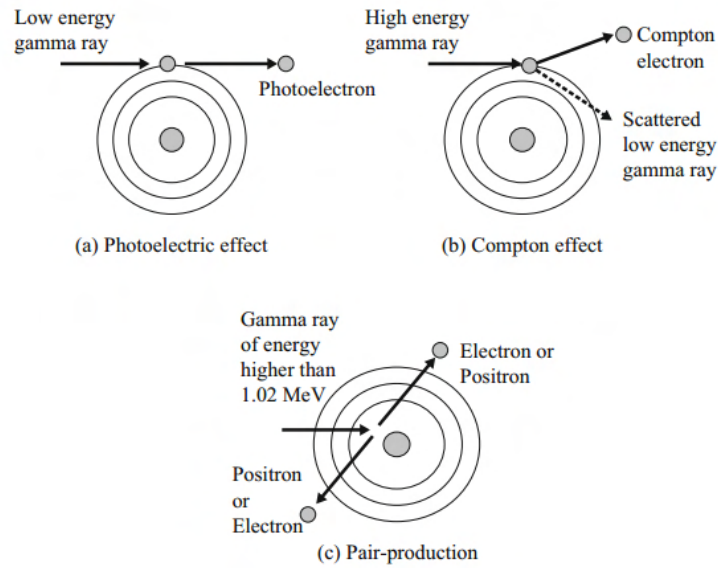


FIGURE 1.9 – Interaction photon matière [22].

1.2.3.2 Les électrons

L'électron est une particule chargée. Elle interagit avec la matière à travers des interactions coulombiennes. $\frac{dE}{dx}$ indique la quantité d'énergie déposée (Energie dont a besoin la matière pour stopper une particule) dans le matériau lorsqu'il est traversé par une particule chargée [22].

$$-\frac{dE}{dx} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_i + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_k + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_s \quad (1.4)$$

Cette quantité d'énergie déposée (1.4), dépend de trois paramètres, lesquels agissent de façon différente dépendamment de l'énergie de la particule incidente.

- $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_i$ ce terme représente l'ionisation et l'excitation créée lorsque la particule traverse le matériau.

- $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_k$ ce terme devient important lorsque l'énergie de la particule incidente est faible.

- $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_s$ ce terme devient important lorsque l'énergie de la particule incidente est élevée.

La formule de Bethe Bloch (1.5) permet de déterminer la quantité d'énergie moyenne perdue par ionisation $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_I$ et excitation du matériau.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \frac{4\pi}{m_e \cdot c^2} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e \cdot c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right] \quad (1.5)$$

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

N_A est le nombre d'Avogadro, $M_u = 1 \text{ g/mol}$ est la constante de masse molaire, m_e la masse au repos de l'électron, Z est le numéro atomique, A est le nombre de masse, $\beta = v/c$ est un facteur de correction, v la vitesse de la particule, c la célérité, ρ est la densité du matériau, z la charge de la particule, e la charge élémentaire, I le potentiel d'excitation moyen du matériau, ϵ_0 la permittivité du vide.

L'équation (1.5) montre qu'un bon détecteur d'électron est celui qui possède :

- Une Faible valeur de $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$.
- Une grande valeur de numéro atomique Z .
- Un matériau dense.
- Une faible énergie d'ionisation I .

1.2.3.3 Les neutrons

Les neutrons sont des particules non chargées. En fonction de leurs énergies, lorsqu'ils traversent la matière, ils peuvent rencontrer des forces coulombiennes.

Ils sont classés en fonction de leurs énergies (Figure.1.10).

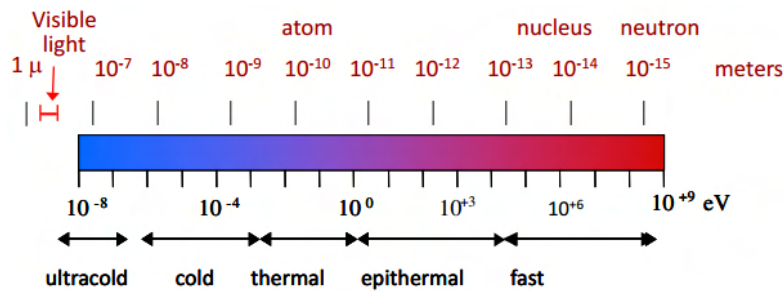


FIGURE 1.10 – Spectre d'énergie des neutrons.

- Les neutrons thermiques : ($E_n < 0.625 \text{ eV}$)
- Les neutrons épithermiques : ($0.625 \text{ eV} < E_n < 1 \text{ keV}$)
- Les neutrons intermédiaires : ($1 \text{ keV} < E_n < 1 \text{ MeV}$)
- Les neutrons rapides : ($E_n > 1 \text{ MeV}$)

Les interactions possibles avec la matière sont : les diffusions élastiques, les diffusions inélastiques, les transmutations ((n, p), (n, α)), les captures radiatives (n, γ), la fission. La transmutation (n, α) est celle qui est généralement utilisée pour la détection des neutrons thermiques. Dans ce processus, le neutron interagit avec un matériau ayant une grande section efficace d'absorption de neutrons (^{10}He , ^6Li , ^{10}B , ^{235}U) et émet des particules secondaires chargées dont le rôle est d'ioniser le matériau.

1.2.4 Les types de détecteurs utilisés en détection de particules

La principale fonction d'un détecteur de particules est de générer un signal. Lequel est l'image de la quantité d'énergie déposée par les particules incidentes. Plusieurs types de détecteurs peuvent être utilisés pour remplir cette fonction. Les sections qui suivent, sont consacrées à l'étude des différents principes physiques à l'origine de la création du signal.

1.2.4.1 Les détecteurs à remplissage gazeux

Un détecteur gazeux est constitué d'une enceinte gazeuse à l'extrémité de laquelle sont placées des électrodes. Elles servent de collecte du signal ainsi que de l'application d'un potentiel électrique (champ électrique). Une particule chargée qui traverse un milieu gazeux est capable d'ioniser les molécules. La détection de particules non chargées (neutron) se fait de manière indirecte (neutron thermique) par l'utilisation du bore ^{10}B , lequel se chargera de générer des particules chargées secondaires. Les paires électrons-ions générées pendant ces processus se déplacent de manière opposée au sens d'application du champ électrique. Le comportement d'un détecteur gazeux dépend de la nature du gaz utilisé ainsi que de l'intensité du champ électrique appliqué (Figure.1.11). Ce qui permet de les classer en fonction du régime de fonctionnement. On peut citer :

- Le régime de recombinaison : en absence de champ électrique, les charges créées après interaction avec la particule se recombinent rapidement pour former une molécule neutre. Lorsqu'on augmente faiblement le champ électrique, le nombre de charges qui rejoignent les électrodes sont inférieures à celles générées.

- Le régime chambre d'ionisation : dans cette région, le fort champ électrique appliqué aux bornes du détecteur n'affecte pas le courant mesuré. Toutes les charges créées sont collectées aux électrodes.

- Le régime compteur proportionnel : le champ électrique créé dans cette zone est intense. Les charges créées dans cette zone possèdent une énergie cinétique élevée au point d'arracher d'autres charges. Le nombre de charges collectées aux électrodes est proportionnel au nombre de paires électrons-ions initialement créés.

- Le régime semi-proportionnel : au fur et à mesure qu'on augmente le champ électrique, les charges sont de plus en plus nombreuses. Les charges positives se déplacent plus lentement que les électrons; ce qui conduit à l'apparition de charge d'espace qui réduit la valeur du champ électrique appliqué vue par les charges.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

- Le régime Geiger-Mueller : dans cette région, il est possible de compter le nombre de particules incidentes. Le signal de sortie n'est pas proportionnel à l'énergie déposée.

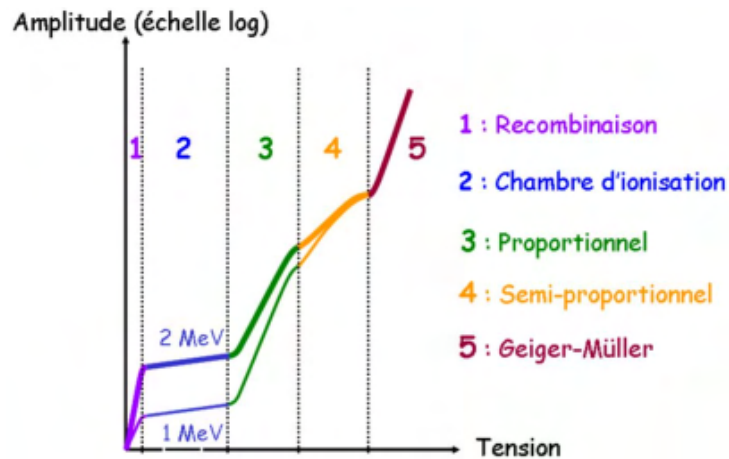


FIGURE 1.11 – Différents régimes de fonctionnement des détecteurs à gaz et variation de l'amplitude des signaux pour différentes amplitudes (1 MeV, 2 MeV) [23].

1.2.4.2 Les détecteurs à émission de lumière

Un scintillateur est un matériau qui émet la lumière après qu'il a été traversé par une particule. Si la particule possède assez d'énergie pour ioniser le matériau, l'électron arraché quitte la bande de valence pour la bande de conduction où il est libre laissant derrière lui un trou (Figure.1.12). La désexcitation de cet électron se traduit par le passage de celui-ci de la bande de conduction vers la bande de valence émettant ainsi un photon. C'est ce photon qui sera ensuite détecté.

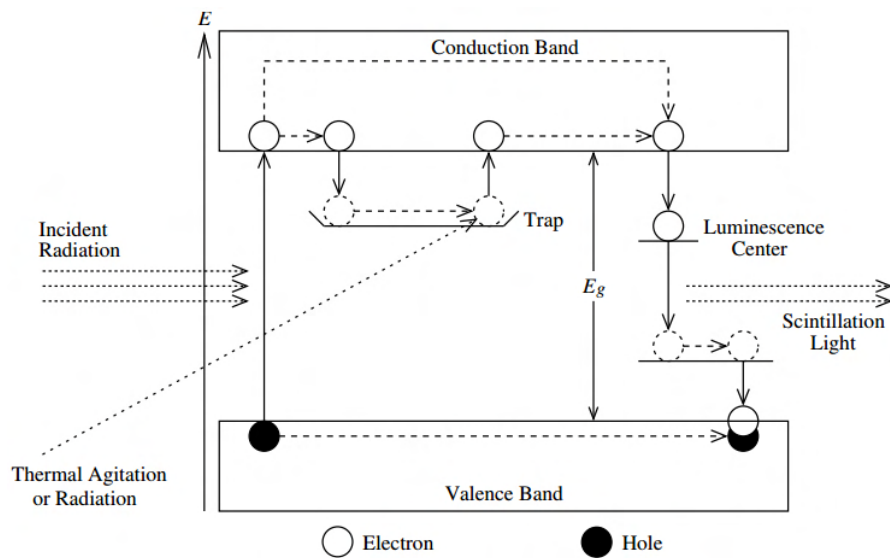


FIGURE 1.12 – Principe de production de photons par un scintillateur.

1.2.4.3 Les détecteurs à l'état solide

L'an 1930 marque la découverte des semi-conducteurs, matériaux qui possèdent un pouvoir d'arrêt élevé comparé aux gaz et aux liquides à cause de leurs densités élevées $\rho = 0.0012 \text{ g/cm}^3$ pour l'air contre $\rho = 3.2 \text{ g/cm}^3$ pour le carbure de silicium (voir tableau 1.1). Dans les sections qui suivent, nous verrons qu'il est possible de produire un nombre élevé de charges comparé aux détecteurs gazeux. D'autre part, les charges (électrons, trous) créées dans ces matériaux après le passage d'une particule sont unidirectionnelles (sens du courant), et peuvent varier en fonction de la température, de la lumière. Leur conductance est comprise entre celle des matériaux conducteurs (or, argent) et les matériaux isolants (verre, quartz). A cause de leur petite taille, de la faible tension de polarisation, du seuil énergétique de création des paires électrons-trous, les semi-conducteurs sont les matériaux les plus utilisés dans les environnements radiatifs.

1.3 Les détecteurs semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux dans lesquels le nombre de charges (électrons, trous) peut varier en fonction de la température, de l'énergie cédée par une particule lorsqu'elle la traverse, du type de particules, et de la tension de polarisation. Il existe deux classes de semi-conducteurs : les semi-conducteurs composés (SiC, GaN, AlGaAs, InP) et les semi-conducteurs élémentaires (Ge, Si, C).

1.3.1 Les semi-conducteurs intrinsèques

Dans un semi-conducteur, les électrons situés dans la bande de valence ne participent pas aux phénomènes de conduction, alors que ceux situés dans la bande de conduction sont libres et peuvent donc se mouvoir sous l'application d'un champ électrique. Dans ces matériaux, à $T = 0$ la bande de valence (électrons) est pleine et la bande de conduction vide. Le semi-conducteur se comporte donc comme un isolant (Figure.1.13). Pour $T > 0$, les électrons de la bande de valence acquièrent assez d'énergie (excitation thermique) pour traverser vers la bande de conduction laissant derrière eux des places vides appelées trou. Ces phénomènes contribuent à augmenter la conductivité du semi-conducteur.

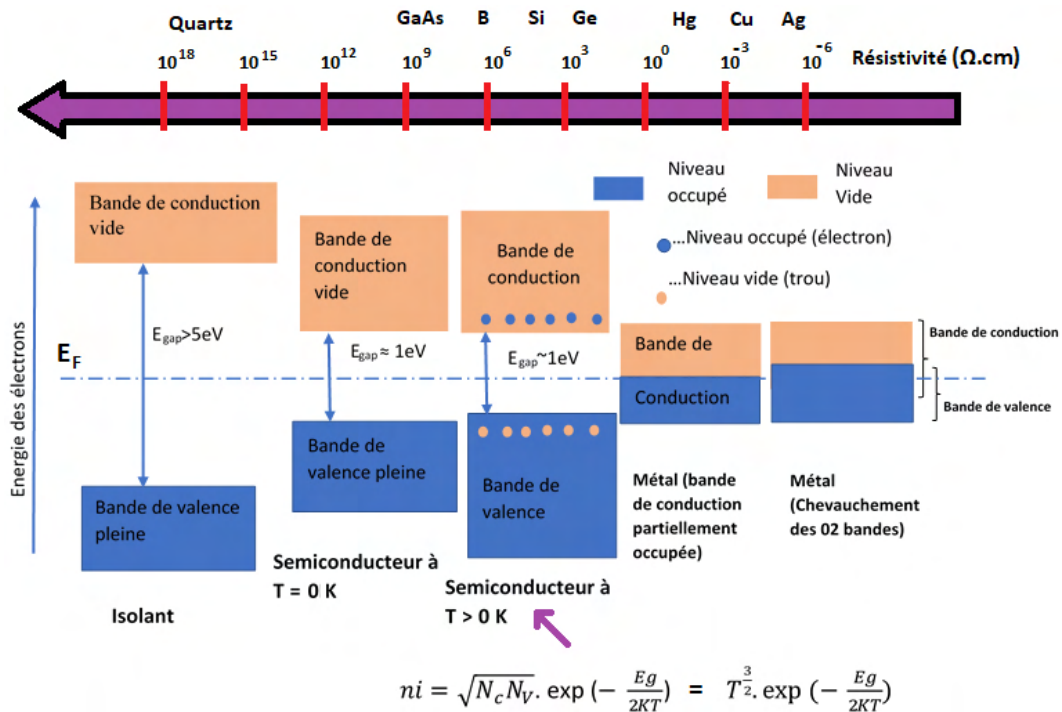


FIGURE 1.13 – Bande d'énergie des différents matériaux cristallins.

La concentration intrinsèque des porteurs de charges dépend fortement de la température (Voir 1.6).

$$ni = \sqrt{[N_c \cdot N_v]} \cdot \exp\left[\frac{-E_g(T)}{2k_B T}\right] \quad \leftrightarrow \quad ni = A \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left[\frac{-E_g(T)}{2k_B T}\right] \quad (1.6)$$

N_c , N_v représentent respectivement les densités équivalentes d'états dans la bande de conduction et de valence, A une constante spécifique au matériau.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

Cette dépendance avec la température, pose un réel problème en détection de particules en ce sens qu'elle contribue à la création du courant d'obscurité dont la densité a pour expression (1.7).

$$j_{rev} = \left(\frac{qD_p}{L_p N_D} + \frac{qD_n}{L_n N_A} \right) n_i^2 + \frac{qW n_i}{\tau_g} \quad (1.7)$$

L_p, L_n sont les longueurs de diffusion des trous et des électrons respectivement, D_p et D_n les constantes de diffusion des trous et des électrons, N_D, N_A les concentrations en impuretés (dopant) de type donneur et accepteur.

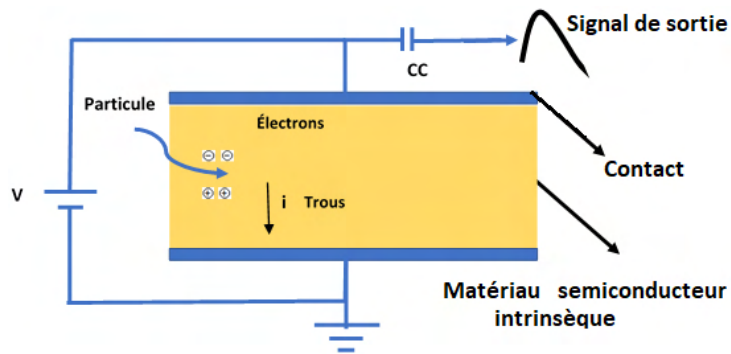


FIGURE 1.14 – Le semi-conducteur intrinsèque.

En détection de particules, le courant d'obscurité doit être de faible valeur afin que le faible courant induit par la particule incidente soit détectable. Cependant, les semi-conducteurs présents dans la littérature présentent un courant d'obscurité élevé. Par exemple, si nous considérons un semi-conducteur intrinsèque en silicium (voir Figure.1.14), qui requiert une énergie d'ionisation de $\epsilon_{e_h} = 3.62$ eV et une particule ionisante, dont la perte d'énergie évolue suivant la relation (Voir 1.8)[24].

$$\frac{dE}{dX} = 3.87 \text{ MeV/cm} \quad (1.8)$$

Pour un détecteur d'épaisseur $e = 300 \mu\text{m}$, possédant une surface $S = 1 \text{ cm}^2$ à 300 K. La quantité de charges générées par le détecteur s'obtient avec la relation (1.9).

$$\frac{\left(\frac{dE}{dX} \cdot d \right)}{I_o} = \frac{\frac{dE}{dX} \times e}{\epsilon_{e_h}} \quad (1.9)$$

En effectuant une application numérique on obtient :

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

$$\frac{(\frac{dE}{dX} \cdot d)}{I_0} = \frac{3.87 \times 10^6 \text{ eV/cm} \times 0.03 \text{ cm}}{3.62 \text{ eV}} = 3.2 \times 10^4 \text{ paires } e^- h^+ \quad (1.10)$$

Le nombre de charges intrinsèquement généré s'obtient avec la relation (1.11)

$$n_i \cdot e \cdot S = 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \times 0.03 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}^2 = 4.35 \times 10^8 \text{ paires } e^- h^+ \quad (1.11)$$

On voit très bien que le nombre de charges intrinsèquement généré par le matériau (courant noir) a un ordre de grandeur 4 fois supérieur par rapport à celle de la quantité de charges générées par la particule incidente. Cette particule ne pourra être détectée parce que noyée dans le bruit.

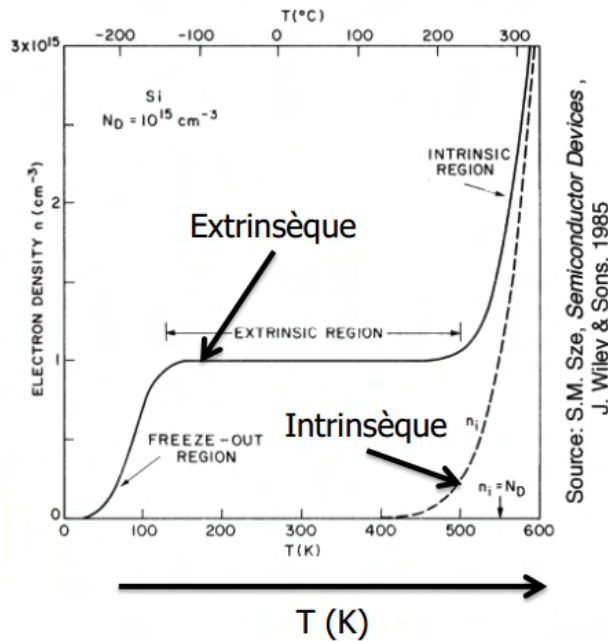


FIGURE 1.15 – Densité d'électrons en fonction de la température dans le semi-conducteur extrinsèque et intrinsèque. Le dopage gouverne la densité de porteurs libres jusqu'à une certaine température T.

La question fondamentale est celle de savoir comment réduire ce courant noir afin que la température ne puisse plus gouverner la densité des porteurs libres (voir Figure.1.15). Les solutions envisagées sont les suivantes :

- Choix des semi-conducteurs à grand gap.
- Refroidissement du semi-conducteur.
- Réalisation d'une jonction P-N.

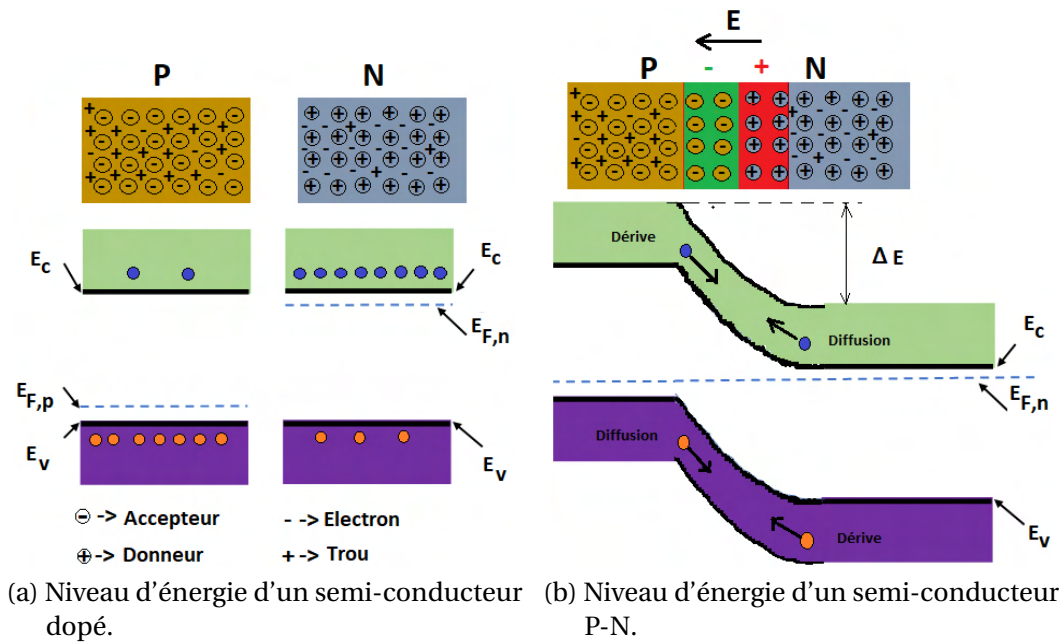


FIGURE 1.16 – Niveau d'énergie d'un semi-conducteur.

1.3.2 Les semi-conducteurs extrinsèques : la jonction P-N

Les propriétés physiques d'un semi-conducteur intrinsèque peuvent être modifiées par l'ajout d'impuretés. Dans ce processus, ceux possédant 5 atomes sur la dernière couche électronique (As, P, Sb) du tableau périodique des éléments, sont considérés comme des donneurs d'électrons. Ceux possédant 3 électrons sur la dernière couche électronique (B, Al, In, Ga), sont considérés comme accepteurs d'électrons. Le semi-conducteur voit ainsi l'apparition d'un nouveau niveau d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence (Figure.1.16a). Le niveau d'énergie dépend du type d'impuretés utilisées (accepteurs ou donneurs). Ainsi, dans ces semi-conducteurs, c'est le dopage qui gouverne la densité des porteurs libres.

A la jonction des deux semi-conducteurs dopés différemment (Figure.1.16b), la différence de niveau de Fermi cause la diffusion du surplus des porteurs de charges d'un côté vers l'autre jusqu'à ce que l'équilibre thermique soit atteint ($EF_n = EF_p$). La présence des charges fixe sur les jonctions créées dans cet espace un champ électrique. Un autre nom qui est généralement donné à cet espace est la zone de charge d'espace (épaisseur où la densité des porteurs libres est pratiquement nulle) [25] [26] [27]. C'est dans cette zone que seront générés

les porteurs de charges (e^- et h^+) représentant l'effet des particules sur le semi-conducteur. Ces particules seront repoussées aux électrodes grâce au champ électrique qui règne. La répartition du champ électrique dans un semi-conducteur dépend de son mode de fabrication (voir Figure.1.17).

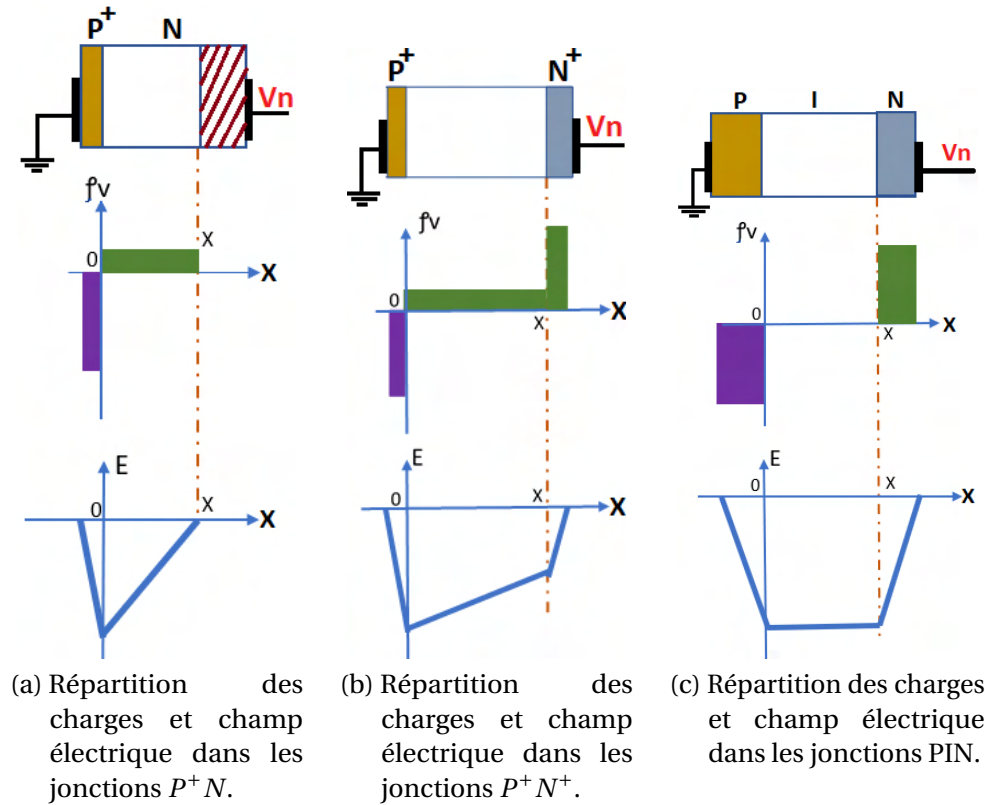


FIGURE 1.17 – Répartition des charges et champ électrique dans les jonctions P^+N , P^+N^+ , PIN.

1.3.3 Les Détecteurs pour les environnements sévères

Le silicium est le semi-conducteur généralement utilisé en détection de particules. Cependant, il souffre d'une fragilité lorsqu'il est placé dans un environnement contraint (forte dose d'irradiation, température de fonctionnement élevée) [28]. Toutes ces contraintes ont permis l'exploration d'un nouveau type de semi-conducteurs : les semi-conducteurs à grand gap.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

Propriété	Si	Ge	GaN	4H-SiC	Diamant
Z	14	32	31-7	14-6	6
E_g (eV)	1.12	0.66	3.39	3.26	5.5
μ_e (cm^2/Vs)	1350	3900	≤ 900	800-1000	1300-4500
μ_h (cm^2/Vs)	480	1900	≤ 350	≤ 120	2050-3800
Vitesse de saturation des électrons (cm/s)	1.0×10^7		2.5×10^7	2.0×10^7	2.7×10^7
Énergie de création e-h (eV)	3.6	2.9	8.9	7.8	13
Densité (g/cm^3)	2.3	5.3	6.2	3.2	3.5
Energie de déplacement (eV)	10	15-30	39-17	38-19	35-80
Conductivité thermique ($W/cm.K$)	1.5	0.58	1.3	4.56	10-22
n_i (cm^{-3}) à 300k	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}	1.9×10^{-10}	10^{-8}	10^{-27}

TABEAU 1.1 – Paramètres des semi-conducteurs utilisés en détection de particules [29] [30].

1.3.3.1 Caractéristiques générales

Le tableau (Tableau.1.1) présente les propriétés des différents semi-conducteurs utilisés en détection de particules. L'énergie de création des paires électrons-trous des semi-conducteurs tels que le carbure de silicium et le diamant, sont respectivement 2 à 4 supérieurs à celui du silicium. Ceci est dû à la largeur élevée de leurs band-gap. La conséquence immédiate est que le signal généré par ces semi-conducteurs sera beaucoup plus faible que celui du silicium. Une autre caractéristique est la forte énergie de déplacement des atomes. Ce paramètre renseigne sur la forte tenue aux irradiations. Le dernier paramètre est la conductivité thermique qui traduit l'efficacité à transférer la chaleur par conduction (nécessité d'un dispositif de refroidissement ou non).

1.3.3.2 Le Diamant

La mobilité élevée des porteurs de charges ($e^- = 1300$ à $4500 \text{ cm}^2/s$; $h^+ = 2050$ à $3800 \text{ cm}^2/s$), la vitesse de saturation des électrons ($2.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$), ainsi que la faible densité des porteurs de charges ($n_i = 10^{-27} \text{ cm}^{-3}$) font du diamant l'un des semi-conducteurs les plus utilisés en environnement contraint.

Grâce aux progrès technologiques réalisés dans le domaine de la Microélectronique, les diamants synthétiques sont produits par la technique de dépôt chimique en phase vapeur (Chemical vapor deposition (CVD)). On distingue deux types de diamants synthétiques : monocristallins (sCVD) et polycristallins (pCVD). Les détecteurs en diamant sCVD montrent une efficacité de collecte

des charges élevée et une bonne résolution énergétique. Tandis que les détecteurs en diamant pCVD ont une mauvaise efficacité de collecte des charges à cause de l'effet des joints de grains, ce qui les rend inappropriés pour la spectrométrie. Les détecteurs de particules en diamant qui existent sur le marché ont une configuration qui ressemble à celle d'une chambre d'ionisation solide : métal/diamant sCVD29 intrinsèque/métal ou métal/diamant sCVD intrinsèque/diamant sCVD dopée [31].

1.3.3.3 Le Carbure de Silicium (SiC)

Le carbure de silicium est un matériau ancien qui fut utilisé comme abrasif, et aussi comme substrat. En 1907, ses propriétés semi-conductrices ont été découvertes par [H. Round](#). Ce qui en fait un des plus anciens (sinon le premier) semi-conducteurs connus. Son évolution n'avait pas connu un succès à cause des difficultés de fabrication des cristaux SiC; ceci était dû aux difficultés à travailler le matériau à l'état liquide [32].

Les progrès technologiques qu'a connus la Microélectronique ont permis de relancer les travaux sur les études du carbure de silicium. Ainsi, les premières applications du SiC furent les LEDs bleues qui seront concurrencées plus tard par les Leds bleues en InGaN. Dans ce contexte, le chiffre d'affaires mondial du marché des semi-conducteurs en carbure de silicium (SiC) et de nitrure de gallium (GaN), a connu une évolution fulgurante. Le carbure de silicium comporte plusieurs polytypes : 4H-SiC, 6H-SiC, 3C-SiC, 2H-SiC [33].

1.3.4 Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur

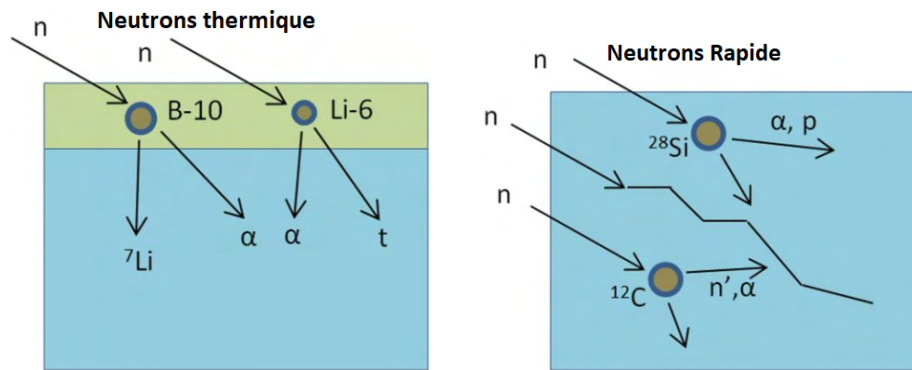
Une particule chargée ou de forme électromagnétique suffisamment énergétique, lorsqu'elle traverse un détecteur dépose une quantité d'énergie. L'énergie déposée se traduit par la création de paires e^- , h^+ . Ces charges génèrent un signal électrique proportionnel à la quantité d'énergie déposée. Généralement, ce signal est de faible puissance (courant faible), temps de réponse relativement rapide, de faibles durées (quelques ns).

1.3.4.1 Application à la détection de neutrons

Comme nous l'avons montré dans les sections précédentes, les neutrons sont classés en fonction de leur énergie. Ceux qui nous intéressent dans notre travail sont : les neutrons thermiques et les neutrons rapides.

- Les neutrons thermiques ($E_n < 0.625$ eV), pour être détectés réagissent avec une couche de conversion déposée sur le détecteur (généralement le bore). Ils

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

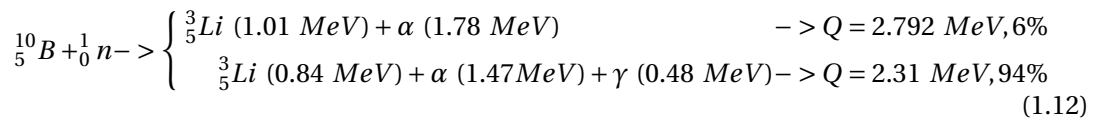


(a) La capture des neutrons thermiques peut se réaliser à l'aide du bore-10 ou du lithium-6. au terme de ce processus il y'a génération des particules chargées.

(b) Réaction des neutrons rapides sur un semi-conducteur, collisions élastiques et inélastiques.

FIGURE 1.18 – Réaction des neutrons rapides et thermiques avec un semi-conducteur en carbure de silicium [34].

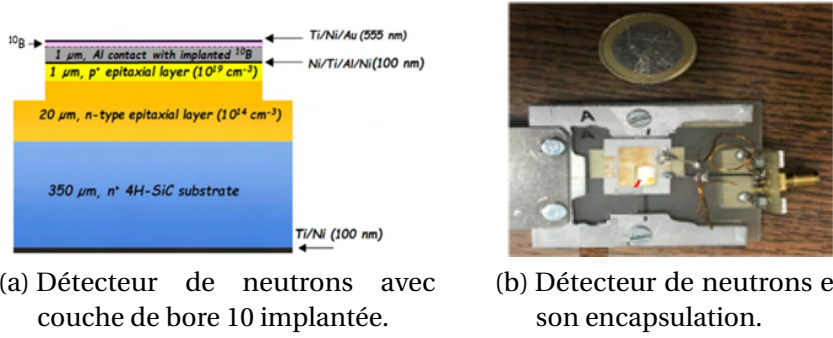
créent des particules secondaires (α , γ , Li) dont le rôle est d'ioniser la partie sensible du détecteur (1.12), et au final générer un courant (Figure.1.18a).



- La détection des neutrons rapides ($E_n > 1 MeV$) quant à elle, se fait à travers des collisions élastiques, inélastiques avec les noyaux des atomes de ${}^{12}C$ et ${}^{28}Si$ et des réactions nucléaires : ${}^{28}Si(n, \alpha) {}^{25}Mg$, ${}^{12}C(n, \alpha) {}^9Be$ (Figure.1.18b).

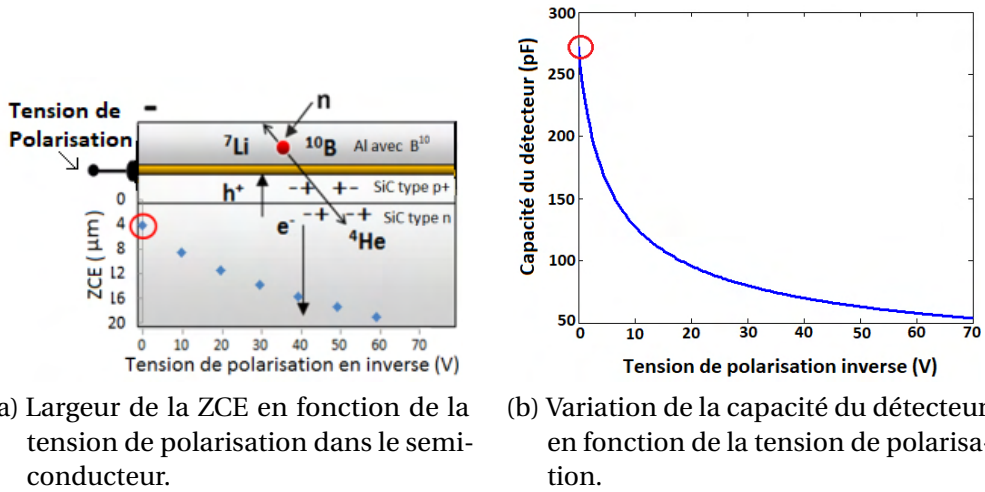
Dans cette optique, un détecteur de neutrons a été développé dans le cadre du projet ISMART [35]. Ce détecteur est basé sur la jonction P^+N . Il est fabriqué sur un substrat 4H-SiC de type N^+ d'une épaisseur de $350 \mu m$, sur lequel une couche de type N a été épitaxiée (dopage $2 \times 10^{14} cm^{-3}$, épaisseur $20 \mu m$), suivie par une couche épitaxiée de type P^+ (dopage $10^{19} cm^{-3}$, épaisseur $1 \mu m$). Un empilement de couches (Ni/Ti/Al, 100 nm) est ensuite déposé et recuit, afin de réaliser le contact ohmique. Une couche d'aluminium de $1 \mu m$ est finalement déposée, pour diminuer la résistance de contact. Une implantation de ${}^{10}_5B$ (50 keV) est réalisée directement dans la couche d'Al, dans le but de créer la Couche de Conversion de Neutrons (CCN) (voir Figure.1.19a). La diode a été fixée sur un support d'alumine, et connectée à l'aide de fils d'aluminium pour pouvoir extraire le signal. Puis, elle a été placée dans un boîtier de protection en aluminium (Figure.1.19b).

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.



(a) Détecteur de neutrons avec couche de bore 10 implantée. (b) Détecteur de neutrons et son encapsulation.

FIGURE 1.19 – Architecture du détecteur de particules.



(a) Largeur de la ZCE en fonction de la tension de polarisation dans le semi-conducteur. (b) Variation de la capacité du détecteur en fonction de la tension de polarisation.

FIGURE 1.20 – Variation de la ZCE (zone de charge d'espace) en fonction de la tension de polarisation.

Connaissant la répartition des charges dans le semi-conducteur dû au dopage, le potentiel électrique se calcul grâce à la relation suivante :

$$V_{bi} = \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \left(\ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} \right) \quad (1.13)$$

De même, l'épaisseur de la zone déplétée s'écrit

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q} \left(\frac{N_d + N_a}{N_d \cdot N_a} \right) (V_b + V_{bi})} \quad (1.14)$$

V_b est la tension de polarisation inverse, ϵ_0 et ϵ_r sont les permittivités du vide et relative respectivement.

La figure (Figure.1.20a) montre la variation de la ZCE (zone de charge d'espace) dans le détecteur SiC en fonction de la tension de polarisation inverse.

De plus, les charges (P, N) situées de part et d'autre de la jonction, créent un effet semblable à celui de deux plaques d'un condensateur. La capacité pour une surface (S) s'exprime alors par la relation suivante :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{W} \quad (1.15)$$

La figure (Figure.1.20b) présente la variation de cette capacité en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée.

D'autre part, pour les jonctions P^+N , c'est-à-dire pour $N_a \gg N_d$, la tension qui permet de dépléter complètement le substrat (v_{depl}) lorsque $W = d$ (largeur du semi-conducteur) est obtenue en remplaçant (1.13) dans (1.14).

$$v_{depl} = \frac{qN_d d^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r} - V_{bi} \quad (1.16)$$

1.3.4.2 Application à la détection d'électrons

Lorsqu'une particule chargée traverse un atome, il réagit au champ électromagnétique variable créé par la particule. La conséquence est l'excitation ou encore l'ionisation de l'atome. C'est ce principe qui sera utilisé en radiothérapie "flash" où, le rôle du faisceau sera d'empêcher la reproduction des cellules cancéreuses. D'autre part, le processus d'ionisation de la matière dû au passage d'électrons n'est pas le même que les autres particules chargées (4_2He). En effet, l'électron est une particule légère ($m_e = 9.109 \times 10^{-31} kg$) contre ($m_{{}^4_2He} = 6.644 \times 10^{-27} kg$). L'accélérateur de particules (linac) est l'appareil qui permet de produire des électrons libres (voir Figure.1.7). Lesquels possèdent une vitesse relativement élevée, dans le but de les fournir une énergie elle aussi élevée. Ces derniers sont par la suite dirigés vers une cible (un patient, le détecteur, la matière). Le détecteur d'électrons en carbure de silicium que nous avons utilisé dans le cadre de nos essais ne sera pas présenté ici, car il fait l'objet d'un dépôt de brevet.

1.3.5 Modèle électrique d'un détecteur de particules

L'application d'une polarisation externe entre les bornes d'un détecteur a pour effet la modification de la largeur de la ZCE. En détection de particules,

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

cette zone doit être le plus large possible, ce qui a pour effet d'augmenter le volume de détection et donc l'efficacité (voir Figure.1.21).

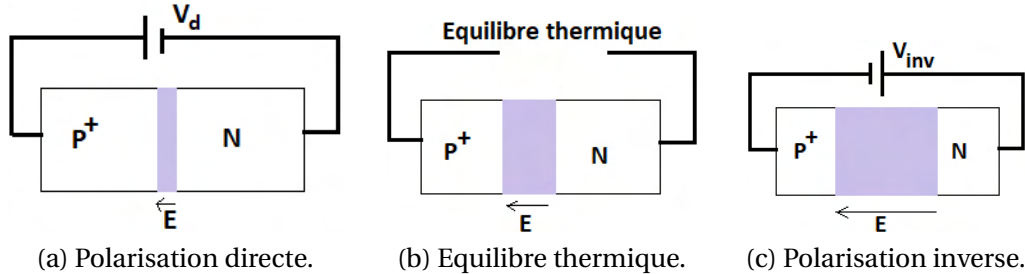


FIGURE 1.21 – Evolution de la ZCE en fonction de la tension de polarisation. La (Figure.1.21a) est la ZCE pour une polarisation directe du semi-conducteur. La (Figure.1.21b) est la ZCE lorsque le semi-conducteur est en équilibre thermique. La (Figure.1.21c) est la ZCE en polarisation inverse.

Une particule (voir Figure.1.22) qui possède une énergie E_p créée dans le semi-conducteur un nombre de charge n_c (1.17).

$$n_c = \frac{E_p \times q}{E_{(e^- - h^+)}} \quad (1.17)$$

$E_{(e^- - h^+)}$ l'énergie de création des paires électrons-trous ($E_{(e^- - h^+)} = 7.8$ eV pour le SiC).

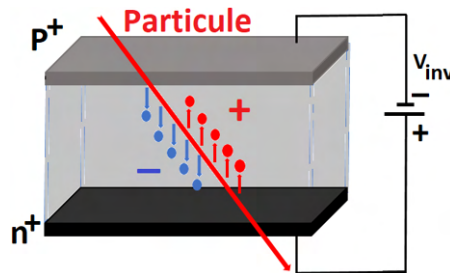


FIGURE 1.22 – Les particules chargées (trous en rouge et électrons en bleu) se déplacent vers les électrodes grâce au champ électrique interne du semi-conducteur. Les trous se déplacent vers l'anode (p^+) et les électrons vers la cathode (n^+).

Grâce à la présence du champ électrique qui règne dans le semi-conducteur, ces charges sont collectées aux électrodes. Le temps de réponse d'un détecteur dépend de plusieurs paramètres. On peut citer quelques-uns :

- La nature de la particule incidente.
- Le courant de dérive.
- Le courant de diffusion des porteurs de charges.

1.3.5.1 Formation du signal de sortie du détecteur

- **Le champ électrique** Le processus de collecte des charges s'effectue pendant une certaine durée appelée temps de collecte. Pendant cette durée, les charges positives (trou) sont attirées à l'anode, et les charges négatives (électrons) sont attirées à la cathode, avec une vitesse qui dépend du type de particules ($e^- - h^+$) et donc de la mobilité (μ_e, μ_h respectivement) :

- La vitesse qu'acquiert les électrons s'exprime par :

$$\vec{v}_e = \mu_e \times \vec{E} \quad (1.18)$$

- Celle des trous par :

$$\vec{v}_h = \mu_h \times \vec{E} \quad (1.19)$$

\vec{E} est le vecteur champ électrique. Cependant, le champ électrique qui règne dans le semi-conducteur dépend de la différence de potentiel à ses bornes (Figure.1.23).

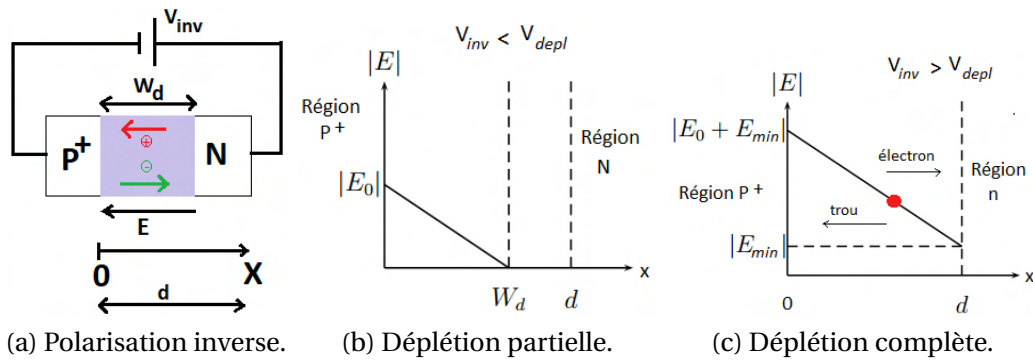


FIGURE 1.23 – Champ électrique dans un semi-conducteur. La (Figure.1.23a) est la largeur de la ZCE en polarisation inverse. La (Figure.1.23b) montre le champ électrique lorsque la tension inverse appliquée est inférieure à la tension de déplétion ; on observe une déplétion partielle. La (Figure.1.23c) est le champ électrique dans le semi-conducteur en forte polarisation inverse.

En déplétion partielle (voir Figure.1.23b), ce champ électrique a pour expres-

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

sion :

$$E(x) = \frac{2(V_{inv} + V_{bi})}{w_d} \left(1 - \frac{x}{w_d}\right) \quad (1.20)$$

V_{inv} représente la tension inverse appliquée aux bornes du semi-conducteur, w_d la largeur de déplétion, x est le point à partir duquel le champ électrique est nul [36] [37] [38] [39].

De même, pour réduire le temps de collecte des charges, la jonction PN doit fonctionner à $V_{inv} > V_{depl}$ (Figure.1.23c). Le champ électrique dans ce cas est défini par :

$$E(x) = \frac{2V_{di}}{d} \left(1 - \frac{x}{d}\right) + \frac{V_{inv} - V_{di}}{d} \quad (1.21)$$

Avec $V_{di} = V_{depl} + V_{bi}$ la tension interne de déplétion.

- Le temps de collecte Lorsqu'un porteur de charge est généré en un point x_0 , il parcourt une distance x avant d'être collecté aux électrodes (Figure.1.23c). La relation suivante permet de calculer ce temps.

$$t(x) = \int_{x_0}^x \frac{1}{v(x)} dx \quad (1.22)$$

En remplaçant $v(x) = \mu E(x)$ dans l'équation (1.22), on obtient :

$$t(x) = \frac{1}{\mu} \int_{x_0}^x \frac{1}{E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right) + E_{min}} dx \quad (1.23)$$

$$t(x) = \frac{d}{\mu E_0} \ln \left(\frac{E_0 + E_{min} - E_0 \frac{x}{d}}{E_0 + E_{min} - E_0 \frac{x_0}{d}} \right) \quad (1.24)$$

$E_0 = \frac{2V_{di}}{d}$ représente la valeur maximale du champ électrique en déplétion partielle, et $E_{min} = \frac{V_{inv} - V_{di}}{d}$ la valeur minimale du champ électrique en forte déplétion (voir Figure.1.23b et Figure.1.23c).

Le temps que mets un porteur de charge (e^- ou h^+) pour arriver sur une électrode est appelé temps de collecte t_c . Dans le cas où il est créé au point $x_0 = d$, et collecté en $x = 0$, son expression devient alors :

$$t_c = \frac{d}{\mu E_0} \ln \left(1 + \frac{E_0}{E_{min}} \right) \quad (1.25)$$

Dans le cas où $E_0 \ll E_{min}$, nous pouvons appliquer le développement limité à l'ordre 1 sous la forme $\ln(1 + x) = x$.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

$$\ln\left(1 + \frac{E_0}{E_{min}}\right) = \frac{E_0}{E_{min}} \quad (1.26)$$

Ainsi, Le temps de collecte devient :

$$t_c = \frac{d}{\mu E_{min}} \quad (1.27)$$

D'autre part, en remplaçant E_0 et E_{min} par leurs expressions on obtient :

$$t_c = \frac{d^2}{2\mu V_{di}} \ln\left(\frac{V_b + V_{di}}{V_b - V_{di}}\right) \quad (1.28)$$

De plus, pour le cas de la déplétion partielle (Figure.1.23b), le temps de collecte se calcul par la relation suivante :

$$t_c(x_0) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu q N_d} \ln\left(\frac{W_d}{W_d - x_0}\right) \quad (1.29)$$

- Formation du courant Le mouvement des porteurs de charges induit un courant. Celui-ci se crée de manière instantanée (le courant de diffusion et de dérive limitent le temps de réponse) et ne se termine que lorsque toutes les charges ont atteint les électrodes. Le théorème de Ramo, (1.30) décrit le courant induit lors de ce processus.

$$i = q \times \vec{v}_k \times \vec{E}_k \quad (1.30)$$

\vec{v}_k est le vecteur vitesse des porteurs de charges et \vec{E}_k le vecteur champ électrique.

Afin de faciliter l'étude de la forme du signal généré dans le semi-conducteur, considérons la jonction NP comme l'indique la figure (Figure.1.24)

Tout d'abord, la relation qui lie la vitesse et la distance est $v = \frac{dx}{dt}$. D'autres part, cette vitesse est liée au champ électrique grâce à la relation suivante :

$$v = \mu E(x) \quad (1.31)$$

Les champs électriques $E(x)$ et E_{min} sont définis comme suit :

$$E(x) = \frac{q N_d}{\epsilon_{sic}} x + E_{min} \quad (1.32)$$

$$E_{min} = \frac{V_{inv} - V_{depl}}{d} \quad (1.33)$$

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

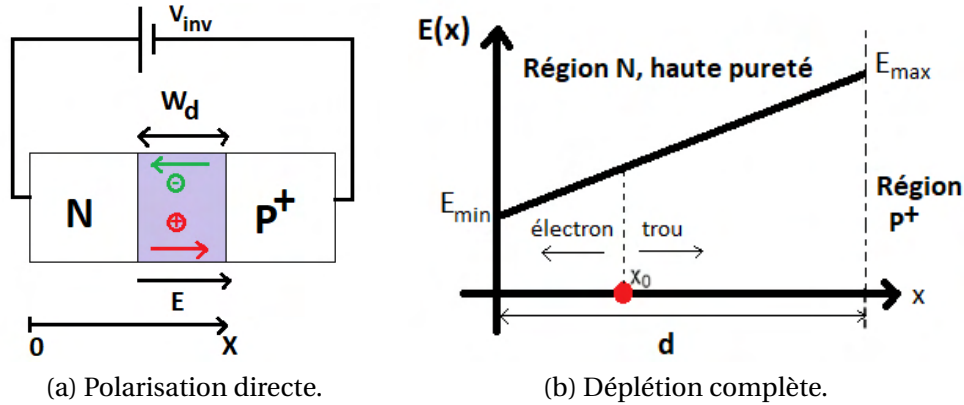


FIGURE 1.24 – Simplification des études par considération d'une jonction NP .

Considérons maintenant qu'une charge soit générée en un point x_0 . Déterminons dans un premier temps la vitesse qu'acquiert cette particule :

- Pour les trous

$$\frac{dx}{dt} = \mu_h \left(\frac{qNd}{\epsilon_{sic}} x + E_{min} \right) \quad (1.34)$$

- Pour les électrons

$$\frac{dx}{dt} = -\mu_e \left(\frac{qNd}{\epsilon_{sic}} x + E_{min} \right) \quad (1.35)$$

En intégrant (1.34) et (1.35), on obtient les équations de déplacement des électrons et des trous, en considérant comme état initial la position x_0 à $t = 0$ on obtient :

- Pour les trous $0 \leq t < t_h$

$$x_h = -\frac{\epsilon_{sic}}{qN_d} E_{min} + \left(x_0 + \frac{\epsilon_{sic}}{qN_d} E_{min} \right) \exp\left(\frac{q\mu_h N_d}{\epsilon_{sic}} t \right) \quad (1.36)$$

- Pour les électrons $0 \leq t < t_e$

$$x_e = -\frac{\epsilon_{sic}}{qN_d} E_{min} + \left(x_0 + \frac{\epsilon_{sic}}{qN_d} E_{min} \right) \exp\left(-\frac{q\mu_e N_d}{\epsilon_{sic}} t \right) \quad (1.37)$$

Les vitesses des électrons et des trous sont définies respectivement par :

$$v_h = \frac{dx_h}{dt} \text{ et } v_e = \frac{dx_e}{dt}$$

$$v_h = \mu_h \left(E_{min} + \frac{qNd}{\epsilon} x_0 \right) \exp\left(\frac{q\mu_h N_d}{\epsilon_{sic}} t \right) \quad (1.38)$$

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

$$v_e = -\mu_e(E_{min} + \frac{qN_d}{\epsilon} x_o) \exp(-\frac{q\mu_e N_d}{\epsilon_{sic}} t) \quad (1.39)$$

Les temps de collecte des trous et des électrons quant à eux deviennent respectivement :

$$t_h = \frac{\epsilon_{sic}}{\mu_h q N_d} \ln \frac{d + (\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}}{x_o + (\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}} \quad (1.40)$$

$$t_e = \frac{\epsilon_{sic}}{\mu_e q N_d} \ln \frac{x_o + (\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}}{(\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}} \quad (1.41)$$

- Pour les trous ce temps est maximal pour $x_0 = 0$

$$t_{hmax} = \frac{\epsilon_{sic}}{\mu_h q N_d} \ln \frac{d + (\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}}{(\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}} \quad (1.42)$$

- Pour les électrons ce temps est maximal pour $x_0 = d$

$$t_{emax} = \frac{\epsilon_{sic}}{\mu_e q N_d} \ln \frac{d + (\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}}{(\epsilon_{sic}/qN_d)E_{min}} \quad (1.43)$$

Lorsque le temps de transit des porteurs de charges est élevé (cas de la faible déplétion), le champ électrique dans le semi-conducteur peut être approximé à $E = \frac{1}{d}$ (voir Figure.1.25a). Ainsi, $i = q \times v \times E$ devient $i = q \frac{v}{d}$. Les équations qui suivent permettent de calculer le courant des trous et des électrons respectivement.

$$i_h(t) = \frac{q}{d} \mu_h (E_{min} + \frac{qN_d}{\epsilon_{sic}} x_o) \exp(-\frac{q\mu_h N_d}{\epsilon_{sic}} t) \quad (1.44)$$

$$i_e(t) = \frac{q}{d} \mu_e (E_{min} + \frac{qN_d}{\epsilon_{sic}} x_o) \exp(-\frac{q\mu_e N_d}{\epsilon_{sic}} t) \quad (1.45)$$

Dans le cas d'une très forte déplétion, ($v_{inv} \gg v_{depl}$) le champ électrique peut être considéré comme uniforme ($E \approx \frac{V_R}{d}$). Ce qui permet d'établir une nouvelle relation du courant de sortie (voir Figure.1.25b).

- Pour les trous

$$i_h(t) = \frac{q}{d^2} \mu_h V_R \quad (1.46)$$

- Pour les électrons

$$i_e(t) = \frac{q}{d^2} \mu_e V_R \quad (1.47)$$

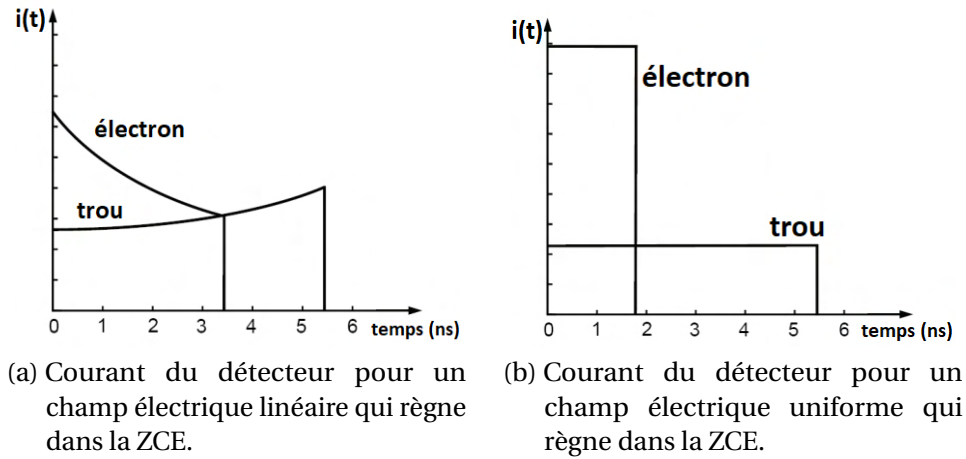


FIGURE 1.25 – Dépendance de la répartition du champ électrique sur la forme du courant de sortie du détecteur.

1.4 Etat de l'art : "front-ends" électroniques pour le conditionnement du signal

L'énergie de création des paires électrons-trous dans les semi-conducteurs en SiC est deux fois supérieure à celle du silicium ($E_{SiC} = 7.78$ eV, $E_{Si} = 3.6$ eV). A cause de la faible valeur du courant généré ($\approx nA$), il est sensible aux perturbations électromagnétiques. Ce signal doit donc être conditionné. Le conditionnement des signaux peut se faire de plusieurs façons. Le CSA (Charge Sensitive Amplifier) est le préamplificateur le plus connu. La Figure.1.26 présente le modèle électronique d'un détecteur et l'impédance d'entrée du "front-end" (quadripôle) qui lui sera associé. La capacité $C_T = C_d + C_{parasite}$ représente la somme des capacités du détecteur (C_d) et la capacité parasite ($C_{parasite}$) à l'entrée du préamplificateur. R_{in} est la résistance d'entrée du préamplificateur. Tout d'abord, commençons par analyser ce circuit (voir Figure.1.26b).

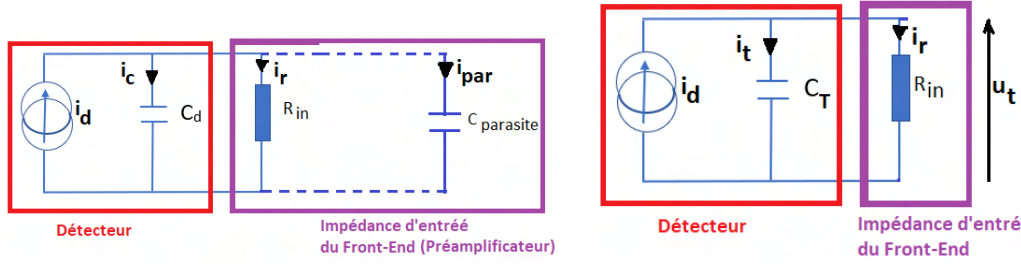
$$i_d(t) = i_t(t) + i_r(t) \quad (1.48)$$

Avec $i_t(t) = C_T \frac{dU_t(t)}{dt}$ on obtient alors

$$i_d(t) = R_{in} C_T \frac{di_r(t)}{dt} + i_r(t) \quad (1.49)$$

Analysons la fonction de transfert ($h(t) = \frac{i_r(t)}{i_d(t)}$) dans le domaine temporel et de Laplace respectivement.

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.



(a) Modèle électrique du détecteur associé à l'impédance d'entrée du préamplificateur. (b) Modèle simplifié du détecteur et impédance d'entrée du préamplificateur.

FIGURE 1.26 – Modèle électrique simplifié du système

$$h(t) = \frac{1}{R_{in}C_T} \exp\left(\frac{-t}{R_{in}C_T}\right) \quad (1.50)$$

Dans le domaine de Laplace on obtient :

$$H(s) = \frac{i_r(s)}{i_d(s)} = \frac{1}{1 + sR_{in}C_T} \quad (1.51)$$

Avec $R_{in}C_T$ la constante de temps. Comme démontré dans la section précédente, lorsque le champ électrique dans le semi-conducteur est uniforme, l'impulsion de courant est considérée comme étant rectangulaire (voir Figure.1.25b).

Considérons alors causal le courant du détecteur $i_d(t)$.

$$i_d(t) = I_{d0}[u(t) - u(t - T_0)] \quad (1.52)$$

Avec $u(t)$ défini par :

$$u(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & t \geq 0 \end{cases} \quad (1.53)$$

Déterminons alors le courant $i_r(t)$.

$$i_r(t) = \int_0^t I_{d0}[u(\tau) - u(\tau - T_0)] \frac{1}{R_{in}C_T} e^{-\left(\frac{t-\tau}{R_{in}C_T}\right)} d\tau \quad (1.54)$$

$$i_r(t) = I_{d0}(1 - e^{-\frac{t}{R_{in}C_T}})u(t) - I_{d0}(1 - e^{-\left(\frac{t-T_0}{R_{in}C_T}\right)})u(t - T_0) \quad (1.55)$$

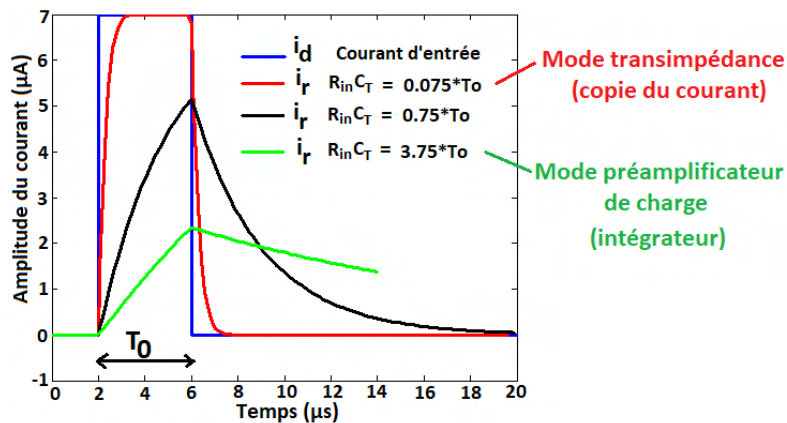


FIGURE 1.27 – Pour $R_{in}C_T \gg T_0$ la réponse est l'intégrale du signal d'entrée (fonction préamplificateur de charge). Pour $R_{in}C_T \ll T_0$, le système copie le courant d'entrée (fonction transimpédance); $R_{in}C_T \approx T_0$ le signal de sortie est filtré.

La figure (Figure.1.27) montre la réponse du circuit à une impulsion de forme rectangulaire ($T_0 = 4 \mu s$ et $C_T = 300 \text{ pF}$) pour différentes constantes de temps. Pour $R_{in}C_T \gg T_0$ le courant de sortie i_r est l'intégral du courant d'entrée $i_d(t)$. C'est pour cette raison qu'on l'appelle intégrateur (c'est ce mode qu'utilisent les préamplificateurs de charge). Pour $R_{in}C_T \ll T_0$, le signal est transmis vers la sortie ($i_d(t) = i_r(t)$) avec de faibles distorsions (c'est ce mode qu'utilisent les montages transimpédance). Pour $R_{in}C_T \approx T_0$ le signal de sortie est filtré.

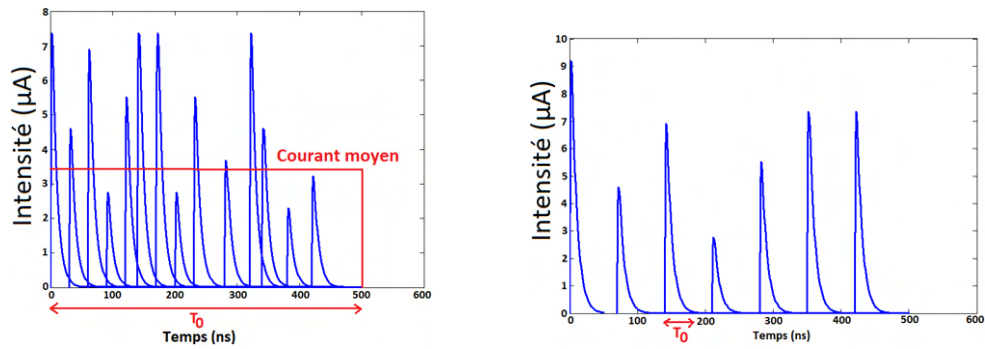
L'objectif principal du circuit de conditionnement est de réduire l'influence de la capacité du détecteur. En fonction de l'impédance d'entrée du "front-end", on distingue trois modes de fonctionnement (voir Figure.1.27).

1.4.1 Le mode courant : le transimpédance

En détection de particules, lorsque les signaux se rapprochent les uns des autres (taux de comptage $\gg 10^6$ événement/s), un courant moyen se crée comme l'indique la figure (Figure.1.28a).

Le mode transimpédance est celui qui consiste à copier le courant d'entrée sans toutefois qu'il ne subisse une très grande distorsion. Comme démontré dans la section précédente, la constante de temps $\tau = R_{in} \times C_T$ doit être la plus faible pour satisfaire $i_r(t) = i_d(t)$. Cependant, la bande passante de l'amplificateur est l'un des paramètres qui limite ce fonctionnement. Comme le montre la figure (Figure.1.29), on observe l'effet qu'a la suppression des harmoniques (effet de la limitation de la bande passante : somme des harmoniques d'ordre n) sur la reconstitution du signal [40] [41].

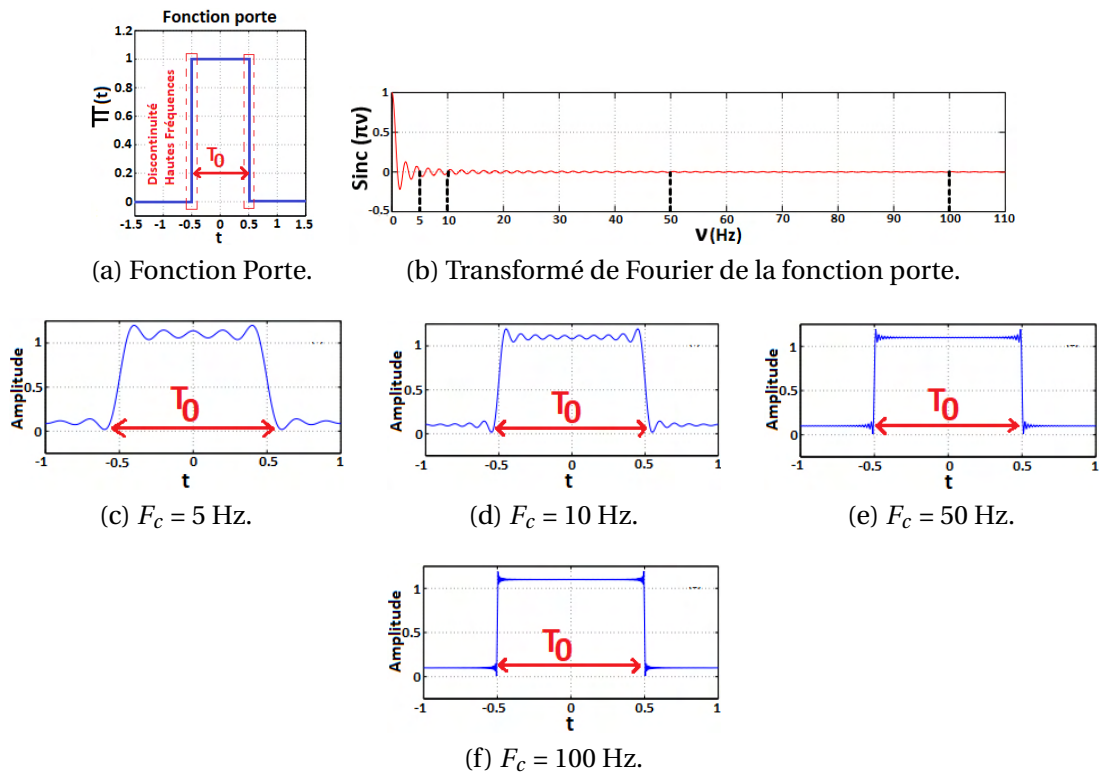
1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.



(a) A fort taux de comptage $\gg 10^6$ événements/s, on observe l'apparition d'un courant moyen.

(b) Mode Impulsion. Faible taux de comptage $< 10^6$ événements/s.

FIGURE 1.28 – Réponse du détecteur à fort et faible taux de comptage.



(a) Fonction Porte.

(b) Transformé de Fourier de la fonction porte.

(c) $F_c = 5$ Hz.

(d) $F_c = 10$ Hz.

(e) $F_c = 50$ Hz.

(f) $F_c = 100$ Hz.

FIGURE 1.29 – Transformé de Fourier d'une fonction porte; transformé de Fourier inverse et effets de la suppression des harmoniques ($F_c = 5$ Hz, 10 Hz, 50 Hz, 100 Hz) sur la reconstitution du signal.

1.4.1.1 Application à de faibles valeurs de capacités des détecteurs.

En présence d'une faible valeur de capacité du détecteur ($C_d < 300$ pF), la faible valeur de R_{in} peut être obtenue grâce aux circuits de la figure (Figure.1.30). La figure (Figure.1.30a) est celle d'un montage dit grille commune. Le signal provenant du détecteur est appliqué à la source du transistor T1. La résistance d'entrée est équivalente à :

$$R_{in} = \frac{1}{gm_1} \quad (1.56)$$

Le montage grille commune présente une grande impédance de sortie, aussi grâce à sa grande résistance de sortie, le courant de source du transistor T1 est converti en tension grâce à R_1 . La figure (Figure.1.30b) est le montage transimpédance traditionnellement utilisé en détection de particules. La contre réaction négative que réalise la résistance R_f sur l'amplificateur opérationnel permet d'avoir une faible résistance à l'entrée de l'amplificateur.

$$R_{in} = \frac{R_f}{1 + A} \quad (1.57)$$

A est le gain DC de l'amplificateur (quelques fois $A > 60$ dB). Cependant à cause de la présence de la capacité du détecteur, le système se retrouve quelquefois instable; on a donc recours à la capacité de stabilisation C_f .

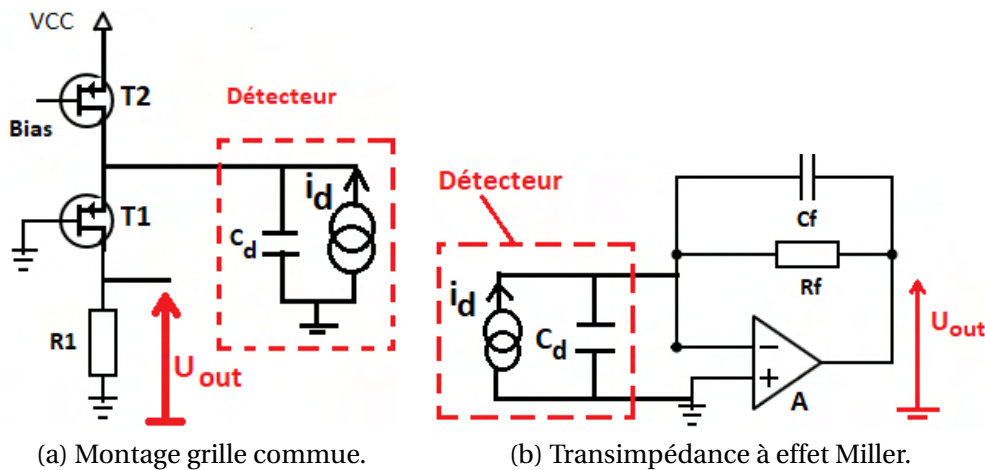


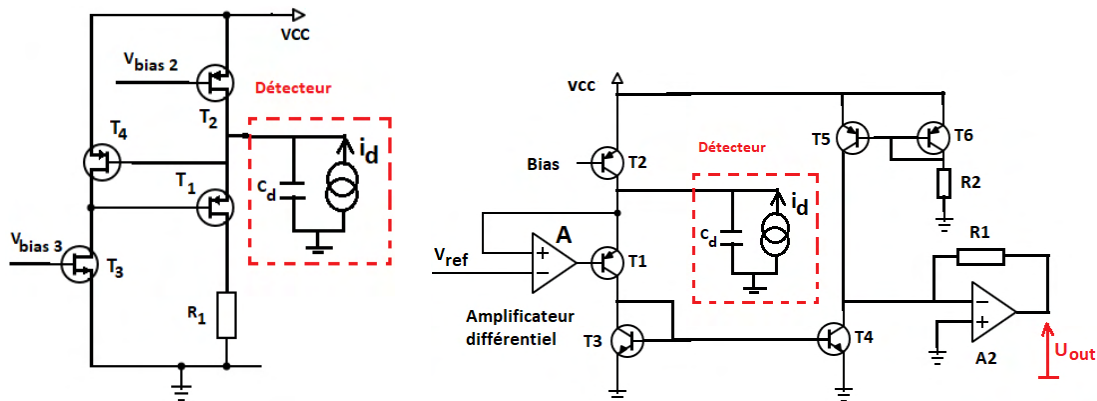
FIGURE 1.30 – Préamplificateur : Application à des faibles valeurs de capacité du détecteur [42].

1.4.1.2 Application à de grandes valeurs de capacités des détecteurs.

En présence d'une grande valeur de capacité du détecteur ($C_d > 300$ pF), ou encore une très large valeur ($C_d > 22$ nF), les schémas de la section précédente se trouvent inappropriés; dans le cas où l'on souhaiterait obtenir des systèmes qui fournissent des gains de conversions élevés et un faible temps de réponse ($\approx ns$). Les schémas de la figure (Figure.1.31) permettent d'augmenter le gain DC et ainsi de réduire la résistance d'entrée de l'amplificateur (voir equation 1.58).

$$R_{in} = \frac{1}{gm1(1 + A)} \quad (1.58)$$

La figure (Figure.1.31b) est une amélioration de la figure (Figure.1.31a) en ce sens qu'elle permet d'obtenir un gain DC (A) beaucoup plus élevé.



(a) Montage base commune avec T4 monté en régulation.

(b) Montage base commune avec amplificateur différentiel monté en régulation.

FIGURE 1.31 – Préamplificateur : application à des grandes valeurs de capacité du détecteur [43].

1.4.2 Le mode charge : le préamplificateur sensible à la charge

C'est ce mode de lecture qui est généralement utilisé en instrumentation nucléaire. Il est aussi appelé mode impulsion (voir Figure.1.28b). A cause de la grande impédance d'entrée de l'amplificateur opérationnel, le courant généré par le détecteur circule principalement dans le condensateur C_f comme le montre les figures (Figure.1.32). L'intégration de ce courant (charge Q) produit une tension de sortie selon le rapport

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

$$U_{out} = \frac{Q}{C_f} \quad (1.59)$$

L'une des conditions (sur le gain A) pour une collecte optimale des charges est :

$$(A + 1)C_f \gg C_d \quad (1.60)$$

A est le gain DC de l'amplificateur. Le rôle de la résistance R_f est d'assurer la décharge du condensateur afin de permettre un traitement continu des impulsions de courant et aussi d'empêcher la saturation du circuit.

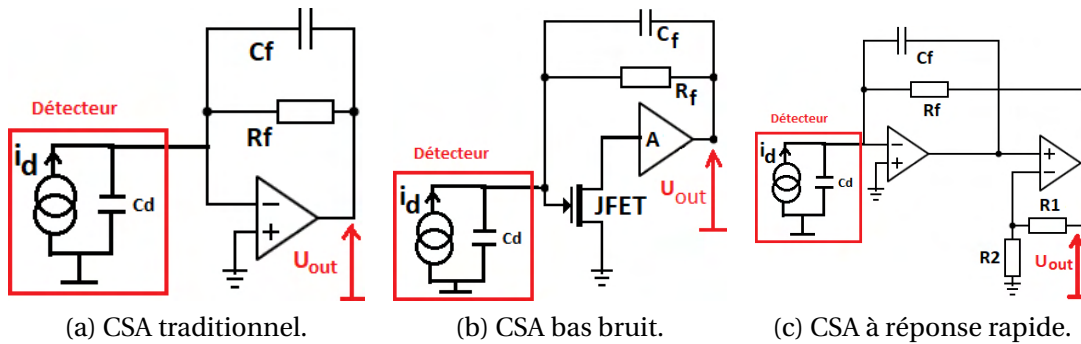


FIGURE 1.32 – Les différentes variantes de CSA [44] [45].

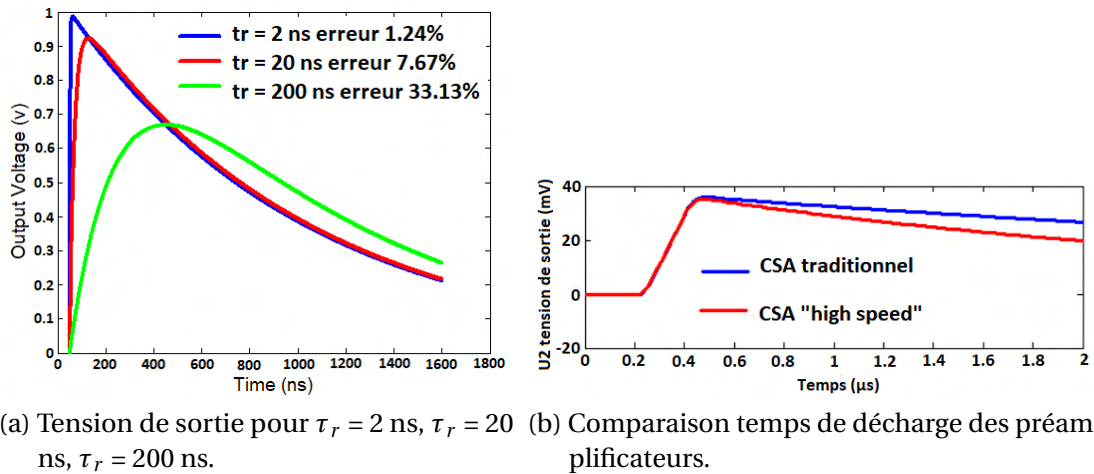


FIGURE 1.33 – Temps de réponse et comparaison temps de décharge des préamplificateurs.

1.4.2.1 Application à de faibles valeurs de capacités des détecteurs.

Les circuits de la Figure (Figure.1.32a) et (Figure.1.32b) sont les "front-ends" généralement utilisés en comptage d'impulsions. Le temps de réponse (1.61) de ces circuits est l'un des facteurs permettant de réduire le déficit balistique.

$$t_r = 2.2 \frac{C_d}{2\pi \times GBW \times C_f} \quad (1.61)$$

GBW est le produit gain bande de l'amplificateur, C_d la capacité du détecteur, C_f la capacité de contre réaction. La tension de sortie de ces circuits dépend du temps de réponse τ_r et du temps de décharge $\tau_d = R_f \times C_f$, comme l'indique la relation suivante :

$$U_{out} = \frac{Q_{in}}{C_f} \left(\frac{\tau_d}{\tau_r} \right) \left(\frac{\tau_r}{\tau_r - \tau_d} \right) \quad (1.62)$$

La figure (Figure.1.33a) montre la réponse du circuit de la figure (Figure.1.32a) pour des temps de réponse de 2, 20, 200 ns. Ce temps de réponse peut être réduit en augmentant C_f .

En détection de particules, l'une des techniques généralement utilisées pour réduire le bruit en entrée d'une chaîne d'acquisition est de placer un transistor JFET comme composant d'entrée. La figure (Figure.1.32b) présente cette architecture.

1.4.2.2 Application à de grandes valeurs de capacités des détecteurs.

Le temps de réponse (voir equation 1.61) peut être réduit en augmentant la valeur de C_f . Cependant augmenter C_f réduit la sensibilité du circuit. D'autre part, le temps de décharge (1.63) dépend de C_f . Réduire la valeur de C_f pourra dans certains cas exposer le circuit aux saturations.

$$t_d = R_f \times C_f \quad (1.63)$$

Le schéma de la figure (Figure.1.32c) présente l'une des techniques permettant de réduire le temps de décharge selon la relation suivante :

$$t_d = \frac{R_f \times C_f}{G} \quad (1.64)$$

La figure (Figure.1.33b) présente le signal de sortie des "front-ends" des figures (Figure.1.32a)&(Figure.1.32c) pour une même quantité de charge d'entrée. Le

temps de décharge est différent d'un circuit à l'autre. Le gain G représente le gain de l'amplificateur non inverseur du 2nd AOP.

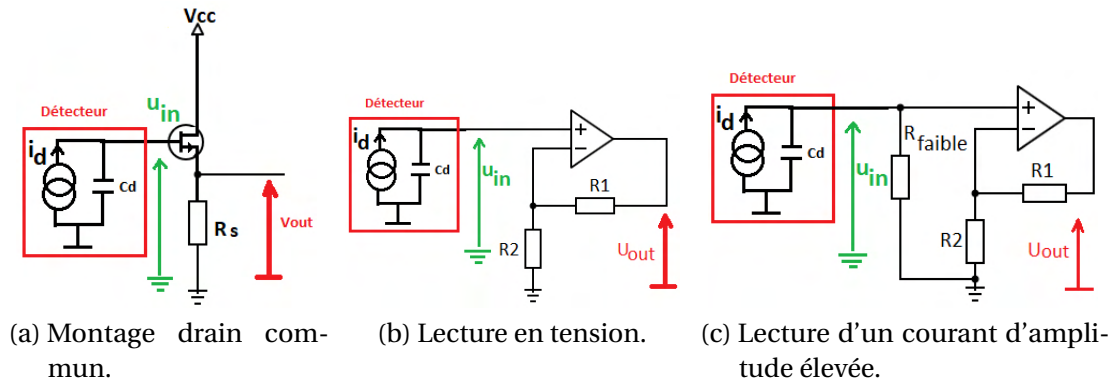


FIGURE 1.34 – Configuration lecture en tension [46].

1.4.3 Le mode tension : le préamplificateur sensible à la tension

Le courant provenant du détecteur peut aussi être amplifié lorsque R_{in} a une valeur élevée. En utilisant l'équation (1.51) et en la multipliant par R_{in} on obtient :

$$u_{in}(s) = R_{in}i_d(s) \frac{1}{1 + sR_{in}C_T} \quad (1.65)$$

La constante de temps $\tau = R_{in}C_T$ augmente avec R_{in} . Les figures (Figure.1.34a) & (Figure.1.34b) représentent respectivement les montages drain commun et amplificateur non inverseur. Ils possèdent tous les deux des impédances d'entrée élevée. Le schéma de la figure (Figure.1.34c) est généralement utilisé lorsque le courant généré par le détecteur est de grande valeur (>40 mA). La résistance d'entrée R_{in} peut être ajustée de façon à obtenir une constante de temps $\tau = R_{in}C_T$ faible et aussi, empêcher la saturation de l'électronique.

1.4.4 Mesure faible courant : la conversion courant-fréquence

La méthode classique généralement utilisée pour la mesure de faible courant est le CSA (Charge Sensitive préamplifier). Comme montré dans la section précédente, il consiste à l'intégration des charges dans un condensateur. Un

autre mode de lecture de ce courant est la conversion courant-fréquence (voir Figure.1.35).

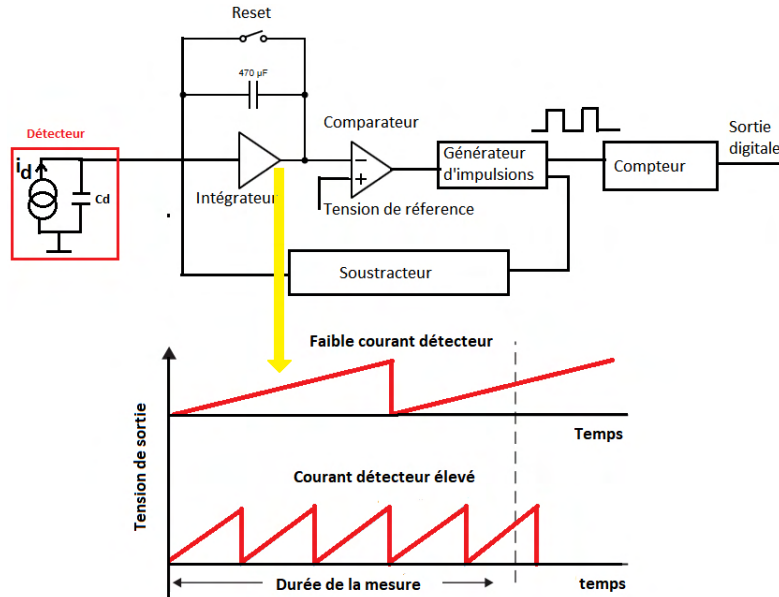


FIGURE 1.35 – Schéma de principe d'un convertisseur courant-fréquence. La tension de sortie du montage intégrateur pour différentes amplitudes de courant est aussi présentée [47].

L'intégration du courant dans le condensateur a pour effet d'augmenter la tension de sortie. Une fois que cette tension dépasse un certain seuil fixé, une tension logique est générée à la sortie du comparateur. Celle-ci est transmise à un compteur. La fréquence de sortie du système est ainsi proportionnelle au courant d'entrer par la relation (1.66).

$$f = \frac{i_d}{Q} \quad (1.66)$$

Q est l'erreur de quantification, f la fréquence de sortie du système, i_d le courant de sortie du détecteur

1.4.5 Mesure de courant logarithmique

Le contrôle de puissance d'un réacteur est assuré par la mesure de flux de neutronique (voir Figure.1.36). Celui-ci peut s'effectuer à l'aide d'une mesure logarithmique du flux de neutrons. L'une des techniques utilisées est l'utilisation

de la caractéristique logarithmique du semi-conducteur suivant la relation :

$$i_{diode} = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \approx I_0 \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (1.67)$$

V est la tension aux bornes de la diode, k_B constante de Boltzmann, T température de fonctionnement de la diode, I_0 est le courant de saturation inverse de la diode. Tout d'abord, la tension $V = V_{out} - V^-$. En la remplaçant dans l'équation (1.67) on obtient :

$$i_{diode} = I_0 \left[\exp\left(\frac{q(V^- - V_{out})}{k_B T}\right) \right] \quad (1.68)$$

D'autre part, $V^+ = V^- = 0$ alors,

$$V_{out} = -\frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{i_{diode}}{I_0}\right) \quad (1.69)$$

Cette relation présente la relation qui lie la tension de sortie et le courant logarithmique du détecteur. Si i_{diode} est très petit, il pourra être lu avec cette technique.

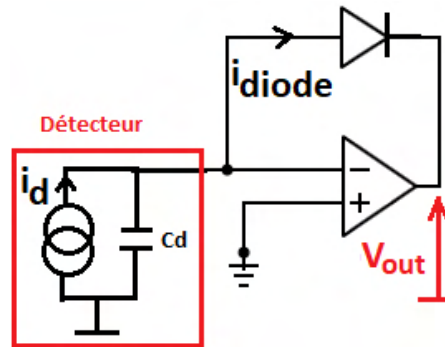


FIGURE 1.36 – Mesure du courant logarithmique [48].

1.5 Problématique et démarches mises en place au cours de la thèse

Cette thèse s'inscrit premièrement dans la continuité d'une précédente thèse qui avait pour objectif de réaliser une comparaison du diamant et du Carbone de Silicium (SiC) pour la détection des neutrons en milieux nucléaires. Et deuxièmement un projet d'utilisation du détecteur en SiC à l'occasion du contrôle des Linac à fort débit de dose pour des applications en radiothérapie "flash". Dans cette thèse, on s'intéresse à étudier à la fois les détecteurs de

1 Etat de l'art de la détection de particules et "front-ends" électroniques utilisés.

neutrons et d'électrons à l'état de l'art et de réaliser une interface électronique intégrée reconfigurable et adaptative à partir des technologies durcies pour le conditionnement et le traitement du signal électrique généré. Le "front-end" électronique (électronique de lecture) devra être capable d'extraire les signaux utiles (réponse en courant et en charge) des détecteurs ayant des caractéristiques différentes (dimensions, temps de réponse) et de fournir des données résolues (nature de la particule, spectroscopie, etc.) à l'aide d'un processeur embarqué. Les détecteurs utilisés dans ce travail sont de deux types à savoir :

- Les détecteurs de neutrons : ils sont basés sur les diodes P⁺N en carbure de silicium (SiC) fabriquées dans le cadre du projet I_SMART.

- Les détecteurs d'électrons font l'objet d'un dépôt de brevet, leurs caractéristiques physiques ne seront pas présentées. Mais nous présenterons leurs caractéristiques électriques ainsi que les réponses radiatives.

La première étape de ce travail de thèse a consisté à réaliser une recherche bibliographique afin de définir :

a) Le modèle électrique d'un détecteur de particules à semi-conducteur (temps de réponse, capacité du détecteur). La définition de ce modèle électrique est passée par l'étude du processus de création des paires électrons-trous. Une approximation mathématique du signal électrique a été adoptée.

b) L'état de l'art de l'électronique associée aux détecteurs de neutrons et d'électrons pour la mesure et l'analyse des signaux. Il est important de noter que les amplitudes des signaux générés en détection de neutrons et en radiothérapie "flash" ont des caractéristiques totalement différentes ($\approx nA$ pour les neutrons, $\approx A$ pour les électrons).

La deuxième étape était consacrée à :

a) La conception sur carte PCB des "front-ends" électroniques pour l'analyse des signaux issus des détecteurs. L'objectif de cette partie consistait essentiellement à définir les différentes sensibilités à adopter.

b) La caractérisation des cartes électroniques. Elle s'est réalisée grâce à l'utilisation d'un générateur de signaux qui substitue le signal de sortie du détecteur. Cet appareil nous offrait la possibilité de varier la largeur des impulsions, l'amplitude, et aussi la fréquence.

La troisième étape était consacrée aux campagnes de mesures :

a) Une première campagne de mesures a été effectuée au sein de la société PMB-Alcen. L'objectif était d'analyser la réponse du détecteur d'électrons aux particules du type rayon X. Les rayons X étaient produits via un accélérateur de particules.

b) Une seconde campagne de mesures a été effectuée au CHUV de Lausanne via un accélérateur d'électrons forte dose d'énergie. L'analyse de la répartition temporelle des impulsions était l'objectif visé.

c) Une troisième campagne de mesures a été effectuée à Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (Dresde, Allemagne) en utilisant un générateur de neutrons rapides (D-T). Nous avons étudié la réponse du détecteur aux neutrons thermalisés.

d) Une quatrième campagne a été réalisée au ILL de Grenoble. L'objectif était d'analyser la réponse du détecteur de neutrons aux fragments de fission.

La quatrième étape était consacrée à la conception et réalisation du "front-end" électronique reconfigurable en technologie CMOS.

Le "front-end" développé en technologie CMOS AMS 0.35 μm devait être capable de conditionner le signal pour la détection d'électrons et de neutrons.

1.6 Conclusion

Ce chapitre retrace sommairement les grands domaines d'application des particules, une attention a été placée sur les électrons et les neutrons. Nous avons expliqué de manière détaillée les raisons pour lesquelles le carbure de silicium était important pour la mesure en environnement sévère. Nous avons terminé par une étude de l'art des différents "front-ends" utilisés en environnement radiatif. Le principal objectif de cette thèse est de concevoir une électronique reconfigurable en technologie CMOS. Ainsi, les différentes études réalisées dans ce premier chapitre occupent une place importante pour la suite de ce travail de thèse.

Bibliographie

- [1] Nava, F. & Bertuccio, Giuseppe & Cavallini, Anna & Vittone, Ettore. (2008), "Silicon carbide and its use as a radiation detector material. Measurement Science and Technology", 19. 102001. DOI : 10.1088/0957-0233/19/10/102001.
- [2] Owens, Alan & Peacock, Alan, (2004), "Compound Semiconductor Radiation Detectors". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 531. 18-37. DOI : 10.1016/j.nima.2004.05.071.
- [3] A. Lyoussi, "Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire", France : EDP sciences, 2010
- [4] "cancer", (2020), Consulté à l'adresse <https://www.sante.lefigaro.fr/sante/maladie/cancer-presentation-generale/comment-apparait-cancer>
- [5] "Radiothérapie", (2019), Consulté à l'adresse <https://www.cancer.be/les-cancers/traitements/radioth-erapie>
- [6] Anne Claire Nonnotte, (2016, décembre 30), "Spécificités de la radiothérapie", Consulté le 30 octobre 2019, à l'adresse <https://www.elsevier.com/fr-fr/connect/imagerie-medicale/specificites-de-la-radiotherapie>.
- [7] INC, "Comprendre la radiothérapie", France. INC, 2009, pp.35-50
- [8] La radiothérapie FLASH : l'espoir d'une nouvelle arme contre le cancer. (2019, juin 25). Consulté le 10 août 2019, à l'adresse <https://www.planetesante.ch/Magazine/Cancer/Traitement-anticancer/La-radiotherapie-FLASH-l-espoir-d-une-nouvelle-arme-contre-le-cancer>
- [9] Favaudon, Vincent; Fouillade, Charles; Vozenin, Marie-Catherine, "La radiothérapie FLASH pour épargner les tissus sains", Med Sci (Paris), 2015, Vol. 31, N° 2; pp. 121-123; DOI : 10.1051/medsci/20153102002
- [10] Ponette V, Le Péchoux C, Deniaud-Alexandre E, et al. Hyperfast, "early cell response to ionizing radiation", Int J Radiat Biol 2000; 76 : 1233-43. 4.
- [11] Fernet M, Ponette V, Deniaud-Alexandre E, et al, "Poly (ADP-ribose) polymerase, a major determinant of early cell response to ionizing radiation", Int J Radiat Biol 2000; 76 : 1621-9.

- [12] Vozenin, Marie-Catherine & Fornel, Pauline & Petersson, Kristoffer & Favaudon, Vincent & Jaccard, Maud & Germond, Jean-François & Petit, Benoit & Burki, Marco & Ferrand, Gisèle & Patin, David & Bouchaab, Hanan & Ozsahin, Esatmahmut & Bochud, François & Bailat, Claude & Devauchelle, Patrick & Bourhis, Jean. (2018), "The Advantage of FLASH Radiotherapy Confirmed in Mini-pig and Cat-cancer Patients", *Clinical Cancer Research*, 25. clincanres.3375.2017. DOI :10.1158/1078-0432.CCR-17-3375.
- [13] Bourhis, J., Sozzi, W. J., Jorge, P. G., Gaide, O., Bailat, C., Duclos, F, ... & Vozenin, M. C. (2019). "Treatment of a first patient with FLASH-radiotherapy". *Radiotherapy and oncology*, 139, 18-22. DOI :<https://doi.org/10.1016/j.radonc.2019.06.019>
- [14] Favaudon, Vincent & Fouillade, C & Vozenin, M-C. (2015). "Ultrahigh dose-rate, "flash" irradiation minimizes the side-effects of radiotherapy", *Cancer radiotherapie : journal de la Societe francaise de radiotherapie oncologique*. DOI : 19. 10.1016/j.canrad.2015.04.006.
- [15] Lucia Giuliano, "FLASH THERAPY An innovation in radiation therapy" 105^oCongresso Nazionale della Società Italiana di Fisica Gran Sasso Science Institute, L'Aquila, 23-27 Septembre 2019, Consulté à l'adresse <https://www.sif.it/static/SIF/resources/public/files/congr19/mc/Giuliano.pdf>
- [16] Andreas Schuller, "Metrology for advanced radiotherapy using particle beams with ultra-high pulse dose rates" International Conference on Medical Accelerators and Particle Therapy 4-6.9.19, CNA, Seville. Consulté à l'adresse https://indico.cern.ch/event/803528/contributions/3505191/attachments/1901095/3138224/OMA-Conference_ASchueller.pdf
- [17] A., Chabre & Mariet, Clarisse & A., Menelle & X., Bravo & A., Alberman & J., Safieh & P, Jucker. (2012), "Réacteurs nucléaires expérimentaux, Chap 1 : à quoi servent les réacteurs expérimentaux?".
- [18] "cancer", (2020), Consulté à l'adresse <https://www.ascsa.gc.ca/fra/sciences/mso/rayonnements.asp>
- [19] L.Marleau, "Introduction à la physique des particules", pp. 36, 2017.
- [20] IAEA, "Use of Mathematical Modelling in Electron Beam Processing : A Guidebook", radiation technology series N^o1, pp. 6-7.
- [21] Syed Naeem Ahmed, "Physics & Engineering of Radiation Detection", 2007, Elsevier.
- [22] Hisaaki Kudo Editor, "Radiation Applications", 2011, springer.
- [23] D. Fourmentel, P. Filliatre, L. Barbot, J. Villard, A. Lyoussi, B. Geslot, H. Carcreff, J. Malo et C. Reynard-Carette, "Comparison of Thermal Neutron Flux

- Measured by ^{235}U Fission Chamber and Rhodium Self-Powered Neutron Detector in MTR", IEEE Transactions on Nuclear Science, pp. 2285-2290, 2014.
- [24] Gian-Franco Dalla Betta, VIII International Course, "Detectors and Electronics for High Energy Physics, Astrophysics, Space Applications and Medical Physics", April 1-5, 2019.
- [25] François DIVOUX, "DETECTION DES NEUTRONS PAR SEMI-CONDUCTEUR DANS UN COEUR DE REACTEUR ATOMIQUE", pp. 7, 1968
- [26] G. E. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", 3rd edition. Wiley, pp. 353-388, 2009.
- [27] Jean Peye. Cour sur "DéTECTEURS à semiconduteurs", CSNSM, cargèse 2019.
- [28] Grusell, Erik & Rikner, G. (2000), "Evaluation of temperature effects in p-type silicon detectors", Physics in Medicine and Biology. 31. 527. DOI : 10.1088/0031-9155/31/5/005.
- [29] Marie-Laure Avenel Le Guerroué, "Développement d'une nouvelle génération de détecteurs microstructurés à base de semi-conducteurs pour l'imagerie médicale de rayons X", Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. ffNNT : 2012PA112078ff. fftel-00707718f
- [30] Mihai Lazar, "Technologie pour l'intégration de composants semiconducteurs à large bande interdite", Energie électrique. INSA de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, 2018. fftel-01817587f
- [31] S. Almazov, M. Marinelli, E. Milani, G. Prestopino, A. Tucciarone, C. Verona, G. VeronaRinati, M. Angelone, D. Lattanzi, M. Pillon, R. Montecchi et M. Vincenti, "Thermal and fast neutron detection in chemical vapor deposition single-crystal diamond detectors", Journal of Applied Physics, p. 054501, 2008
- [32] Jean Camassel, Sylvie Contreras, "Materiaux semiconducteurs à grand gap : le carbure de silicium (SiC)", Techniques de l'ingénieur, 2012.
- [33] Frédéric Mercier, "Crystallisation de carbure de silicium cubique en solution à haute température", 2009.
- [34] Dóra Szalkai, "Experimental investigations for development of an innovative SiC sensor for spectrometry of neutrons under harsh environmental conditions", pp. 9, 2018.
- [35] FATIMA ISSA, "Réalisation de Détecteurs de Neutrons en Carbure de Silicium", Thèse de Doctorat d'Aix Marseille Université, 2015.

- [36] Helmuth Spieler, "Semiconductor Detector Systems", CLARENDON PRESS . OXFORD 2005, pp. 54-98
- [37] Robert W. Kuckuck, "semiconductor detector for use in the current mode", pp. 21-45.
- [38] B. Chantepie, "Étude et réalisation d'une électronique rapide à bas bruit pour un détecteur de rayons X à pixels hybrides destiné à l'imagerie du petit animal", Thèse de Doctorat Aix-Marseille II, 2008. pp. 30-45.
- [39] Ragheb HIJAZI, "Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique", Thèse de Doctorat université de limoge, 2012. pp. 35-43.
- [40] Eric Aristidi, "Analyse de Fourier", Université de Nice Sophia-Antipolis, 2018, pp. 27-32.
- [41] Gérard Scorletti, "Traitement du Signal", École d'ingénieur. STI tc2 Traitement du Signal, Ecully et Casablanca, France. 2016, pp.203.
- [42] Paul Muller, Yusuf Lebledici, "Cmos Multichannel Single-Chp Receives for Multi-Gigabit Optical Data Communication", Springer, 2007, pp. 73-93.
- [43] D. C. Dias, F. S. de Melo, L. B. Oliveira and J. P. Oliveira, "Regulated common-gate transimpedance amplifier for radiation detectors and receivers", 2014 Proceedings of the 21st International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems (MIXDES), Lublin, 2014, pp. 540-545, doi : 10.1109/MIXDES.2014.6872260.
- [44] Islam, Engr. M. N. & Fujiwara, T. & Kenji, S. & H.Takahashi, & Asaduzzaman, Kh & Shahzamal, Md & Mia, Md. Nasrul & Alam, Md & Hasan, Mahmudul & Hoq, Mahbubul. (2013), "Design and Development of a Charge-Sensitive Preamplifier for Nuclear Pulse Processing", International Journal of scientific research and management (IJSRM), Volume 1, Page 303-307.
- [45] Pullia, Alberto & Zocca, Francesca & Riboldi, Stefano & Budjas, Dusan & D'Andragora, Alessio & Cattadori, Carla Maria, (2010), "Cryogenic performance of a low-noise JFET-CMOS preamplifier for HPGe detectors", Nuclear Science, IEEE Transactions on, 57, 737 - 742. 10.1109/TNS.2009.2038697.
- [46] Pawet Grybos, "Front-end Electronics for Multichannel Semiconductor Detector Systems", EuCARD Editorial Series on Accelerator Science and Technology, Vol.08, 2012, pp. 1-30
- [47] Mohammad Nakhostin, "Processing for radiation detectors", Wiley, 2018, pp. 274-285.
- [48] Eiji SUZUKI (1966), "A Method for Measuring Absolute Reactor Power through Neutron Fluctuation", Journal of Nuclear Science and Technology, 3 :3, 98-105 <https://doi.org/10.1080/18811248.1966.9732284>

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

Sommaire

2.1	Introduction	52
2.2	Contraintes spécifiques aux signaux utilisés en radiothérapie "flash"	53
2.2.1	Définition de la méthodologie de conception :	55
2.2.2	Expérimentations, tests et validations des dispositifs	55
2.3	Application aux grandes valeurs de capacités.	57
2.3.1	Carte 1 : le montage base commune	58
2.3.2	Carte 2 : le transimpédance à AOP	64
2.3.3	Expérimentation test et validation	69
2.3.4	Carte 3 : solution à la saturation de l'électronique	74
2.4	Application aux faibles valeurs de capacités	77
2.4.1	Carte 1 : la lecture en courant :	77
2.4.2	Carte 2 : la lecture en charge :	80
2.4.2.1	Principe de fonctionnement :	80
2.4.2.2	Conditions sur le gain, le temps de réponse, stabilité de l'amplificateur :	81
2.4.3	Expérimentation test et validation du dispositif	84
2.5	Contraintes spécifiques aux signaux : cas des fragments de fission	88
2.6	Conclusion	91
	Bibliographie	92

2.1 Introduction

Ce chapitre présente le prototypage de l'électronique sur des cartes PCB (circuit imprimé), pour l'analyse de la réponse aux électrons (radiothérapie

"flash") et aux fragments de fission. Les détecteurs d'électrons et de neutrons en SiC ont été utilisés. Deux modes de lecture ont été explorés : la lecture du courant moyen (préamplificateur de courant) et la lecture de l'intégrale du courant (préamplificateur de charge). La figure (Figure.2.1) montre le schéma synoptique des deux chaînes de conditionnement utilisées. Ce chapitre est organisé en trois parties. Pour cela, nous commencerons premièrement par définir les contraintes spécifiques aux signaux utilisés en radiothérapie "flash". Deuxièmement nous présenterons les différentes cartes électroniques que nous avons testé sous irradiations X et électrons, et enfin, nous étudierons la réponse de l'électronique de conditionnement aux fragments de fission.

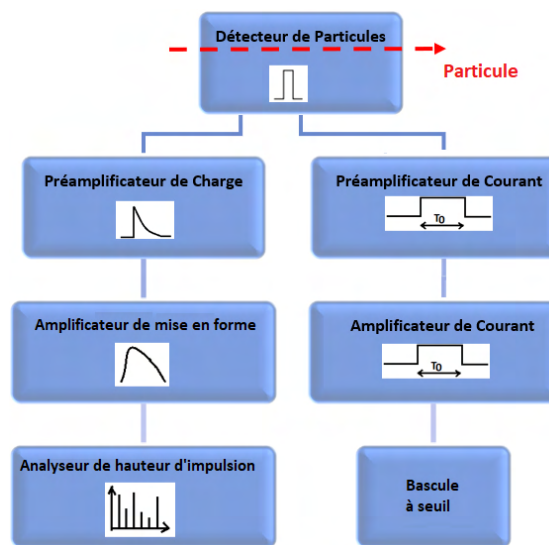


FIGURE 2.1 – Schéma synoptique d'une chaîne d'acquisition .

2.2 Contraintes spécifiques aux signaux utilisés en radiothérapie "flash"

Les détecteurs d'électrons et de neutrons en SiC ont été testés en radiothérapie "flash" (traiter fort et vite). Les essais ont été réalisés au département d'oncologie médicale, plus particulièrement dans le service de radio-oncologie du CHUV de Lausanne (Suisse). Le rôle du détecteur ici est de répondre à un ultra-haut débit de dose sur une durée extrêmement courte. Ce débit est fourni grâce à un accélérateur linéaire de particules (LINAC). Les applications visent certains types de cancers, en particulier ceux qui résistent aux traitements en radiothérapie conventionnels [1].

Le rôle de la chaîne de conditionnement est de convertir le courant de sortie

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

du détecteur, en tension à l'aide d'un préamplificateur transimpédance ou encore à l'aide d'un CSA (préamplificateur sensible à la charge). Cependant, le courant d'électrons généré par le LINAC étant de faible durée (quelques ns à quelque μ s), le temps de réponse du système doit être assez rapide (quelques ns) pour permettre l'instrumentation (Figure.2.2) [2].

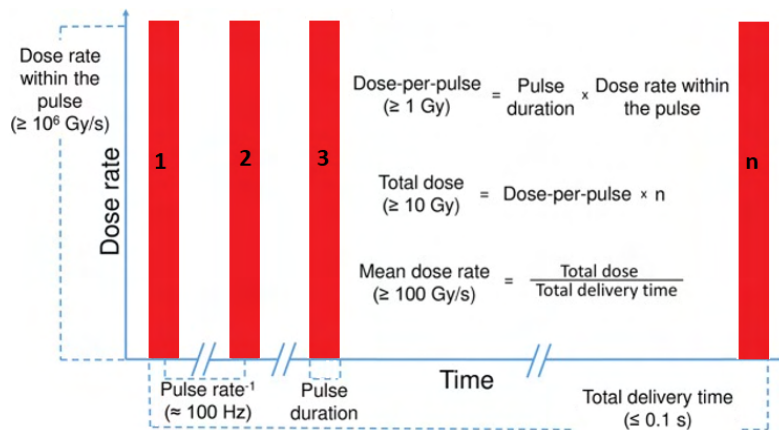


FIGURE 2.2 – Forme idéale des impulsions utilisées en radiothérapie "flash" [2].

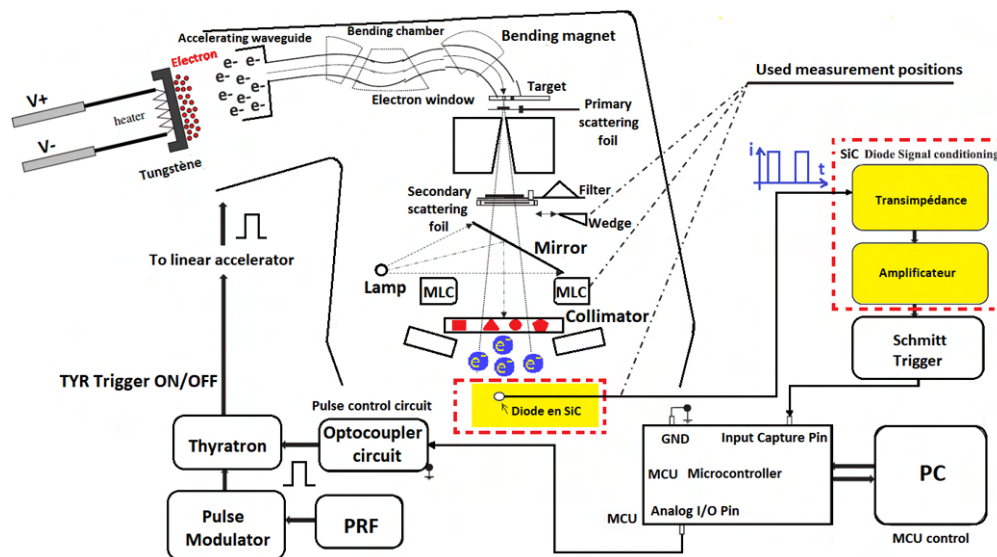


FIGURE 2.3 – Principe de fonctionnement d'un accélérateur de particules "flash" associé à la chaîne de contrôle. Un filament généralement en tungstène est chauffé par application d'une haute tension. Les électrons extraient sont par la suite accélérés par un signal RHF (utilisation de la tension de Grid) [3].

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

Surface du détecteur	Capacité du détecteur	Largeur des impulsions	Fréquences des signaux	Temps de réponse	Polarisation du détecteur	Tension de Grid
4"	22nF	0.2 – 4 μ s	0-250Hz	<150ns	0V	0-350V

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques souhaitées pour la chaîne d'acquisition.

Le gain de conversion a été choisi pour fournir un niveau de tension acceptable. Ce signal sera par la suite transmis à un circuit de mise en forme (trigger de Schmitt). Son rôle est de fournir des signaux logiques :

- Un "1" lorsque le niveau de tension dépasse la tension de référence fixée par l'opérateur.

- Un "0" lorsque le niveau de tension est en dessous de cette tension de référence. Un microcontrôleur (MCU) est par la suite utilisé pour le comptage de ces impulsions.

Lorsque le nombre d'impulsions requis est atteint (impulsions déterminées par l'opérateur), un signal est transféré à l'optocoupleur pour permettre l'arrêt du fonctionnement de l'accélérateur de particules (Figure.2.3) [3].

Les mesures de dose ont été réalisées par l'équipe d'oncologie du CHUV à l'aide d'une chambre à ionisation du type Advance Markus. Cependant, ce type de détecteur ne peut être utilisé qu'en appliquant un facteur de correction pour compenser la recombinaison des ions [4] [5]. Les mesures de doses (avec détecteur Advance Markus) sont présentées à la figure (Figure.2.4) [6].

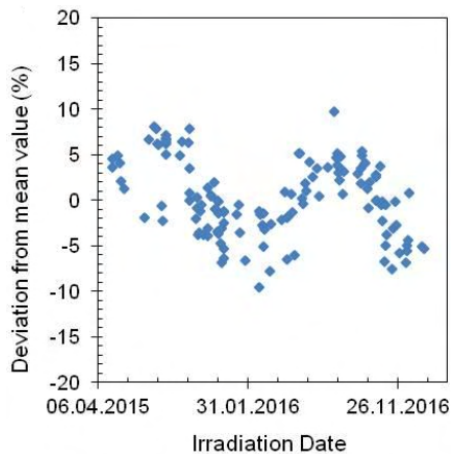
2.2.1 Définition de la méthodologie de conception :

Le détecteur d'électrons utilisé ici comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, fait l'objet d'un dépôt de brevet il ne sera donc pas présenté. Néanmoins, les caractéristiques physiques que nous avons utilisées dans notre étude sont présentées dans le tableau (Tableau.2.1). En radiothérapie "flash", la quantité de doses est très dépendante du temps de réponse du détecteur. Ainsi, pour le monitoring et le contrôle des quantités de doses supérieures à plusieurs dizaines de grays, le détecteur doit être ultra-rapide (choix des détecteurs semi-conducteurs $t_r \approx$ ps), linéaire, et capable de fonctionner à flux élevé.

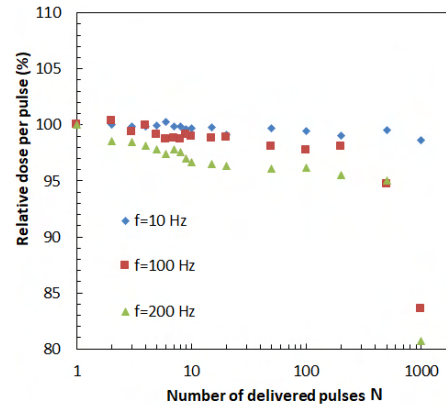
2.2.2 Expérimentations, tests et validations des dispositifs

Les tests d'expérimentations et validations ont été réalisés en laboratoire. Les cartes, après conceptions et réalisations ont été testées. Les moyens utilisés

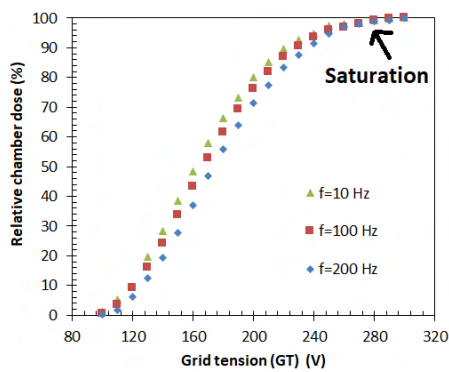
2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



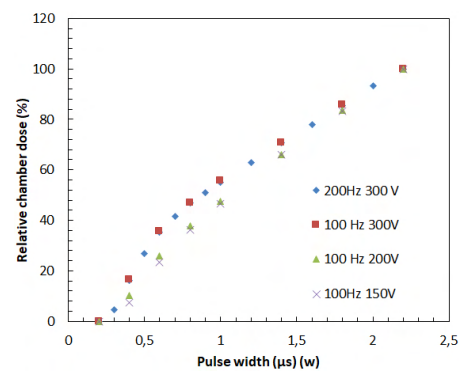
(a) Mesure de dose à la sortie du LINAC sur une durée de 7 mois.



(b) Instabilité de la réponse pour une largeur d'impulsion de $2.2 \mu\text{s}$. Réduction de la dose lorsque la fréquence et le nombre d'impulsions augmente.



(c) Pour une largeur d'impulsion de $2.2 \mu\text{s}$, augmentation de la dose lorsque la tension de grille augmente. La saturation est observée à partir de 300 V.



(d) Augmentation de la dose en fonction de la largeur de l'impulsion.

FIGURE 2.4 – Mesures de doses réalisées par le Service d'Oncologie médicale et le Service de radio oncologie du CHUV avec le détecteur Advance-Marcus [6].

pour les tests seront présentés dans les sections qui suivent.

2.3 Application aux grandes valeurs de capacités.

Au chapitre 1, nous avons présenté les conditions pour le fonctionnement d'un "front-end" en mode courant. Nous nous sommes particulièrement attachés sur :

- L'impédance d'entrée qui doit avoir une faible valeur (voir Figure.1.27).
- La bande passante qui doit être la plus large possible (voir Figure.1.29).

Les amplificateurs généralement utilisés en électronique sont construits autour des semi-conducteurs tels que les transistors bipolaires (BJT) et les transistors MOS (MOSFET et JFET).

Les courbes de la figure (Figure.2.5) montrent l'évolution du courant en fonction de la tension appliquée (V_{BE} , V_{GS}) pour différents transistors. L'impédance

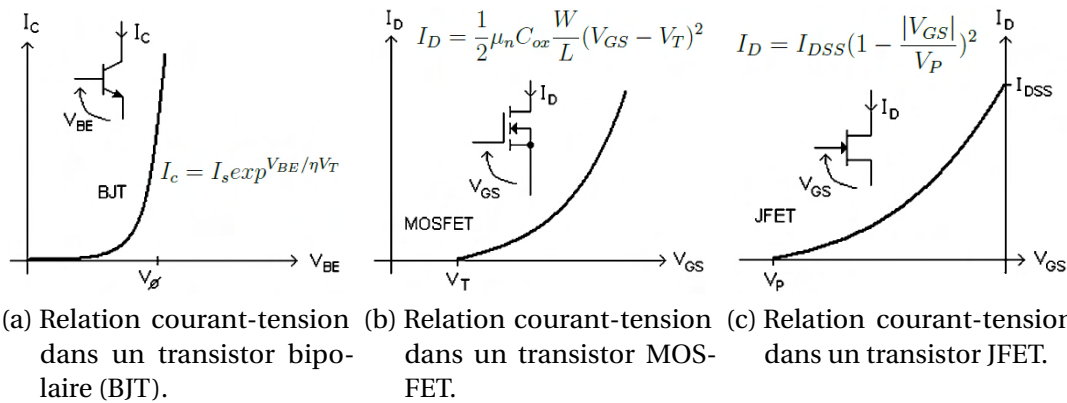


FIGURE 2.5 – Relation courant-tension dans les transistors généralement utilisés en électronique.

d'entrée d'un préamplificateur est liée à la transconductance [7] [8]. L'objectif est de choisir le transistor qui offre la transconductance la plus élevée. Une évaluation comparative des transconductances pour différents transistors est présentée à la figure (Figure.2.6).

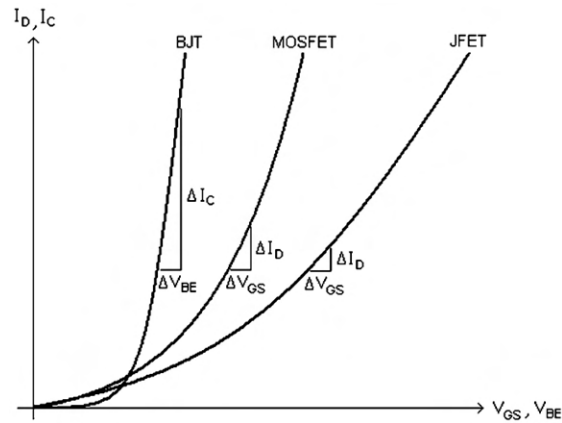


FIGURE 2.6 – Evolution comparative des transconductances des transistors. Le transistor bipolaire (BJT) présente une transconductance beaucoup plus élevée que les autres semi-conducteurs (MOSFET et JFET).

La transconductance notée g_m d'un transistor, est le rapport entre la variation du courant de sortie et la variation de la tension d'entrée. Elle est définie par :

$$g_m \approx \frac{\Delta I}{\Delta V} \quad (2.1)$$

La transconductance du transistor BJT est 6 fois plus élevée que celle du transistor MOSFET [9]. Pour une implémentation sur carte PCB, nous avons dans un premier temps choisi les transistors BJT.

2.3.1 Carte 1 : le montage base commune

La structure de base généralement utilisée, pour la lecture du courant de sortie d'un détecteur en fonctionnement fort flux est la structure base commune (voir Figure.2.7). Le détecteur est connecté à l'émetteur du transistor d'entrée T9 (BFT92). Grâce à la faible impédance d'entrée de ce type de montage, l'approximation suivante est vérifiée $i_E \approx i_1$. Le miroir de courant constitué par T10 et T11 (BCV61 pour le type P, BCV62 pour le type N), se chargera d'établir la relation $i_1 = i_2$. Par la suite, un transimpédance se charge de réaliser la conversion courant-tension.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

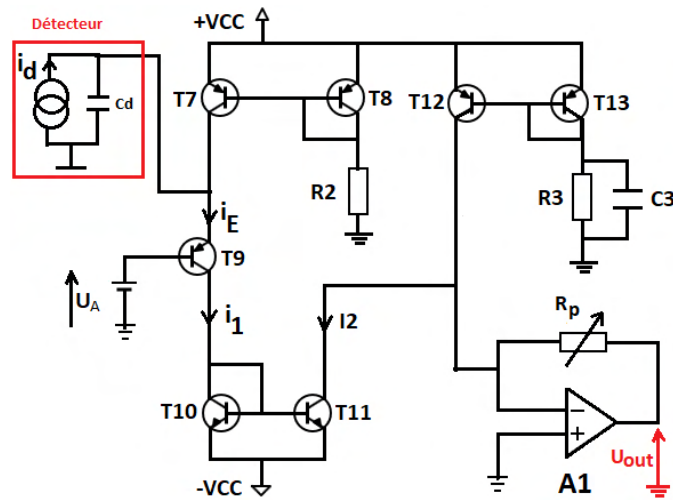


FIGURE 2.7 – Le montage base commune.

Etude fréquentielle Le modèle petit signal de ce circuit est présenté par les circuits des figures (Figure.2.8a) & (Figure.2.8b). De manière générale, l'impédance d'entrée est définie par la relation suivante :

$$Z_e = \frac{V_e}{I_e} \quad (2.2)$$

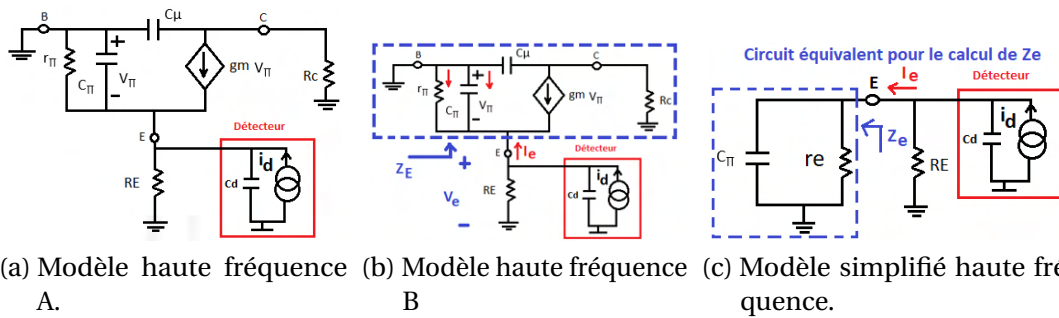


FIGURE 2.8 – Schéma petit signal du montage base commune en haute fréquence [10].

Commençons tout d'abord par analyser ce circuit. Pour $V_e = V_\pi$, l'application du théorème de Kirchoffs au noeud E (voir Figure.2.8b), permet d'obtenir :

$$I_e = \frac{V_e}{r_\pi} + \frac{V_e}{\frac{1}{sC_\pi}} - g_m v_\pi = V_e \left[\frac{1}{r_\pi} + sC_\pi + g_m \right] \quad (2.3)$$

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

$$= V_e \left[\frac{1 + g_m r_\pi}{r_\pi} + sC_\pi \right] \quad (2.4)$$

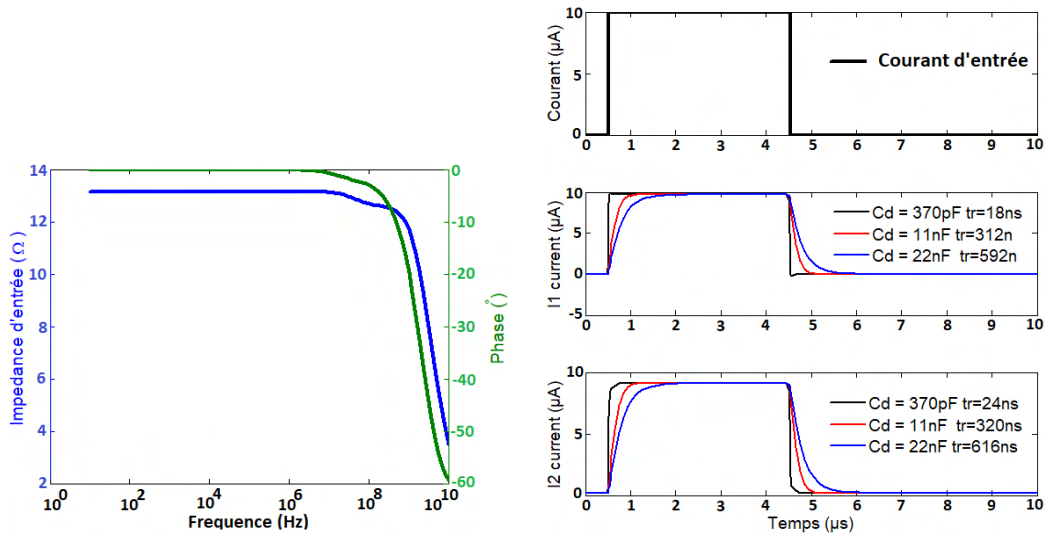
$$Z_e = \frac{V_e}{I_e} = \frac{V_e}{V_e \left[\frac{1 + g_m r_\pi}{r_\pi} + sC_\pi \right]} = \frac{1}{\left[\frac{1 + g_m r_\pi}{r_\pi} + sC_\pi \right]} \quad (2.5)$$

$$= \frac{1}{\left[\frac{1}{\frac{r_\pi}{1 + g_m r_\pi}} + \frac{1}{sC_\pi} \right]} = \left[\frac{r_\pi}{1 + g_m r_\pi} \right] \parallel \left(\frac{1}{sC_\pi} \right) \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) correspond à l'association d'une résistance en parallèle avec une capacité (voir Figure.2.8c). R_E est la partie DC de l'impédance d'entrée, elle a pour expression :

$$R_E = \frac{r_\pi}{1 + g_m r_\pi} \leftrightarrow \text{pour } g_m r_\pi > 1, R_E = \frac{1}{g_m} \quad (2.7)$$

g_m correspond à la transconductance du transistor T9. La figure (Figure.2.9a) montre la réponse fréquentielle de l'impédance d'entrée. La figure (Figure.2.9b) présente la réponse temporelle du circuit pour un courant de sortie du détecteur (i_d) égale à $10 \mu A$.



(a) Réponse fréquentielle. Tracé de l'impédance d'entrée du montage base commune; la valeur DC de l'impédance d'entrée est de $R_{in} = 13.16 \Omega$, à $\phi = 0^\circ$
 (b) Réponse temporelle. L'augmentation de la capacité du détecteur a pour effet l'augmentation du temps de réponse du circuit.

FIGURE 2.9 – Impédance d'entrée et réponse du montage base commune.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

Comme le montre la courbe de la figure (Figure.2.9b), ce circuit ne permet pas d'obtenir un temps de réponse de 22 ns pour une capacité de détecteur de 22 nF. Ceci est dû à la constante de temps $\tau = R_E \times (C_\pi + C_d)$ élevée. L'une des solutions est de concevoir un circuit capable de réduire davantage la valeur de l'impédance d'entrée.

Notre choix s'est donc porté sur le montage Boost construit autour d'un amplificateur différentiel monté en régulation (voir Figure.2.10). Commençons tout d'abord par analyser le montage de la figure (Figure.2.10b), et déterminons l'impédance d'entrée du circuit [11]. Le courant I_0 est déterminé avec la relation suivante.

$$I_0 = (-AV_X - V_X)g_{m9} \quad (2.8)$$

D'autre part, le courant traversant la résistance r_0 est équivalent à : $\frac{(R_C I_X - V_X)}{r_0}$. De plus, en appliquant le théorème de Kirkchoff à l'émetteur de T9, et en considérant nulle le courant d'entrée de la borne négative de l'amplificateur différentiel, on obtient :

$$I_0 + \frac{(R_C I_X - V_X)}{r_0} + I_X = 0 \quad (2.9)$$

D'autres part :

$$I_0 = g_{m9}((R_C I_X)A - V_X) \quad (2.10)$$

$$\frac{V_X}{I_X} = R_{in} = \frac{R_C + r_0}{1 + (A + 1)g_{m9}r_0} \quad (2.11)$$

Pour $r_0 \gg R_C$

L'équation (2.11) devient :

$$\frac{V_X}{I_X} = R_{in} = \frac{1}{(A + 1)g_{m9}} \quad (2.12)$$

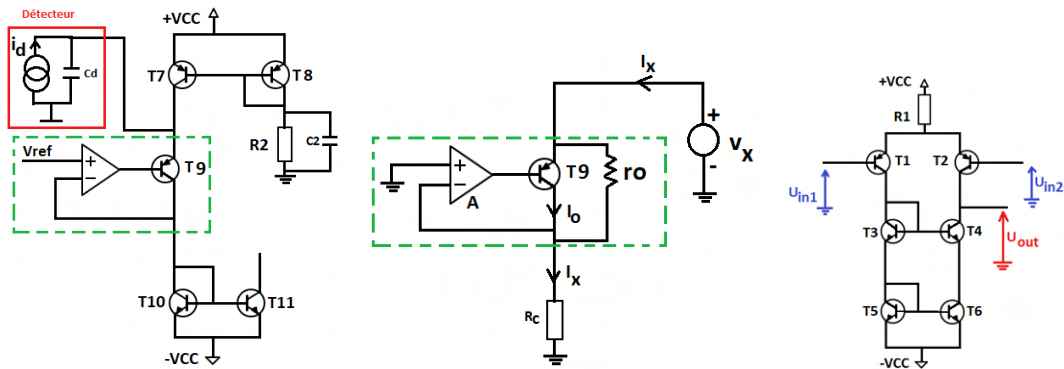
Cette relation montre bien que l'impédance d'entrée de l'amplificateur base commune est divisée par A (Gain de l'amplificateur différentiel). La figure (Figure.2.11a) montre l'étude fréquentielle de l'amplificateur différentiel de la figure (Figure.2.10c).

Le gain DC de l'amplificateur différentiel de la figure (Figure.2.11a) est A = 59.48 dB qui correspond à une valeur A = 942 pour une phase nulle. La résistance d'entrée du montage de la figure (Figure.2.7) se trouve réduite à $r_{inBoost} = r_{in} \text{ Base commune} / 942$.

La figure (Figure.2.11b) montre l'analyse fréquentielle de l'impédance d'entrée. Le montage de la figure (Figure.2.12) est celui du transimpédance complet construit autour d'un amplificateur monté en régulation. La figure (Figure.2.13)

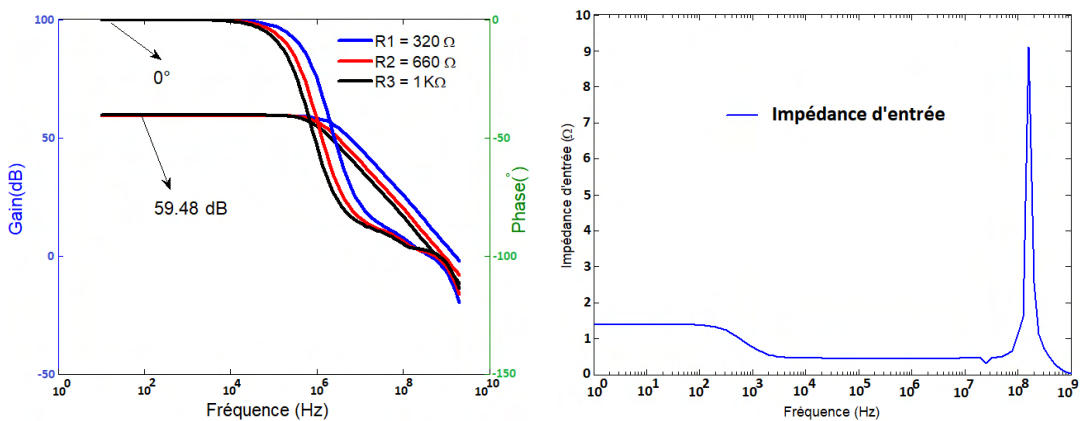
2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

est la réponse de l'électronique pour un courant de sortie du détecteur égale à $10 \mu\text{A}$.



(a) Montage Gain boost (b) Modèle petit signal du montage gain boost. (c) Structure de l'amplificateur différentiel utilisé.

FIGURE 2.10 – Schéma du montage boost construit autour d'un amplificateur différentiel monté en régulation. Le modèle petit signal ainsi que l'amplificateur différentiel sont aussi présentés.



(a) Gain et phase de l'amplificateur différentiel Figure.2.10c. (b) Impédance d'entrée du montage gain boost. La résistance DC est égale à 1.2Ω .

FIGURE 2.11 – Gain et Phase de l'amplificateur différentiel. L'impédance d'entrée du montage gain boost est aussi présentée.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

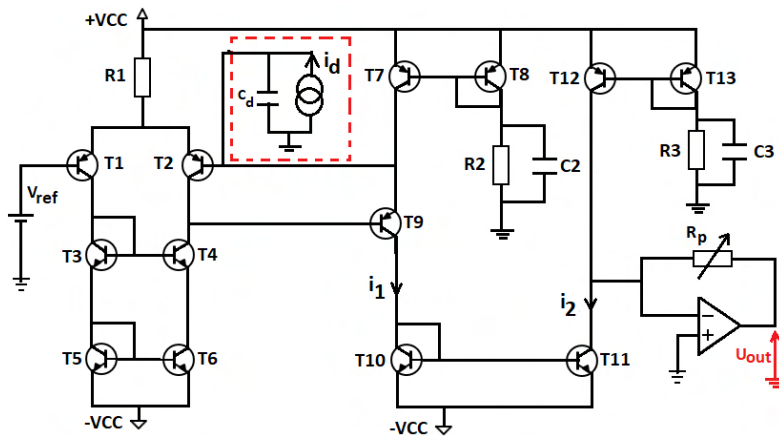


FIGURE 2.12 – Montage complet du transimpédance boost.

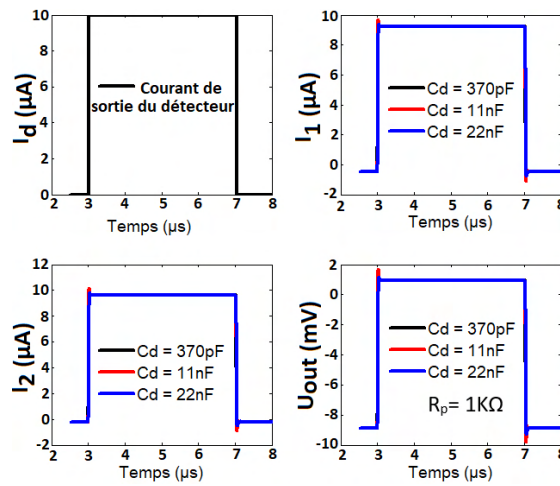


FIGURE 2.13 – Réponse du montage de la figure (Figure.2.12) avec $I_d = 10 \mu A$.

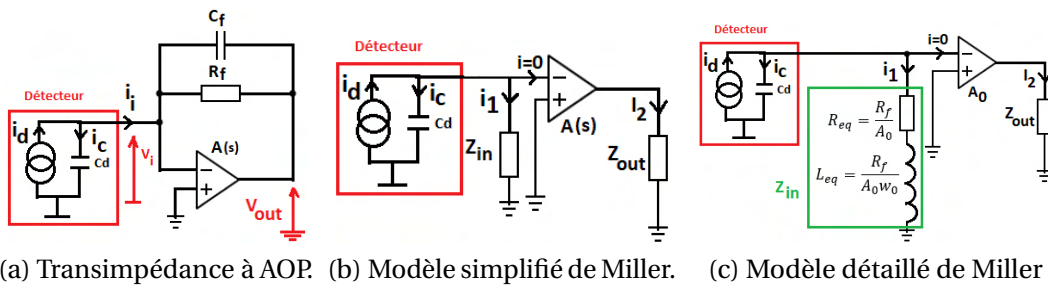


FIGURE 2.14 – Transimpédance et équivalence dans la configuration de Miller [13].

2.3.2 Carte 2 : le transimpédance à AOP

Le courant provenant d'un détecteur de particules peut aussi être converti en tension, grâce au montage transimpédance construit autour d'un amplificateur opérationnel. Le bouclage est réalisé entre la borne de sortie et la borne dite inverseuse (-), par l'intermédiaire d'une résistance telle que le présente la figure (Figure.2.14a). Lorsque le détecteur est connecté à ce type d'architecture, la tension de sortie devient instable (présence d'oscillations pseudo-périodiques). L'analyse du modèle de Miller de la figure (Figure.2.14b) permet de déterminer l'impédance d'entrée du préamplificateur. Laquelle est déterminée par la relation (2.13) [12].

$$Z_{in}(s) = \frac{R_f}{1 + A(s)} \quad (2.13)$$

$A(s)$ est le modèle de l'amplificateur opérationnel dans le domaine de Laplace. Il a pour expression :

$$\frac{V_{out}}{V_i}(s) = A(s) = \frac{A_0}{1 + \frac{s}{w_0}} \quad (2.14)$$

w_0 est sa pulsation de coupure. Cependant, en remplaçant (2.14) dans (2.13), on obtient la relation suivante :

$$Z_{in} = \frac{R_f}{A_0} + j \frac{w.R_f}{A_0.w_0} \quad (2.15)$$

D'autre part, (2.15) peut être séparé en deux composantes à savoir :

- Une composante DC d'expression $R_{eq} = \frac{R_f}{A_0}$
- Une inductance virtuelle d'expression $L_{eq} = \frac{R_f}{A_0.w_0}$

C'est pourquoi, le raccordement du détecteur de capacité C_d à ce préamplificateur, constituera un circuit RLC (R_{eq} , L_{eq} , C_d) (voir Figure.2.14c). Lequel sera caractérisé par sa fréquence de résonance $f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{eq}.C_d}}$, et son facteur

de qualité $Q = \frac{1}{R_{eq}} \cdot \sqrt{\frac{L_{eq}}{C_d}}$, tous les deux liés à la capacité C_d du détecteur.

Réponse fréquentielle du système Si ce facteur de qualité $Q > 1/2$ alors, on constate l'apparition d'ondes pseudo-périodiques. Une analyse de la stabilité est donc nécessaire (voir Figure.2.15a). Elle s'effectue par l'analyse des courbes de la fonction de transfert de la figure (Figure.2.15b). Comme nous pouvons le constater, la pente de la fonction de transfert de l'amplificateur opérationnel (-20 dB/decade), est opposée à celle de la pente de la fonction de transfert de la boucle de contre-réaction +20 dB/decade. Dans cette confi-

guration, le système est instable, il oscillera. Dans ces conditions, il existe

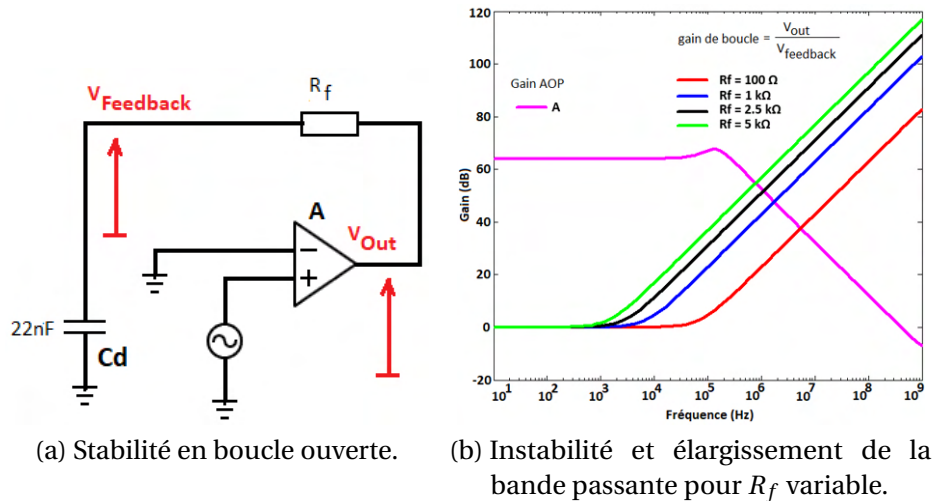


FIGURE 2.15 – Etude de la stabilité du système

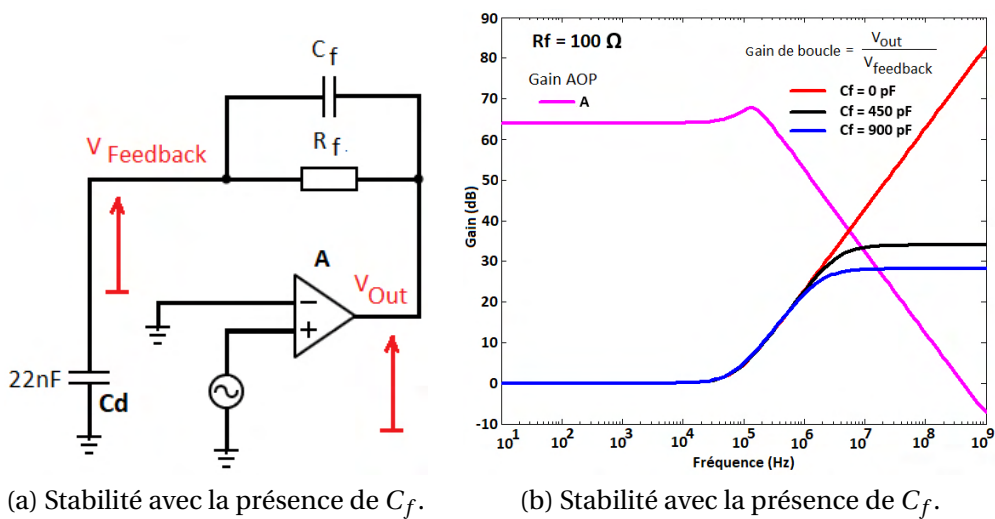


FIGURE 2.16 – Etude de la stabilité avec C_f

plusieurs techniques permettant de rendre le système stable (passage au régime apériodique). On peut citer : en premier lieu l'ajout d'un condensateur en contre-réaction, et ensuite l'ajout d'une résistance de grande valeur en entrée pour augmenter le facteur d'amortissement.

Dans notre cas, nous avons opté pour l'ajout d'un condensateur en contre-réaction C_f . La deuxième solution a pour conséquence de ramener plus de bruit thermique que le ferait un condensateur en contre-réaction. L'analyse du circuit de la figure (Figure.2.16a) permet le tracé des courbes de la figure (Figure.2.16b). L'augmentation de la valeur de C_f a pour effet de modifier la courbure du gain de boucle, entraînant le système vers la stabilité. L'impédance d'entrée du système est calculée à partir de l'expression suivante :

$$Z_i(s) = \frac{V_i}{I_d}(s) = \frac{-V_{out}(s)}{A(s).I_d(s)} \leftrightarrow Z_i(s) = \frac{\frac{R_f}{1+A_0} \frac{(s+\omega_0)(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}}{s^2 + s \frac{1+\omega_0[C_d+(1+A_0)C_f]R_f}{(C_d+C_f)R_f} + \frac{\omega_0(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}} \quad (2.16)$$

Elle possède trois composantes à savoir :

- Une composante DC Z_{i1} qui est indépendante de la fréquence et définie par :

$$Z_{i1} = \frac{R_f}{(1+A_0)} \approx \frac{R_f}{A_0} \quad (2.17)$$

- Deux composantes (Z_{i2} & Z_{i3}) qui dépendent de la fréquence et définies par les deux équations qui suivent :

$$Z_{i2}(s) = \frac{\frac{s(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}}{s^2 + s \frac{1+\omega_0[C_d+(1+A_0)C_f]R_f}{(C_d+C_f)R_f} + \frac{\omega_0(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}} \quad (2.18)$$

$$Z_{i3}(s) = \frac{\frac{\omega_0(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}}{s^2 + s \frac{1+\omega_0[C_d+(1+A_0)C_f]R_f}{(C_d+C_f)R_f} + \frac{\omega_0(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}} \quad (2.19)$$

La figure (Figure.2.17) présente l'impédance d'entrée du système. Pour des fréquences basses, $10 \text{ Hz} < F < 100 \text{ kHz}$, la valeur de la phase est nulle. Le système voit donc une résistance pure d'expression $R_i = \frac{R_f}{A_0}$. Cette résistance est égale à $-23,36 \text{ dB}\Omega$ pour une phase = 0° . Celle-ci correspond donc à une résistance de valeur $R_i = 0.07 \Omega$. La faible valeur de cette résistance (court-circuit) force la circulation des charges générées dans le détecteur vers l'amplificateur et non dans la capacité du détecteur C_d .

Réponse temporelle du système L'analyse du circuit (Figure.2.14a) permet de déterminer la relation entre le courant d'entrée et la tension de sortie, et également l'impédance d'entrée réelle du circuit [14]. Le courant de sortie du détecteur peut être obtenu à travers l'expression suivante :

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

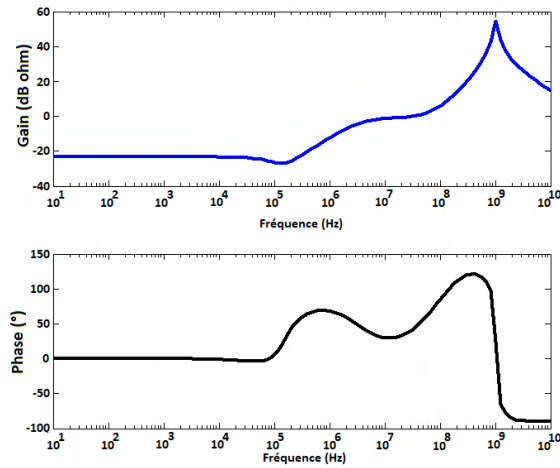
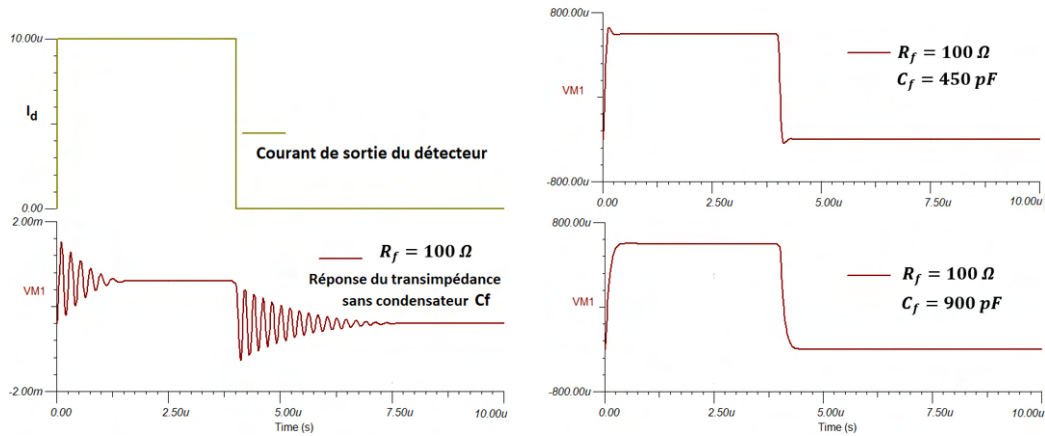


FIGURE 2.17 – Impédance d'entrée du circuit de la figure (Figure.2.14a). Tracé pour $R_f = 100 \Omega$.



(a) Sans condensateur C_f , Le système est instable. $R_f = 100 \Omega$. (b) Le système retrouve sa stabilité à mesure que C_f augmente. $R_f = 100 \Omega$.

FIGURE 2.18 – Réponse temporelle du système.

$$i_d = i_c + i_i \leftrightarrow I_d = \frac{V_i}{C_d} + \frac{V_i - V_{out}}{\frac{1}{R_f} + sC_f} \quad (2.20)$$

En remplaçant (2.14) dans (2.20) obtient :

$$\frac{V_{out}}{I_d}(s) = R_f \cdot \frac{\frac{-A_0}{(1+A_0)} \frac{\omega_0(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}}{s^2 + s \frac{1+\omega_0[C_d+(1+A_0)C_f]R_f}{(C_d+C_f)R_f} + \frac{\omega_0(1+A_0)}{(C_d+C_f)R_f}} \quad (2.21)$$

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

D'après l'équation (2.21) la réponse du système est semblable à celle d'un système du second ordre. Les figures (Figure.2.18a) & (Figure.2.18b) montrent les réponses du système à un courant de forme impulsion d'amplitude $10 \mu\text{A}$ et de durée $4 \mu\text{s}$. On constate que les oscillations sont atténuées à mesure que l'on augmente C_f . Afin de satisfaire les conditions de rapidité (temps de réponse, dépassement acceptable), une valeur de $C_f = 470 \text{ pF}$ a été choisie.

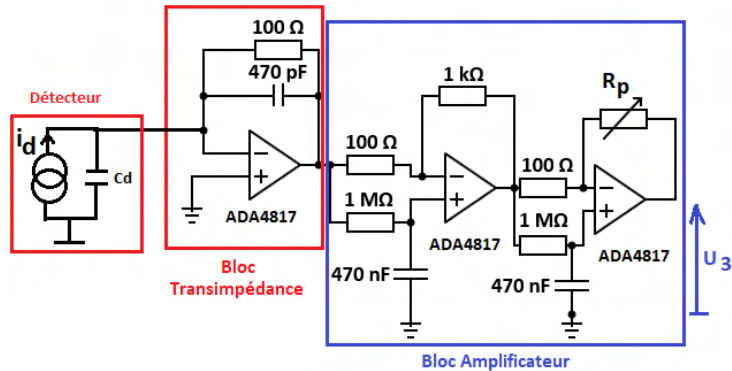


FIGURE 2.19 – Montage transimpédance avec rajout d'un bloc d'amplification.

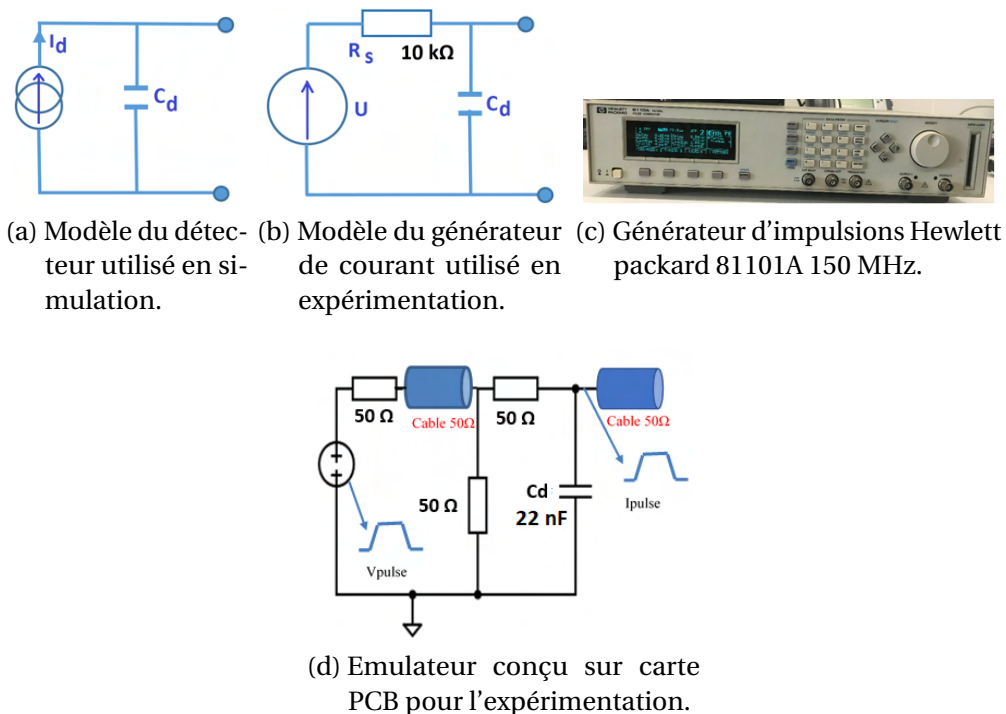
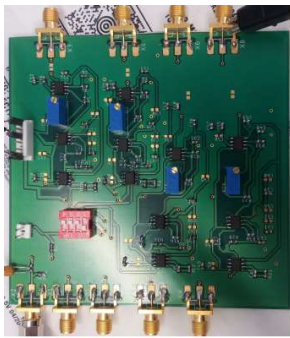


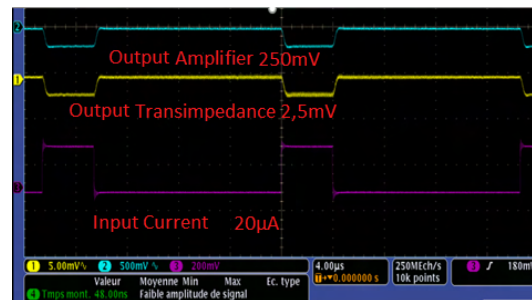
FIGURE 2.20 – Modèle électrique utilisé pour émuler le détecteur.

2.3.3 Expérimentation test et validation

Un bloc amplificateur réglable (en modifiant R_p) a été rajouté au montage transimpédance, afin d'obtenir un niveau de tension acceptable à l'entrée du trigger de Schmitt (Figure.2.19). Le modèle électrique utilisé pour émuler le courant de sortie du détecteur est celui de la figure (Figure.2.20). La source de courant dans le modèle de Thévenin est équivalente à une source de tension en série avec une résistance de grande valeur (voir Figure.2.20a et Figure.2.20b). Les impulsions ont été créées à l'aide du générateur d'impulsions de la figure (Figure.2.20c). Le schéma de la figure (Figure.2.19) a été conçu sur une carte à circuit imprimé. Cette carte a par la suite été émulée afin de vérifier son fonctionnement ainsi que sa linéarité. Les figures (Figure.2.21a) et (Figure.2.21b) présentent la carte électronique ainsi que la réponse de l'électronique à une impulsion de courant de $20 \mu A$.



(a) Carte PCB conçue. Elle possède quatre voies (quatre entrées et quatre sorties).

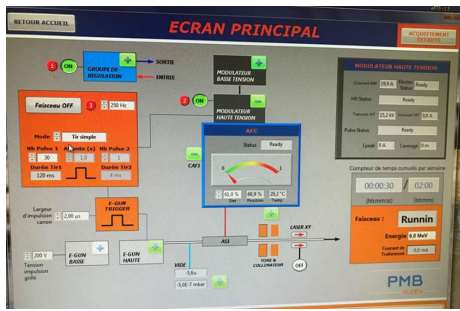


(b) Réponse d'une voie à une impulsion de courant dont la durée est de $4 \mu s$. L'impulsion de signal est obtenue grâce au modèle (Figure.2.20b) et à l'émulateur de la figure (Figure.2.20c). ($C_d = 22 \text{ nF}$).

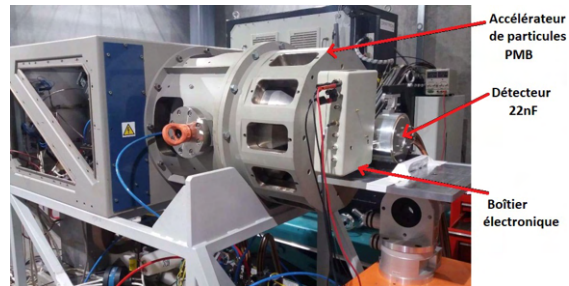
FIGURE 2.21 – Image de la carte PCB et résultat expérimental avec $I_d = 20 \mu A$.

Test : utilisation des rayons X cas de PMB Alcen. La carte électronique (voir Figure.2.21a) ainsi que le détecteur ont été testés dans un environnement radiatif grâce à l'utilisation des rayons X. Ces rayons X sont produits grâce à l'accélérateur de particules de la société PMB du groupe Alcen. Les figures (Figure.2.22a), (Figure.2.22b), (Figure.2.23) présentent respectivement l'écran de contrôle de la machine, l'accélérateur de particules, et la réponse de notre détecteur connecté à la carte électronique.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



(a) Ecran de contrôle du Linac.



(b) Linac, détecteur, boîtier électronique.

FIGURE 2.22 – Ecran de contrôle et accélérateur de particules.

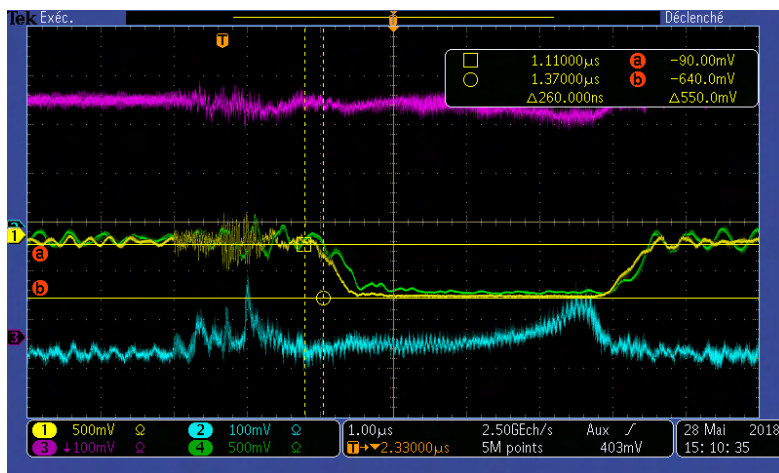


FIGURE 2.23 – Réponse de la carte électronique et du détecteur ($C_d = 22$ nF) aux rayons X. Largeur d'impulsion 4μ s. Les quatre courbes sont les réponses aux quatre voies du détecteur. La forme des signaux est fonction de l'exposition du détecteur aux rayons X. L'ajout de plusieurs étages d'amplification (Figure.2.19) a eu pour conséquence d'augmenter le temps de réponse. Ainsi, on passe de 47 ns pour le schéma de la figure (Figure.2.14a) à 260 ns pour le schéma de la figure (Figure.2.19). L'amplitude des signaux (couleur verte et jaune) est de 550 mV.

Test : utilisation des électrons cas du CHUV de Lausanne. Le circuit électronique ainsi que le détecteur ont par la suite été testés au CHUV de Lausanne au sein du service d'oncologie. L'objectif de ces essais était de contrôler le fonctionnement du LINAC par le comptage du nombre d'impulsions et aussi

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

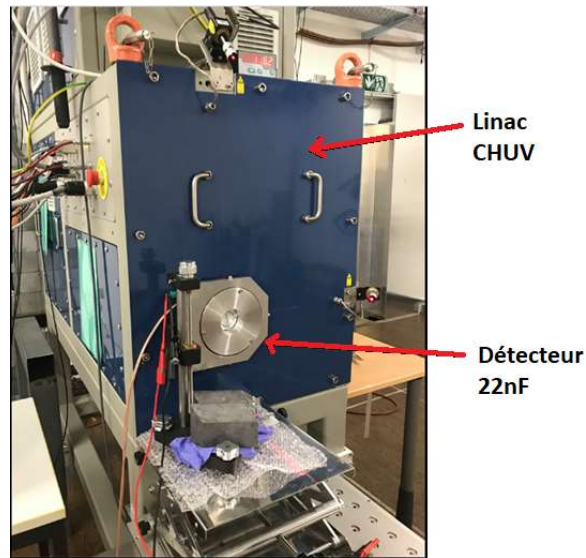


FIGURE 2.24 – Accélérateur d'électrons utilisé par le CHUV de Lausanne, dans le cadre du traitement du cancer par la méthodologie "flash".

	T 1									
Pulse rate ⁻¹	20	40	60	80	100	120	140	160	180	200
Tension de grid	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300
Pulse duration	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs

TABLEAU 2.2 – Le nombre d'impulsions a été fixé à 10 pour une durée totale (Total delivery time) de 200 ms.

	T 2											
Pulse rate ⁻¹	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
Tension de grid	0	100	120	140	160	180	200	220	240	260	280	300
Pulse duration	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs	2μs

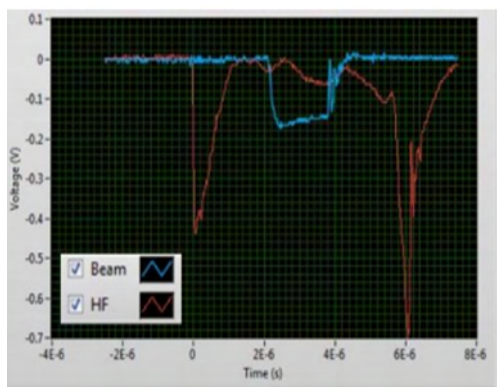
TABLEAU 2.3 – Le nombre d'impulsions a été fixé à 10 pour une durée totale (Total delivery time) de 200 ms.

de vérifier la linéarité du signal à la sortie du détecteur (voir Figure.2.3). La figure (Figure.2.24) montre l'image de l'accélérateur de particules haute dose d'électrons utilisé au CHUV de Lausanne pour le traitement du cancer. L'accélération des électrons à la sortie du LINAC, est réalisée grâce à l'utilisation d'un signal RF. Elle se déroule en trois phases. Tout d'abord, l'ouverture du canon, ensuite la sortie des électrons hors de la fenêtre, et enfin la fermeture du canon. Ce processus est décrit à la figure (Figure.2.25). Plusieurs essais ont été réalisés

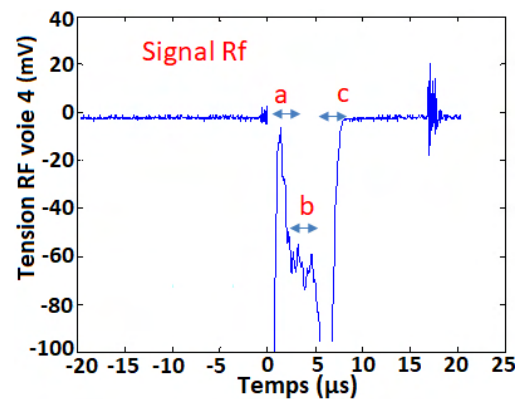
2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

	T3													
Pulse rate ⁻¹	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
Tension de grid	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300
Pulse duration	0.3µs	0.5µs	0.7µs	0.9µs	1.3µs	1.7µs	2.1µs	2.5µs	2.5µs	2.9µs	3.3µs	3.7µs	4µs	

TABLEAU 2.4 – Le nombre d'impulsions a été fixé à 10 pour une durée totale (Total delivery time) de 200 ms.



(a) Image de l'interface plot Labview utilisée par le CHUV. En rouge le signal RF et en Bleu le courant d'électrons du LINAC.

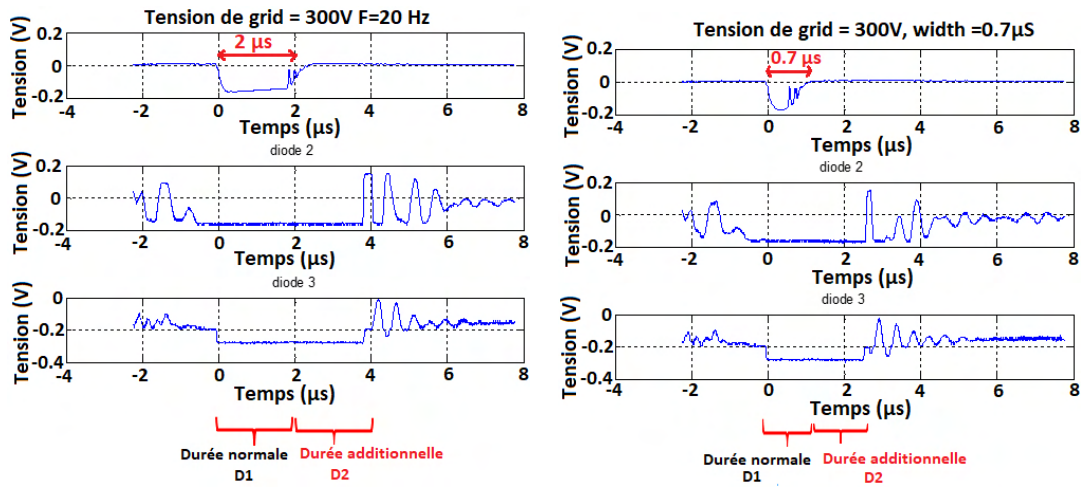


(b) Acquisition du signal Rf au travers d'un oscilloscope. On distingue trois zones à savoir : "a" correspond à la durée d'ouverture du canon; "b" durée pendant laquelle les électrons sortent du LINAC; "c" durée de fermeture du canon.

FIGURE 2.25 – Analyse du signal RF du CHUV de Lausanne.

selon le format de la figure (Figure.2.2) et pour les configurations des tableaux (Tableau.2.2), (Tableau.2.3) et (Tableau.2.4). Pour tous ces cas, l'électronique a présenté une saturation (voir Figure.2.26a & Figure.2.26b). Une durée additionnelle apparaît sur la durée du signal normal (saturation de l'électronique). La figure (Figure.2.27) est la courbe de linéarité tracée en configuration saturation. Elle montre le temps additionnel qui se crée pour les différentes largeurs d'impulsions. Pour des raisons de saturation, la configuration de la carte électronique utilisée ne permet pas de vérifier la linéarité de la réponse du circuit. Néanmoins, nous avons réussi à compter le nombre d'impulsions. D'ailleurs, nous décrirons dans la section suivante une solution permettant de résoudre ce problème de saturation.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



- (a) Un flux de particules (électrons) dont la durée normale de 2 μs a été appliquée au détecteur (1^{ère} courbe du haut vers le bas). A cause de la saturation de l'électronique, on constate l'apparition d'un temps additionnel de 1.8 μs .
- (b) Un flux de particules (électrons) dont la durée normale de 0.7 μs a été appliquée au détecteur (1^{ère} courbe du haut vers le bas). A cause de la saturation de l'électronique, on constate l'apparition d'un temps additionnel de 1.6 μs .

FIGURE 2.26 – Réponse de l'électronique pour des flux de particules de durée 2 μs et 0.7 μs .

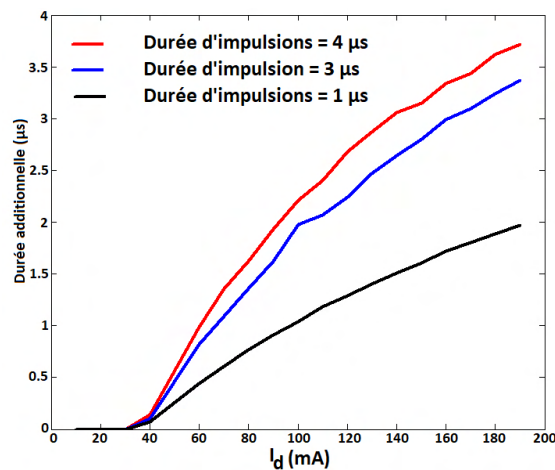


FIGURE 2.27 – Courbe de linéarité en fonctionnement saturation. On constate que pour $I_d < 37$ mA, aucun temps additionnel n'est créé. A mesure que le I_d augmente, on constate une augmentation du temps additionnel.

2.3.4 Carte 3 : solution à la saturation de l'électronique

Dans la section précédente, l'électronique de conditionnement utilisée sature à cause du fort courant provenant du détecteur. L'une des solutions que nous avons proposées est de lire ce courant à travers une résistance de faible valeur ($\approx 1 \Omega$) afin de respecter le critère de rapidité. L'amplificateur est l'un des composants limitant le temps de réponse dans cette configuration. Une analyse plus fine de ses caractéristiques permet d'optimiser la réponse du système, par le calcul de la bande passante de l'amplificateur, nécessaire pour la réalisation de cette opération. Commençons tout d'abord, par analyser le circuit de la figure (Figure.2.28a) [15]. L'amplificateur, à première approximation, est défini

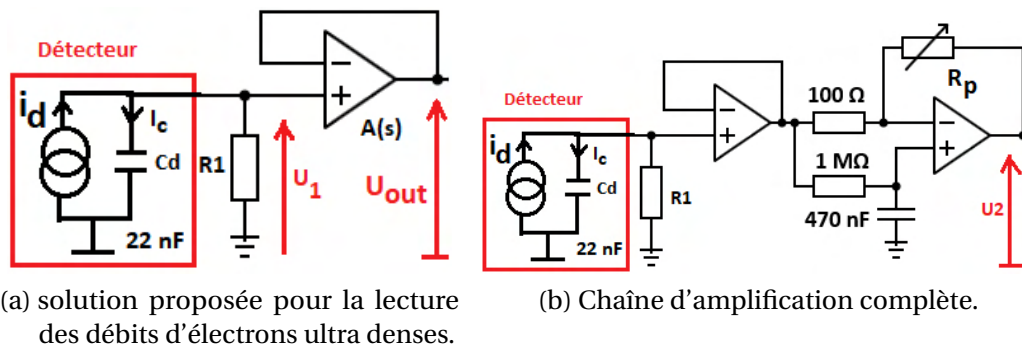


FIGURE 2.28 – Configuration de l'électronique en fonctionnement débit ultra dense et extrêmement court : Cas de la radiothérapie innovante.

par (2.13). La tension de sortie est liée à la tension d'entrée par la relation suivante.

$$U_{out}(s) = (U_1 - U_{out})A(s) \quad (2.22)$$

En remplaçant (2.13) dans (2.22) on obtient l'équation suivante.

$$\frac{U_{out}}{U_1}(s) = \frac{\frac{A_0}{1+A_0}}{1 + s \frac{\tau_0}{1+A_0}} \quad \text{avec } \tau_0 = 1/w_0 \quad (2.23)$$

Cette équation est caractérisée par sa constante de temps τ égale à :

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + A_0} \quad (2.24)$$

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

Avec $\tau_0 = \frac{1}{w_0}$. Généralement $A_0 \gg 1$ l'équation (2.24) devient alors :

$$\tau = \frac{1}{A_0 w_0} \quad (2.25)$$

$A_0 w_0$ est appelé produit gain bande. La réponse du système à un échelon unité en entrée, a pour expression (voir 1.53). Par conséquent, (2.23) devient :

$$U_{out}(t) \approx (1 - \exp\frac{-t}{\tau})u(t) \quad (2.26)$$

Considérons maintenant que pour $t = 5$ ns le signal se situe entre 1 et 5 % de la valeur finale. Pour $U_{out}(t) = 0.99 u(t)$, à l'aide de l'équation (2.26), calculons le produit gain bande.

$$\ln(1 - 0.99) = \frac{5ns}{\tau} \quad (2.27)$$

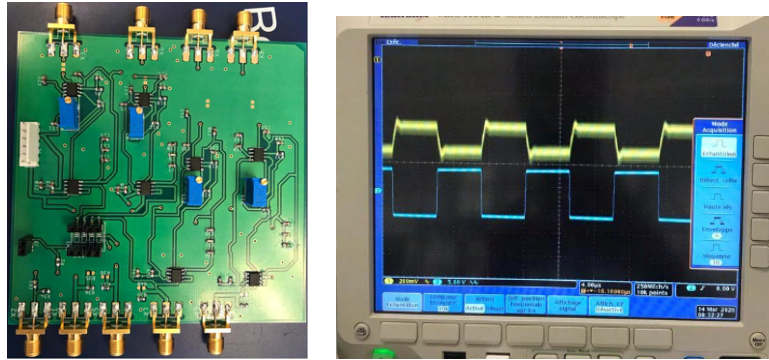
$$\tau = \frac{1}{A_0 w_0} = 1.084 \times 10^{-9} s \quad (2.28)$$

$A_0 w_0 = 0.922$ GHz ≈ 1 GHz. Cette configuration correspond à celle étudiée au chapitre 1 (voir Figure.1.27). La constante de temps τ_i d'entrée, est déterminée par la valeur de la capacité du détecteur C_d , et de la résistance R_1 . Par conséquent, le courant de sortie du détecteur est converti en tension grâce à la résistance R_1 . Celle-ci se retrouve en sortie grâce au bouclage négatif de l'AOP. La valeur de cette résistance R_1 a été fixée à 2.5Ω , et l'AOP référencé par ADA-4817 a été choisi. Le circuit de la figure (Figure.2.28b) a été développé sur carte PCB (voir Figure.2.29a), le résultat expérimental est présenté à la figure (Figure.2.29b).

Cette carte, par la suite, a été testée en environnement radiatif (voir Figure.2.2 pour la forme des impulsions) dans le même contexte que celui de la section précédente ($F = 100$ Hz, 10 pulses, durée totale 100 ms, largeur de l'impulsion $2 \mu s$, tension de grid = 300 V.) et les résultats sont présentés à la (Figure.2.30).

L'objectif de ces essais était dans un premier temps de compter les impulsions. Pour cette raison, 10 impulsions de largeur $2 \mu s$ ont été envoyée pendant une durée de 100 ms, à la fréquence 100 Hz, et pour une tension de grid = 300 V (voir Figure.2.30a et Figure.2.30b). La réponse du système est entourée de bruits, c'est pourquoi une analyse fréquentielle du signal a été réalisée (voir Figure.2.30c et Figure.2.30d). Dans un second temps, nous avons apprécié la largeur de l'impulsion en effectuant un zoom sur la tige numéro 3 des peignes (voir Figure.2.30a et Figure.2.30b). Le résultat est présenté à la figure (Figure.2.31). Aussi, un filtre à moyenne glissante a été appliqué à la réponse afin de mieux l'apprécier.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



(a) Carte PCB développée. (b) résultat expérimental. $I_d = 100 \mu\text{A}$ (courbe en bleu). La réponse de l'électronique (courbe en jaune) 200 mV.

FIGURE 2.29 – Carte électronique et résultat expérimental pour $I_d = 100 \mu\text{A}$.

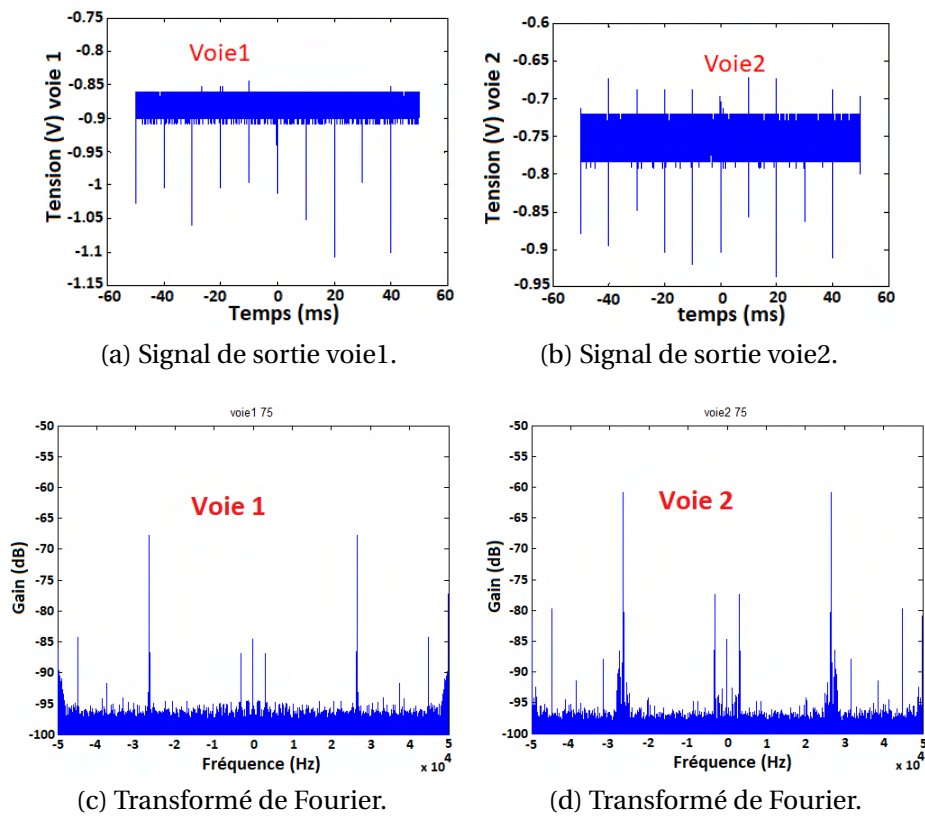
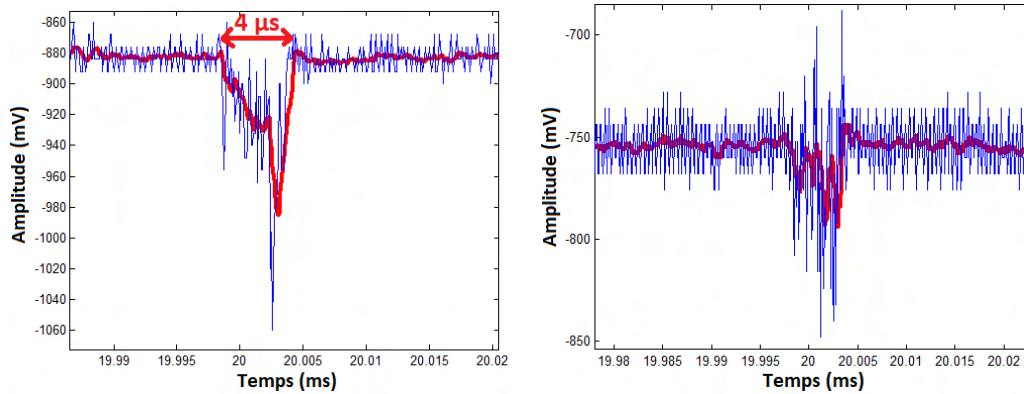


FIGURE 2.30 – Réponse de l'électronique ($C_d = 22 \text{ nF}$) et transformée de Fourier.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



(a) Zoom sur la tige numéro 3 du peigne (Figure.2.30a). En rouge l'application d'un filtre à moyenne glissante. (b) Zoom sur la tige numéro 3 du peigne (Figure.2.30b). En rouge l'application d'un filtre à moyenne glissante.

FIGURE 2.31 – Zoom sur l'impulsion et application du filtre.

2.4 Application aux faibles valeurs de capacités

2.4.1 Carte 1 : la lecture en courant :

Le détecteur de neutrons présenté au chapitre 1 (voir Figure.1.19a), a été utilisé pour la mesure d'électrons en radiothérapie "flash". Ses paramètres physiques, entre autres sa capacité, sa surface ($C_d = 270 \text{ pF}$, $S = 33 \text{ mm}^2$), sont différents de ceux du détecteur utilisé dans la section précédente ($C_d = 22 \text{ nF}$, $S = 2580,64 \text{ mm}^2$). L'analyse du circuit de la figure (Figure.2.32) a été réalisé afin de satisfaire aux conditions de rapidité et de gain ($t_r < 50 \text{ ns}$, $50 \mu\text{A} < i_d < 200 \mu\text{A}$).

Etude de la stabilité Les montages des Figures (Figure.2.32b et Figure.2.32c), ont été utilisés pour vérifier la stabilité du système. Ce qui a permis le tracé des courbes de gain et de phase de la figure (Figure.2.33). Pour $C_f = 0 \text{ F}$, la stabilité du circuit n'est pas satisfaite à cause de la pente de la fonction de transfert du système en boucle ouverte (+20 dB/decade) et une marge de phase $\psi_A = 3^\circ < 45^\circ$. L'augmentation de C_f a pour effet de modifier la pente du système en boucle ouverte modifiant ainsi la marge de phase $\psi_B = 74^\circ$ pour $C_f = 250 \text{ pF}$ et $\psi_C = 69^\circ$ pour $C_f = 500 \text{ pF}$ (voir Figure.2.33). Les paramètres de la figure (Figure.2.19) et la carte de la figure (Figure.2.21a) ont été utilisés pour ces mesures.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

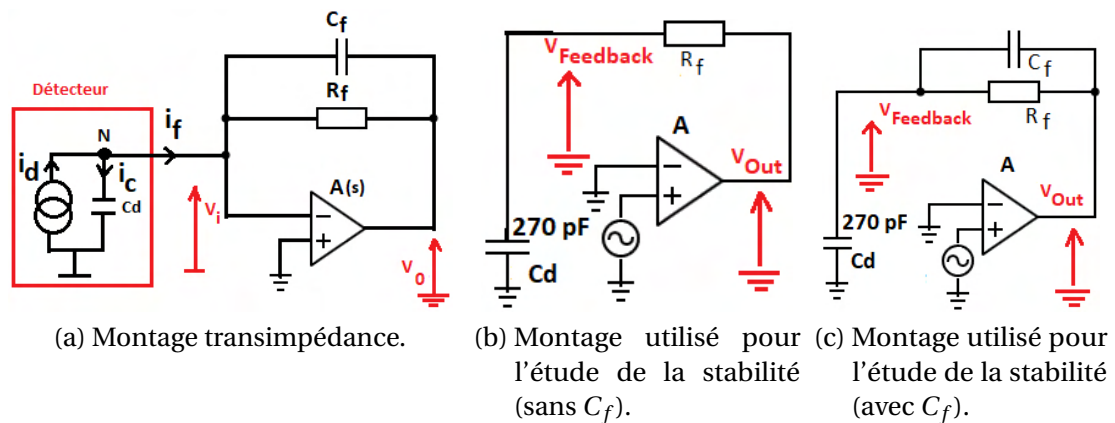


FIGURE 2.32 – Transimpédance et montage utilisé pour l'étude de la stabilité.

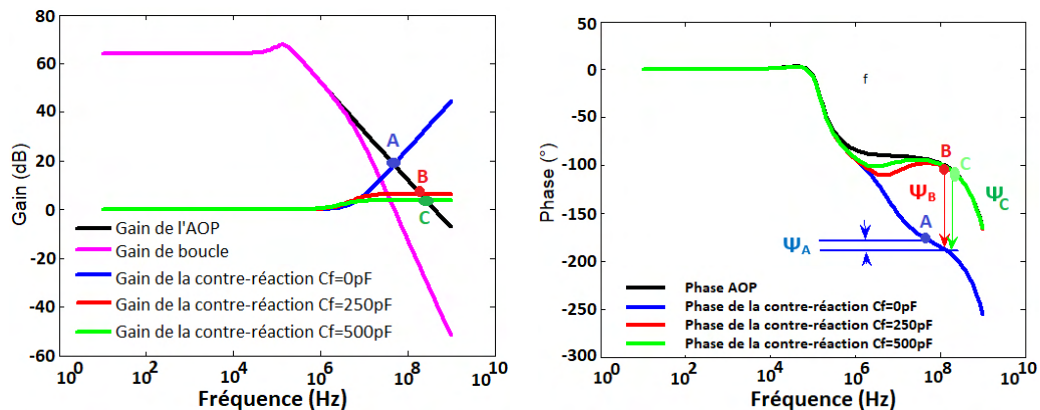


FIGURE 2.33 – Etude de la stabilité du TIA. Tracé du gain et de la phase.

Analyse temporelle de la réponse. Plusieurs essais ont été réalisés selon le format de la figure (Figure.2.2). Pour les configurations présentées dans les tableaux (Tableau.2.5a) & (Tableau.2.5b), aucune saturation du circuit électronique n'a été observée. L'objectif de ces essais était de compter le nombre d'impulsions reçu par le détecteur (Figure.2.34b). Ce signal est ensuite transmis à l'électronique de conditionnement et le résultat est présenté à la figure (Figure.2.34c). A cause des difficultés au niveau de l'acquisition du signal, la linéarité n'a pas été vérifiée. Il conviendra donc lors des prochaines mesures de réaliser ce travail.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

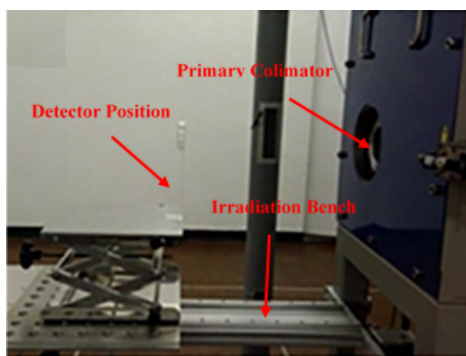
T 1				
Pulse rate ⁻¹ (Hz)	100	100	100	100
Tension de Grid (V)	140	180	220	260
Pulse duration	4μs	4μs	4μs	4μs

(a) Le nombre d'impulsion a été fixé à dix pour une durée totale (Total delivery time) de 200 ms.

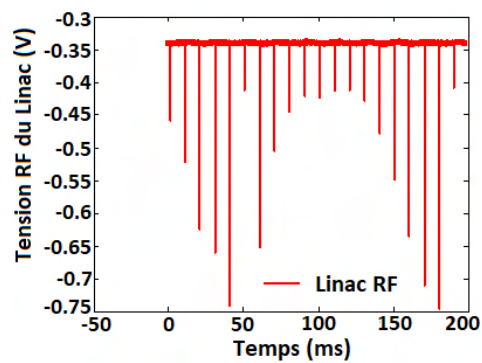
T 2		
Pulse rate ⁻¹ (Hz)	100	100
Tension de Grid (V)	300	300
Pulse duration	2μs	0.8μs

(b) Le nombre d'impulsion a été fixé à dix pour une durée totale (Total delivery time) de 200ms.

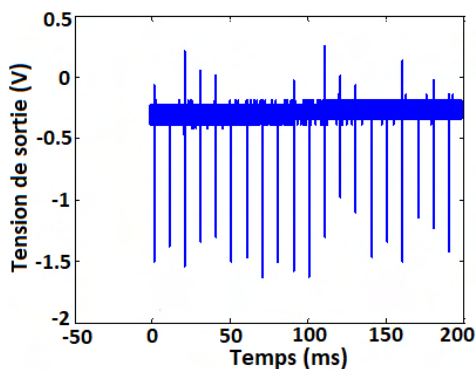
TABLEAU 2.5 – Paramètres de tests



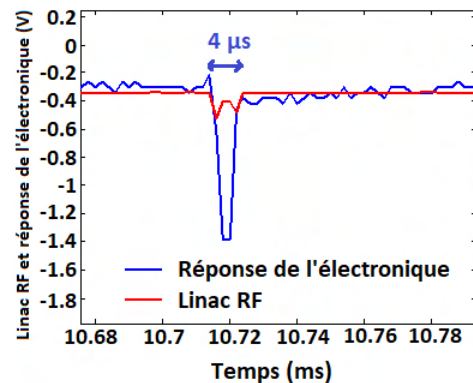
(a) Position du détecteur par rapport au LINAC.



(b) Signal RF du LINAC avec pour paramètre de conversion $1\text{ V} = -1\text{ A}$.



(c) Réponse de l'électronique. 20 impulsions ont été envoyées et observées.



(d) Zoom sur la tige N° 2 du peigne du signal RF et du signal de sortie de l'électronique.

FIGURE 2.34 – Présentation du LINAC et réponse de l'électronique. Width = 4 μs, pulse rate (100 Hz), tension de grid (140 V), total delivery time = 200 ms.

2.4.2 Carte 2 : la lecture en charge :

Le détecteur Advance-Markus et le "front-end" utilisé pour la mesure de dose "flash" tel que nous l'avons présenté à la figure (Figure.2.4), ne permettait la mesure pour des impulsions de largeur $\leq 0.5 \mu s$ (voir Figure.2.4d). C'est pourquoi nous avons changé d'architecture (choix du préamplificateur de charge). Le principe de fonctionnement est de convertir en tension l'intégrale du courant de sortie (charge) du détecteur grâce à un amplificateur opérationnel. Le bouclage est réalisé entre la borne de sortie et la borne inverseuse par l'intermédiaire d'un condensateur (C_f) tel que présenté à la figure (Figure.2.35a). La résistance R_f assure la décharge du condensateur (C_f). L'analyse du circuit permet de déterminer les paramètres de transfert.

2.4.2.1 Principe de fonctionnement :

Une particule qui traverse un détecteur dépose une quantité de charges Q_s , laquelle dépend de l'énergie de la particule. Le "front-end" se charge ensuite de conditionner le signal. Cependant, à cause de la résistance R_f , le signal de sortie décroît avec une constante de temps $\tau_f = R_f \times C_f$ (Figure.2.35a).

Etude du préamplificateur de charge Considérons qu'une quantité de charges Q_s est générée pendant un intervalle de temps $0 < t < t_0$ [16]. En utilisant la transformée de Laplace d'une impulsion de durée t_0 on obtient l'expression suivante.

$$Q_s(s) = Q_s \left(\frac{1}{s} - \frac{e^{-st_0}}{s} \right) \quad (2.29)$$

D'autre part, la transformée de Laplace de la résistance R_f en parallèle avec le condensateur C_f s'écrit :

$$H(s) = -\frac{1}{C_f} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_f}} \quad (2.30)$$

Aussi, la relation qui relie la quantité de charges générées dans le détecteur à la tension de sortie de l'amplificateur s'exprime par $V(s) = Q_s(s) \times H(s)$. En utilisant (2.29) et (2.30), on obtient alors :

$$V(s) = -Q_s \left(\frac{1}{s} - \frac{e^{-st_0}}{s} \right) \cdot \frac{1}{C_f} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_f}} \quad (2.31)$$

(2.31) permet de constater que la réponse du système est composée de 02 termes. Analysons cette réponse dans le domaine temporel grâce à l'utilisation

de la transformée de Laplace inverse.

$$V_{out}(t) = \begin{cases} -\frac{Q_s}{C_f} \cdot \frac{1 - e^{-t/\tau_f}}{t_0/\tau_f} & 0 \leq t < t_0 \\ -\frac{Q_s}{C_f} \cdot \frac{(e^{-t_0/\tau_f} - 1)}{t_0/\tau_f} e^{-t/\tau_f} & t_0 \leq t \end{cases} \quad (2.32)$$

Généralement $t_0 \ll \tau$, en appliquant le développement limité ($e^x = 1 + x$), et pour $t_0 \leq t$ l'équation (2.32) devient :

$$V_{out}(t) = -\frac{Q_s}{C_f} e^{-t/\tau_f} \quad (2.33)$$

Cette relation (2.33) montre clairement que la quantité de charges est convertie en tension avec une amplitude $-\frac{Q_s}{C_f}$. Cette dernière se décroît par la suite avec une constante de temps $\tau_f = R_f \times C_f$. La relation suivante est appelée sensibilité du préamplificateur.

$$G = \frac{V_{out}}{Q_s} = \frac{1}{C_f} \quad (2.34)$$

2.4.2.2 Conditions sur le gain, le temps de réponse, stabilité de l'amplificateur :

conditions sur le gain L'équation (2.33) n'est valable que si toute la quantité de charges générées par le détecteur est collectée dans la capacité C_f . Laquelle n'est possible que si l'amplificateur possède :

- Un Gain DC élevé
- Faible temps de réponse (t_r).
- Bas bruit

Le modèle de Miller de la figure (voir Figure.2.35b) permet d'effectuer une analyse simplifiée de l'impédance d'entrée du circuit. Considérons que R_f possède une très grande valeur ($> 100 \text{ M}\Omega$). L'impédance d'entrée s'écrit alors :

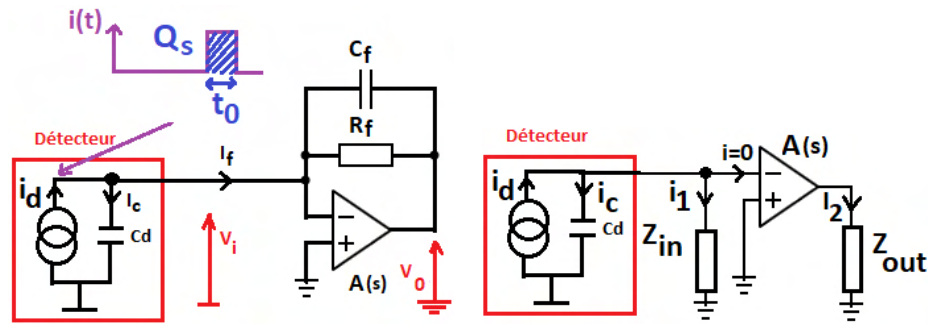
$$Z_{in} = \frac{Z_{Cf}}{1 + A(s)} = \frac{1}{C_f w(A(s) + 1)} \leftrightarrow Z_{in} = \frac{1}{C_f \cdot w_0 \cdot A_0} + \frac{1}{j \cdot C_f \cdot w \cdot A_0} \quad (2.35)$$

L'impédance ramenée en entrée est constituée de deux composantes (voir Figure.2.35c) :

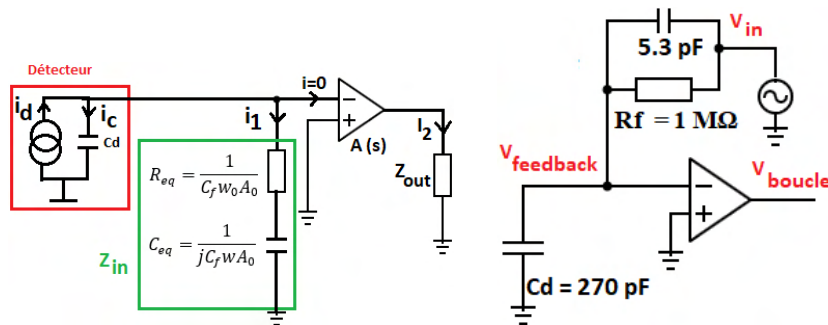
- Une composante résistive $R_{eq} = \frac{1}{C_f \cdot w_0 \cdot A_0}$.
- Une composante capacitive $C_{eq} = C_f \cdot A_0$.

L'analyse du circuit de la figure (Figure.2.35a) permet d'optimiser la collecte des charge dans le CSA (charge sensitive amplifier). Ainsi, la fonction de conver-

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



(a) Schéma de principe d'un préamplificateur de charge. (b) Modèle de Miller du préamplificateur de charge.



(c) Modèle de Miller détaillé du préamplificateur de charge. (d) Montage pour l'étude de la stabilité.

FIGURE 2.35 – Schéma utilisé pour l'analyse de la réponse du préamplificateur ainsi que de la stabilité.

sion charge en tension est définie par :

$$F_Q(s) = \frac{-1}{C_f} \times \frac{1}{1 + \frac{C_d}{A_0 \cdot C_f}} \times \frac{1}{1 + s \frac{C_d}{2\pi \cdot GBP \cdot C_f}} \quad (2.36)$$

GBP est le produit gain bande de l'amplificateur. L'équation (2.36) peut se diviser en trois parties :

- La partie intégrateur parfait : $F_{Q1}(s) = \frac{-1}{C_f}$.
- Une partie équivalente au gain d'un système bouclé : $G_0 = \frac{1}{1 + \frac{C_d}{A_0 \cdot C_f}}$.
- Une partie qui rend compte de l'influence de la bande passante de l'amplificateur : $\tau_r = \frac{1}{1 + s \frac{C_d}{2\pi \cdot GBP \cdot C_f}}$.

La réponse impulsionnelle de l'équation (2.36) est donnée par l'expression suivante [17] [18] :

$$\frac{V_{out}(t)}{Q} = \frac{A_0}{C_d + C_f(A_0 + 1)} [1 - \exp(\frac{-t}{\tau_r})] \quad (2.37)$$

Ensuite, nous pouvons définir le gain de conversion à fréquence nulle, pour analyser l'influence du gain DC (A_0) sur la réponse du système.

$$F_Q(s=0) = |\frac{V_{out}}{Q}(s=0)| = \frac{A_0}{C_d + C_f(A_0 + 1)} \quad (2.38)$$

$$F_Q.C_f = \frac{A_0}{\frac{C_d}{C_f} + (A_0 + 1)} \quad (2.39)$$

La relation (2.38) montre clairement que le déficit balistique peut être réduit avec un gain A_0 très élevé. Dans le cas où $C_f(A_0 + 1) \gg C_d$, la réponse du système serait indépendante de la valeur de la capacité du détecteur (C_d). Les figures (Figure.2.36a) & (Figure.2.36c) montrent l'influence du gain DC (A_0) sur le déficit balistique.

conditions sur le temps de réponse Tout comme le gain DC de l'amplificateur, sa bande passante impacte elle aussi sur la collecte efficace des charges dans le condensateur C_f . Le temps de réponse du CSA est défini par :

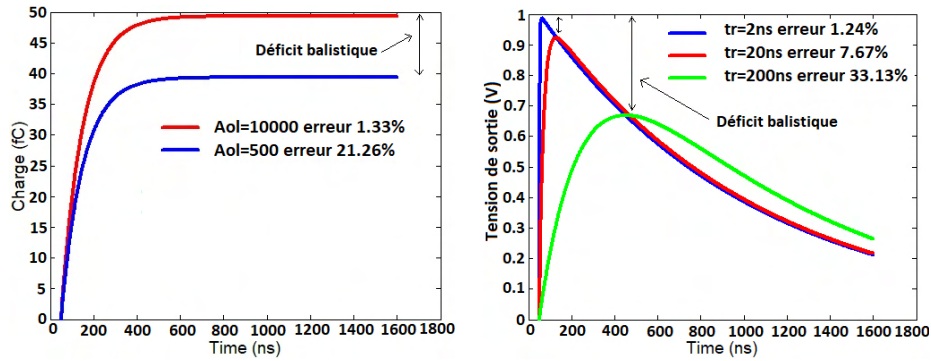
$$\tau_r = 2.2. \frac{C_d}{2.\pi.GBP.C_f} \quad (2.40)$$

Le temps de réponse du CSA est inversement proportionnel au produit gain bande de l'amplificateur. Les figures (Figure.2.36b) & (Figure.2.36d) montrent le déficit balistique créé par le temps de réponse du système.

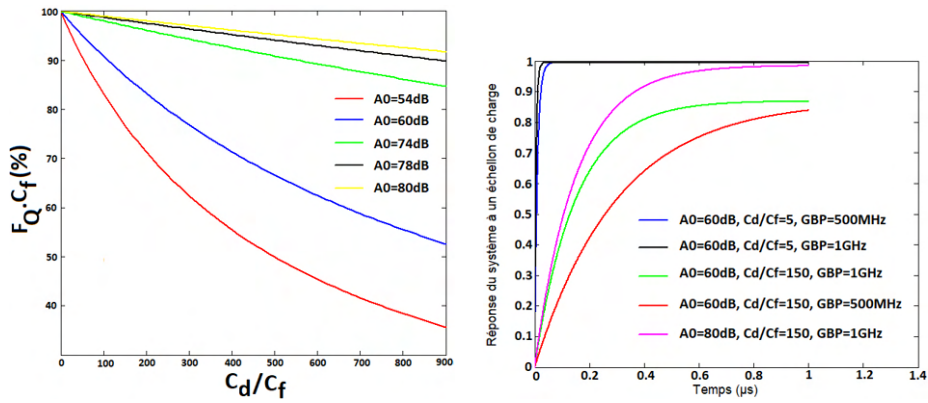
Etude de la stabilité du CSA En radiothérapie "flash", l'énergie générée par le détecteur est de très grande valeur. Une capacité $C_f = 5.3$ pF a donc été choisie afin de satisfaire un compromis entre la sensibilité $\frac{1}{C_f}$ et le temps de réponse (τ_r).

Pour réduire le temps de réponse du circuit, nous avons choisi un AOP (high speed, bas bruit) dont la référence est ADA4817 (1 GHz). La stabilité (Figure.2.35d) a été étudiée grâce au tracé de la figure (voir Figure.2.37). Le tracé du gain de boucle montre que à la fréquence $F = 8.3$ MHz, la marge de phase se situe autour de 89.76° , valeur supérieure à $> 45^\circ$ ($180^\circ - 90.24^\circ = 89.76^\circ$). Cette valeur est suffisante pour que le système soit stable.

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



(a) Réponse du système à $Q = 50 \text{ fC}$ ($C_d = 270 \text{ pF}$ et $C_f = 2 \text{ pF}$). (b) Déficit balistique créée par le temps de réponse du CSA. Avec $\tau_f = 1 \mu\text{s}$.



(c) Fraction de charge mesurée (2.39). (d) Réponse du système d'après (2.37).

FIGURE 2.36 – Déficit balistique créé par les limites du préamplificateur utilisé.

2.4.3 Expérimentation test et validation du dispositif

Le circuit amplificateur complet a été implémenté comme le montre la figure (Figure.2.38a). Il a été amélioré en introduisant un étage dit PZC ("pôle zero cancellation"). La fonction de transfert du circuit, est donc définie par la relation suivante :

$$\frac{U_2}{Q_0} = \frac{1}{C_f} \cdot \frac{R_2}{R_3} \cdot \left(\frac{1}{s + \left(\frac{R+R_1}{R_1 \cdot R} \right) \frac{1}{C_1}} \right) \quad (2.41)$$

En expérimentation, Q_0 s'exprime avec la relation suivante (voir Figure.2.38b) :

$$Q_0 = V_{pulse} \times C_c \quad (2.42)$$

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

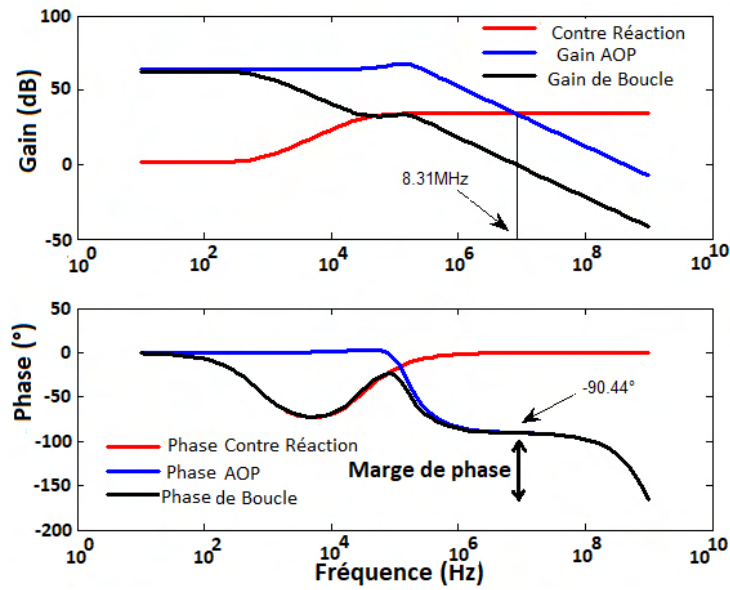
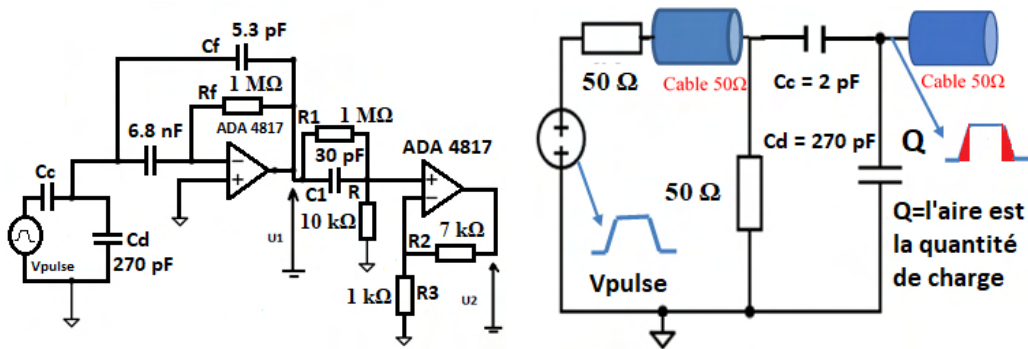


FIGURE 2.37 – Analyse de la stabilité du circuit. La marge de phase = 89.76°.



(a) Schéma Complet du CSA avec PZC.

(b) Modèle électrique de l'émulateur utilisé en expérimentation pour la génération des charges.

FIGURE 2.38 – Préamplificateur de charge avec un étage de remise à zéro et schéma électrique de l'émulateur utilisé pour l'expérimentation.

V_{pulse} est l'amplitude de la tension de l'émulateur, C_c le condensateur de conversion charge-tension [19]. En environnement radiatif, Q_{rad} s'exprime par la relation suivante :

$$Q_{rad} = \frac{E \times q}{\epsilon_{e-h}} \quad (2.43)$$

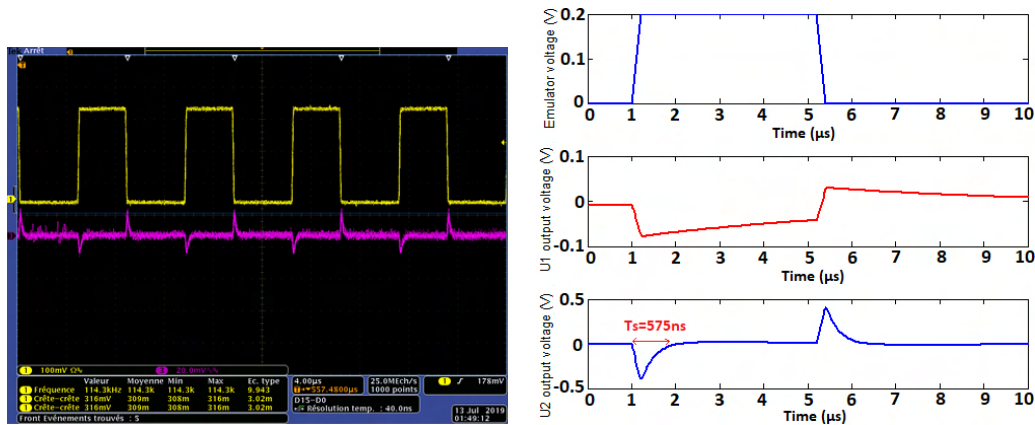
2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

Measure	Frequency (Hz)	Number of pulses	Time (ms)	Width (ns)	Grid voltage (V)	Detector Bias (V)
T1	100	20	200	200	300	0
T2	100	20	200	200	200	0
T3	100	20	200	200	150	0
T4	100	20	200	200	160	0
T5	100	20	200	200	120	0

TABLEAU 2.6 – Paramètres d'irradiation.

E est l'énergie absorbée dans la zone active du détecteur, ϵ_{e-h} est l'énergie nécessaire pour créer les paires électrons-trous (7.78 eV pour le SiC), et q la charge d'un électron.

Les résultats de simulation mais aussi expérimentaux sont présentés à la figure (Figure.2.39). Le système (détecteur et électronique) a été testé au CHUV de

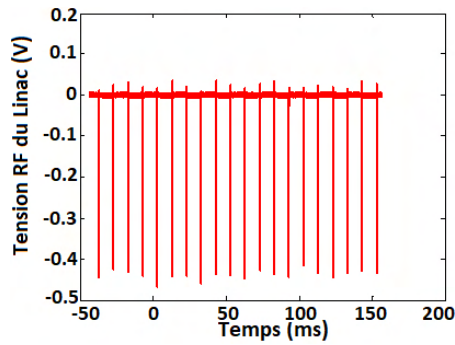


(a) Résultat expérimental. En couleur jaune la charge injectée (80 fC). En rose la réponse de l'électronique 20 mV. (b) Résultat de simulation. Réponse de l'électronique à 200 fC.

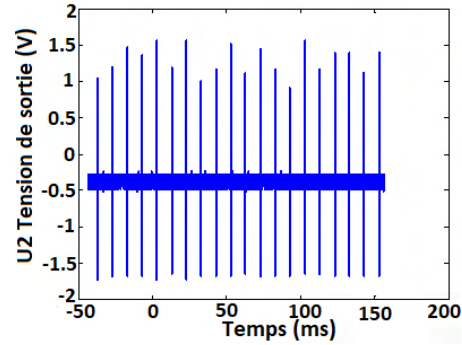
FIGURE 2.39 – Résultat expérimental et de simulation du circuit de la(Figure.2.38a).

Lausanne. Les paramètres de test sont présentés dans le tableau (Tableau.2.6) et suivant la position présentée à la figure (Figure.2.34a). L'analyse de la forme du signal lorsque nous sommes dans la configuration T1 du tableau (Tableau.2.6), l'électronique ne sature pas. La figure (Figure.2.40a) montre le signal RHF (Reflected High Frequency). La valeur du courant de faisceau est obtenue avec un facteur de conversion correspondant à $1 \text{ V} = -1 \text{ A}$. La figure (Figure.2.40b) montre la réponse de l'électronique. Les courbes (Figure.2.40a) & (Figure.2.40b), ont été tracées dans le même repère (voir Figure.2.40c). La courbe de couleur

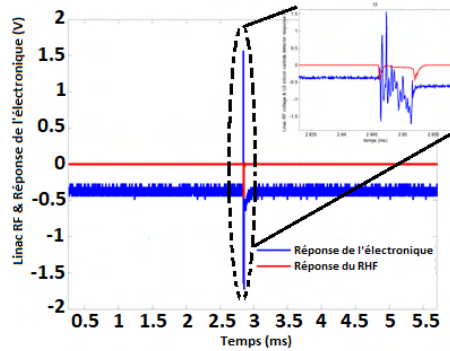
2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.



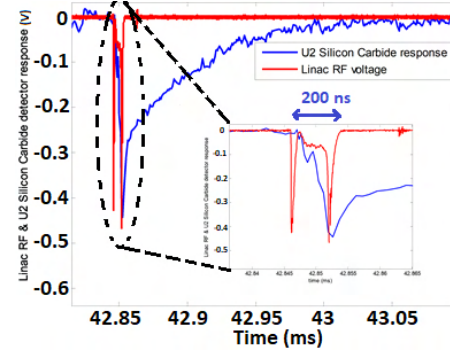
(a) Tension de sortie du RHF du LINAC avec facteur de conversion $1 \text{ V} = -1 \text{ A}$.



(b) Résultat du "front-end" électronique. Le signal représente l'intégral du courant généré par le détecteur.



(c) Réponse de l'électronique et du RHF tracés dans le même plan selon la configuration T1 du tableau (Tableau.2.6). Zoom sur la tige numéro 6.



(d) Réponse de l'électronique après application de la fonction d'ajustement (équation (2.44)).

FIGURE 2.40 – Réponse de l'électronique et du RHF. Les électrons sont générés pendant une durée de 200 ms, à la fréquence de 100 Hz, pour un total de 20 impulsions de durée 200 ns.

bleu correspond au signal de sortie, elle est entourée par le bruit. Le signal de sortie de l'électronique a la même forme que l'intégrale du signal généré par le transformateur d'intensité. Le modèle mathématique (filtre passe-bas) utilisé pour l'élimination du bruit entourant le signal a pour expression :

$$h(t) = 500 \times \exp^{-500t} u(t) \quad (2.44)$$

En appliquant cette fonction d'ajustement au signal, on obtient la courbe de

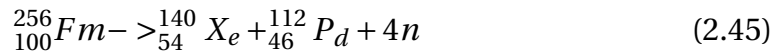
la figure (Figure.2.40d). Cette courbe permet de mieux apprécier le temps de collecte des charges (200 ns). Lequel est lié au signal RHF.

2.5 Contraintes spécifiques aux signaux : cas des fragments de fission

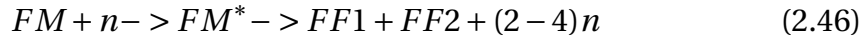
Les tests ont été effectués au sein du ILL (Institut Laue-Langevin) de Grenoble. Cette section est essentiellement consacrée à la présentation et l'analyse des différents signaux électriques à la sortie de notre "front-end". L'analyse des courbes PHS sera présentée au chapitre 3, parce que le "front-end" de l'INFN (l'Institut de physique nucléaire de Milan) a présenté de meilleurs résultats. Avant toute chose, commençons par définir la fission nucléaire [20].

La fission nucléaire est le processus par lequel un noyau atomique fissile et instable se fractionne. Il existe deux types de réactions de fission :

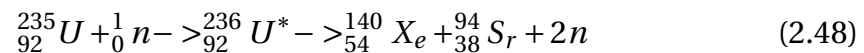
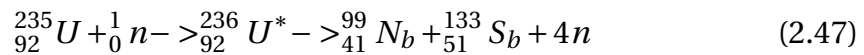
- Les réactions de fission spontanée :



- Les réactions de fission induites



L'équation (2.46) montre que la capture d'un neutron par un noyau fissile FM l'entraîne vers un état excité FM^* . Deux fragments sont ensuite créés FF1 et FF2. Cependant à cause de son fractionnement, 2 à 4 neutrons sont alors éjectés (Figure.2.41a). La majorité des fragments de fission générés sont instables. Ils redeviennent stables après plusieurs transformations au cours desquelles il y'a émission des particules β^- . Il est à noter qu'au cours de la production des fragments de fission on dénombre au moins trente paires d'assemblages qui peuvent être produites. Les équations (2.47) et (2.48) présentent quelques-unes. Dans ces équations, les assemblages constitués du ${}_{41}^{99}\text{Nb}$ (Niobium) et du ${}_{51}^{133}\text{Sb}$ (Antimoine); du ${}_{54}^{140}\text{Xe}$ (Xénon) et du ${}_{38}^{94}\text{Sr}$ (Strontium) sont produits.



Le détecteur de neutrons présenté au chapitre 1 (voir Figure.1.19a) ainsi que le "front-end" électronique présenté à la figure (Figure.2.38a), ont été utilisés pour la détection des fragments de fission. Le schéma synoptique de la chaîne

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

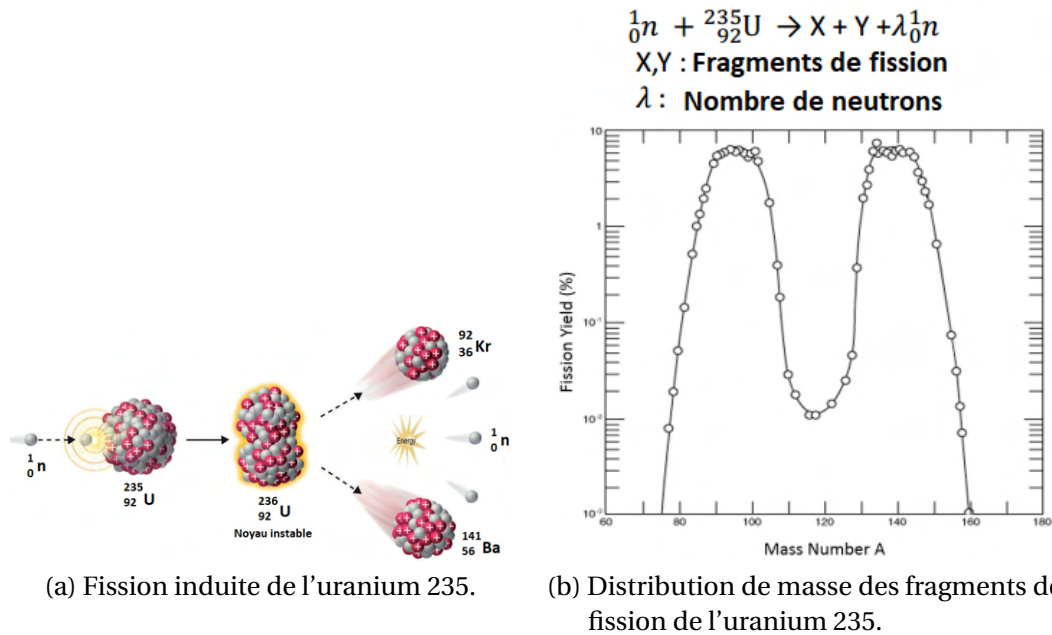


FIGURE 2.41 – Fission induite de l'uranium 235 et distribution de masse des fragments de fission de l'uranium 235. La fission crée des noyaux de nombre de masse autour de $A = 95$ (brome, krypton, zirconium) pour l'un des fragments et autour de $A = 139$ (iode, xénon, baryum) pour l'autre..

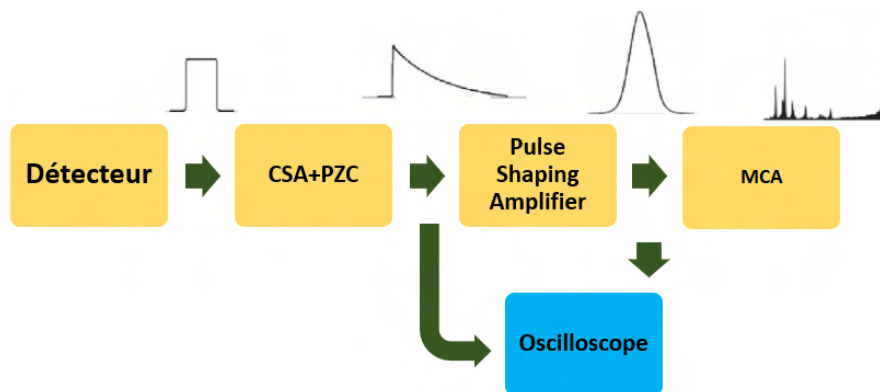
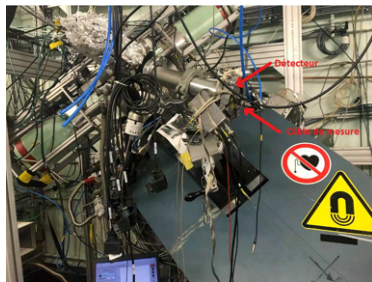


FIGURE 2.42 – Schéma synoptique de l'architecture utilisée.

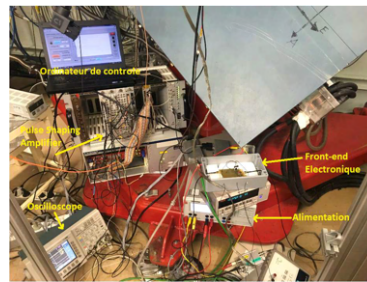
de mesure utilisé pour le mode impulsion est présenté à la figure (Figure.2.42). Le signal de sortie du détecteur est conditionné par le bloc CSA+PZC, ensuite il est mis en forme par le bloc "pulse shaping amplifieur" (PSA) qui est un amplificateur ORTEC 572A. Un MCA (constitué d'un "DUAL ADC Model 7072")

2 Prototypage de l'électronique de conditionnement sur cartes PCB et mesures en environnements radiatifs.

se charge enfin de numériser le signal. Les courbes PHS seront par la suite affichées. La figure (Figure.2.43a) présente l'image du RED (Reverse Energy Dispersion). C'est l'élément qui permet de focaliser le faisceau. Celui-ci permet aussi d'avoir un taux de comptage plus important (spectrométrie). C'est sur cet élément que sera positionné notre détecteur en SiC. La figure (Figure.2.43b) indique la position du "front-end" électronique, de l'alimentation, du PSA, de l'écran de contrôle et de l'oscilloscope.

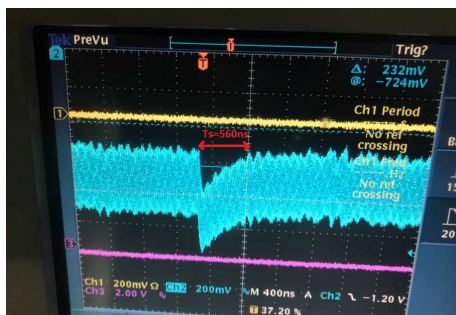


(a) Image montrant la position du détecteur.

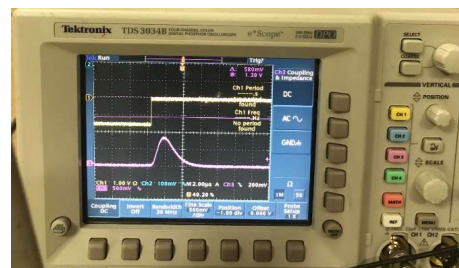


(b) Image montrant l'emplacement du boîtier électronique, l'oscilloscope, et l'ordinateur de contrôle.

FIGURE 2.43 – Image de la machine utilisée pendant nos essais.



(a) Réponse de l'électronique (CSA + PZC) aux fragments de fission. Temps de pic $\tau_p = 100$ ns, durée de 560 ns



(b) Signal de sortie du PSA (courbe de couleur rose), Un temps de pic $\tau_p = 2 \mu s$ a été choisi. La courbe de couleur jaune correspond au signal de déclenchement.

FIGURE 2.44 – Signal de sortie du CSA+PZC et du PSA.

La figure (Figure.2.44a) présente la réponse de notre bloc CSA + PZC lorsque

le détecteur est traversé par un FF. En effet à 0V de tension de polarisation, l'électronique collecte les charges pendant une durée de 100 ns ensuite, ce signal retrouve son origine pendant une durée de 560 ns. Cependant, à cause du niveau élevé de bruit, ce signal est transmis dans le PSA (voir Figure.2.44b). Lequel est chargé d'augmenter le rapport signal/bruit. Les courbes PHS obtenues seront présentées dans le chapitre 3.

2.6 Conclusion

En radiothérapie "flash", le débit de dose atteint 10^6 Gy/s. Dans la littérature, il n'existe pas de capteur capable de supporter des débits de cet ordre. Dans le domaine de la physique nucléaire, l'analyse des fragments de fission fournit des informations précieuses sur les propriétés nucléaires. Ces deux domaines nécessitent l'utilisation des détecteurs rapides et résistant aux irradiations.

Dans ce contexte, deux détecteurs en SiC ($C_d = 22$ nF et $C_d = 370$ pF) ont été développés par l'IM2NP. Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents "front-ends" utilisés en radiothérapie "flash" et dans la fission nucléaire pour le conditionnement du signal.

En radiothérapie "flash", le détecteur de capacité $C_d = 22$ nF en configuration transimpédance classique (utilisation d'amplificateur opérationnel avec résistance en contre-réaction) n'a pas permis une analyse de la linéarité à cause de la saturation de l'électronique. Nous avons par la suite proposé une alternative à la résolution de cette saturation. D'autre part, nous avons utilisé le détecteur de neutrons ($C_d = 270$ pF) pour la détection d'électrons et les résultats ont été présentés.

Dans le domaine de la fission nucléaire, nous avons testé le détecteur de neutrons de capacité $C_d = 270$ pF. Le signal à la sortie du "front-end" image des fragments de fission a été présenté.

Le chapitre qui suit présente les résultats obtenus pendant notre campagne sur la détection des neutrons au sein du HZDR de Dresden, également les courbes PHS obtenues pendant notre campagne au ILL de Grenoble sur la fission nucléaire (fragments de fission). Et enfin la détection d'électrons de haute énergie et ultra-haut débit de dose à PMB-Alcen.

Bibliographie

- [1] Recherche translationnelle. (2020), Consulté à l'adresse <https://www.chuv.ch/fr/radio-oncologie/rth-home/recherche/recherche-translationnelle/>
- [2] Wilson JD, Hammond EM, Higgins GS, Petersson K. Corrigendum, "Ultra-High Dose Rate (FLASH) Radiotherapy : Silver Bullet or Fool's Gold", *Front Oncol.* 2020;10 :210. Published 2020 Feb 25. doi :10.3389/fonc.2020.00210
- [3] Michael Lempart, Börje Blad, Gabriel Adrian, Sven Bäcka, Tommy Knöös, Crister Ceberg, Kristoffer Petersson, "Modifying a clinical linear accelerator for delivery of ultra-high dose rate irradiation", *Radiotherapy and Oncology*, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.radonc.2019.01.031>
- [4] Fouillade, Charles & Favaudon, Vincent & Vozenin, Marie-Catherine & Romeo, Paul-Henri & Bourhis, Jean & Verrelle, Pierre & Devauchelle, Patrick & Patriarca, Annalisa & Heinrich, Sophie & Mazal, Alejandro & Dutreix, Marie, (2017), "Les promesses du haut débit de dose en radiothérapie", *Bulletin du Cancer*, 104, DOI 10.1016/j.bulcan.2017.01.012.
- [5] Petersson K, Jaccard M, Germond J-F, Buchillier T, Bochud F, Bourhis J, et al, "High dose-per-pulse electron beam dosimetry – a model to correct for the ion recombination in the Advanced Markus ionization chamber", *Med Phys* 2017, 38 :42–9. <http://dx.doi.org/10.1002/mp.12111>
- [6] Jaccard, Maud & Durán, M. Teresa & Petersson, Kristoffer & Germond, Jean-François & Liger, Philippe & Vozenin, Marie-Catherine & Bourhis, Jean & Bochud, François & Bailat, Claude, (2017), "High dose-per-pulse electron beam dosimetry : Commissioning of the Oriatron eRT6 prototype linear accelerator for preclinical use", *Medical Physics*, 45, DOI : 10.1002/mp.12713.
- [7] R. M. Warner and R. D. Schrimpf, "BJT—MOSFET transconductance comparisons", in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 34, no. 5, pp. 1061-1065, May 1987, doi : 10.1109/T-ED.1987.23045.
- [8] Denton J. Dailey, "Electronics for Guitarists", Springer-Verlag New York, 2nd edition.2013, pp. 97-99.
- [9] Sundaram Natarajan, "Microelectronics analysis design, Tata McGraw-Hill Publishing Company Limited, New Delhi, pp 281.

- [10] <https://faraday.emu.edu.tr/suysal/freq-res-fall08.pdf>
- [11] Behzad Razavi, "Design of analog CMOS integrated circuit". second edition, pp.364-368
- [12] MILSANT Francis, "Cours d'électronique tome2-composants électronique", Eyrolles, pp 165-166.
- [13] Transimpedance Amplifier Stability, (2019), Consulté à l'adresse : https://www.allaboutcircuits.com/technical-articles/transimpedance-amplifier-stability/fbclid=IwAR3W9Wckwft1BhqAF64T657r3IB5yXIKOROKYpx9N_TfpZ6QiX
- [14] M. d. M. Silva and L. B. Oliveira, "Regulated Common-Gate Transimpedance Amplifier Designed to Operate With a Silicon Photo-Multiplier at the Input", in IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Regular Papers, vol. 61, no. 3, pp. 725-735, March 2014, doi : 10.1109/TCSI.2013.2283992.
- [15] Behzad Razavi, "Design of analog CMOS integrated circuit", second edition, pp.345-348
- [16] "Characteristics and use of charge amplifier", (2017) consulté à l'adresse https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/charge_amp_kacc9001e.pdf
- [17] "Les préamplificateurs dans la chaine d'instrumentation nucléaire", Séminaire Ganil (2017) consulté à l'adresse <https://docplayer.fr/82488438-Les-preamplificateurs-dans-la-chaine-d-instrumentation-nucleaire.html>
- [18] Födisch, P; Berthel, M; Lange, B; Kirschke, T; Enghardt, W; Kaefer, P. "Charge-Sensitive Front-End Electronics with Operational Amplifiers for CdZnTe Detectors", in JINST 11 (2016) T09001, 16 Mar 2016. - mult. p. DOI :10.1088/1748-0221/11/09/T09001
- [19] Sukhrani, Niharika. R. and Prakash Vaidya, "Simulation of Charge Sensitive Preamplifier using Multisim Software", (2015).
- [20] Fadi Ibrahim, "Production et étude des fragments de fission, de LOHENGRIN à ALTO", HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES, 2005.

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

Sommaire

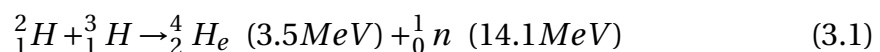
3.1	Introduction	95
3.2	Détection des neutrons thermiques : cas du HZDR de Dresden	95
3.2.1	Description de la chaîne de mesure	96
3.2.2	Analyse des signaux électriques	98
3.2.3	Analyse des courbes PHS	101
3.3	Réponse des détecteurs en SiC aux fragments de fission, tritons, et particules alpha : cas du spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL.	102
3.3.1	Contexte	103
3.3.2	Création du faisceau d'ions	105
3.3.3	Objectifs et résultats des mesures	107
3.3.4	Réponse des détecteurs en SiC aux fragments de fission, tritons, et particules alpha	110
3.3.5	Réponse des détecteurs diamant Krakow aux fragments de fission, tritons, et particules alpha	114
3.4	Détection d'électrons haute énergie et ultra dense	119
3.4.1	Perte d'énergie dans une feuille d'aluminium soumise à un faisceau ultra-dense d'électrons.	120
3.4.2	Impact de la feuille d'aluminium sur le courant généré par le détecteur en SiC.	120
3.4.3	Résultats d'irradiation avec feuille d'aluminium	120
3.4.4	Résultat d'irradiation sans feuille d'aluminium	122
3.5	Conclusion	123
	Bibliographie	125

3.1 Introduction

Les détecteurs en SiC trouvent une application dans plusieurs domaines de la physique nucléaire. On peut citer la détection des neutrons thermiques, la détection des fragments de fission, des tritons, ainsi que la détection d'un flux ultra dense d'électrons. Des campagnes de mesures ont été menées dans des environnements radiatifs tels que le HZDR de Dresden (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf), le Ill de Grenoble (Institut Laue-Langevin), et PMB-Alcen. Ces campagnes ont eu pour but d'analyser la réponse du détecteur avec des "front-ends" électroniques généralement proposés par des grandes marques à l'instar de CAEN, ORTEC etc... Mais aussi avec une électronique à composants discrets. Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps, les résultats obtenus pendant nos campagnes de mesures sur les neutrons thermiques au HZDR, les signaux électriques aux différentes sorties, et enfin les courbes PHS (Pulse Height Spectra). Dans un second temps, nous présenterons les réponses des détecteurs semi-conducteurs à large gap (SiC et en Diamant Krakow) obtenus lors de notre campagne au ILL de Grenoble sur les fragments de fission, les tritons et les particules alpha. Le but de ces mesures était de développer une instrumentation innovante pour de telles applications. Nous terminerons ce chapitre avec les résultats obtenus à PMB-Alcen sur la détection d'un flux ultra dense d'électrons. Nous nous attarderons particulièrement sur l'analyse de la temporalité de l'impulsion, et la linéarité de la réponse du détecteur lorsque la dose augmente.

3.2 Détection des neutrons thermiques : cas du HZDR de Dresden

Le HZDR possède un générateur de neutron DT (Deutérium-Tritium). Ce générateur est capable de produire un maximum de 10^{12} n/s. La source de neutrons est une cible de tritium refroidie à l'eau du type solide sur une matrice en titane placée sur un support en cuivre. Le courant de faisceau en deutérium a une valeur typique de 1mA correspondant à 10^{11} n/s sur 4π [1] [2]. La réaction de fusion issue de la réaction Deutérium-Tritium est la suivante :



Ces neutrons sont ensuite thermalisés (neutron thermique) grâce à l'utilisation du plexiglas. La figure (Figure.3.1) présente le schéma du générateur de neutron D - T du HZDR.

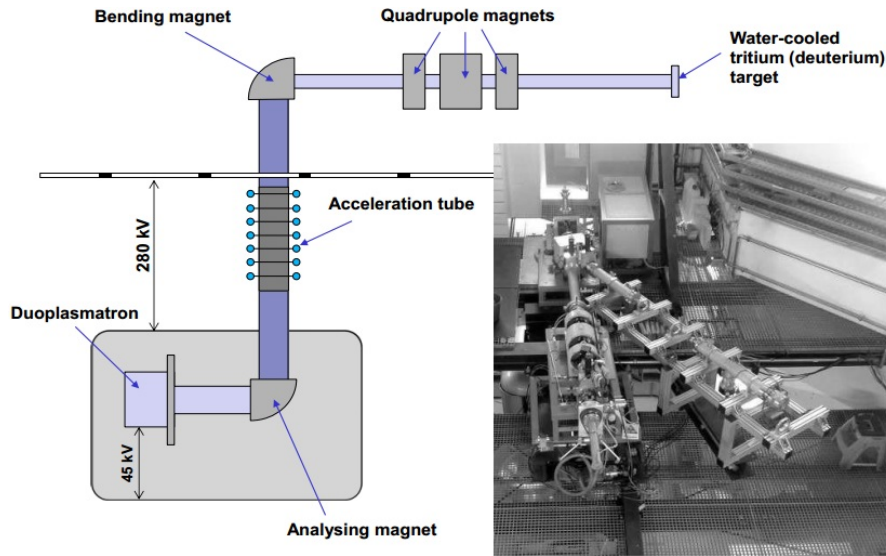
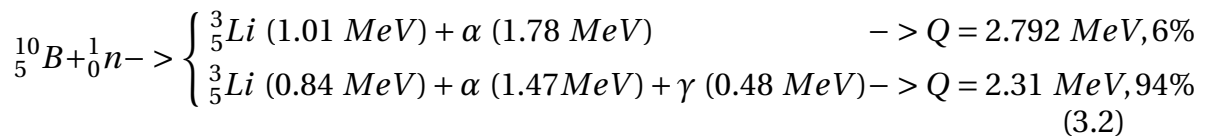


FIGURE 3.1 – Dessin et photo du générateur de neutron du HZDR.

3.2.1 Description de la chaîne de mesure

Pendant cette campagne de mesures au HZDR, nous avons utilisé le détecteur SiC de neutrons présenté au chapitre 1 (voir Figure.1.19a). La surface active de ce détecteur est de 33 mm^2 , pour une épaisseur de la ZCE de $4 \mu\text{m}$ à tension de polarisation nul. Nous rappelons ici l'équation pour la détection des neutrons thermiques mise en œuvre par notre détecteur [3].



La chaîne de mesure adoptée est présentée à la figure (Figure.3.2). Elle est constituée de :

- Un matériau en plexiglas placé entre la source de neutrons et le détecteur pour la thermalisation des neutrons.
- Un préamplificateur de charge de la société CAEN de gain 400 mV/MeV et prévu pour des capacités de détecteur supérieur à 200 pF .
- Une alimentation 12 V (CAEN DT5423) qui sert à alimenter le préamplificateur CAEN.
- Une alimentation du type CAEN DT5519M pour la polarisation de notre détecteur. Cette alimentation est contrôlée par le logiciel GECO2020. Elle est capable de fournir des tensions aussi bien positives que négatives. La largeur maximale de la ZCE ($20 \mu\text{m}$), est atteinte pour une tension de polarisation du

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

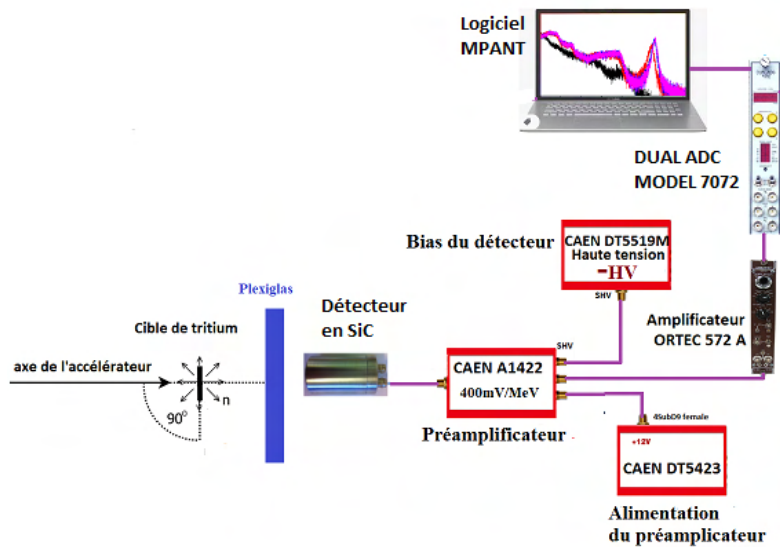


FIGURE 3.2 – Configuration des équipements utilisés pendant la campagne au HZDR.

détecteur égale à -200 V .

- Un amplificateur de la société Ortec qui nous sert de PSA ("pulse shaping amplifier"). Ce circuit offre la capacité d'ajuster le gain, ajuster le temps de pic, ainsi que la forme du signal de sortie (unipolaire ou bipolaire). L'objectif étant d'avoir un meilleur rapport signal/bruit.

- Un circuit de conversion analogique-numérique (DUAL ADC MODEL 7072).

- Un logiciel (MPANT) pour le traitement et l'affichage des courbes (Coup = f (Energie)) encore appelée courbes PHS.

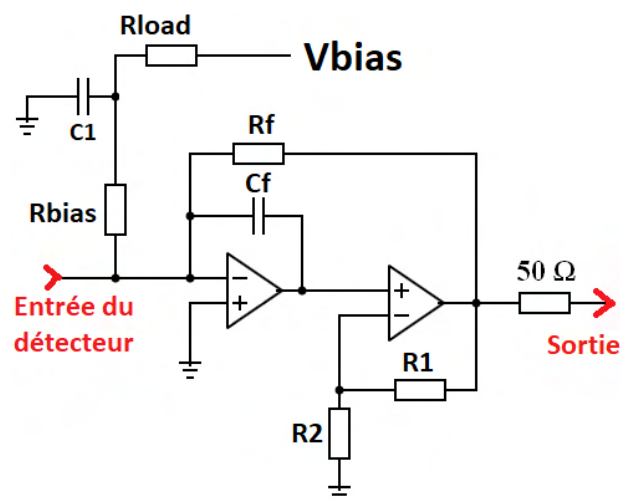
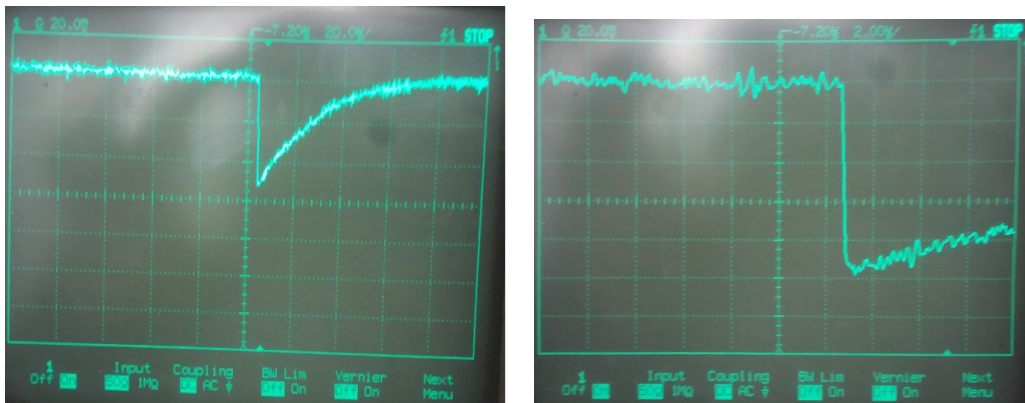


FIGURE 3.3 – Structure interne du préamplificateur A1422 [5].



(a) Réponse du A1422 lorsque le détecteur est traversé par une particule. L'amplitude de la tension est de 45 mV, pour une constante de temps de décroissance de 14 μ s.

(b) Réponse du A1422 lorsque le détecteur est traversé par une particule. La constante de temps de montée est de 110 ns. La tension de sortie est de 97.5 mV.

FIGURE 3.4 – Réponse du A1422 lorsque le détecteur est traversé par une particule.

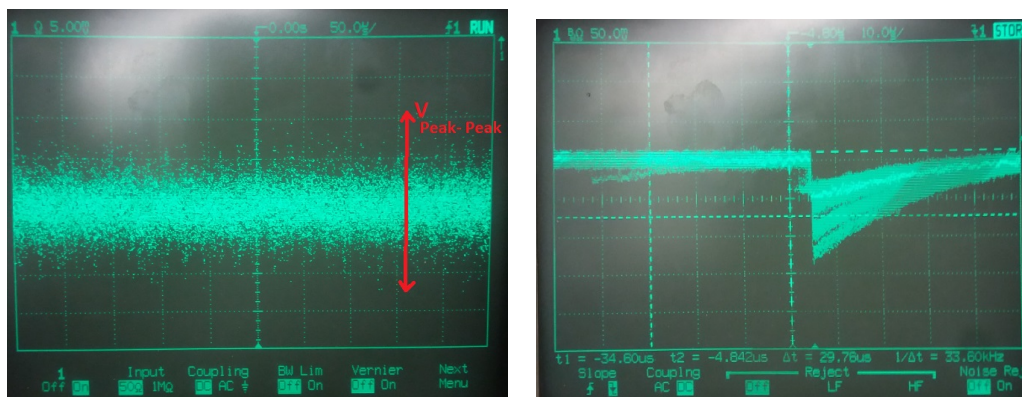
3.2.2 Analyse des signaux électriques

Le préamplificateur CAEN A1422 utilisé pendant cette campagne de mesures est un "low noise" (bas bruit) et fast charge sensitive amplifier (préamplificateur à faible temps de réponse) à 4 voies, du type F2, ayant pour sensibilité 400 mV/MeV. Son temps de réponse pour une capacité de 200 pF est de 110 ns. Sa constante de temps de décroissance est de 14 μ s. Sa résistance de sortie est équivalente à 50 Ω . La figure (Figure.3.3) présente la structure interne du préamplificateur utilisé.

Le taux d'émission des neutrons dans un premier temps a été fixé à 10^7 n/s. Le transport du signal vers la salle de commandes s'effectue avec des câbles coaxiaux sur une distance de 100 m.

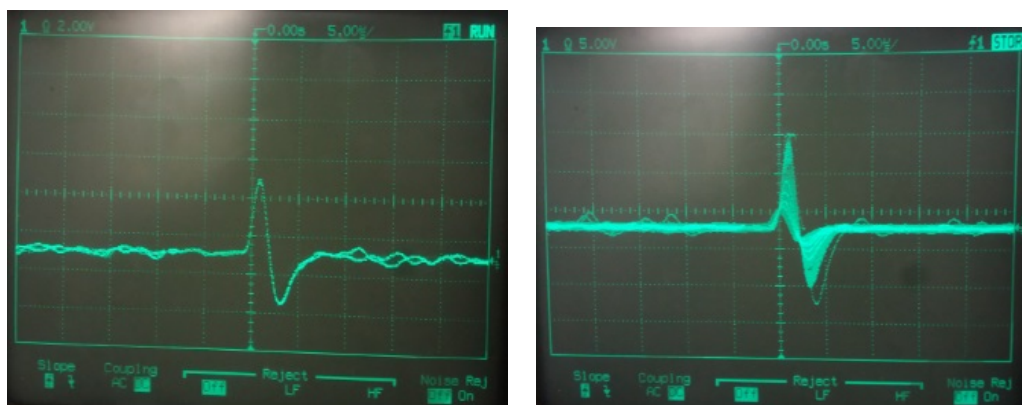
La figure (Figure.3.4) présente la réponse de l'électronique lorsque le détecteur est traversé par une particule qui peut être soit des rayons gamma, des neutrons ou encore d'autres particules. Elle permet d'apprécier le temps de réponse ainsi que le temps de décroissance. Le signal présenté à la figure (Figure.3.4a) a une amplitude de 45 mV pour une constante de temps de décroissance de 14 μ s, pour un calibre de 20 mV/div et 20 μ s/div. Celui de la figure (Figure.3.4b) a une amplitude de 97 mV et une constante de temps de réponse de 110 ns, pour un calibre de 20 mV/div et 2 μ s/div.

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.



(a) Bruit à la sortie du A1422. Sa valeur pic-pic est de 23.75 mV. (b) Signal de sortie du A1422. Ensemble des traces laissées et mémorisées par l'oscilloscope. Leurs amplitudes varient de 25 mV à 137.5 mV.

FIGURE 3.5 – Bruit à la sortie du A1422 et mémorisation des traces laissées par les particules.



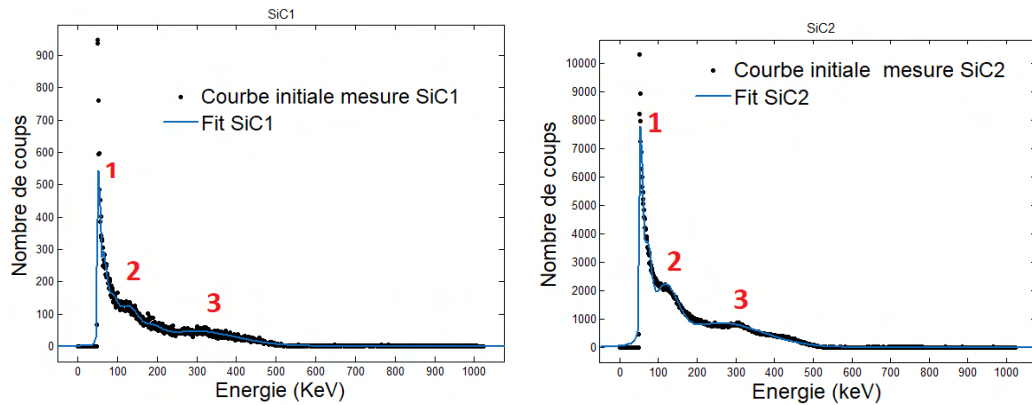
(a) Signal de sortie bipolaire du PSA lorsque le détecteur est traversé par une particule. La valeur pic-pic est de 6.5 V. (b) Signal de sortie du PSA. Ensemble des traces laissées et mémorisées par l'oscilloscope. Leurs amplitudes varient de 3.75 V à 23.75 V.

FIGURE 3.6 – Signal de sortie de l'amplificateur ("pulse Shaping Amplifier") ORTEC 572 A.

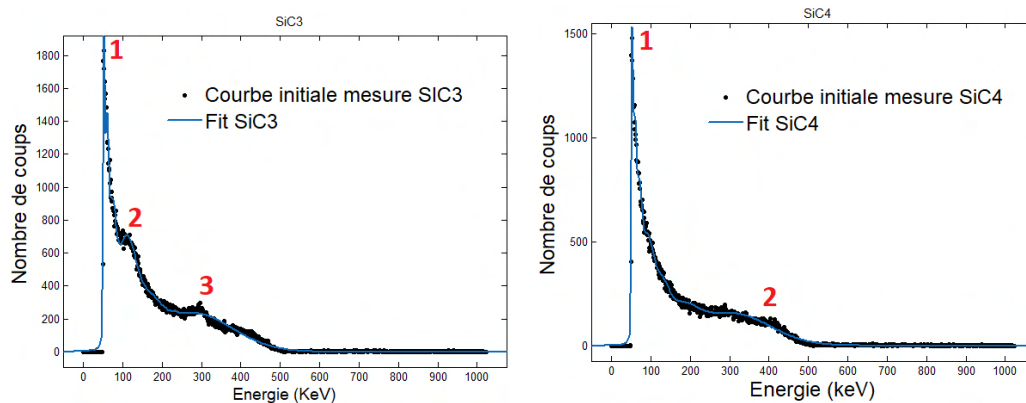
Le bruit à la sortie du préamplificateur est présenté à la figure (Figure.3.5a). Sa valeur pic-pic est de 23.75 mV, pour un calibre de 5 mV/div et 50 μ s/div. De plus, nous avons cherché à observer les amplitudes des différents signaux

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

générés par le détecteur. La figure (Figure.3.5b) présente les différentes traces mémorisées par l'oscilloscope. L'enregistrement a été effectué pendant une durée de 10 min. La valeur minimale de ce signal est de 25 mV et sa valeur maximale 137.5 mV (50 mV/div et 10 μ s/div). Ce signal est par la suite transféré dans un amplificateur (PSA) afin d'améliorer le rapport signal/bruit. Le signal de sortie de l'amplificateur lorsqu'il est configuré en sortie bipolaire, un temps de pic de 1 μ s, un gain de 3.7, un coarse gain de 50 est présenté à la figure (Figure.3.6a). La figure (Figure.3.6b) quant à elle présente l'ensemble des traces laissées par les particules à la sortie du PSA. Le tracé des courbes PHS consiste à la détection des pics des signaux de sortie du PSA, et par la suite les tracer dans un repère Coups = f (Energie).



(a) Courbe PHS en configuration mesure SiC1 (voir Tableau.3.1). (b) Courbe PHS en configuration mesure SiC2 (voir Tableau.3.1).



(c) Courbe PHS en configuration mesure SiC3 (voir Tableau.3.1). (d) Courbe PHS en configuration mesure SiC4 (voir Tableau.3.1).

FIGURE 3.7 – Courbes PHS obtenues pour les configurations présentées du tableau (Tableau.3.1).

3.2.3 Analyse des courbes PHS

Le tracé des spectres PHS s'est effectué selon les configurations présentées dans le tableau (Tableau.3.1). La première mesure appelée SiC1 est réalisée pour une tension du DT5519 à 0 V (pas de polarisation du détecteur). L'amplificateur a été réglé ainsi qu'il suit : Gain=3.7, sortie unipolaire, temps de pic = 1 μ s. L'ADC utilise 9 bits pour la conversion analogique-numérique ($2^9 = 512$). Le flux de particules a été de $10^7 n.cm^{-2}.s^{-1}$, pendant une durée de 5 min et sans la présence du cadmium. La figure (Figure.3.7a) présente le spectre PHS obtenu.

Mesure	Bias du détecteur	PSA			ADC		Flux de particules	Durée acquisition	Présence du Cadmium
		Gain	Sortie	Shaping time	Range	Mode			
SiC1	0 V	3,7	unipolair	1 μ s	512	ADC TH	$10^7 n.cm^{-2}.s^{-1}$	5 min	Non
SiC2	0 V	3,7	bipolaire	1 μ s	512	ADC TH	$10^9 n.cm^{-2}.s^{-1}$	1 h	Non
SiC3	0 V	3,7	bipolaire	2 μ s	512	ADC TH	$10^9 n.cm^{-2}.s^{-1}$	15 min	Non
SiC4	0 V	3,7	bipolaire	2 μ s	512	ADC TH	$10^9 n.cm^{-2}.s^{-1}$	10 min	Oui

TABLEAU 3.1 – Configuration des équipements pendant les mesures.

On note l'apparition légèrement visible de trois pics. Pour analyser l'origine des différents pics, nous avons utilisé la courbe de la figure (Figure.3.8). Elle présente l'action des différentes particules sur le spectre total. C'est ainsi que :

- Le premier pic de basse énergie est dû aux rayonnements gamma provenant de l'interaction des neutrons avec la couche de bore 10 du détecteur. L'encapsulation utilisée pour protéger le détecteur est en aluminium. Cependant, la réaction de capture neutronique $^{27}Al(n,\gamma)^{28}Al$ a pour effet elle aussi de produire des rayons gamma [6]. Ces deux réactions contribuent à la formation de ce pic.

- Le deuxième pic compris entre 98 keV et 170 keV est dû au lithium généré lors de l'interaction des neutrons avec la couche de bore 10.

- Le troisième pic compris entre 289 keV et 358 keV est dû aux rayonnements alpha générés lors de l'interaction des neutrons avec la couche de bore 10.

Afin d'apprécier davantage et de valider la présence de ces deux pics, nous avons modifié les différents paramètres du dispositif d'acquisition. C'est ainsi que nous sommes passés à la Mesure SiC2 voir tableau (Tableau.3.1). Dans cette configuration, nous avons augmenté le flux de neutrons, nous sommes passés de $10^7 n.cm^{-2}.s^{-1}$ à $10^9 n.cm^{-2}.s^{-1}$, pendant une durée de 1 h. La figure (Figure.3.7b) présente le spectre PHS obtenu. Les deux pics sont désormais visibles aux énergies :

- Le deuxième pic compris entre 95 keV et 162 keV.

- Le troisième pic compris entre 255 keV et 366 keV.

Nous avons par la suite apprécié l'effet de la variation du temps de pic sur le spectre PHS. Nous avons donc adopté la configuration de la mesure SiC3

(voir Tableau.3.1). Dans cette configuration, le temps de pic est passé de $1 \mu s$ à $2 \mu s$, pour une durée d'acquisition de 15 min. La figure (Figure.3.7c) présente le spectre PHS obtenu. Les deux pics sont mieux visibles que ceux de la figure (Figure.3.7b). Ces pics sont visibles aux énergies :

- Le deuxième pic compris entre 85 keV et 130 keV.
- Le troisième pic compris entre 247 keV et 335 keV.

La dernière mesure SiC4 a consisté à entourer le détecteur d'une couche de cadmium. Ce matériau est un absorbeur de neutrons. Le spectre PHS obtenu est présenté à la figure (Figure.3.7d). On note la disparition des deux pics représentatifs du lithium et des alphas. D'autre part, on note l'apparition d'un pic autour de 400 keV. Il doit être le troisième pic de la mesure SiC3 mais, d'amplitude plus faible.

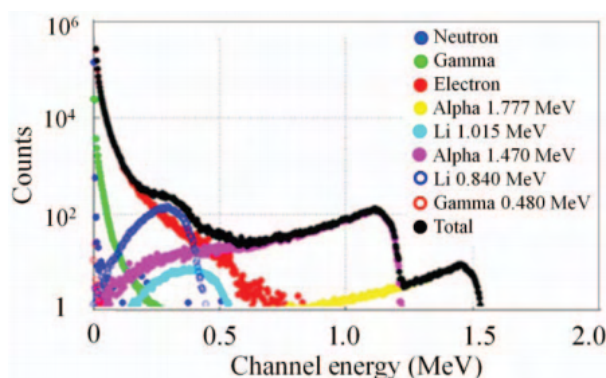


FIGURE 3.8 – Analyse de la courbe PHS du réacteur BR1 [4]. Présentation des différentes contributions au spectre total.

3.3 Réponse des détecteurs en SiC aux fragments de fission, tritons, et particules alpha : cas du spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL.

O. Hann grâce à ses travaux en chimie nucléaire fut le premier à découvrir la fission nucléaire [7]. En effet, il constata que l'irradiation de l'atome d'uranium 235 avec une source de neutrons conduit à la formation d'un noyau différent d'un de ces noyaux voisin, avec un dégagement d'une quantité importante d'énergie de l'ordre de 200 MeV. D'autre part, les études expérimentales sur la fission, pour la physique des réactions ou la spectroscopie nucléaire peuvent

bénéficier des détecteurs rapides de fragments de fission (Sic et Diamant), efficaces et résistants aux radiations. Lorsque de telles expériences sont réalisées dans des faisceaux de neutrons thermiques intenses, des contraintes supplémentaires apparaissent en termes d'efficacité des détecteurs, de bruit de fond induit par le faisceau, etc...

D'autre part, au cours du processus de fission nucléaire, des fragments de fission (FF) riches en neutrons sont produits. Ces derniers vont se placer sur le flanc droit de la vallée de stabilité (voir Figure.3.9).

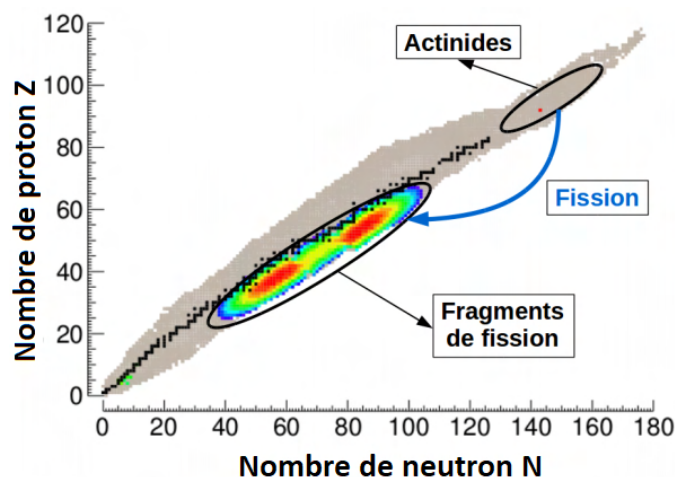


FIGURE 3.9 – Rendements des noyaux produits lors de la fission thermique de l'uranium 235.

Parmi les différentes manières d'induire la fission nucléaire, la capture des neutrons thermiques est la plus pertinente sur le plan technologique et les sections efficaces de fission élevées de certains nucléides d'actinides sont expérimentalement avantageuses. C'est dans cette optique qu'est né l'institut Laue-Langevin le leader mondial de la recherche sur les neutrons. Il est issu d'une volonté de collaboration européenne entre la France et l'Allemagne, puis le Royaume-Uni. C'est un centre de recherche au service des scientifiques du monde entier. L'Ill possède les faisceaux de neutrons les plus intenses au monde. Le spectromètre de masse du Ill qui a été construit dans les années 70 est l'instrument qui nous permettra d'étudier les fragments de fission [8] [9] [10].

3.3.1 Contexte

L'étude de la fission nucléaire est un phénomène complexe et de très grandes importances en physique nucléaire. Elle fournit des informations allant de la

déformation d'un noyau à la scission, la quantité de chaleur libérée lors du processus de désintégration, d'estimer la radiotoxicité du combustible utilisé, de comprendre en partie l'abondance des éléments dans l'univers [11]. De nos jours, de nombreux réacteurs nucléaires sont en étude, la compréhension de la fission nucléaire permettra d'optimiser l'utilisation de l'uranium et par conséquent réduire les déchets nucléaires. L'analyse de ces informations nécessite donc l'utilisation des détecteurs ultra-rapides et résistant aux irradiations (par exemple le SiC et le diamant).

La figure (Figure.3.10) présente le principe de fonctionnement d'une réaction de fission. Un noyau fissile, par la capture d'un neutron de faible énergie (afin que l'électron tombe dans le puits de potentiel) de 0.025 eV (neutron thermique) se transforme en noyau composé. Ce noyau va subir une déformation conduisant à la formation d'un col appelée point de selle. Par la suite, il va atteindre le point de scission où la fission est inévitable et se fracturer. Les deux fragments générés vont acquérir une énergie cinétique de l'ordre de 140-180 MeV, on parle alors de fragments de fission. Ces derniers très excités vont dans un premier temps émettre des neutrons ainsi que des rayonnements gamma. Ces fragments vont émettre des particules β^- ainsi que des neutrons retardés [12] [13]. On parle alors de produits de fission. La détermination de la masse du fragment de fission, de sa charge ionique, et son énergie permet d'obtenir des informations sur la fission. Pour réaliser ces études, nous avons eu besoin du spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL.

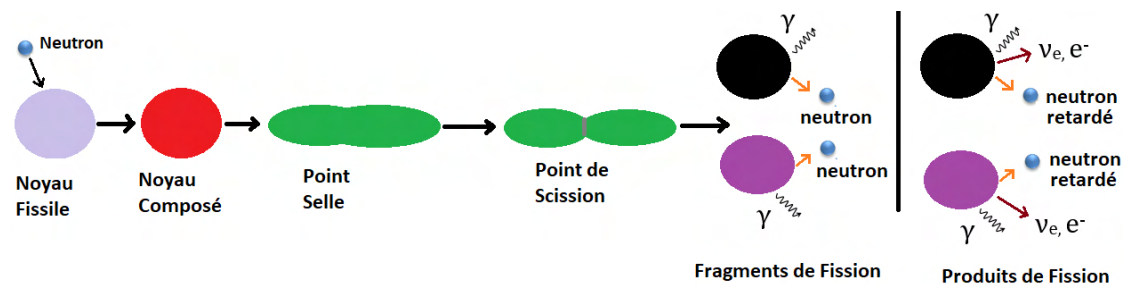


FIGURE 3.10 – Principe de fonctionnement d'une réaction de fission.

La figure (Figure.3.11) présente le spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL. L'opération de fission du noyau atomique se déroule dans la cible qui dans notre cas est $^{235}_{92}\text{U}$. Son noyau atomique comporte 92 protons et 182 neutrons. C'est donc un noyau lourd. Cette cible permet d'obtenir des fragments de fission avec des masses $80 < A < 150$ et des énergies cinétiques $50 < E < 150$ MeV.

La fission induite va être déviée par un champ magnétique et un déflecteur électrostatique. Le RED (Reverse Energy Dispersion) est utilisé pour la focalisation du faisceau et permettre la spectrométrie γ . Il existe deux types de

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

configurations expérimentales :

- La configuration expérimentale ("Straight beam") correspond au cas où un fragment de fission traverse le RED lorsque ce dernier n'est pas alimenté.

- La configuration expérimentale ("Bent beam") correspond au cas où un fragment de fission traverse le RED lorsque ce dernier est alimenté.

Dans le cas de nos expériences, nous étions dans la configuration expérimentale ("Straight beam").

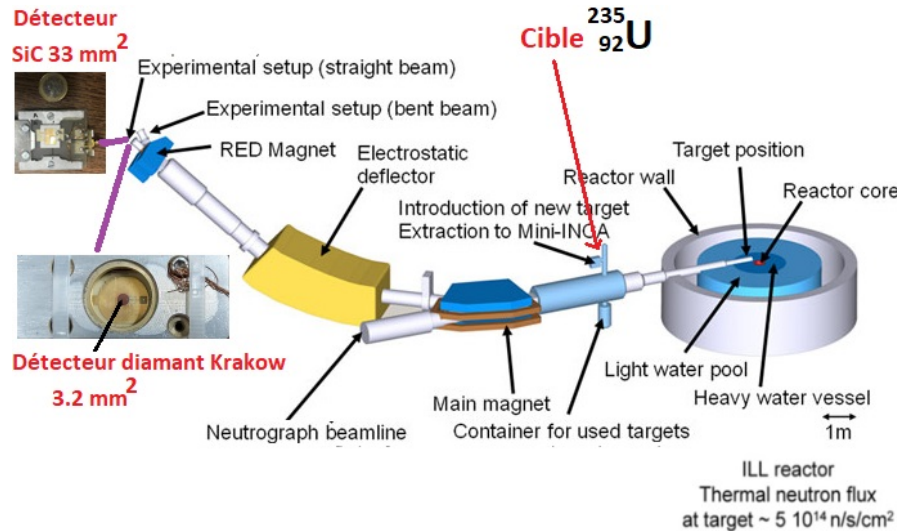


FIGURE 3.11 – Spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL.

3.3.2 Création du faisceau d'ions

Trois paramètres permettent de caractériser un fragment de fission :

- Sa masse (masse atomique) m ou A .
- Sa charge ionique q .
- Son énergie cinétique E_c .

Pour obtenir ces paramètres, le fragment de fission créé doit être accéléré. Il sera ensuite caractérisé à l'aide d'un détecteur de particules. Le principe de fonctionnement repose sur la création de la force de Lorenz, grâce à l'utilisation du champ électromagnétique (combinaison du champ électrique et magnétique). En appliquant la RFD (relation fondamentale de la dynamique) nous pouvons alors définir les relations suivantes :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_i \vec{F}_i \quad \leftrightarrow \quad m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.3)$$

p est la quantité de mouvement, F_i la force d'ordre i , m est la masse, \vec{v} le

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

vecteur vitesse, \vec{E} le vecteur champ électrique, \vec{B} le vecteur champ magnétique.

L'accélération du faisceau d'ions est obtenue au moyen du champ électrique aux bornes d'un condensateur plan. Ainsi, la quantité de mouvement due au champ électrique s'écrit alors :

$$\frac{mv^2}{R_{el}} = qE \quad (3.4)$$

Avec R_{el} le rayon de courbure électrique. Le guide et la focalisation du faisceau d'ions, sont obtenus au moyen du champ magnétique aux bornes des bobines. Ainsi, la quantité de mouvement due au champ magnétique s'exprime par :

$$\frac{mv^2}{R_m} = qvB \quad (3.5)$$

Avec R_m est le rayon de courbure magnétique. D'autre part, en appliquant le théorème de l'énergie cinétique dans un condensateur plan, nous pouvons définir la relation suivante :

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.6)$$

Remplaçons maintenant $E = \frac{U}{d}$ dans (3.4) on obtient alors :

$$E_c = \frac{R_{el}Uq}{2d} \quad (3.7)$$

En somme, la caractérisation des différents fragments de fission par leurs charges ionique est désormais possible. La caractérisation par l'énergie cinétique s'obtient grâce à l'équation (3.7) qui se réécrit de la manière suivante :

$$\frac{E_c}{q} = \frac{R_{el}U}{2d} \quad (3.8)$$

Il en est de même pour sa masse obtenue grâce à l'équation (3.5).

$$\left(\frac{m}{q}\right)^2 = \left(\frac{B.R_m}{v}\right)^2 \quad \leftrightarrow \quad \left(\frac{m}{q}\right)^2 = (B.R_m)^2 \frac{m}{q} \frac{d}{R_{el}U} \quad (3.9)$$

L'équation (3.9) peut alors se réécrire ainsi qu'il suit :

$$\frac{m}{q} = (B.R_m)^2 \frac{d}{R_{el}.U} \quad (3.10)$$

Les équations (3.8) et (3.10) montrent clairement que si l'énergie cinétique du fragment de fission est connue, on est capable de remonter à la masse du

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

noyau ($m = A$).

Les caractéristiques du spectromètre de masse LOHENGRIN de l'ILL sont présentées dans le tableau (Tableau.3.2). Les énergies moyennes libérées et les particules émises lors de la fission thermique de ^{235}U sont présentées dans le tableau (Tableau.3.3).

Puissance du réacteur de l'ILL	58 MW
Flux au niveau de la cible	$5.3 \cdot 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Angle solide	$\frac{\Omega}{4\pi} \leq 3.2 \cdot 10^{-5}$
Longueur totale de la trajectoire	23 m
Rayon de courbure magnétique	$R_m = 4 \text{ m}$
Rayon de courbure électrique	$R_{el} = 5.6 \text{ m}$
Rayon de courbure du RED	$R_{red} = 0.6 \text{ m}$
Grandissement	1
Dispersion en masse $\frac{\Delta A}{A} = 1\%$	3.24 cm
Dispersion en masse $\frac{\Delta E}{E} = 1\%$	7.2 cm
Pouvoir de séparation	400 pour une cible de $0.8 \times 7.5 \text{ cm}^2$ 1500 pour une cible de $0.16 \times 4 \text{ cm}^2$

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques du spectromètre de masse LOHENGRIN.

	Energie moyenne [MeV]	Nombre moyen
Fragment	169.13	2
Neutrons prompts	4.92	2.42
Gammas prompts	6.6	7.04
Neutrons retardés	7.46×10^{-3}	0.016
Gammas retardés	6.33	
β^-	6.5	
Anti-neutrinos	8.75	
Total	202.23	

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques des émissions associées à la fission thermique de ^{235}U [14].

3.3.3 Objectifs et résultats des mesures

Les particules FF, tritons ou alpha utilisées dans la présente expérience ont une portée de 4 à 20 μm dans les détecteurs diamant ou SiC, c'est-à-dire qu'elles déposent toute leur énergie relativement près de la surface où elles pénètrent. Ainsi, localement un nombre élevé de porteurs de charge (électrons et trous)

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

est créé, soit environ 77 000 paires électron-trou par MeV d'énergie déposée dans le diamant ($E_{e^-h^+} = 13,6$ eV est l'énergie nécessaire pour produire une paire électron-trou dans le diamant).

L'objectif de cette campagne de mesures était de tester les détecteurs en SiC, et en diamant (Krakow de 3.2 mm^2 de diamètre), pour la détection des fragments de fission, tritons, alpha. Leur faible temps de réponse permet d'obtenir une précision de l'ordre de quelques ps. Il est important de noter que la détection des fragments de fission avec le SiC sur le spectromètre Lohengrin à l'ILL était une première. Cette campagne était basée essentiellement sur l'analyse des courbes PHS caractéristiques de la réponse aux fragments de fission pour :

- La détermination des distributions en énergie des fragments.
- La détermination de la signature d'émission des neutrons (structure hyperfine en énergie des fragments de fission).
- Déterminer leur résolution en fonction de la masse des fragments de fission.

Méthodologie d'analyse : elle consiste à choisir les valeurs de E_c , A ou m , q , grâce à l'interface de contrôle (sur ordinateur) que nous désirons, et le logiciel se chargera de déterminer la valeur du champ électromagnétique nécessaire pour obtenir ces trois valeurs. Pour analyser les différents fragments de fission, nous avons testé deux préamplificateurs.

Le premier préamplificateur utilisé pendant cette campagne de mesures avec les détecteurs en SiC, a été présenté au chapitre 2 dans la section 2.4.2 consacrée à la lecture en charge (Figure.2.38a). Il était construit autour d'un préamplificateur de charge, avec pour caractéristiques $C_f = 5$ pF, $R_f = 1 \text{ M}\Omega$, et un amplificateur opérationnel (1GHz ADA4817).

La figure (Figure.3.12) est celle de la courbe PHS représentant la réponse aux fragments de fission $A = 98$ & $E = 90$ MeV et $A = 84$ & $E = 77.1$ MeV, obtenue avec le détecteur en SiC et pour une tension de polarisation du détecteur égale à 0 V. La valeur élevée de C_f , la mauvaise résolution en énergie, le niveau élevé du bruit, n'ont pas permis une séparation des fragments de fission de basses énergies. Un seul fragment (98), d'énergie 90 MeV a été identifié.

Pour résoudre ce problème, nous avons changé de préamplificateur. Dans la suite de ce chapitre, les résultats obtenus (cas du SiC et du diamant) ont été réalisés avec le "front-end" de l'INFN Milano (Institut National de physique Nucléaire de Milan). La figure (Figure.3.13) présente le préamplificateur de l'INFN. Il est construit autour d'un transistor JFET BF862 dont la fréquence de transition $f_t = 715$ MHz, une résistance $R_f = 200 \text{ M}\Omega$, une capacité $C_f = 2$ pF. C'est un préamplificateur bas bruit permettant d'avoir une résolution en énergie très élevée. Le "shaping time" de l'amplificateur a été fixé à $0.5 \mu\text{s}$.

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

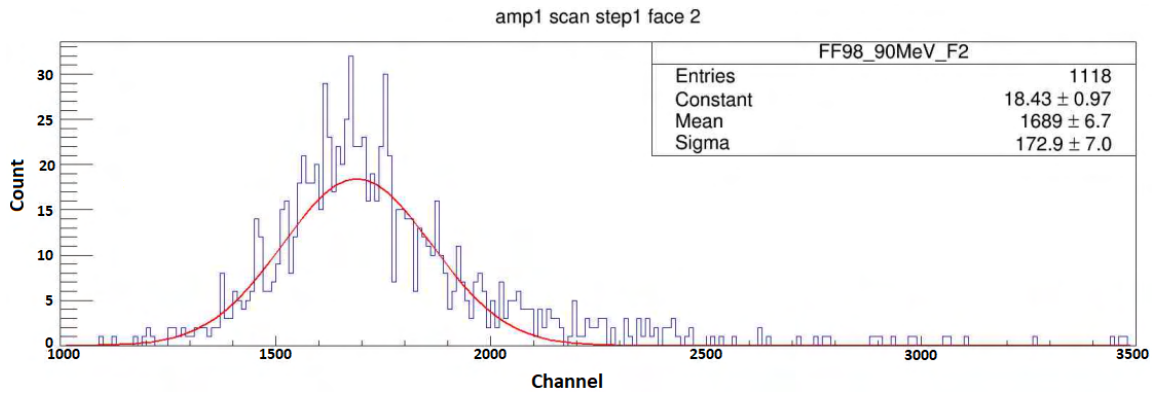


FIGURE 3.12 – Courbe PHS des fragments de fission obtenue avec l'électronique présentée au chapitre 2 (Figure.2.38a). Identification du fragment de fission 98 d'énergie $E_c = 90\text{MeV}$.

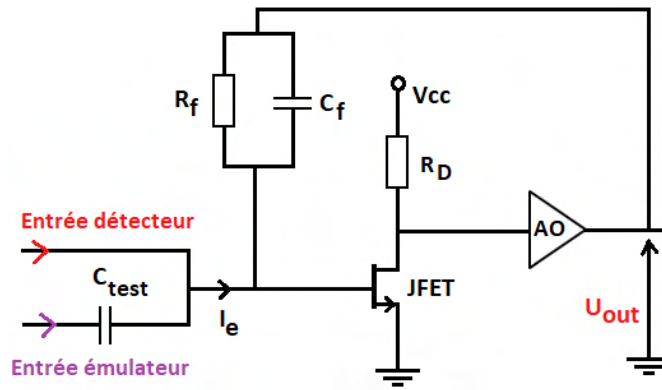
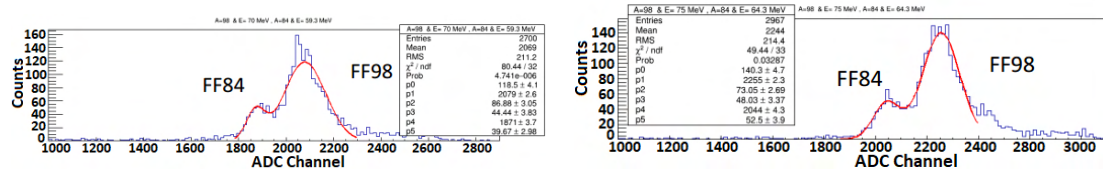


FIGURE 3.13 – Structure du "front-end" électronique de l'INFN pour la caractérisation des fragments de fission.

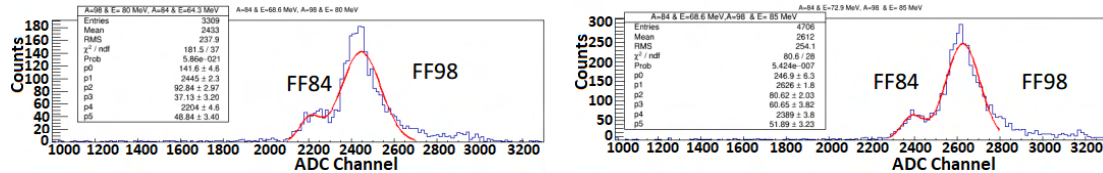
Mesure 1	A= 98 & E= 70 MeV ; A= 84 & E= 59.3 MeV
Mesure 2	A= 98 & E= 75 MeV ; A= 84 & E= 64.3 MeV
Mesure 3	A= 98 & E= 80 MeV ; A= 84 & E= 68.6 MeV
Mesure 4	A= 98 & E= 85 MeV ; A= 84 & E= 72.9 MeV
Mesure 5	A= 98 & E= 90 MeV ; A= 84 & E= 77.1 MeV
Mesure 6	A= 98 & E= 95 MeV ; A= 84 & E= 81.4 MeV
Mesure 7	A= 98 & E= 100 MeV ; A= 84 & E= 85.7 MeV

TABEAU 3.4 – Caractéristiques des différents fragments de fission étudiés. A est, la masse du fragment de fission et E est l'énergie cinétique du fragment de fission.

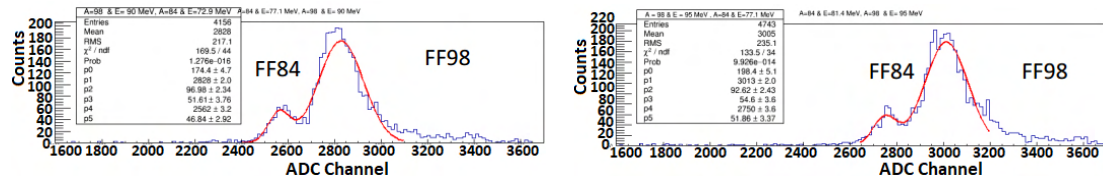
3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.



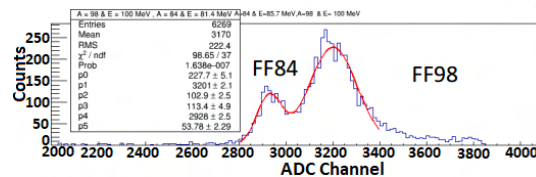
(a) Mesure 1 : A = 98 & E = 70 MeV; A = 84 & E = 59.3 MeV. Les positions des FF 98 (2079-119) et FF 84 (1871-44).
 (b) Mesure 2 : A = 98 & E = 75 MeV; A = 84 & E = 64.3 MeV. Les positions des FF 98 (2255-140) et FF 84 (2044-48).



(c) Mesure 3 : A = 98 & E = 80 MeV; A = 84 & E = 68.6 MeV. Les positions des FF 98 (2445-142) et FF 84 (2204-37).
 (d) Mesure 4 : A = 98 & E = 85 MeV; A = 84 & E = 72.9 MeV. Les positions des FF 98 (2626-247) FF 84 (2389-61).



(e) Mesure 5 : A = 98 & E = 90 MeV; A = 84 & E = 77.1 MeV. Les positions des FF 98 (2828-174) et FF 84 (2562-52).
 (f) Mesure 6 : A = 98 & E = 95 MeV; A = 84 & E = 81.4 MeV. Les positions des FF 98 (3013-198) et FF 84 (2750-55).



(g) Mesure 7 : A = 98 & E = 100 MeV; A = 84 & E = 85.7 MeV. Les positions des FF 98 (3201-228) et FF 84 (2928-113).

FIGURE 3.14 – Réponse du détecteur en SiC aux FF 84 et FF 98. Les courbes en couleur rouge sont des ajustements appliqués sur les acquisitions obtenues. La tension de polarisation est de -100 V.

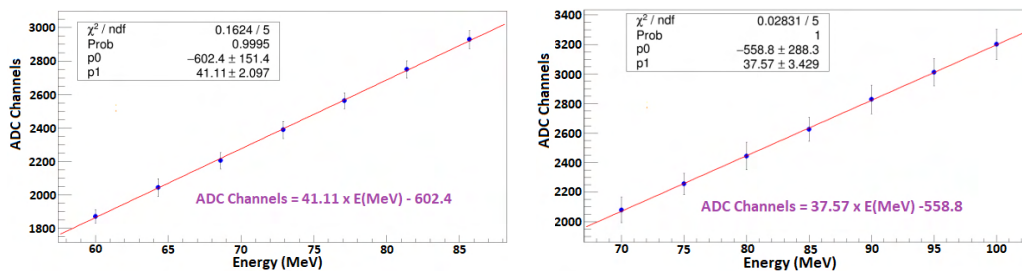
3.3.4 Réponse des détecteurs en SiC aux fragments de fission, tritons, et particules alpha

Les FF légers (A = 84 et A = 98) : le tableau (Tableau.3.4) présente les caractéristiques des différents fragments de fission qui ont fait l'objet de notre analyse. Nous nous sommes particulièrement attardés sur les fragments de fission FF 84 et FF 98. Nous avons donc fait varier l'énergie des fragments de fission 98 de 70 MeV à 100 MeV, et l'énergie des fragments de fission 84 de 59.3

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

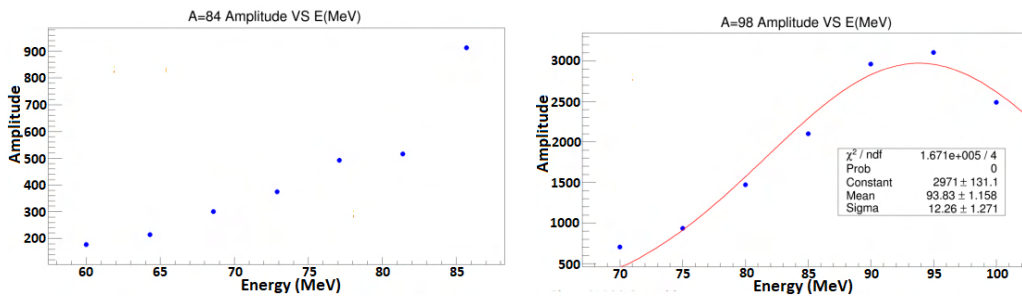
MeV à 85.7 MeV.

La réponse du détecteur en SiC aux fragments de fission pour une tension de polarisation de -100 V est présentée à la figure (Figure.3.14). En effet, on note une mauvaise séparation entre les FF 84 et FF 98. Il convient de rappeler que la capacité du détecteur utilisé est de 270 pF. Le bruit ramené dans la chaîne électronique ainsi que la faible valeur du "shaping time" ($0.5 \mu\text{s}$) est à l'origine de cette mauvaise séparation. D'autre part, l'augmentation de l'énergie des FF 84 et FF 98, a pour conséquence le décalage de la position des pics dans le canal de l'ADC. La figure (Figure.3.15) présente la courbe indiquant la position du



(a) Courbe de linéarité indiquant la position du pic (canal) en fonction de l'énergie du fragment de fission 84. (b) Courbe de linéarité indiquant la position du pic (canal) en fonction de l'énergie du fragment de fission 98.

FIGURE 3.15 – courbe indiquant la position du pic (canal) en fonction de l'énergie du FF 84 et 98. Cas du détecteur en SiC.



(a) On note une augmentation de l'amplitude du pic pour des énergies inférieures à 81.4 MeV. (b) On note une diminution de l'amplitude du pic à partir de 95 MeV.

FIGURE 3.16 – Variation de l'amplitude du pic du FF 84 et 98 en fonction de l'énergie.

pic (canal) en fonction de l'énergie des FF 84 et FF 98. La position du pic des

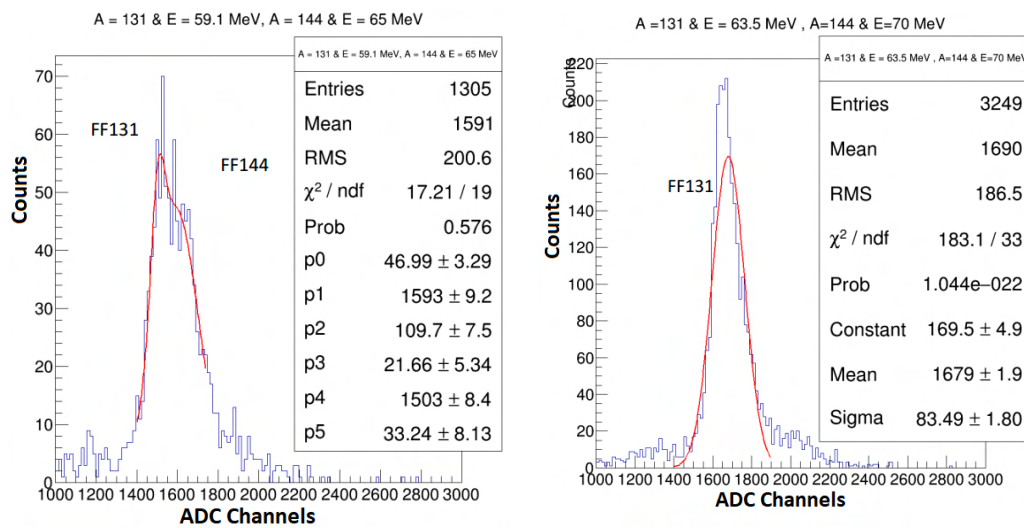
3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

fragments 84 et 98 peut être obtenue par les relations (3.11) & (3.12)

$$ADC \ Channel_{FF84} = 41.11 \times E(MeV) - 602.4 \quad (3.11)$$

$$ADC \ Channel_{FF98} = 37.57 \times E(MeV) - 558.8 \quad (3.12)$$

E (MeV) représente l'énergie du fragment de fission en MeV. D'autre part, on note la variation de l'amplitude du pic sur la courbe PHS, qui est due à l'augmentation de l'énergie du fragment de fission. La figure (Figure.3.16) présente l'évolution de ce pic en fonction de l'énergie du FF 84 et FF 98.



(a) Réponse du détecteur en SiC aux fragments de fission A = 131 & E = 59.1 MeV; A = 144 & E = 65 MeV. (b) Réponse du détecteur en SiC aux fragments de fission A = 131 & E = 63.5 MeV; A = 144 & E = 70 MeV. (1679-170) sont les coordonnées du pic de signal.

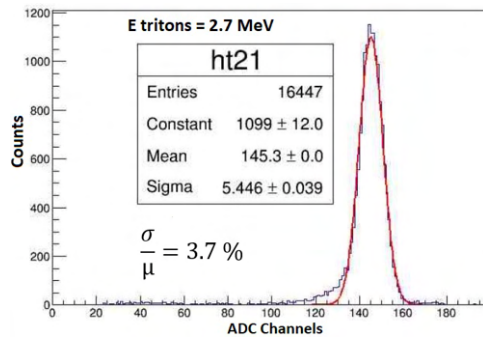
FIGURE 3.17 – Réponse du détecteur en SiC aux FF lourds. La tension de polarisation du détecteur est de -100 V.

Les FF lourds (A = 131 et A = 144) : La réponse du détecteur en SiC aux FF de masse beaucoup plus importante (A = 131, A = 144), a été analysée pour deux valeurs d'énergie cinétique, et pour une polarisation du détecteur de -100 V. Deux cas ont été particulièrement étudiés :

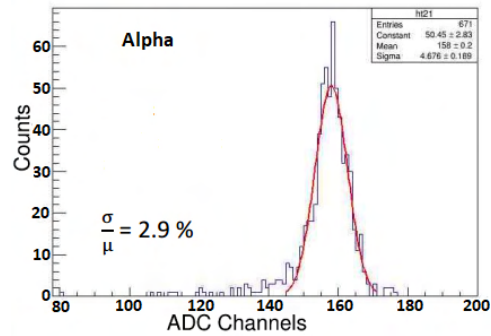
- A = 131 & E = 59.1 MeV; A = 144 & E = 65 MeV
- A = 131 & E = 63.5 MeV; A = 144 & E = 70 MeV

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

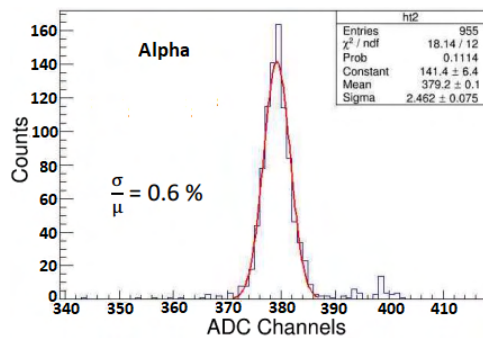
La figure (Figure.3.17a) montre clairement que pour le premier couple d'énergie plus petite, les fragments de fission FF 131 et FF 141 peuvent être identifiés, mais pas séparés. Par contre pour le second couple figure (Figure.3.17b) les deux fragments ne sont pas distinguables. Seul le fragment FF 131 a pu être identifié à la position [1679 170].



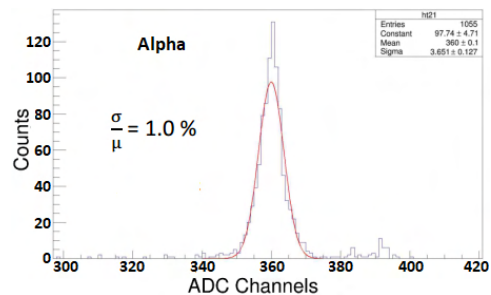
(a) Réponse du SiC aux tritons. Une pénétration sur $28 \mu m$ a été observée, pour une résolution de 3.7% avec pour coordonnées (145-1099).



(b) Réponse du détecteur SiC aux particules alpha pour une tension de polarisation de 0 V et un angle de 0° . La résolution du signal est de 2.9 % avec pour coordonnées (158-50).



(c) Réponse du détecteur SiC aux particules alpha pour une tension de polarisation de -100 V et un angle de 0° . La résolution du signal est de 0.6 % avec pour coordonnées (379-141).



(d) Réponse du détecteur SiC aux particules alpha pour une tension de polarisation de -100 V et un angle de 45° . La résolution du signal est de 1% avec pour coordonnées (360-98).

FIGURE 3.18 – Réponse du détecteur aux tritons et aux particules alpha. La pénétration des tritons ($28 \mu m$) est plus élevée comparée aux alphas ($15 \mu m$).

Les particules α et les tritons : nous avons étudié la réponse de notre détecteur aux particules telles que les α et tritons ${}^3\text{H}$ grâce à la réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ qui s'écrit de la manière suivante :



L'énergie totale libérée lors de cette réaction est de 4.78 MeV [15] [16]. Celle-ci est partagée entre les différents produits de réaction, $E_\alpha = 2.05$ MeV, $E_{{}^3\text{H}} = 2.73$ MeV. Pour détecter ces deux types de particules, nous avons procédé ainsi qu'il suit :

- La pénétration des tritons est pratiquement 5 fois supérieure à celle des alphas, nous avons donc utilisé une fine feuille d'aluminium pour stopper les particules alpha, sans toutefois stopper les tritons. Nous avons par la suite procédé au relevé des courbes PHS dues aux tritons voir figure (Figure.3.18a). Une résolution en énergie de 3.7 % a été relevée.

- Nous avons ensuite détecté les particules alpha en fonction de la position angulaire du détecteur ($0^\circ, 45^\circ$), pour des tensions de polarisation de 0 et -100 V. L'opération avait pour but d'apprécier la résolution en énergie du signal voir figure (Figure.3.18b), (Figure.3.18c), (Figure.3.18d). La meilleure résolution (0.6 %) est obtenue pour une tension de polarisation de -100 V et un angle de 0° . On note également la variation du pic dans le canal lorsqu'une tension de polarisation est appliquée aux bornes du détecteur. On passe d'une position de 158 à 0 V pour une position de 379 à -100 V. Une légère variation du canal a été observée à 45° (360).

3.3.5 Réponse des détecteurs diamant Krakow aux fragments de fission, tritons, et particules alpha

La présence du carbone dans le diamant, sa conductivité élevée, sa grande résistance aux irradiations, font de ce semi-conducteur le concurrent direct du SiC. Il suscite un grand intérêt scientifique dans le domaine de la détection des particules. C'est un matériau à grand gap (5.5 eV), à température ambiante (300 K), la densité intrinsèque des porteurs de charges dans ce matériau est inférieure à 10^{-26} cm^{-3} . Le courant de fuite dans le semi-conducteur en diamant ($\approx \text{pA}$) est beaucoup plus faible que dans le SiC. Deux types de configurations de détecteurs diamants sont généralement rencontrés : la configuration sandwich et la configuration coplanaire (voir Figure.3.19a et Figure.3.19b). Le signal est recueilli aux bornes de deux électrodes métalliques (tungstène/titanium ou chrome/or). La configuration sandwich à l'avantage qu'un champ électrique peut être appliqué aux bornes du détecteur (voir Figure.3.19c).

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

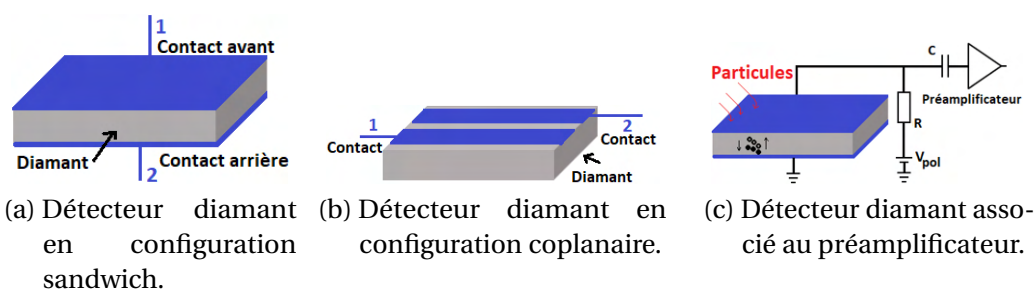


FIGURE 3.19 – Configuration du détecteur diamant.

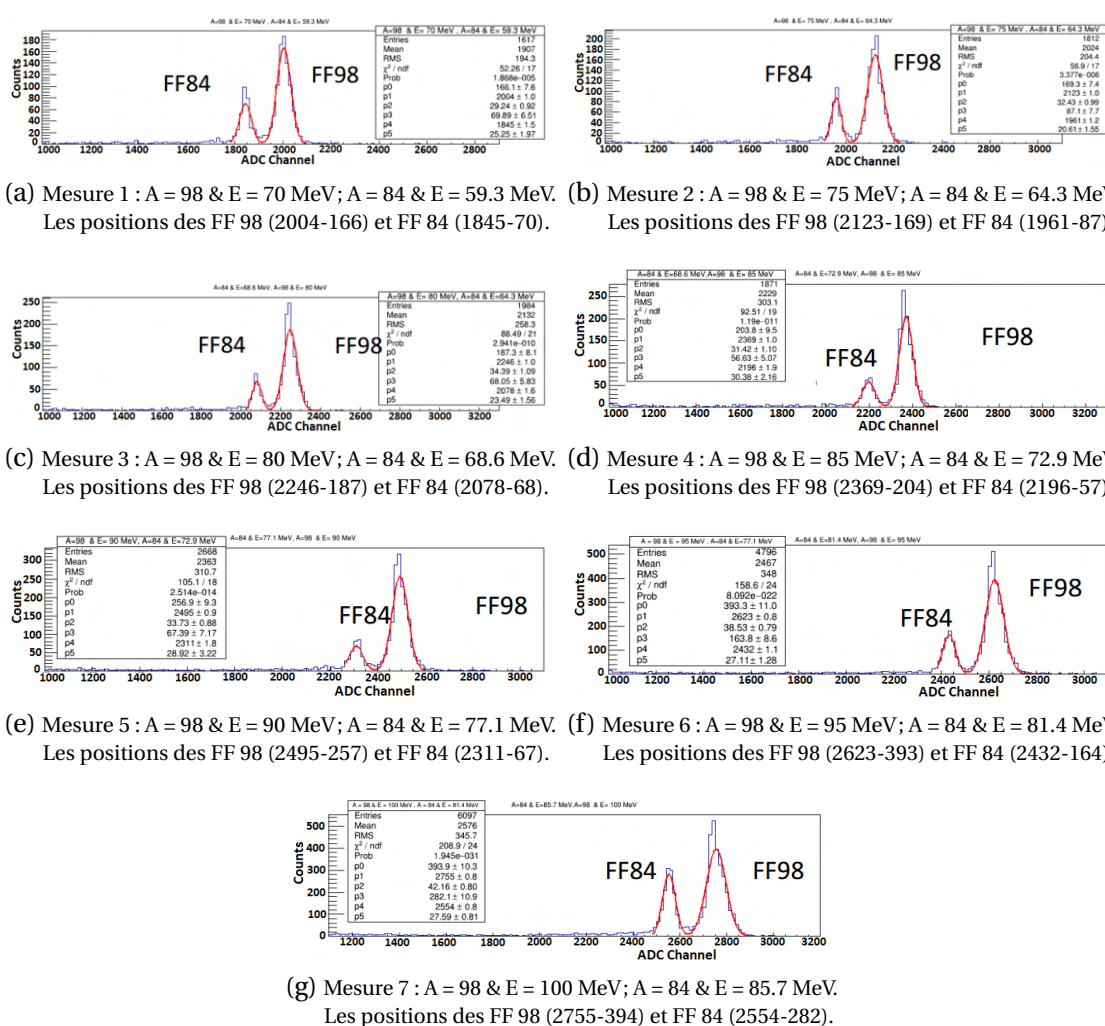
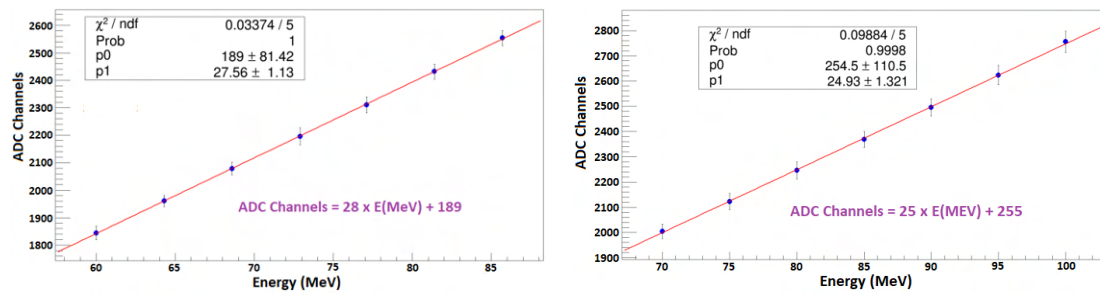


FIGURE 3.20 – Réponse du détecteur diamant Krakow aux FF 84 et 98.

Les FF légers (A = 84 et A = 98) : le tableau (Tableau.3.4) présente les caractéristiques des différents fragments de fission étudiés. La tension de polarisation du détecteur a été fixée à 200 V, pour un "shaping time" de 0.5 μ s. Les courbes de la figure (Figure.3.20) présentent les différentes réponses du détecteur en diamant aux fragments de fission (FF 84 et FF 98). On observe clairement qu'avec le détecteur en diamant les fragments FF 84 et FF 98 sont isolés les uns des autres. Ceci est dû dans un premier temps à la faible capacité du détecteur (1 pF) qui introduit moins de bruit dans la chaîne électronique, et une bonne résolution en énergie. Dans un second temps au choix optimal du "shaping time" (0.5 μ s). D'autre part, l'augmentation de l'énergie des FF 84 et FF 98, a pour conséquence le décalage de la position des pics dans le canal de l'ADC (voir Figure.3.21). Nous avons ensuite réalisé une comparaison sur les



(a) Courbe de linéarité indiquant la position du pic (canal) en fonction de l'énergie (FF 84). Cas du détecteur diamant krakow. (b) Courbe de linéarité indiquant la position du pic (canal) en fonction de l'énergie (FF 98). Cas du détecteur diamant krakow.

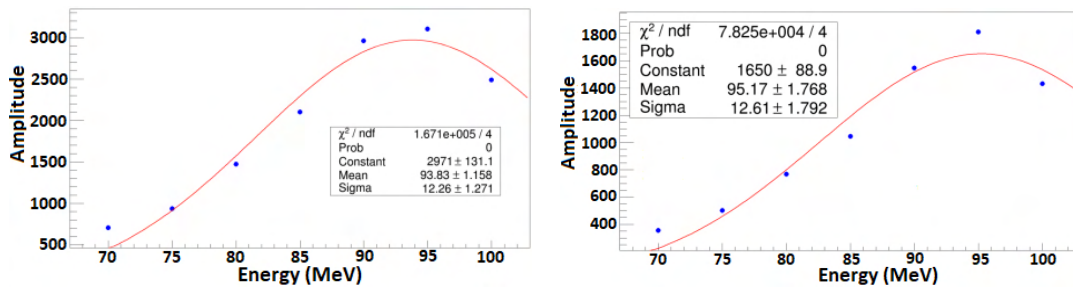
FIGURE 3.21 – Courbe indiquant la position du pic (canal) en fonction de l'énergie des FF 84 et FF 98. Cas du détecteur diamant krakow.

amplitudes des signaux des détecteurs en SiC et en diamant Krakow, pour des FF 98 en fonction de l'énergie (voir Figure.3.22).

On constate que les réponses des détecteurs SiC et diamant ont la même allure. Le nombre de coups enregistré avec le détecteur en SiC est plus important qu'avec le diamant. Ceci s'explique par la différence au niveau de l'énergie de création des paires électrons-trous ($E_{e-h}SiC = 7.78$ eV pour le SiC, et $E_{e-h}Diamant = 13$ eV pour le diamant).

Les FF lourds (A = 131 et A = 141) : la réponse du détecteur en diamant aux fragments de fission de masse beaucoup plus importante (A = 131, A = 141), a été analysée pour deux valeurs d'énergie cinétique, et pour une polarisation du détecteur de 200 V :

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

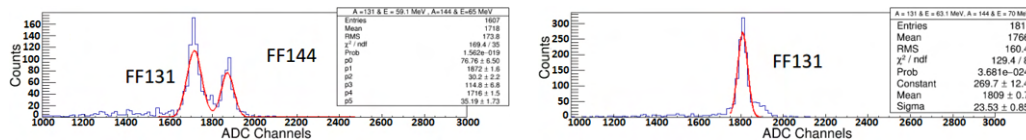


(a) Evolution de l'amplitude des fragments de fission A = 98, en fonction de l'énergie : cas du détecteur en SiC. (b) Evolution de l'amplitude des fragments de fission A = 98, en fonction de l'énergie : cas du détecteur en diamant Krakow.

FIGURE 3.22 – Evolution de l'amplitude des fragments de fission A = 98, en fonction de l'énergie : cas des détecteurs en SiC et en diamant.

- A = 131 & E = 59.1 MeV; A = 144 & E = 65 MeV.
- A = 131 & E = 63.1 MeV; A = 144 & E = 70 MeV.

La figure (Figure.3.23a) montre clairement que pour le premier couple d'énergie plus petite, les fragments de fission FF 131 et FF 141 peuvent être identifiés et bien séparés. Par contre pour le second couple figure (Figure.3.23b) les deux fragments ne sont pas distinguables. Seul le fragment FF 131 a pu être identifié à la position [1809 270].



(a) Réponse du détecteur diamant aux fragments de fission A = 131 & E = 59.1 MeV; A = 144 & E = 65MeV. (b) Réponse du détecteur diamant aux fragments de fission A = 131 & E = 63.1 MeV; A = 144 & E = 70MeV. (1679-170) sont les coordonnées du pic de signal.

FIGURE 3.23 – Réponse du détecteur en diamant aux FF lourds. La tension de polarisation du détecteur est de 200 V.

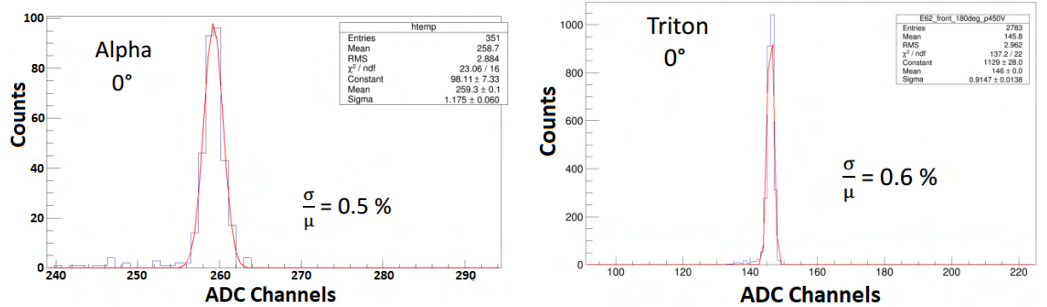
Les particules α et les tritons : nous avons aussi étudié la réponse du détecteur diamant aux particules α d'énergie $E_\alpha = 2.05$ MeV et aux tritons 3H d'énergie $E_{^3H} = 2.73$ MeV.

- Dans un premier temps, nous avons relevé la courbe PHS due aux alphas

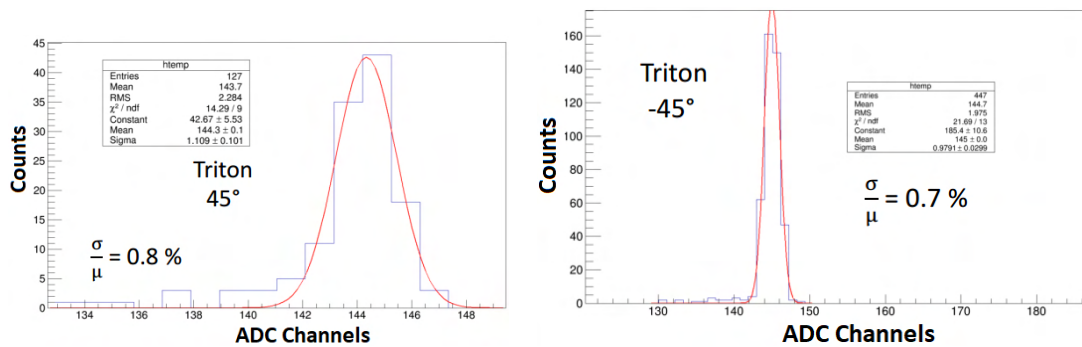
3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

pour un angle d'inclinaison du détecteur de 0° . Une résolution en énergie de 0.5 % a été observée (Voir Figure.3.24a).

- Dans un second temps, nous avons procédé au relevé des courbes PHS dues aux tritons, et en fonction de l'angle (0° , 45° , -45°) d'inclinaison du détecteur (voir Figure.3.24b, Figure.3.24c, Figure.3.24d). La position du détecteur qui offrait une meilleure résolution (0.6 %) en énergie était celle à 0° .



- (a) Réponse du détecteur diamant aux alphas d'énergie 4.75 MeV et pour un angle d'inclinaison de 0° . Une résolution en énergie de 0.5 % a été relevée. Pour une position du pic à (259-98).
- (b) Réponse du détecteur diamant aux tritons pour un angle de 0° . Une résolution en énergie de 0.6 % a été relevée. Pour une position du pic à (146-1129).



- (c) Réponse du détecteur diamant aux tritons pour un angle de 45° . Une résolution en énergie de 0.8% a été relevée. Pour une position du pic à (144-43).
- (d) Réponse du détecteur diamant aux tritons pour un angle de -45° . Une résolution en énergie de 0.7 % a été relevée. Pour une position du pic à (145-185).

FIGURE 3.24 – Réponse du détecteur diamant aux alphas et tritons.

3.4 Détection d'électrons haute énergie et ultra dense

Dans le chapitre 2, au sein de la section qui traite de la radiothérapie, intitulée "Carte 3 : Solution à la saturation de l'électronique", nous avons réussi à compter le nombre d'impulsions en fonction de la tension appliquée à la grid du Linac, de la fréquence des impulsions, et de la largeur de celles-ci. Le Linac utilisé était un générateur d'électrons ultra dense (150 mA courant de faisceau), monoénergétique, haute énergie (6 MeV), dose supérieure à 2 Gy, largeur des impulsions modulables (0.5 à 4 μ s), fréquence de répétition modulable (5 à 290 Hz). Cependant, nous avons eu des difficultés pour la caractérisation de la réponse (Voir Figure.2.30), à cause du manque de dispositif de synchronisation (déclenchement de l'acquisition). Une seconde campagne de mesures a donc été programmée. L'objectif était de mesurer la durée des différentes impulsions.

D'autre part, le faisceau d'électrons produit par l'accélérateur de particules en sortie de fenêtre possède un angle d'ouverture. C'est pourquoi, pour optimiser l'efficacité d'irradiation, une feuille d'aluminium a été utilisée. De plus, cette dernière permet d'homogénéiser le faisceau de particules afin de contrôler la dose émise. Il convient donc d'étudier dans un premier temps le comportement du faisceau d'électrons ultra-dense, lorsqu'il traverse cette feuille d'aluminium. La figure (Figure.3.25) présente la configuration utilisée.

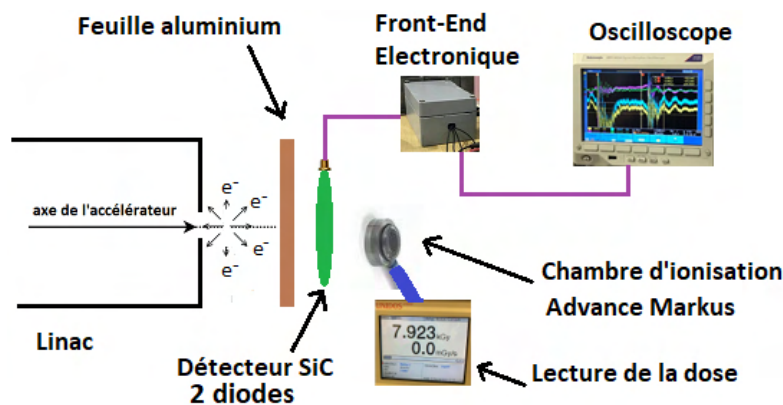


FIGURE 3.25 – Configuration utilisée pendant la campagne de mesures. Configuration avec feuille d'aluminium.

Cette configuration se définit ainsi qu'il suit : à la sortie de fenêtre du Linac, une feuille d'aluminium permet d'homogénéiser le faisceau de particules. Le détecteur de particules en SiC est ensuite placé près de cette feuille. Le signal de sortie du détecteur est conditionné par le "front-end" et ensuite affiché sur l'oscilloscope. Une chambre d'ionisation permet de mesurer la quantité de

doses émises, et l'affiche sur un écran.

3.4.1 Perte d'énergie dans une feuille d'aluminium soumise à un faisceau ultra-dense d'électrons.

L'aluminium est un matériau peu dense ($\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$). Lorsqu'une particule chargée le traverse, elle perd de l'énergie. Cette perte est essentiellement due à l'excitation des électrons du cortège atomique, à la production des paires électrons-trous, et au rayonnement de freinage (effet "Bremsstrahlung"). Si le faisceau de particules qui traverse le matériau est monoénergétique, alors l'énergie transmise sera inférieure à l'énergie incidente. La perte d'énergie dépend de l'épaisseur du matériau, de son numéro atomique, ainsi que de l'énergie de la particule incidente. D'autre part, la perte d'énergie des différentes particules dans le matériau ne s'effectue pas de la même manière. Il apparaît donc une distribution énergétique [17].

3.4.2 Impact de la feuille d'aluminium sur le courant généré par le détecteur en SiC.

Le parcours d'une particule est la distance parcourue par cette dernière jusqu'à ce que son énergie devienne nulle. Lorsque l'épaisseur d'une feuille d'aluminium est inférieure au parcours d'une particule alors, une partie de son énergie est transmise [18]. Certains électrons qui ont été déviés par les noyaux des atomes d'aluminium participent à la création des photons de haute énergie. Ces photons vont générer un courant supplémentaire dans le détecteur placé en aval. Les principales particules auxquelles sera soumis le détecteur sont :

- Les électrons de haute énergie générés par le Linac.
- Les photons de haute énergie générés par la feuille d'aluminium.

La sensibilité du détecteur en SiC aux photons ne sera pas présentée dans cette section. Il convient donc d'analyser la réponse de l'électronique à un flux d'électrons ultra dense avec et sans feuille d'aluminium.

3.4.3 Résultats d'irradiation avec feuille d'aluminium

La configuration des équipements est celle présentée à la figure (Figure.3.25). Pendant cette campagne de mesures, la fréquence a été maintenue à 20 Hz, la durée des impulsions à $2 \mu\text{s}$. Nous avons effectué trois essais pendant lesquels la tension de grid a été fixée à 125 V, 200 V, 300 V. La figure (Figure.3.26a) présente la réponse du signal *RF*, du canon, et des diodes 1 et 2. Lorsque le plateau du signal *RF* se stabilise ($2 \mu\text{s} \leq t \leq 4 \mu\text{s}$), le canon s'ouvre pour la sortie des

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

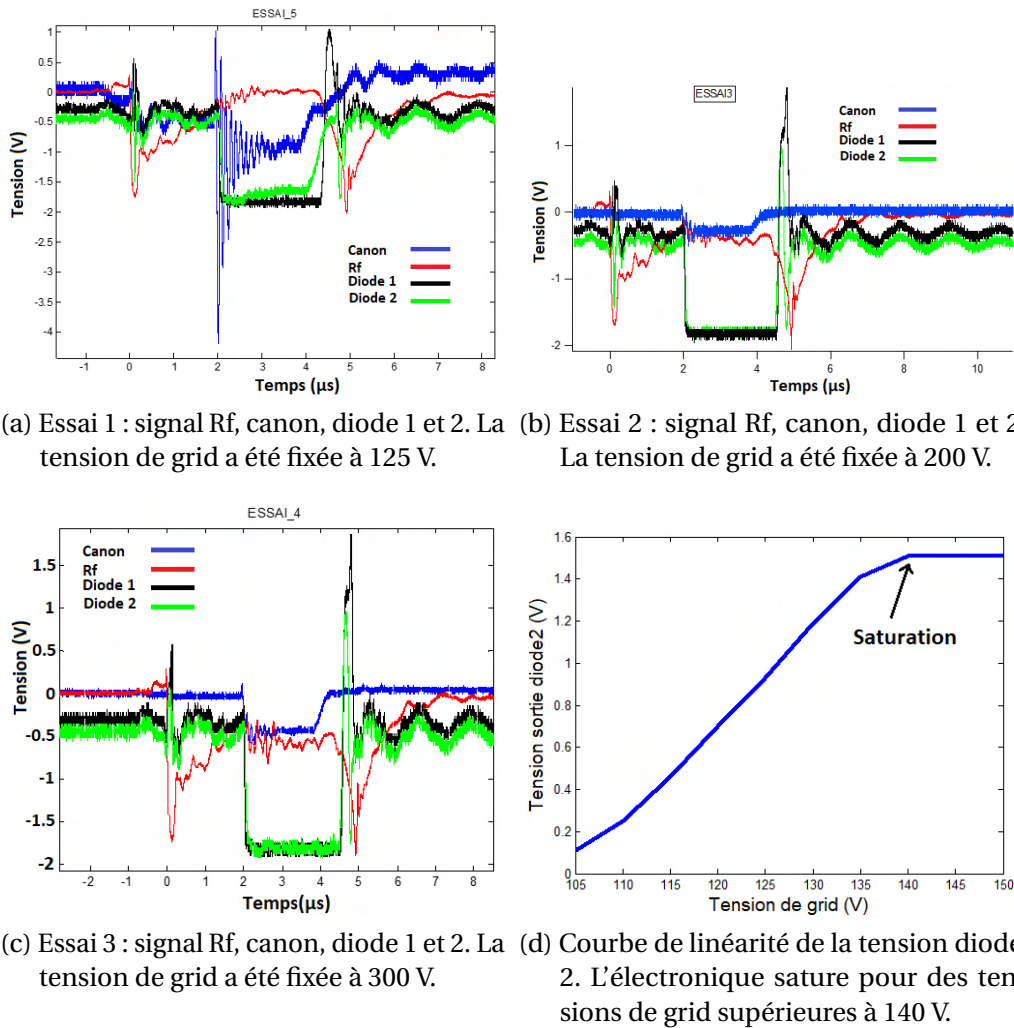


FIGURE 3.26 – Signal Rf, canon du Linac, des diodes 1 et 2.

électrons. Pour le cas de cette mesure, l'ouverture du canon se fait pendant $2 \mu s$. On constate premièrement que pour cette tension de grid = 125 V, le signal du canon est à la limite de stabilité (présence d'oscillations). D'autre part, le signal de la diode 1 est de -1.56 V et celui de la diode 2 est de -1.22 V (sans offset). Cette différence est due à l'exposition différente des diodes aux particules. Les diodes 1 et 2 répondent pendant une durée de $2.52 \mu s$. La figure (Figure.3.26b) est la réponse pour une tension de grid de 200 V, diodes 1 = 1.56 V, diode 2 = 1.346 V. La durée de réponse des diodes 1 et 2 est maintenue à $2.52 \mu s$. La figure (Figure.3.26c) présente la réponse pour une tension de grid de 300 V, diodes 1 = 1.58 V, diode 2 = 1.46 V. La durée de réponses des diodes 1 et 2 elle aussi maintenue à $2.52 \mu s$. La chambre d'ionisation (Advance Markus) est le

capteur utilisé pour le calibrage du Linac. Cependant, les résultats obtenus pendant notre campagne montrent clairement que la durée d'ouverture du canon ($2 \mu s$) n'est pas la même que la durée de réponse des diodes 1 et 2 ($2.52 \mu s$). Le détecteur en SiC permet d'observer cette différence ($\Delta_T = 2.52 \mu s - 2 \mu s = 0.52 \mu s$) à cause de ses propriétés physiques. Nous avons par la suite laissé la machine au repos pendant une durée de 1h30 afin de valider la reproductibilité des résultats. La courbe (Figure.3.26d) présente la courbe de linéarité des résultats obtenus pour la diode 2. La saturation de l'électronique est observée pour des tensions de grid supérieures à 140 V.

3.4.4 Résultat d'irradiation sans feuille d'aluminium

La configuration des équipements est celle présentée à la figure (Figure.3.27). Les feuilles d'aluminium ont été retirées. Les électrons en sortie de fenêtre entrent en contact direct avec le détecteur en SiC. La réponse de l'électronique pour une tension de grid de 200 V est présentée à la figure (Figure.3.28a) et la courbe de linéarité à la figure (Figure.3.28b). Cette courbe montre clairement qu'en l'absence des feuilles d'aluminium, le début de la saturation est passé de 140 V (cas de Figure.3.26d) à 190 V (cas de Figure.3.28b) de tension de grid, équivalent à un gain de 50 V ($190 V - 140 V = 50 V$). Nous devons donc procéder à l'amélioration du "front-end", afin que celui-ci soit capable de fonctionner aussi bien avec la présence des feuilles d'aluminium qu'en leur absence, et une tension de grid = 350 V.

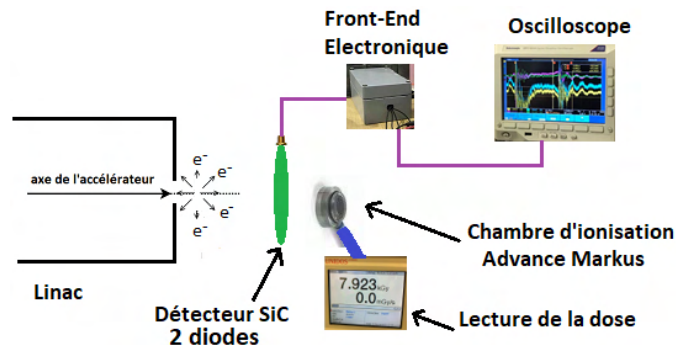
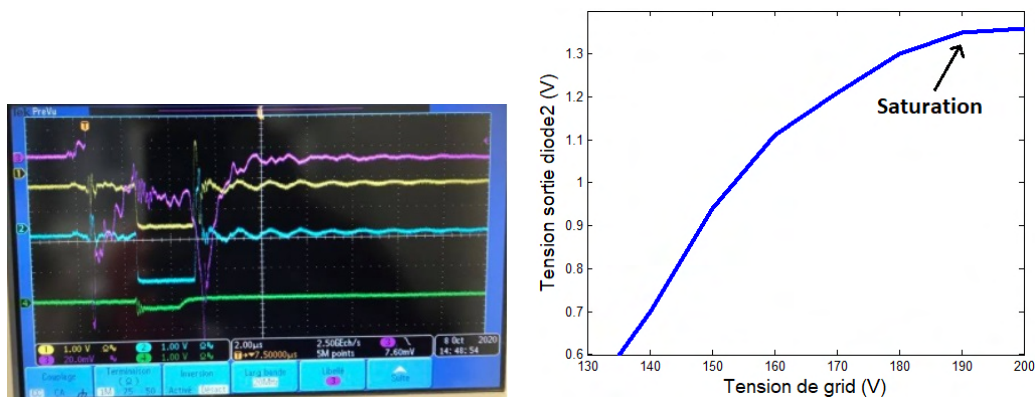


FIGURE 3.27 – Configuration utilisée pendant la campagne de mesures. Configuration sans feuille d'aluminium.



(a) Réponse de l'électronique sans feuille d'aluminium. En couleur rose le signal Rf pour une tension grid de 200 V, en jaune le signal de la diode 1 (1.36 V), en cyan le signal de la diode 2 (1.36 V), en vert le signal du canon.

(b) Courbe de linéarité pour une tension de grid variant de 135 V à 200 V.

FIGURE 3.28 – Image de la réponse sur un oscilloscope et courbe de linéarité.

3.5 Conclusion

Au cours de ce travail, nous avons présenté la réponse du "front-end" électronique de la société CAEN à la détection de neutrons. Au HZDR de Dresden, la méthode de génération des neutrons est basée sur la réaction de fusion Deutérium-Tritium. Les résultats des courbes PHS ont montré qu'à 0 V de tension de polarisation, l'augmentation du "shaping time" permettait de faire ressortir les différents pics image des différentes interactions des neutrons avec le détecteur.

Lors de notre campagne de mesures au ILL de Grenoble, qui consistait à tester les détecteurs en SiC et en diamant, pour la détection des fragments de fission. L'électronique conçue par le laboratoire, qui était construite autour d'un AOP "high speed", n'a pas permis une acquisition optimale à cause du faible gain de conversion. Elle a donc été remplacée par celle de l'INFN construite autour d'un transistor d'entrée JFET. Nous avons donc pu tracer par la suite les courbes PHS en réponse aux différents fragments de fission légers et lourds en variant à chaque fois l'énergie. Les détecteurs en SiC et en diamant n'ayant pas la même capacité, les résultats obtenus avec le détecteur diamant ont montré une bonne séparation entre les FF 84 et FF 98, mais aussi une très bonne résolution énergétique. Les courbes de linéarité ont ensuite été tracées.

Enfin, pour le cas de la détection d'électrons ultra-dense, les feuilles d'alumi-

3 Détection de neutrons thermiques et d'électrons.

nium permettaient d'avoir une saturation de l'électronique à cause des photons de haute énergie créés lorsque l'électron interagit avec la feuille d'aluminium. La temporalité des différentes impulsions a été vérifiée. C'est ainsi que nous avons constaté une augmentation de 500 ns sur la durée normale du pic.

La collecte de données réalisée, la suite de notre travail consistera à concevoir notre électronique reconfigurable. Celle-ci devra être capable de fonctionner dans les différents environnements étudiés précédemment.

Bibliographie

- [1] Klix, A. & DÖring, Toralf & Domula, Alexander Robert & Zuber, Kai, (2018), "The intensive DT neutron generator of TU Dresden", EPJ Web of Conferences, 170. 02004. 10.1051/epjconf/201817002004.
- [2] Olga OBRAZTSOVA, "Comparaison du Diamant et du Carbure de Silicium (SiC) pour la détection de neutrons en milieux nucléaires", thèse, 2018
- [3] FATIMA ISSA, "Réalisation de Détecteurs de Neutrons en Carbure de Silicium", these, 2015
- [4] I. Królikowski et al., "Optimization of thermal neutron converter in SiC sensors for spectral measurements of thermal and fast neutron flux" 2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), Lisbon, 2015, pp. 1-8, doi : 10.1109/ANIMMA.2015.7465604.
- [5] consulté le 02/03/2019 à l'adresse <https://seltokphotonics.com/upload/iblock/713/7132eabc12ff687ab39e3c31871ea170.pdf>
- [6] H. T. Motz et D. E. Alburger, "Beta- and Gamma-Radiation of Al²⁸", Physical Review, vol. 96, n. 12, 1952
- [7] Jacques Treiner, "Qui a découvert la fission nucléaire?", Reflets de la physique N°50, pp 30-35.
- [8] Adeline BAIL, "MESURES DE RENDEMENTS ISOBARIQUES ET ISOTOPIQUES DES PRODUITS DE FISSION LOURDS SUR LE SPECTROMÈTRE DE MASSE LOHENGRIN", thèse, UNIVERSITÉ BORDEAUX I, 2009
- [9] Y. FRANCOIS, "Spectrométrie de masse SM", Université Louis pasteur strasbourg, https://complex-matter.unistra.fr/uploads/media/Cours_MS_L3_Chimie_et_chimie_physique_01.pdf, consulté 6/07/2020.
- [10] Florence Martin, "Etude des distributions en masse, charge nucléaire et énergie cinétique des produits de fission de l'²³³U(nth,f) et du ²⁴¹Pu(nth,f) mesurées auprès du spectromètre de masse Lohengrin (ILL)", Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Grenoble, 2013. Français. ffNNT : 2013GRENI098ff. fftel-01288258f

- [11] L. Audouin, G. Bélier, L. Bonneau, O. Bouland, A. Chatillon, O. Dorvaux, N. Dubray, C. Ducoin, J. Dudouet, D. Durand, M. Estienne, M. Fallot, B. Jurado, G. Kessedjian, D. Lacroix, B. Laurent, X. Ledoux, A. Lemasson, P. Marini, L. Mathieu, O. Méplan, P. Morfouace, N. Pillet, M. Ramdhane, D. Ramos, M. Rejmund, C. Sage, C. Schmitt, O. Serot, L. Stuttgé, I. Tsekhanovich, J. Taieb, J. Wilson, "Comment arriver à une description complète de la fission nucléaire?", *Prospectives Nationales 2020-2030 Physique Nucléaire et Astrophysique Nucléaire*, consulté le 16/12/2020 à l'adresse https://indico.in2p3.fr/event/19748/attachments/54970/74942/Fission_Jurado.pdf
- [12] consulté le 15/05/2019 <https://www.ill.eu>
- [13] Abdelaziz Chebboubi, "Contribution à l'étude de la fission nucléaire : de LOHENGRIN à FIPPS" thèse, UNIVERSITÉ DE GRENOBLE, 2015.
- [14] M. Loïc Thulliez, "Caractérisation des fragments de fission et développement du dispositif expérimental FALSTAFF", thèse, Université Paris-Saclay, 2017
- [15] M Gulino, C Spitaleri, S Cherubini, V Crucillà, M La Cognata, et al, "Study of the ${}^6\text{Li}(n,){}^3\text{H}$ reaction via the 2H quasi-free break-up", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, IOP Publishing, 2010, 37 (12), pp.125105. [ff10.1088/0954-3899/37/12/125105](https://doi.org/10.1088/0954-3899/37/12/125105). [ffhal-00600788f](https://arxiv.org/abs/1006.0788)
- [16] V. A. Vesna, Yu. M. Gledenov, V. V. Nesvizhevsky, A. K. Petoukhov, P. V. Sedyshev, T. Soldner, O. Zimmer, and E. V. Shulgina, "Measurement of the parity-violating triton emission asymmetry in the reaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ with polarized cold neutrons", DOI : 10.1103/PhysRevC.77.035501
- [17] Nicholas Tsoulfanidis Sheldon Landsberger, " MEASUREMENT DETECTION of RADIATION", 4th Edition, pp 122-134.
- [18] Goodwin, James C., Jr., " Energy loss of high energy electrons in aluminum and copper", 1968-12, <http://hdl.handle.net/10945/12104>

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

Sommaire

4.1	Introduction	128
4.2	La technologie MOS	128
4.2.1	Critères de choix d'une technologie CMOS	129
4.3	Caractérisations électriques du transistor MOS 0.35 μm	131
4.3.1	Caractéristiques statiques du transistor MOS	132
4.3.1.1	Région blocage	132
4.3.1.2	La région linéaire	133
4.3.1.3	La région saturation	133
4.3.2	Modèle petit signal du transistor MOS	136
4.3.2.1	Les capacités parasites du transistor MOS à moyenne fréquence.	137
4.3.3	Analyse du bruit	139
4.4	La chaîne électronique reconfigurable.	140
4.4.1	Présentation de la chaîne	140
4.5	Convertisseur tension-courant	141
4.5.1	Polarisation par résistance	142
4.5.2	Polarisation par Beta-multiplier	143
4.6	Convertisseur 1.2 V-1.65 V	144
4.7	Etage Contrôle-commande	145
4.8	Etage Préamplificateur	147
4.8.1	Montage télescopique cascode	147
4.8.2	Circuit à charge active	150
4.8.2.1	Les miroirs de courant	150
4.8.2.2	Miroir de courant en Régulation	150
4.8.3	Conditionnement du signal : le mode transimpédance	154
4.8.3.1	Etude de la stabilité de la transimpédance	157
4.8.3.2	Application à la détection d'électrons	158
4.8.3.3	Bruit dans le préamplificateur de courant	159
4.8.4	Conditionnement du signal : le mode charge	163

4.8.4.1	Application à la détection des neutrons	164
4.8.4.2	Etude de la stabilité du préamplificateur de charge	166
4.9	Conclusion	167
	Bibliographie	169

4.1 Introduction

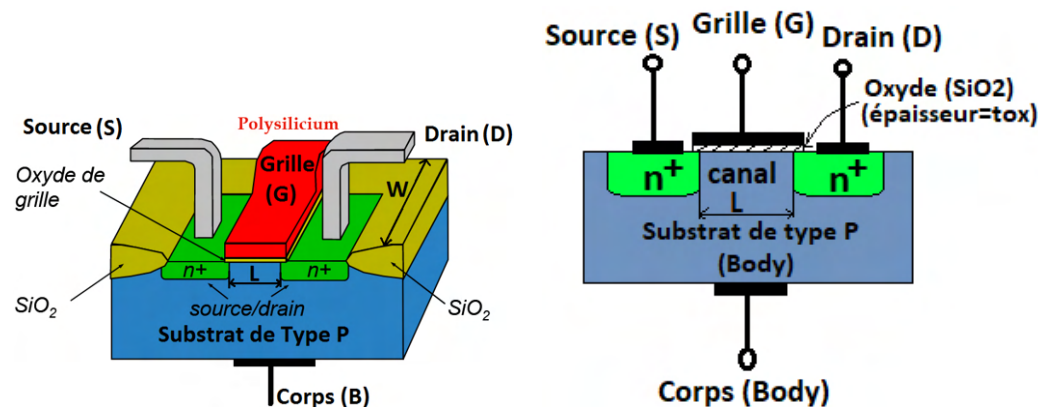
Dans les chapitres 2 et 3, nous avons présenté les résultats obtenus avec l'électronique sur carte PCB. Ce travail a permis de déterminer la polarité du signal de sortie des détecteurs (signal positif). Aussi, différentes sensibilités ont été déterminées dans un premier temps, pour la détection d'électrons et dans un second temps, pour la détection de neutrons. Cependant, un volume assez important d'équipements a été utilisé pour réaliser ces opérations. Par conséquent, l'interconnexion entre les différents équipements est à l'origine de l'apparition de capacités parasites. Elles contribuent à la dégradation des limites de fonctionnement de l'électronique.

Ce chapitre consistera à la conception d'un étage préamplificateur reconfigurable. Cette technique apporte de nombreux avantages tels que la réduction des coûts par la fabrication en grande série, une meilleure immunité aux bruits. Cette solution électronique devra être reconfigurable. Elle devra être capable de répondre aussi bien pour la détection de neutrons en configuration faible et fort flux, que pour la détection d'électrons en radiothérapie "flash" (débit ultra-intense). La technologie CMOS (Complementary Metal Oxyde Semiconductor) sur silicium a été choisie pour réaliser cette opération. Ce chapitre se présente ainsi qu'il suit. Dans un premier temps, nous présenterons la technologie CMOS utilisée (AMS 0.35 μm), et ensuite la chaîne électronique reconfigurable. Dans un second temps, nous débuterons avec l'étude des différents blocs, laquelle se terminera au chapitre 5.

4.2 La technologie MOS

Le transistor MOS (Figure.4.1) est le composant le plus utilisé dans le monde de la microélectronique à cause de ses facilités d'intégration [1]. Ce composant a connu une évolution considérable (notamment la réduction de la largeur de grille) à cause, du désir sans cesse croissant d'implémentation du plus grand nombre de transistors dans une petite surface de silicium (loi de Moore) [2]. Cette opération confère donc un avantage économique important. Le choix d'une technologie dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels : le coût de fabrication, les performances, les contraintes de l'environnement d'utilisation,

l'objectif scientifique recherché, le type de particules à identifier, la nature électrique des signaux [3].



(a) Vue du transistor MOS L=Longueur du canal(grille), W=Largeur de canal.

(b) Vue de face transistor MOS.

FIGURE 4.1 – Structure physique du transistor NMOS.

La conception d'un circuit intégré (flot de conception) suit un ensemble de règles. Celles-ci se décomposent en deux parties :

- La partie "front-end" constituée des éléments de description de la fonctionnalité du circuit, les étapes de simulation, la synthèse logique et la validation.
- La partie "Back-end" constituée du Floorplanning (placement des différents blocs sur la surface d'occupation), le routage des différentes connexions. Cette partie constitue ce qu'on appelle généralement la partie Layout. Les figures (Figure.4.2a) et (Figure.4.2b) montrent respectivement une image TEM (Transient Electron Microscopy) du transistor à la fin de son processus de fabrication et une vue Layout du transistor MOS [4].

De nos jours, la longueur du canal atteint moins de 45 nm (Figure.4.3a). La conception d'un circuit intégré est donc rendue possible grâce à l'utilisation des outils de conception assistés par ordinateur (CAO CADENCE) [5].

4.2.1 Critères de choix d'une technologie CMOS

En détection de particules, la diode utilisée comme détecteur et le "front-end" électronique sont soumis aux irradiations. En conception de circuit intégré, le choix d'une technologie de conception doit tenir compte de la tenue aux irradiations. Elle doit donc être capable de résister aux fortes irradiations [6]. Les grandeurs généralement utilisées dans les études de la tenue aux irradiations

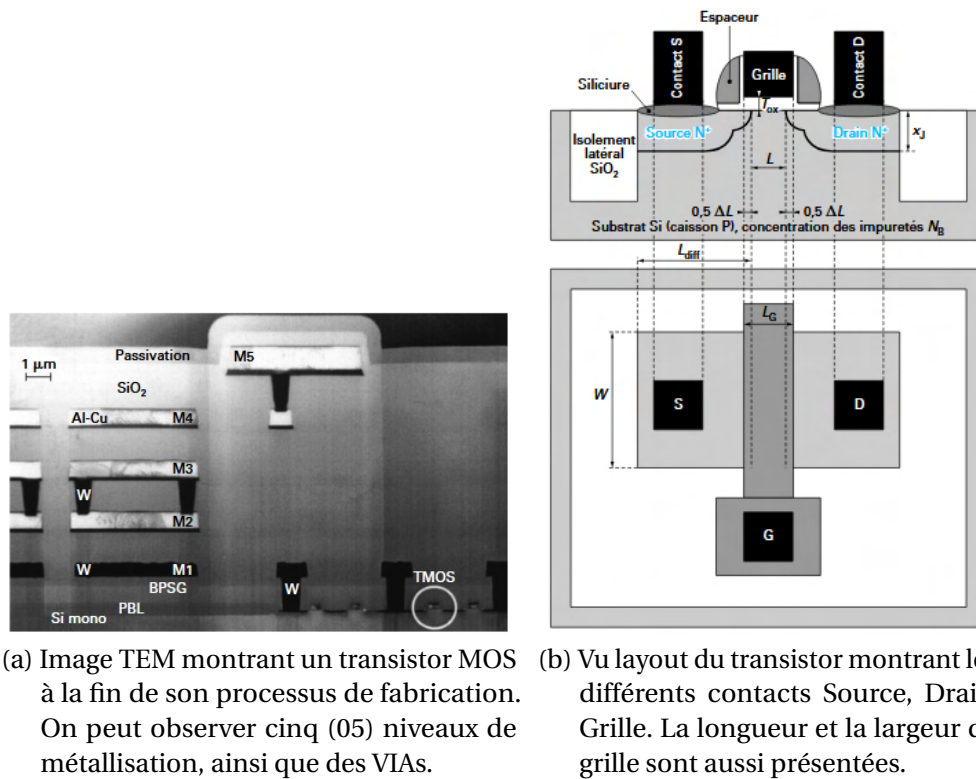


FIGURE 4.2 – Transistor après fabrication et vu layout du transistor dans un outil CAO.

sont : la dose et le débit de dose, les effets de déplacement, le LET (Transfert linéaire d'énergie) et la charge critique.

Dans un transistor CMOS, l'élément le plus fragile est l'oxyde (SiO_2) déposé sur la grille du transistor. Il possède une épaisseur t_{ox} . Lorsqu'une particule suffisamment énergétique entre en contact avec ce matériau, elle génère des paires électrons-trous. En présence d'un champ électrique, ces dernières sont séparées par ce champ électrique, créant ainsi un courant. D'autre part, en absence du champ électrique, les paires électrons-trous sont à l'origine de la création de défauts dans l'oxyde [7]. Malgré tout, il existe plusieurs techniques de durcissement à savoir [8] :

- Durcissement technologique (choix des technologies à faible longueur de grille) ou encore des composants intrinsèquement durcis (SiC).
 - Durcissement au niveau design (placement d'anneaux de garde sur les transistors).
 - Durcissement système (utilisation des blindages, réplique du même circuit).
- La technique de durcissement choisie dans notre travail a porté sur un dur-

cissement au niveau design. C'est dans ce contexte que nous avons effectué le choix de la technologie de conception CMOS AMS 0.35 μm dans le cadre de nos travaux de recherche, mais aussi à cause de son coût de fabrication [9] [10]. Dans cette technologie (AMS 0.35 μm - C35B4C3), la longueur minimale de la grille est de 0.35 μm . Elle possède quatre (04) couches de métallisation et deux couches POLY. La figure (Figure.4.3b) présente la répartition de ces couches [11].

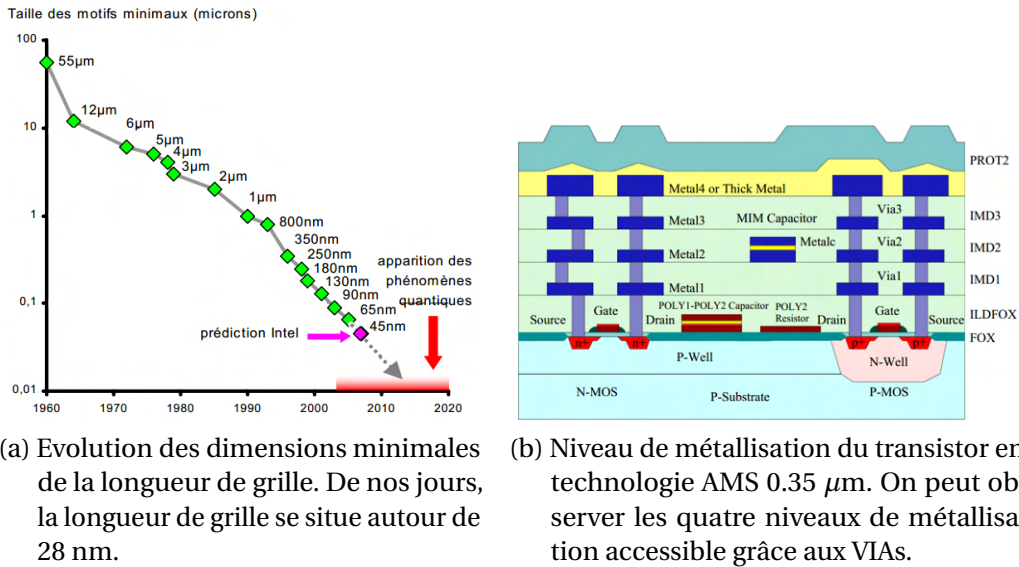


FIGURE 4.3 – Evolution des dimensions de la longueur de grille et niveau de métallisation du transistor en technologie AMS 0.35 μm .

4.3 Caractérisations électriques du transistor MOS 0.35 μm

MOS Transistor	Max V_{GS} [V]	Max V_{DS} [V]	Max V_{GB} [V]	Max V_{DB} [V]	Max V_{SB} [V]
3.3 V NMOS / PMOS	3.6 (5) V	3.6 (5) V	3.6 (5) V	3.6 (5) V	3.6 (5) V

TABLEAU 4.1 – Tension maximale à appliquer aux bornes (G,D,S,B) du transistor.

Les tableaux (Tableau.4.1), (Tableau.4.2), (Tableau.4.3), présentent les différents paramètres des transistors en technologie CMOS 0.35 μm . Les figures (Figure.4.4a) et (Figure.4.4b) présentent les symboles électriques des transistors

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

NMOS				PMOS			
Parameter	Min	Typ	Max	Parameter	Min	Typ	Max
Long-channel (0.35) VTH [V]	0.36	0.46	0.56	Long-channel (0.35) VTH [V]	-0.48	-0.58	-0.68
Short-channel (10*0.35) VTH [V]	0.4	0.5	0.6	Short-channel (10*0.35)VTH [V]	-0.55	-0.65	-0.75
Effective channel length 0.35 μm	0.49	0.59	0.69	Effective channel length 0.35 μm	0.42	0.5	0.58
Effective channel width 0.35 μm	0.30	0.38	0.46	Effective channel width 0.35 μm	0.2	0.35	0.5
Body factor (γ) [$\sqrt{\text{V}}$]	0.48	0.58	0.68	Body factor (γ) [$\sqrt{\text{V}/2}$]	-0.32	-0.4	-0.48
Gain factor (KPn) [$\mu\text{A}/\text{V}^2$]	150	170	190	Gain factor (Kpp) [$\mu\text{A}/\text{V}^2$]	48	58	68
Saturation current ID,sat [$\mu\text{A}/\mu\text{m}$]	450	540	630	Saturation current ID,sat [$\mu\text{A}/\mu\text{m}$]	-180	-240	-300
Effective mobility μ_0 [cm^2/Vs]	-	370	-	Effective mobility μ_0 [cm^2/Vs]	-	126	-

TABLEAU 4.2 – Résumé des paramètres du transistor dans la technologie AMS 0.35 μm .

Resistance Parameters				Capacitance Parameters			
Parameter	Min	Typ	Max	Parameter	Min	Typ	Max
N-well sheet resistance [$\text{k}\Omega/\square$]	0.9	1.0	1.1	MOS varactor (CVAR) [$\text{fF}/\mu\text{m}^2$]	2.40	3.01	3.61
N-well temp. coeff. (α) [$10^{-3}/\text{K}$]	-	6.2	-	Poly-1 – Poly-2 Capacitor			
Poly-1 sheet resistance [Ω/\square]	-	8	11	CPoly area capacitance [$\text{fF}/\mu\text{m}^2$]	0.78	0.86	0.96
Poly-1 temp. coeff. (α) [$10^{-3}/\text{K}$]	-	0.9	-	Cpoly perim capacitance [$\text{fF}/\mu\text{m}$]	0.083	0.086	0.089
Poly-2 sheet resistance [Ω/\square]	40	50	60	CPoly linearity [ppm/V]	-	85	-
Poly-2 temp. coeff. (α) [$10^{-3}/\text{K}$]	-	0.8	-				
RPOLYH sheet resistance [$\text{k}\Omega/\square$]	1.0	1.2	1.4				
RPOLYH temp. coeff. (α) [$10^{-3}/\text{K}$]	-	-0.4	-				

TABLEAU 4.3 – Résumé des paramètres layout dans la technologie AMS 0.35 μm .

NMOS et PMOS. Ils sont constitués de quatre pattes à savoir le drain (D), la source(S), la grille(G) et le substrat (B). Ils sont caractérisés par la longueur de la grille L et la largeur du canal W. En fonction de la tension ou du courant de polarisation appliqué sur les broches du transistor, on peut définir différentes zones de fonctionnement du transistor. Il convient donc d'analyser ces différentes zones.

4.3.1 Caractéristiques statiques du transistor MOS

Il existe trois régions de fonctionnement du transistor MOS : la région de blocage ($v_{GS} \ll V_{TH}$), la région de fonctionnement triode (zone résistive $v_{DS} \leq V_{TH}$), la région dite saturation ($v_{DS} \gg v_{GS} - V_{TH}$) [12] [13].

4.3.1.1 Région blocage

Lorsqu'un transistor est alimenté à $v_{GS} \ll V_{TH}$, le transistor est considéré comme bloqué. Aucun courant ne circule entre les bornes D et S. Dans réalité, ce courant n'est pas nul. Un faible courant circule entre les bornes D et S. Il a pour expression :

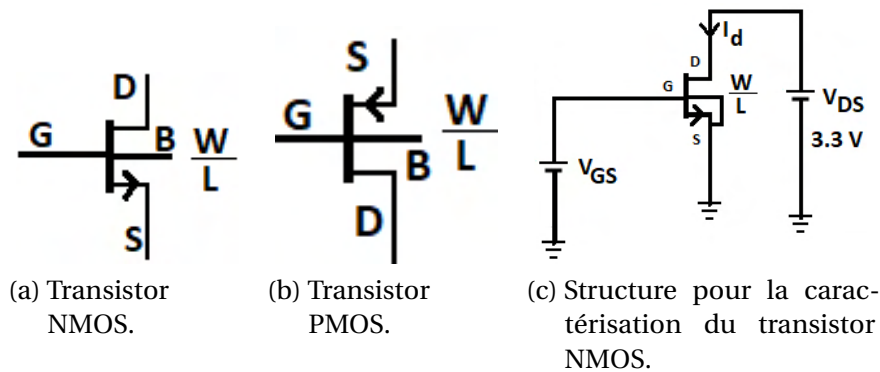


FIGURE 4.4 – Le transistor MOS.

$$i_D = 2\mu_n C_{ox} \frac{W}{L} \frac{(nk_B T/q)^2}{e} \left[\exp\left(\frac{v_{GS} - V_{TH}}{nk_B T/q}\right) \right] (1 + \lambda v_{DS}) \quad (4.1)$$

C_{ox} est la capacité surfacique de grille, μ_n la mobilité des électrons, λ coefficient de modulation de la longueur de canal. Cette zone est généralement utilisée pour des applications faible consommation. Aussi, la transconductance dans cette zone est une fonction directe du courant i_D . Elle est obtenue grâce à la relation suivante :

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} = \frac{I_D}{nk_B T/q} \quad (4.2)$$

4.3.1.2 La région linéaire

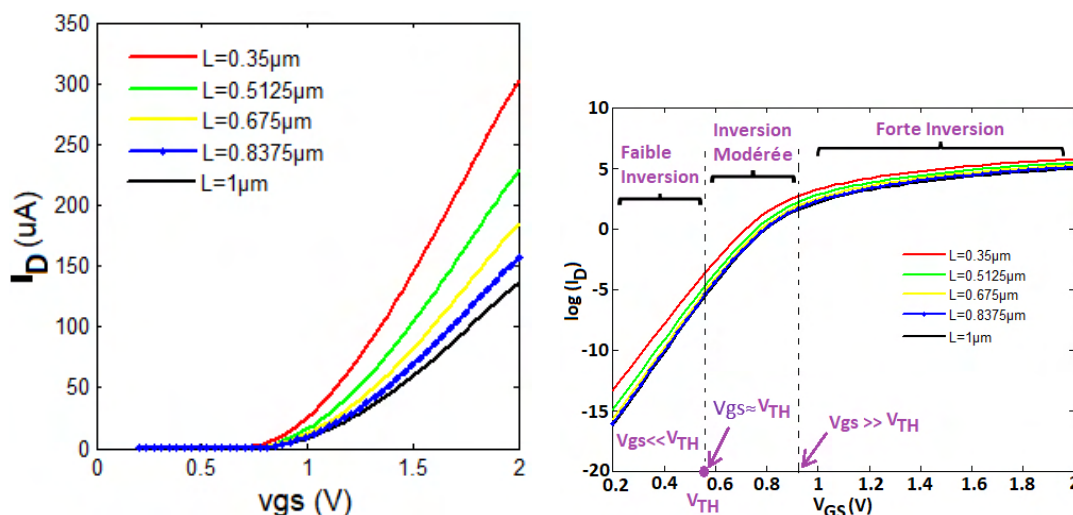
Lorsque $v_{GS} > V_{TH}$ et $v_{DS} \ll (v_{GS} - V_{TH})$, le transistor fonctionne dans sa zone linéaire et est donc considéré comme une résistance. Cette résistance s'exprime par la relation suivante :

$$i_D = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (v_{GS} - V_{TH}) v_{DS} \leftrightarrow r_{DS} = \frac{v_{DS}}{i_D} = \frac{1}{\mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (v_{GS} - V_{TH})} \quad (4.3)$$

4.3.1.3 La région saturation

Le schéma de la figure (Figure.4.4c) a été utilisé pour le tracé des courbes de la figure (Figure.4.5a). La zone de saturation est obtenue pour $v_{DS} \gg (v_{GS} - V_{TH})$. Dans cette région, le transistor est considéré comme une source de courant

commandée en tension. Cependant, en fonction de la tension v_{GS} , on peut définir différentes zones de fonctionnement comme le montre la figure (Figure.4.5b). Trois régions peuvent être adressées en fonction du cahier des charges [14] [15] [16] [17].



- (a) Sur cette courbe, on peut identifier deux zones : la première est lorsque la tension $V_{GS} \leq V_{TH}$; dans cette zone, le courant i_D est nul. Une seconde zone appelée zone de forte inversion. C'est dans cette zone que fonctionne généralement le transistor lorsqu'il est utilisé comme amplificateur.
- (b) Tracé de la courbe de la figure (Figure.4.5a) sur une échelle semi-logarithmique. Ainsi, on identifie les trois zones de fonctionnement du transistor (faible inversion, inversion modérée, forte inversion).

FIGURE 4.5 – Caractéristique courant de drain $i_D = f(v_{GS})$.

- Zone de forte inversion (bande passante élevée, consommation élevée, niveau de bruit élevé).
- Zone de faible inversion (faible bande passante, faible consommation, faible niveau de bruit).
- Zone d'inversion modérée (bande passante moyenne, consommation moyenne, niveau de bruit moyen).

La zone de Forte Inversion Dans cette zone, la bande passante la plus élevée possible peut être obtenue. Cependant, pour des applications qui n'exigent pas des fréquences de cet ordre, le designer peut être amené à changer de région d'opération. Les variations du courant avec la tension grille-source dans cette zone, ainsi que la transconductance sont données par les relations suivantes :

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

$$i_D = \frac{\mu C_{ox} W}{2} \frac{W}{L} (v_{GS} - V_{TH})^2 [1 + \lambda(v_{DS} - (v_{GS} - V_{TH}))] \quad (4.4)$$

$$g_m = \sqrt{\frac{2\mu C_{ox} W}{n} \frac{W}{L} I_D} \quad (4.5)$$

La zone de Faible Inversion Le courant de drain du transistor dans cette zone a une expression proche de celle d'une fonction exponentielle. La relation qui lie le courant à la tension grille-source s'exprime par la relation suivante :

$$i_D = \frac{W}{L} I_{D0} . \exp \frac{q v_{GS}}{n k_B T} \quad (4.6)$$

$$g_m(I_D) \approx \frac{I_D}{n V_T} \propto I_D \quad (4.7)$$

La transconductance est une fonction directe du courant de drain i_D . Les paramètres n et I_{D0} sont extraits des données expérimentales.

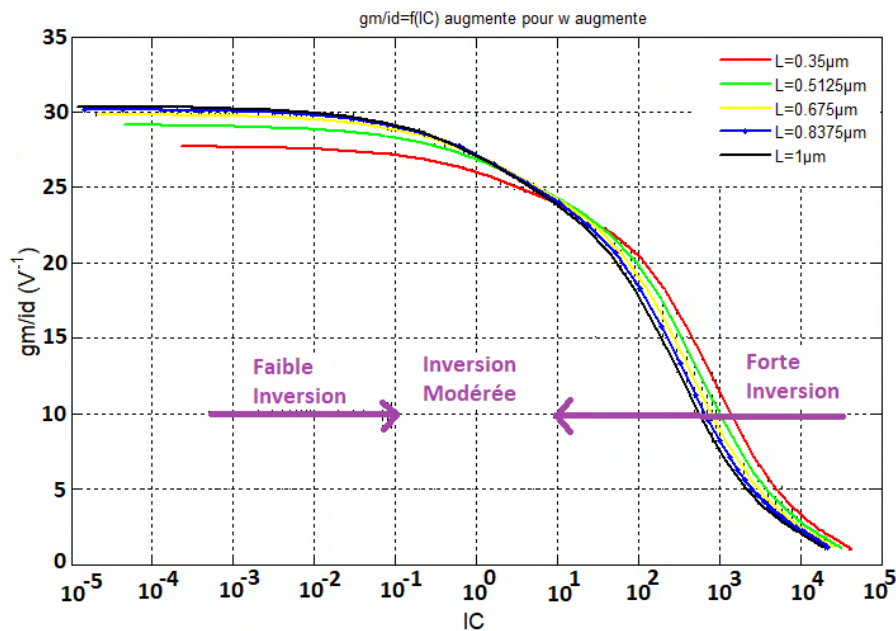


FIGURE 4.6 – Identification des trois zones de fonctionnement du transistor en fonction du coefficient d'inversion I_C . Faible inversion $I_C < 0.1$, Inversion modérée $0.1 < I_C < 10$, Forte inversion $I_C > 10$.

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

Paramètres	Faible Inversion	Inversion Modérée	Forte Inversion
g_m/I_d ($1/V^{-1}$)	+++	++	+
Fréquence de transition [f_t (Hz)]	+	++	++

TABLEAU 4.4 – Evolution de la fonction g_m/I_d et de la fréquence de transition f_t en fonction des différentes zones de fonctionnement. Ainsi dans la zone de faible inversion, le rapport g_m/I_d est beaucoup plus élevé (+++) que dans les autres zones (inversion modérée et forte inversion). En revanche, la fréquence de transition f_t est plus faible (+) que dans les autres zones (inversion modérée et forte inversion).

La zone d'inversion modérée L'augmentation de la tension V_{GS} entraîne la création des charges dans le canal. Dans cette région, le courant de dérivation et le courant de diffusion sont comparables. Il faut noter que dans la région de forte inversion, le courant de dérivation est supérieur au courant de diffusion. Le coefficient d'inversion I_C est défini par l'expression suivante :

$$I_C = \frac{I_D}{I_0(W/L)} = \frac{I_D}{2\mu_n n C_{ox} V_T^2 (W/L)} \quad (4.8)$$

I_0 est le courant lié à la technologie utilisée ($0.35 \mu m$ dans notre cas). Il est égal à $250 nA$ pour les NMOS et $100 nA$ pour le PMOS; $1 < n < 1.5$. Ainsi d'une manière générale, le paramètre I_C voir (Figure.4.6) permet de définir la zone de fonctionnement du transistor :

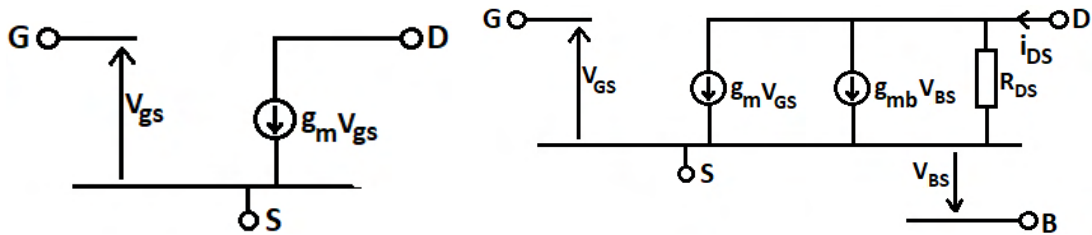
- Pour $I_C < 0.1$ le transistor fonctionne en faible inversion.
- Pour $0.1 < I_C < 10$ le transistor fonctionne en inversion modérée.
- Pour $I_C > 10$ le transistor fonctionne en forte inversion.

Le schéma de la figure (Figure.4.4c) a été utilisé pour caractériser le transistor en configuration DC. Les résultats sont présentés en ANNEXE A. Le tableau (Tableau.4.4) présente un résumé des paramètres g_m et f_t en fonction de la zone de fonctionnement du transistor [18] [19].

4.3.2 Modèle petit signal du transistor MOS

La relation courant-tension d'un transistor MOS, permet de modéliser le transistor MOS dans le régime de saturation comme une source de courant commandée en tension. La tension d'entrée V_{gs} est convertie en courant $g_m V_{gs}$ au niveau de son drain. Le transistor est généralement utilisé comme élément d'amplification de signaux. Il convient donc de le modéliser comme un quadri-pôle. Ainsi, les paramètres tels que la résistance d'entrée, résistance de sortie,

gain en tension, gain en courant doivent être déterminés. C'est dans cette optique que les modèles petits signaux de la figure (Figure.4.7) ont été définis. La présence de l'oxyde (SiO₂) sur la grille du transistor fait en sorte que la résistance grille-source soit très élevée. Elle est donc considérée comme un circuit ouvert ($\approx 10^{12}\Omega$).



(a) Modèle petit signal du transistor avec le substrat relié à la source. La résistance drain source est considérée comme élevée.
 (b) Modèle petit signal montrant les quatre bornes du transistor.

FIGURE 4.7 – Modèle petit signal du transistor.

Le courant qui circule entre le drain et la source s'obtient avec la relation suivante :

$$i_{DS} = g_m v_{GS} + g_{mb} v_{BS} + g_{DS} v_{DS} \quad (4.9)$$

La transconductance d'expression $\Delta I_d / \Delta V_{gs}$ est obtenue en mode DC. Alors, le courant i_{DS} devient :

$$i_{DS} = \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}}\right) v_{GS} + \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{BS}}\right) v_{BS} + \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}}\right) v_{DS} \quad (4.10)$$

4.3.2.1 Les capacités parasites du transistor MOS à moyenne fréquence.

A moyenne fréquence, les performances des transistors MOS se trouvent réduites à cause de, l'apparition des capacités C_{gs} , C_{gd} , C_{gb} , C_{sb} , C_{db} (voir figure (Figure.4.8)). Celles-ci peuvent provenir de la géométrie du transistor utilisé (valeurs de W et L), de la position du point de polarisation choisi. En régime de saturation, les capacités C_{gs} et C_{gd} ont pour expression :

$$C_{gs} = \frac{2}{3} W L C_{ox} + W L_{ov} C_{ox} \quad (4.11)$$

$$C_{gd} = WL_{ov}C_{ox} \quad (4.12)$$

L_{ov} est appelé longueur de chevauchement et vaut $0.05 L < L_{ov} < 0.1 L$ [20].

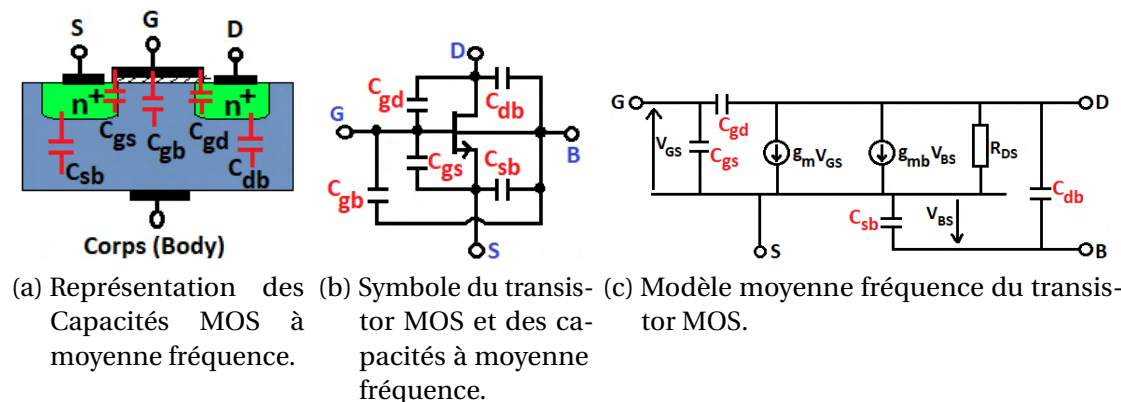


FIGURE 4.8 – Modélisation du transistor MOS en moyenne fréquence.

Les capacités qui proviennent de la géométrie du transistor sont dues aux plaques formées par le contact de grille avec la source, le drain et le substrat. Il s'agit des capacités C_{gs} , C_{gb} , C_{gd} . Les capacités créées par la position du point de polarisation sont encore appelées capacités de jonction. Il s'agit des condensateurs C_{sb} et C_{db} .

$$C_{sb} = \frac{C_{sb0}}{\sqrt{1 + \frac{V_{SB}}{V_0}}} \quad (4.13)$$

$$C_{db} = \frac{C_{db0}}{\sqrt{1 + \frac{V_{DB}}{V_0}}} \quad (4.14)$$

C_{sb0} et C_{db0} sont les valeurs de C_{sb} et C_{db} à V_{SB} et V_{DB} nulles respectivement. $0.6 < V_0 < 0.8$ V.

D'autre part, l'un des paramètres qui permet de définir les performances d'un transistor est sa fréquence de transition. C'est la fréquence pour laquelle le transistor cesse d'amplifier le signal. Plus elle est élevée, plus performant est le transistor. Elle est définie par la relation suivante :

$$f_t = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})} \quad (4.15)$$

Une fréquence de transition élevée sera obtenue en réduisant les capacités parasites C_{gs} et C_{gd} , et en choisissant une valeur élevée de la transconductance

g_m .

4.3.3 Analyse du bruit

Le rôle d'un préamplificateur est de réaliser l'acquisition d'un signal avec un bon rapport signal sur bruit. Cependant, l'électronique utilisée et l'environnement dans lequel le "front-end" sera placé sont très souvent des sources de bruit. La présence de ce bruit conditionne le niveau bas de détection des particules. Il convient donc de réaliser une étude de celui-ci. La figure (Figure.4.9) présente le bruit dans le domaine temporel, ainsi que sa distribution gaussienne [21] [22]. La caractéristique de cette distribution est définie par la relation suivante :

$$f(x) = \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\delta^2}} \quad (4.16)$$

μ représente la valeur moyenne et δ la valeur efficace définie par la relation suivante :

$$U_{rms} = \delta = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T v(t)^2 dt} \quad (4.17)$$

Avec T la durée d'observation du signal, $v(t)$ est le bruit défini dans le domaine temporel. Il possède une valeur moyenne nulle. Cette distribution montre une probabilité de 99.7% pour que le signal soit $< 6 \times$ Valeur rms. Nous concluons que pour que le signal soit visible, sa valeur efficace doit être supérieure à $(3\delta - (-3\delta)) = 6 \times \delta$.

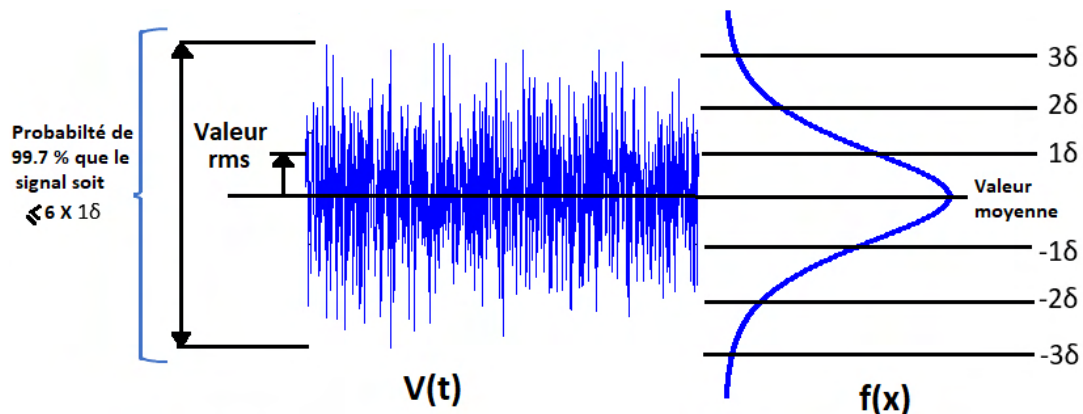


FIGURE 4.9 – Représentation temporelle du bruit ainsi que sa distribution gaussienne.

En électronique, le bruit est de trois types :

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

- Le bruit de grenaille encore appelé bruit Schottky.
- Le bruit thermique.
- Le bruit en 1/f.

Dans la suite de notre travail, le bruit sera caractérisé dans le domaine fréquentiel. Nous parlerons donc de densité spectrale de puissance (V^2/Hz , A^2/Hz) ou de densité spectrale de tension ou de courant (V/\sqrt{Hz} , A/\sqrt{Hz}).

4.4 La chaîne électronique reconfigurable.

Les différents environnements (nucléaire, médical) dans lesquels les détecteurs de particules en carbure de silicium seront utilisés posent un problème, celui du changement de la chaîne de conditionnement à cause de la nature des signaux issus du détecteur. C'est dans cette optique que nous avons proposé une électronique reconfigurable capable de fonctionner aussi bien en mode courant qu'en mode charge. Les caractéristiques et performances souhaitées sont résumées dans le tableau (Tableau.4.5). La conception du circuit intégré devra respecter le flow de conception présenté en ANNEXE B.

PARAMETRES	UNITES	VALEURS
Technologie		CMOS 0.35 μ m C35B4C3
Capacité détecteur	F	300 p - 22 n
Courant fuite du détecteur	nA	< 1
Polarité du signal de sortie du détecteur		Positif
Mode de lecture		Courant et charge
Charge d'entrée (Mode Charge) Q_{in}	fC	10 fC - 400 fC
Courant d'entrée (Mode Courant) I_d	A	30 u - 100 m
Capacité contre-réaction (Mode Charge)	pF	2 pF, 3 pF, 5 pF
Résistance contre-réaction (Mode Courant)	Ω	10 k, 7 k, 4 k
Tension d'alimentation	V	3.3
Dynamique tension de sortie (Mode courant)	V	2.5.....2.7
Dynamique tension de sortie (Mode charge)	V	1.65.....2.5
Bande passante	GHz	1.5
Gain DC	dB	80
Bas Bruit	μ A e_{rms}	1 10000

TABLEAU 4.5 – Résumé des caractéristiques du "front-end".

4.4.1 Présentation de la chaîne

Le schéma synoptique de la figure (Figure.4.10) est constitué de trois blocs à savoir : le bloc d'alimentation, le bloc analogique et le bloc numérique.

L'environnement dans lequel sera placé notre circuit intégré est soumis à des variations à la fois de tension et de température. L'électronique doit par conséquent être insensible à ces paramètres. La standard "cells Band-Gap" de

la technologie AMS 0.35 μm a été choisie. Elle fournit une tension stable à la fois en température et en tension de 1.2 V.

Cette tension est ensuite convertie en tension 1.65 V, laquelle servira de tension de référence des amplificateurs opérationnels utilisés dans le bloc analogique. En design analogique, la polarisation la plus efficace est celle réalisée à l'aide des sources de courant constant. Pour cette raison, un convertisseur tension-courant a été inséré à la sortie du "band gap" afin de fournir un courant à la fois stable en tension et en température.

L'étage de "Bias" est celui qui contrôle la polarisation des amplificateurs du bloc analogique. En effet, il est constitué d'interrupteurs commandables via des signaux de configurations.

Le bloc analogique est constitué d'amplificateurs pour le conditionnement des signaux. Le préamplificateur est capable de fonctionner en mode préamplificateur de charge ou en mode préamplificateur de courant. En mode préamplificateur de charge, un filtre constitué du PZC+PSA a été placé afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Un détecteur de pic a ensuite été inséré pour récupérer la valeur maximale à la sortie du bloc PZC+PSA. Celui-ci est proportionnel à la quantité de charges déposée dans le détecteur.

Ce signal est transmis dans le bloc numérique à travers l'ADC. Il permet la conversion analogique numérique de ce pic de signal. Lequel est transféré dans un microcontrôleur (STM32) qui se chargera par la suite de le transmettre à un ordinateur par l'intermédiaire d'un convertisseur parallèle-série.

L'ordinateur sera chargé du tracé des courbes PHS. La reconfiguration est rendue possible à travers les données transmises par le PC vers le STM32. Ces données, réparties en trames de données sérielles seront alors converties en parallèle à l'aide du bloc S-P. Celles-ci se chargeront de commander la fermeture (reconfiguration) des interrupteurs. D'autre part, pour un fonctionnement en mode préamplificateur de courant, le courant de sortie du détecteur est converti en tension.

4.5 Convertisseur tension-courant

Les circuits intégrés conçus en technologie CMOS contiennent des circuits de polarisations. Ceux-ci consistent à la création des points de fonctionnement. Une polarisation en tension produit une grande variation du courant traversant le transistor. La polarisation par courant constant a donc été choisie. Elle doit avoir une dépendance faible vis-à-vis des variations de la tension d'alimentation et de la température. Dans cette partie, nous présenterons les différentes techniques utilisées pour la création des courants de référence [23] [24].

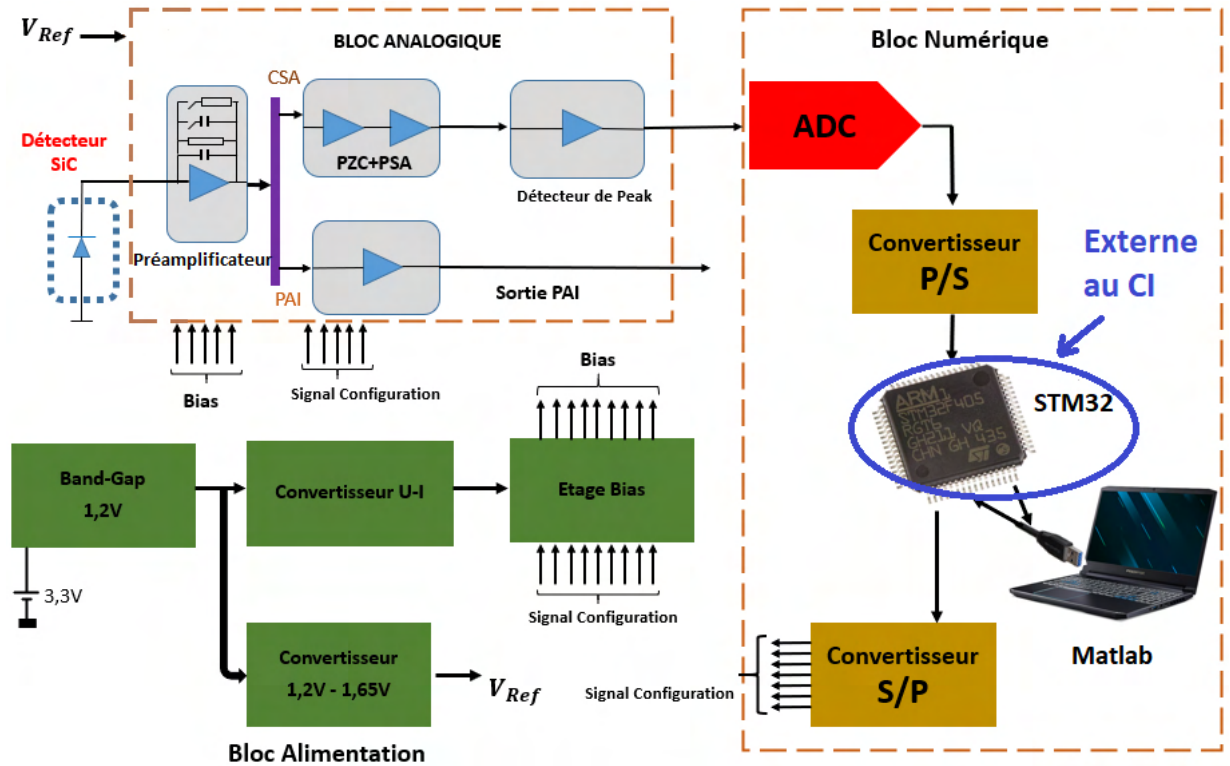


FIGURE 4.10 – Schéma synoptique de la chaîne électronique reconfigurable.

4.5.1 Polarisation par résistance

Cette technique est généralement utilisée pour créer un courant de référence (Voir Figure.4.11a). Si nous considérons que les transistors fonctionnent en forte inversion (saturation), la relation qui relie I_{REF} à I_0 est définie par les expressions ci-dessous.

$$I_{REF} = \frac{\mu C_{ox}}{2} \left(\frac{W}{L}\right)_1 (V_{GS1} - V_{TH1})^2 (1 + \lambda(V_{DS} - V_{DSAT})) \quad (4.18)$$

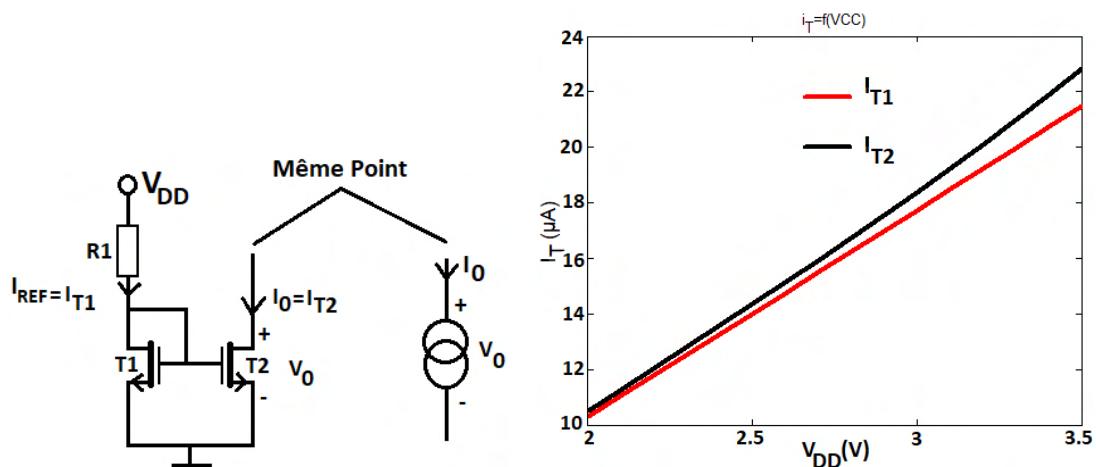
Avec $V_{DS1} = V_{GS1}$ et $V_{DSAT1} = V_{GS1} - V_{TH}$

$$I_0 = \frac{\mu C_{ox}}{2} \left(\frac{W}{L}\right)_2 (V_{GS2} - V_{TH2})^2 (1 + \lambda(V_{DS} - V_{DSAT})) \quad (4.19)$$

Lorsque $V_{GS1} = V_{GS2}$ et $V_{DSAT1} = V_{DSAT2}$, le rapport I_{REF}/I_0 est défini par l'expression suivante :

$$\frac{I_{REF}}{I_0} = \frac{\frac{\mu C_{ox}}{2} \left(\frac{W}{L}\right)_1 (V_{GS1} - V_{TH1})^2 (1 + \lambda(V_{DS} - V_{DSAT}))}{\frac{\mu C_{ox}}{2} \left(\frac{W}{L}\right)_2 (V_{GS2} - V_{TH2})^2 (1 + \lambda(V_{DS} - V_{DSAT}))} = \frac{(W/L)_1}{(W/L)_2} \quad (4.20)$$

Le courant de référence dépend de la tension d'alimentation $I_{REF} = \frac{V_{DD} - V_{GS1}}{R}$. La variation du courant de sortie du générateur en fonction de la variation de la tension d'alimentation est présentée à la figure (Figure.4.11b). Cette courbe a été tracée en considérant une tension $V_{GS} = 800$ mV pour un courant de polarisation de $20 \mu A$; $(\frac{W}{L})_1 = (\frac{W}{L})_2 = \frac{10 \mu m}{3 \mu m}$. La variation de la tension de sortie entraîne une forte variation du courant de référence. Ce circuit n'est donc pas approprié pour polariser les circuits microélectroniques dans des environnements où la tension d'alimentation ainsi que la température sont appelées à subir des modifications en amplitude.



(a) Miroir de courant permettant de créer un courant de référence. (b) Le courant de polarisation a été fixé à $20 \mu A$ pour une tension d'alimentation de 3.3 V. Cependant, une variation de la tension d'alimentation entre 2 V et 3.5 V entraîne aussi la variation du courant de polarisation. La sensibilité mesurée est de 7.46 nA/mV pour le courant I_{T1} .

FIGURE 4.11 – Miroir de courant et caractérisation en fonction de la tension d'alimentation.

4.5.2 Polarisation par Beta-multiplier

Pour réduire la sensibilité du convertisseur tension-courant, aux variations de la tension d'alimentation et de la température, on a recours à une structure dite de Beta-multiplier (voir Figure.4.12a). Elle est construite autour d'un circuit start up, pour le démarrage du circuit lorsqu'il est mis sous tension. Un amplificateur différentiel rajouté à la structure beta-amplifier de base (voir figure

Figure.4.12b).

Le principe est de comparer les tensions V_{Nmos} , V_{REG} , ensuite les réguler afin d'avoir $V_{Nmos} = V_{REG}$. Si la tension $V_{REG} > V_{Nmos}$, alors la tension V_{Pmos} augmentera, réduisant ainsi la tension V_{GS} du transistor T4. Comme ce transistor fonctionne en forte inversion, le courant de drain du transistor T4 ($I_{DT4} = I_{REF2}$) diminuera, réduisant ainsi la tension V_{REG} . La même opération s'effectuera avec la tension V_{Nmos} et le courant I_{REF1} jusqu'à un retour à l'équilibre. La figure (Figure.4.13) présente les tensions V_{REG} , V_{Nmos} , I_{REF1} ainsi que la

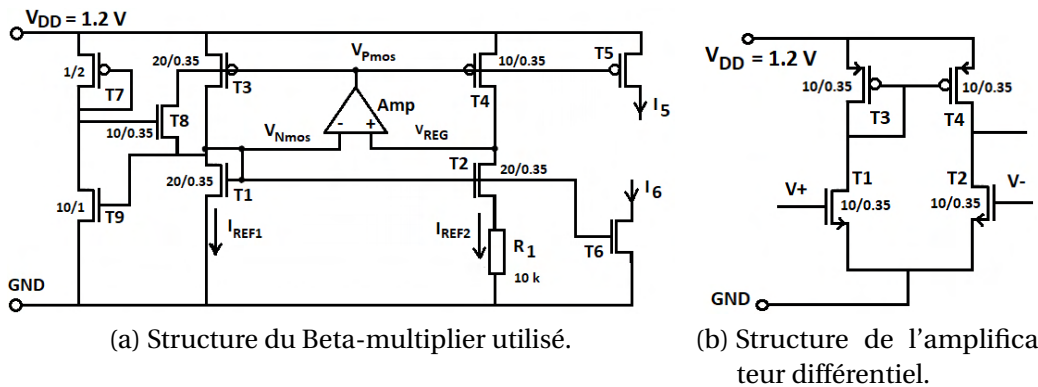


FIGURE 4.12 – Schéma d'un Béta-multiplier et amplificateur différentiel utilisé.

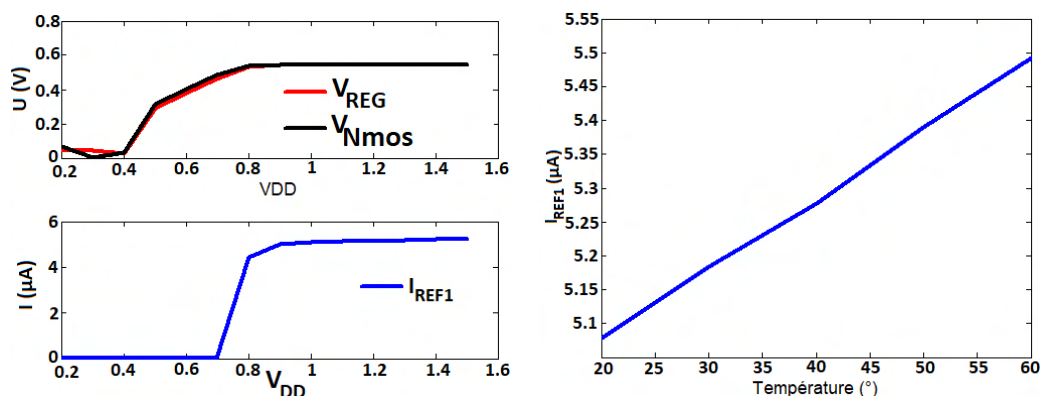
variation du courant de référence en fonction de la température. On note une augmentation du courant de 103.89 nA tous les 10°C.

4.6 Convertisseur 1.2 V-1.65 V

Le circuit électronique utilisé pour créer notre tension de référence à $V_{CC}/2$ ($3.3/2 = 1.65V$) est celui de la figure (Figure.4.14a). Il est construit autour d'un amplificateur différentiel. La boucle de contre-réaction permet de fixer la tension à la borne (+) de l'amplificateur à la tension V_{in} . Les caractéristiques de l'amplificateur opérationnel utilisé seront présentées plus tard dans ce chapitre. A cause de la très grande impédance d'entrée de l'amplificateur, le courant de drain du transistor T1 circule entre les résistances R1 et R2. En appliquant le pont diviseur de tension, on obtient les expressions suivantes :

$$U_2 = \frac{V_{REF} \times R_2}{R_1 + R_2} \leftrightarrow V_{REF} = U_2 \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) \quad (4.21)$$

Dans ces conditions, pour $V_{REF} = 1.65 V$ et $U_2 = 1.2 V$, on obtient la relation permettant de dimensionner les résistances R1 et R2 :



(a) A partir de 800mV les tensions V_{reg} et V_{Nmos} commencent à se stabiliser. On note un changement de pente de I_{REF1} à partir de 900 mV. Le courant commence à croître faiblement à raison de 315 pA/mV. (b) Cette courbe présente l'évolution du courant de référence en fonction de la température. La pente mesurée est de 103.89 nA/10°C.

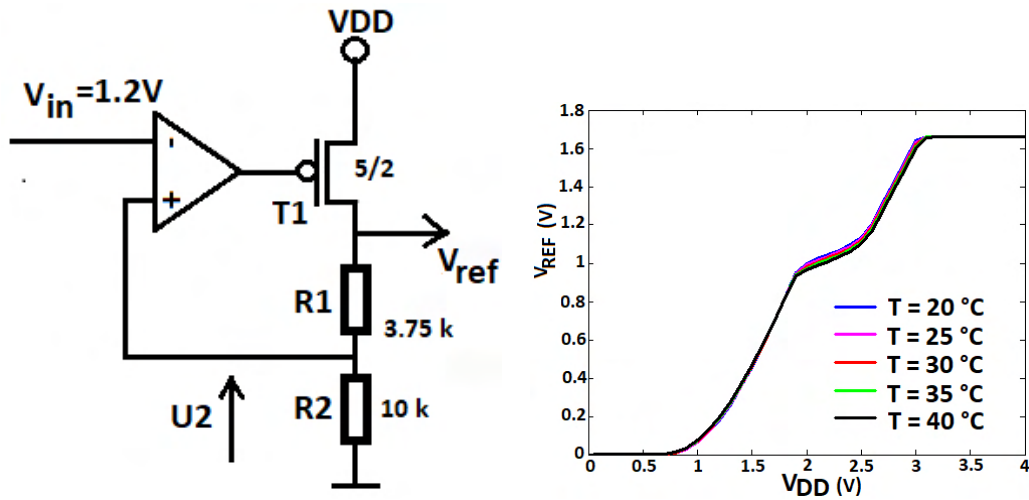
FIGURE 4.13 – Variation du courant de référence en fonction de la tension d'alimentation. La variation du courant en fonction de la température a été aussi représentée.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{1.65}{1.2} - 1 = 0.375 \implies R_1 = 0.375 \times R_2 \quad (4.22)$$

4.7 Etage Contrôle-commande

L'acheminement d'un signal analogique (tension ou courant) peut s'effectuer en utilisant des relais électromécaniques. Cependant, à cause de leur lenteur, les portes de transmission (PTL) CMOS se trouvent être une alternative. Cet étage est constitué essentiellement de commutateurs de type porte transmission CMOS. Ils utilisent une paire de transistors complémentaires connectés en parallèle comme le montre la figure (Figure.4.15). C'est donc un commutateur qui permet d'établir $V_i = V_{out}$ lorsque $A = V_{DD}$. Quelques-uns des avantages présentés par cette structure sont :

- La faible résistance présente entre ses bornes lorsque A est à l'état haut ($A = V_{DD}$).
- Ces portes sont bilatérales (l'entrée et la sortie peuvent être interchangeables).



(a) Schéma du convertisseur 1.2 V-1.65 V. (b) Variation de la tension de sortie (V_{REF}) en fonction de la tension d'alimentation (V_{DD}) pour $20^\circ < T < 40^\circ$.

FIGURE 4.14 – Schéma du convertisseur et caractérisation.

La résistance équivalente du transistor NMOS est définie par :

$$RN_{eq} = \frac{V_{DD} - V_{out}}{\frac{1}{2}\mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_{DD} - V_{THN} - V_{out})^2} \quad \text{pour} \quad V_{out} \leq V_{DD} - V_{THN} \quad (4.23)$$

$$RN_{eq} = \infty \quad \text{pour} \quad V_{out} \geq V_{DD} - V_{THN} \quad (4.24)$$

La résistance équivalente du transistor PMOS est définie par :

$$RP_{eq} = \frac{V_{DD} - V_{out}}{\frac{1}{2}\mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_{DD} - V_{THP})^2} \quad \text{pour} \quad V_{out} \leq V_{THP} \quad (4.25)$$

$$RP_{eq} = \frac{1}{\mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_{DD} - |V_{THP}| - \frac{1}{2}(V_{DD} - V_{out}))} \quad \text{pour} \quad V_{out} \geq V_{THP} \quad (4.26)$$

La résistance équivalente de la porte de transmission est donc obtenue par la mise en parallèle des deux résistances.

$$R_{eq} = RN_{eq} || RP_{eq} \quad (4.27)$$

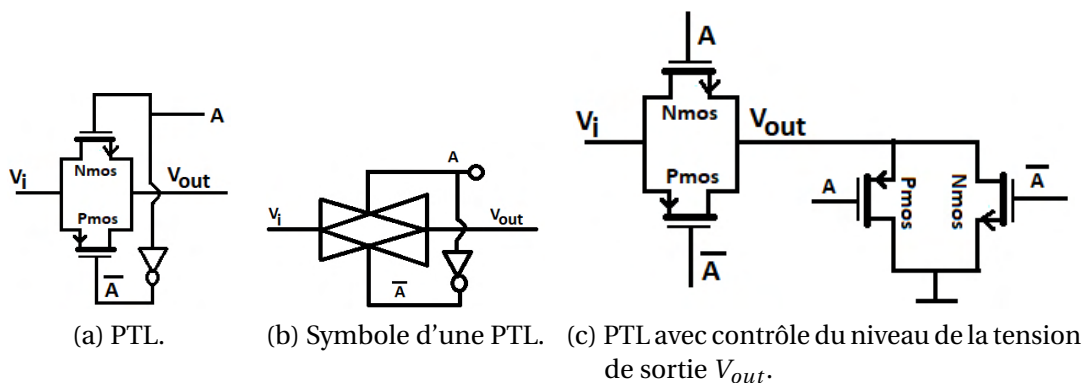


FIGURE 4.15 – Construction d'interrupteurs MOS (PTL).

4.8 Etage Préamplificateur

Dans le chapitre 2, nous avons modélisé le détecteur par une source de courant I_d en parallèle avec un condensateur C_d . Le "front end" utilisé doit être capable de lire le courant provenant du détecteur. Pour cela, deux cas de figures peuvent se présenter :

- Le signal provenant du détecteur est de durée relativement élevée et d'amplitude suffisamment élevée ($\approx \mu s$ et $\approx \mu A$).
- Le signal provenant du détecteur est de durée relativement faible et d'amplitude relativement faible ($\approx ns$ et $\approx nA$).

Ce courant peut être conditionné grâce à l'utilisation d'un élément de conversion courant-tension, ou encore charge-tension. Pour réaliser cette opération, un préamplificateur est donc nécessaire. Il consiste en l'application d'une contre-réaction entre l'entrée et la sortie grâce à l'utilisation d'une impédance (Figure.4.16). Plusieurs topologies d'amplificateurs peuvent être utilisées pour le conditionnement des signaux. Le tableau (Tableau.4.6) présente la comparaison des différentes topologies [25].

4.8.1 Montage télescopique cascode

Pour un fonctionnement en mode courant, l'un des critères de choix de l'amplificateur est sa bande passante. En radiothérapie "flash", nous avons

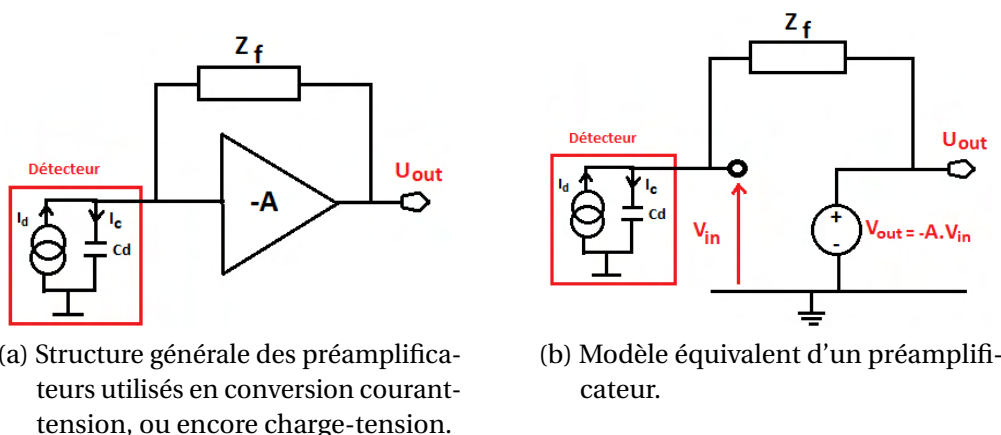


FIGURE 4.16 – Modèle simplifié du préamplificateur.

Amplificateur	Gain	Bande passante	Output Swing	Bruit	Consommation
Telescopique	Moyen	Très élevé	Faible	Faible	Faible
Folded-cascode	Moyen	High	Moyen	Moyen	Moyen
Multistage	Très élevé	Faible	Très élevé	Faible	Moyen
Gain-Boosted	Elevé	Moyen	Moyen	Moyen	Elevé

TABLEAU 4.6 – Caractéristiques des différentes topologies d'amplificateurs utilisés en détection de particules.

réussi à copier la forme du courant grâce à un AOP de bande passante 1 GHz (voir Figure.1.29). Cependant, en mode charge, l'un des critères de choix de l'amplificateur est son gain DC. A $C_d/C_f = 150$, 98 % de la quantité de charge générée dans le détecteur sont transformés en tension pour un gain DC de 80 dB (voir Figure.2.36c). Il découle de l'analyse du tableau (Tableau.4.6) que la topologie cascode est celle-là qui permet d'obtenir à la fois une bande passante élevée, un gain DC raisonnable ainsi qu'un bas bruit. La figure (Figure.4.17) présente le montage télescopique. Dans cette configuration, il est à noter que la transconductance (g_{m1}) de cette topologie est donnée par le transistor d'entrée T1. Comme on peut le remarquer l'amplificateur n'est pas constitué d'une paire différentielle, c'est-à-dire avec une entrée inverseuse et non inverseuse. Cette dernière a pour effet d'augmenter le bruit dans la chaîne d'un facteur $\sqrt{2}$ [26].

Le gain DC du circuit de la figure (Figure.4.17a) est déterminé par la relation

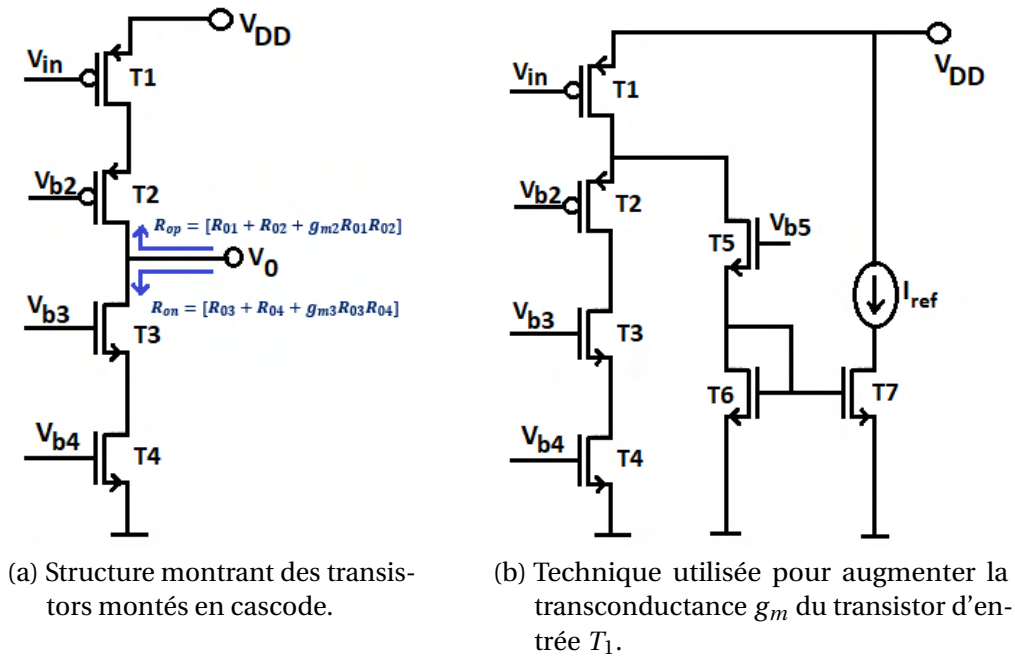


FIGURE 4.17 – Montage des transistors en cascode.

suivante :

$$A_v = \frac{V_0}{V_{in}} = -g_{m1}[R_{0p}||R_{0n}] \quad (4.28)$$

$$\text{Avec } R_{0n} = R_{01} + R_{02} + g_{m2}R_{01}R_{02} \quad \text{et} \quad R_{0p} = R_{03} + R_{04} + g_{m3}R_{03}R_{04} \quad (4.29)$$

Avec g_{m1} , g_{m2} , g_{m3} , R_{01} , R_{02} , R_{03} , R_{04} respectivement les transconductances, les résistances des transistors T1, T2, T3, T4.

D'après l'équation (4.28) la valeur du gain DC (A_v) peut être augmentée par l'augmentation de la valeur de la transconductance g_{m1} (Voir Figure.4.17b). Aussi, le gain DC peut être augmenté en agissant sur les résistances R_{01} , R_{02} , R_{03} , R_{04} . L'utilisation des "charges actives" est une technique qui permet d'augmenter ces résistances. Comme structure à charge active on peut citer :

- L'utilisation des miroirs de courant.
- L'utilisation d'un amplificateur monté en régulation.

4.8.2 Circuit à charge active

Le gain DC de l'amplificateur dépend fortement de la résistance de sortie. Il est donc important d'étudier les différentes méthodes qui permettent l'augmentation de celle-ci. Différentes méthodes se présentent à nous. La section qui suit est consacrée à leurs études [27] [28]

4.8.2.1 Les miroirs de courant

Une analyse a été réalisée sur le montage de la figure (Figure.4.18a). En analysant le tracé de la courbe indiquée à la figure (Figure.4.18b), on constate que la pente de la caractéristique $I_0 = f(V_0)$ peut être réduite (augmentation de la résistance de sortie) en augmentant la longueur de la grille. Le problème de cette structure réside dans le fait que, si $V_{DS1} \neq V_{DS2}$, alors $I_{REF} \neq I_0$. Ceci est créé par les effets dus à la modulation du canal. Pour résoudre ce problème, nous devons mettre un circuit entre le transistor $T2$ et la tension V_0 .

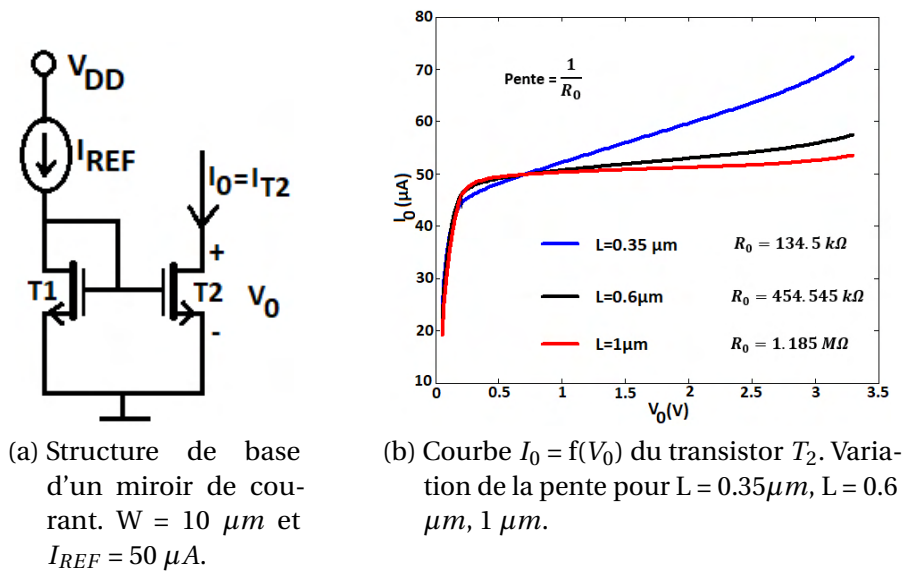
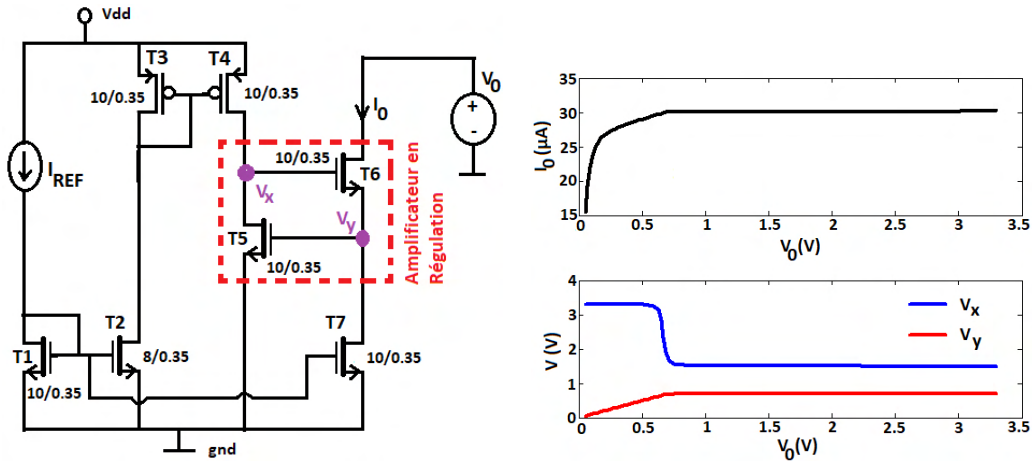


FIGURE 4.18 – Miroir de courant et courbe de caractérisation.

4.8.2.2 Miroir de courant en Régulation

Le schéma d'un amplificateur monté en régulation est présenté à la figure (Figure.4.19a). Son principe de fonctionnement est le suivant : la tension de drain du transistor $T7$ est maintenue à V_{GS} du transistor $T5$. Si la tension V_{DS}

du transistor T7 (V_Y) commence à décroître, le transistor T5 se bloque (voir Figure.4.19b). Cette action a pour conséquence l'annulation du courant I_0 . Lorsque la tension $V_0 > 0.69$ V, les tensions V_X et V_Y se stabilisent respectivement à 1.519 V et 0.68 V. Le courant I_0 quant à lui se maintient à $I_{REF} = I_0$.



(a) Miroir de courant NMOS monté en régulation. (b) La pente du courant I_0 ne varie pas trop à mesure que V_0 augmente. Cette pente indique la valeur élevée de la résistance.

FIGURE 4.19 – Augmentation de la résistance de sortie d'un miroir de courant NMOS.

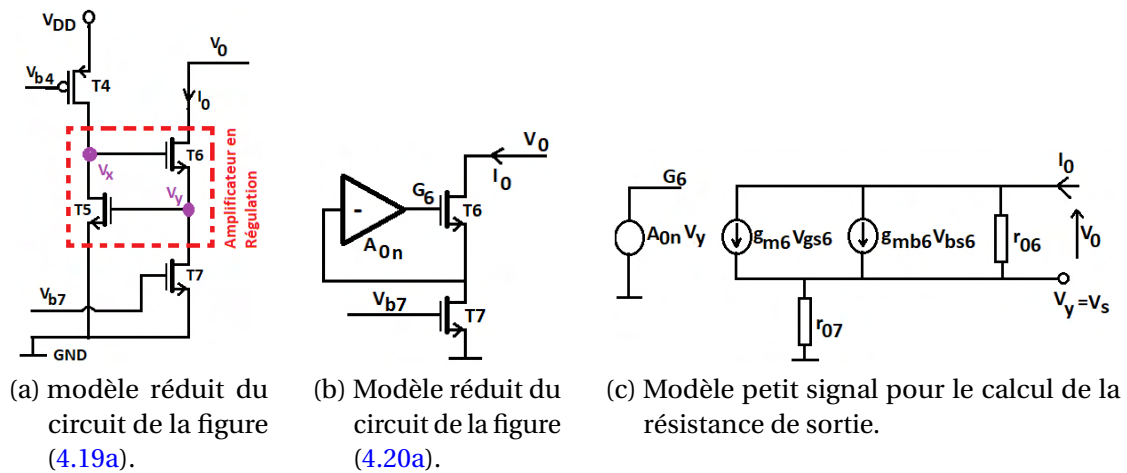


FIGURE 4.20 – Structure du gain Boost et schéma petit signal.

Les figures (Figure.4.20a & Figure.4.20b) sont les modèles réduits de la figure

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

(Figure.4.19). L'analyse petit signal de ce circuit permet de déterminer sa résistance de sortie. Ainsi, le modèle utilisé est celui de la figure (Figure.4.20c). Les relations suivantes ont été déterminées :

$$\begin{cases} -g_{m6} V_{gs6} - g_{mb6} V_{bs6} + \frac{V_y - V_0}{r_{06}} + \frac{V_y}{r_{07}} \\ V_y = r_{07} I_0 \\ V_{g6} - V_y = -A_{0n} V_y - V_y \\ V_{bs6} = V_y \end{cases} \quad (4.30)$$

En remplaçant les expressions de V_y , V_{g6} , V_{bs6} dans la première équation, on obtient la relation suivante :

$$R_{0n} = \frac{V_0}{I_0} = r_{06} + r_{07} + [g_{m6}(1 + A_{0n})]r_{06}r_{07} \quad (4.31)$$

Une comparaison des équations (4.29) et (4.31) permet de constater que la résistance de sortie est multipliée par un facteur $(A_{0n} + 1)$, avec $A_{0n} = g_{m5}r_{05}$.

La même analyse appliquée au schéma de la figure (Figure.4.21a) permet d'obtenir R_{0p} selon la relation suivante :

$$R_{0p} = \frac{V_0}{I_0} = r_{09} + r_{08} + [g_{m8}(1 + A_{0p})]r_{09}r_{08} \quad (4.32)$$

Les valeurs calculées de R_{0n} , R_{0p} et g_{m8} pour les miroirs de courant en cascade, sont respectivement 204.666 M Ω , 6.342 M Ω , 1.986 mS.

Les structures des figures (Figure.4.21a et Figure.4.19a et) ont par la suite été placées en cascade (voir Figure.4.22a). La figure (Figure.4.22b) présente l'évolution du courant de polarisation $I_0 = f(V_{in})$ du circuit de la figure (Figure.4.22a).

Passons maintenant à la détermination du gain DC, lequel est défini par la relation suivante (voir 4.28) :

$$A_v = -g_{m8}[R_{0p}||R_{0n}] \quad (4.33)$$

L'application numérique donne :

$$A_v = -1.986 \times 10^{-3} \times \left[\frac{6.32 \times 204.666}{6.32 + 204.666} \right] \times 10^6 \quad \leftrightarrow \quad A_v = 81.7dB \quad (4.34)$$

Le circuit de la figure (Figure.4.22a) a ensuite été simulée dans le but de déterminer le gain et la phase pour différentes valeurs du condensateur C_c (voir Figure.4.23)

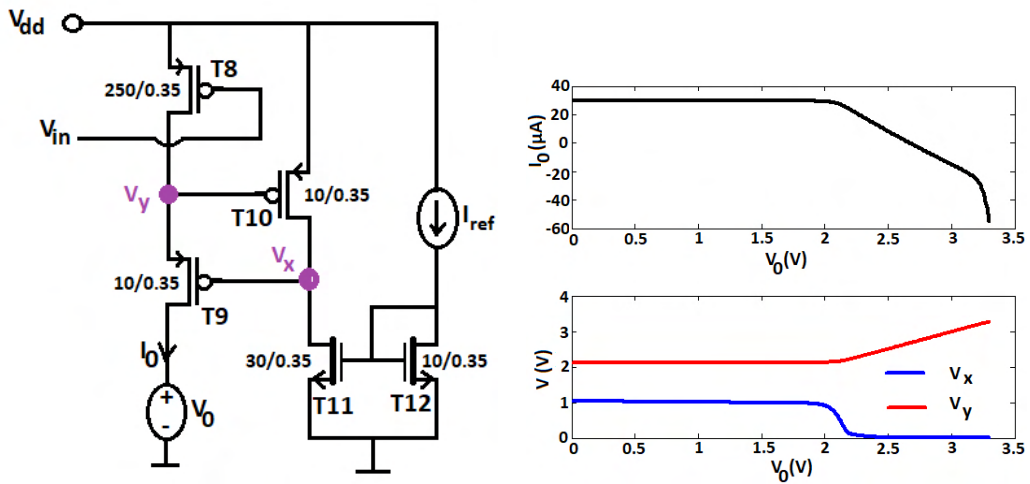


FIGURE 4.21 – Augmentation de la résistance de sortie d'un miroir de courant PMOS.

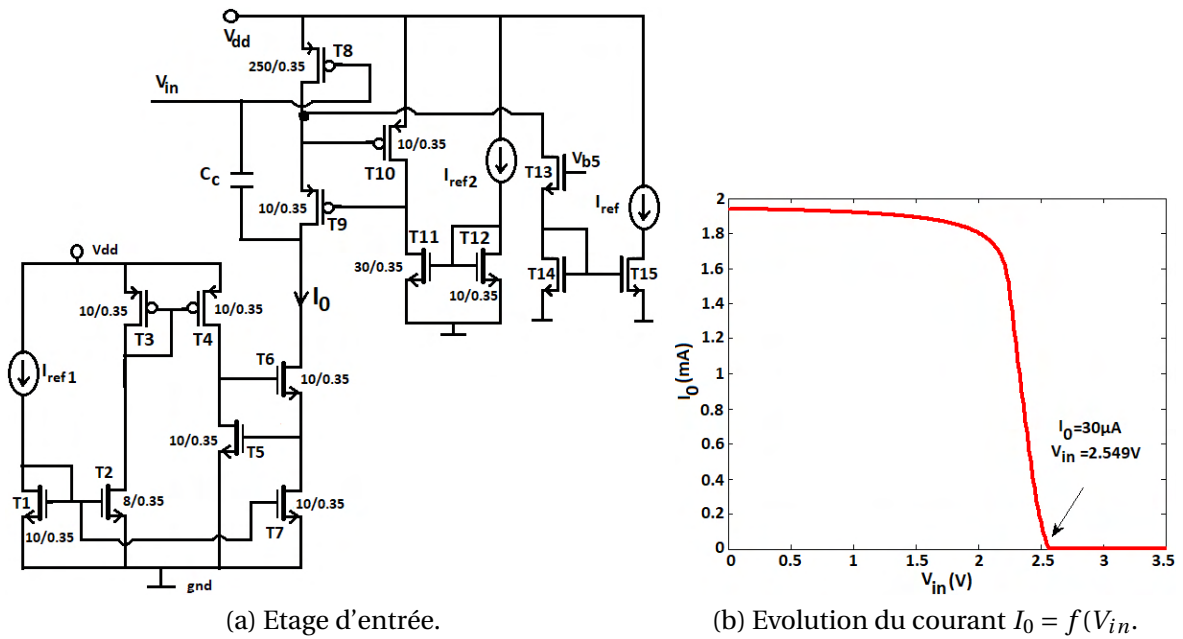
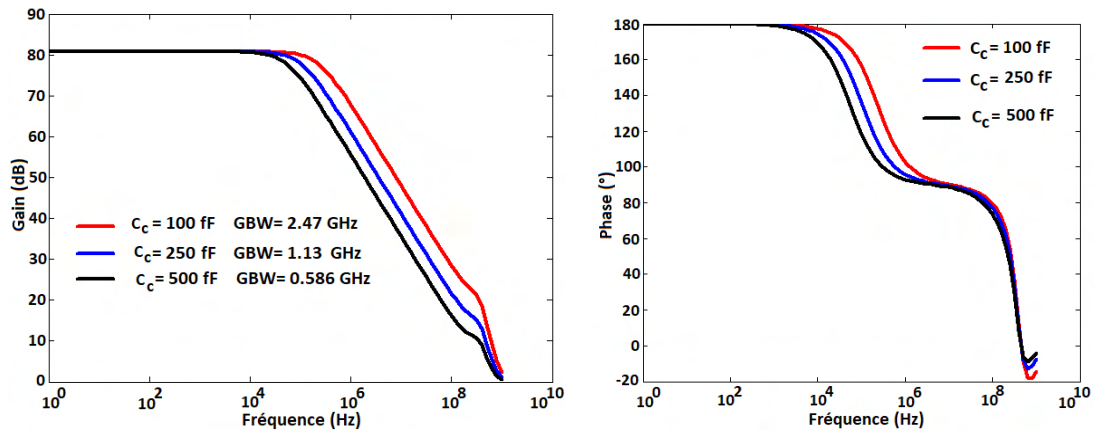


FIGURE 4.22 – Etage d'entrée et variation du courant $I_0 = f(V_{in})$



(a) Gain de l'amplificateur. Réduction de la bande passante de l'amplificateur à mesure que C_c augmente.

(b) Phase de l'amplificateur.

FIGURE 4.23 – Tracé de la fonction de transfert (Gain et phase) de l'amplificateur.

4.8.3 Conditionnement du signal : le mode transimpédance

La résistance de sortie du montage télescopique consiste à la mise en parallèle des résistances $R_{0n} || R_{0p}$. Cette valeur est très élevée pour un fonctionnement en mode transimpédance où les sensibilités (résistance de contre-réaction) ont des ordres de grandeur de quelques $k\Omega$. On a donc recours à un étage tampon. L'architecture choisie dans ce design est celle du montage drain commun (Figure.4.24). Dans ce schéma, une résistance (R_f) a été connectée entre la base du transistor T8 et la source du transistor T18. Celle-ci permet de polariser le transistor T8. Le modèle petit signal est présenté à la figure (Figure.4.25).

En appliquant la loi des nœuds (voir Figure.4.25), nous pouvons établir les relations suivantes [29] :

$$\begin{cases} I_d(s) + sC_{in}V_{g8}(s) + \frac{V_{g8}(s) - V_{out}(s)}{Z_f} + (V_{g8}(s) - V_{out}(s))sC_c = 0 \\ g_{m8}V_{g8}(s) + \frac{V_{out}(s)}{R_L} + V_{out}sC_L + (V_{out} - V_{g8}(s))sC_c = 0 \end{cases} \quad (4.35)$$

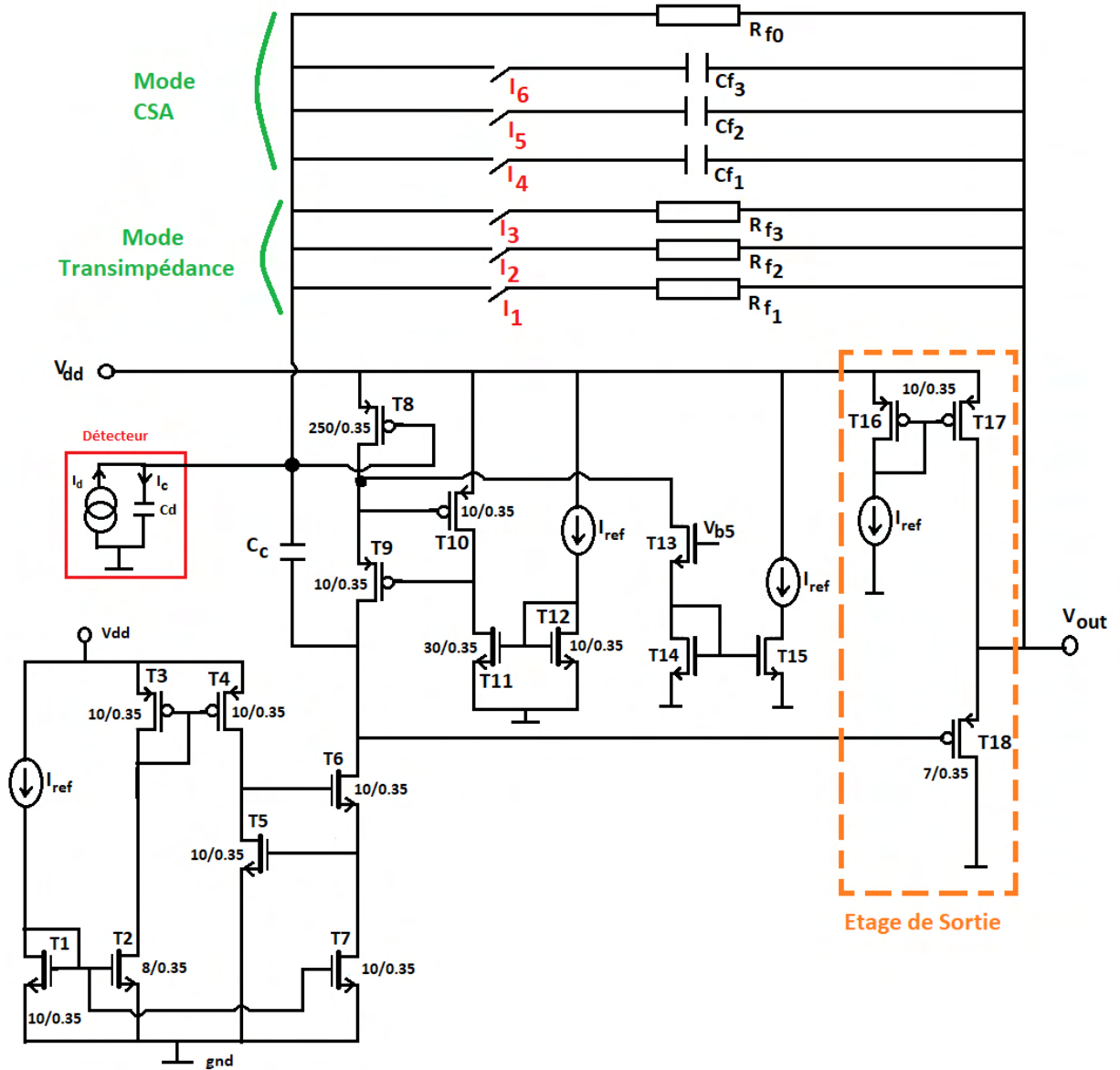


FIGURE 4.24 – Amplificateur complet. Un étage de sortie en drain commun a été rajouté au circuit. Aussi, une résistance R_{f0} pour la polarisation du transistor d'entrée T_8 . Les résistances (R_{f1} , R_{f2} , R_{f3}) et capacités (C_{f1} , C_{f2} , C_{f3}) reconfigurables.

$$\begin{cases} V_{g8}(s)\left(\frac{1}{Z_f} + sC_c + sC_{in}\right) - V_{out}(s)\left(\frac{1}{Z_f} + sC_c\right) = -I_d(s) \\ V_{g8}(s)(gm_8 - sC_c) + V_{out}(s)\left(\frac{1}{R_L} + sC_L + sC_c\right) = 0 \end{cases} \quad (4.36)$$

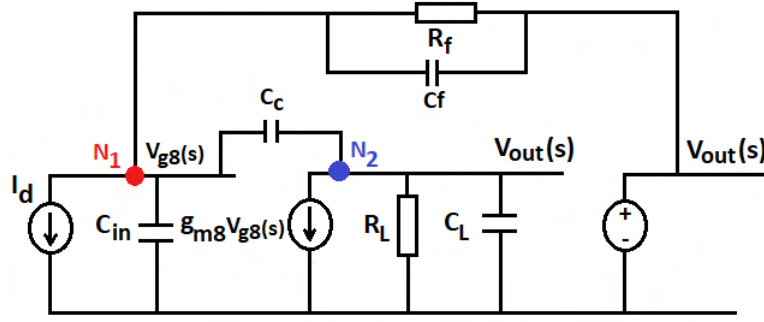


FIGURE 4.25 – Modèle petit signal du circuit de la figure (Figure.4.24) C_{in} représente la somme des capacités d'entrée y compris celle du détecteur C_d . C_L est la capacité de charge due à l'association des résistances R_{0n} et R_{0p} .

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{1}{Z_f} + sC_c + sC_{in}\right) & -\left(\frac{1}{Z_f} + sC_c\right) \\ (gm_8 - sC_c) & \left(\frac{1}{R_L} + sC_L + sC_c\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{g8}(s) \\ V_{out}(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -I_d(s) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.37)$$

L'évaluation du déterminant de cette matrice donne la relation suivante :

$$\Delta = s^2(C_c C_L + C_{in} C_L + C_{in} C_c) + s\left[\frac{C_L}{Z_f} + \frac{C_c + C_{in}}{R_L} + C_c gm_8\right] + \frac{1}{Z_f}\left(gm_8 + \frac{1}{R_L}\right) \quad (4.38)$$

Posons $y = \frac{\Delta_w}{\Delta}$ avec Δ_w le discriminant associé à la matrice se calcul avec la relation suivante :

$$w = \begin{bmatrix} \left(\frac{1}{Z_f} + sC_c + sC_{in}\right) & -I_d(s) \\ (gm_8 - sC_c) & 0 \end{bmatrix} \quad (4.39)$$

$$\Delta_w = I_d(s)(gm_8 - sC_c) \quad (4.40)$$

La résolution de l'équation $y = \frac{V_{out}(s)}{I_d(s)} = \frac{\Delta_w}{\Delta}$ en remplaçant $Z_f = R_f // C_f = \frac{R_f}{1+sR_fC_f}$ permet d'obtenir l'expression suivante :

$$\frac{V_{out}(s)}{I_d(s)} = \frac{gm_8 - sC_c}{s^2\xi + s\left[\frac{C_L}{R_f} + \frac{(C_c + C_{in})}{R_L} + C_c gm_8 + gm_8 C_f + \frac{C_f}{R_L}\right] + \frac{gm_8}{R_f} + \frac{1}{R_f R_L}} \quad (4.41)$$

Cette fonction de transfert comporte un zéro égal à gm_8/C_c . Il faut noter que la position de ce zéro est conditionnée par la valeur de la transconductance gm_8 . Alors, elle se réduit à la relation suivante :

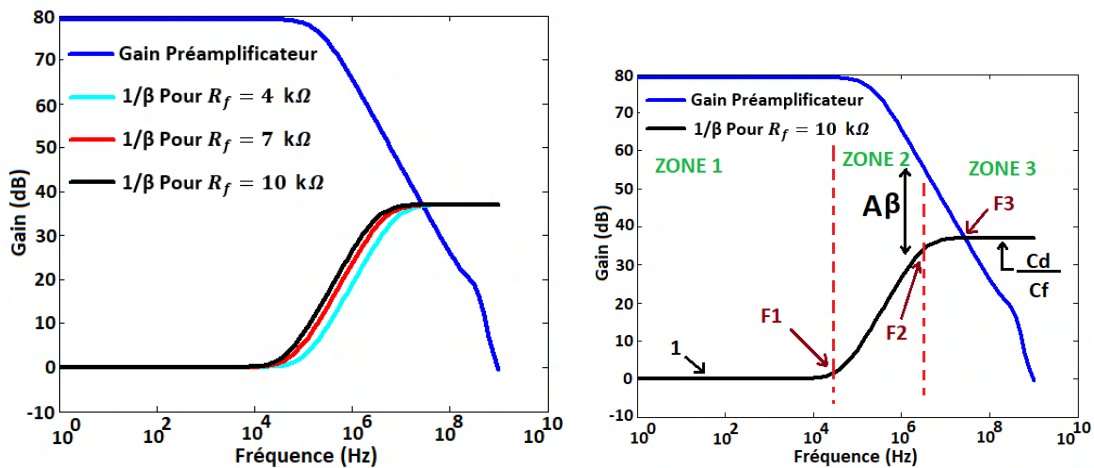
$$\frac{V_{out}(s)}{I_d(s)} = \frac{R_f}{s^2 \frac{R_f}{g_{m8}} \xi + sR_f(C_c + C_f) + 1} \quad (4.42)$$

Avec $\xi = C_c C_L + C_{in} C_L + C_{in} C_c + C_f C_L$. Cette relation (4.42) montre clairement que la relation qui lie la tension de sortie au courant du détecteur $I_d(s)$, est une fonction du second ordre. Il est donc nécessaire de réaliser une étude sur la stabilité du circuit.

4.8.3.1 Etude de la stabilité de la transimpédance

Le modèle utilisé pour l'analyse de la stabilité du montage consiste tout d'abord, à la détermination de la fonction de transfert de l'amplificateur ($A(s)$), ensuite, à la détermination de la fonction de transfert de la boucle de contre-réaction ($\frac{1}{\beta(s)}$) laquelle représente la tension aux bornes de R_f et C_f . Ces relations permettent de définir la fonction de transfert du système par la relation suivante :

$$\frac{V_{out}}{V_{in}}(s) = \frac{A(s)}{1 + A(s)\beta(s)} \quad (4.43)$$



(a) Etude de la stabilité du transimpédance. La bande passante augmente avec R_f (tracé pour $C_f = 5$ pF). (b) Etude de la stabilité du transimpédance. Cas de $R_f = 10$ kΩ et $C_f = 5$ pF.

FIGURE 4.26 – Etude de la stabilité en configuration transimpédance.

Le gain $\frac{1}{\beta}(s)$ est déterminé en rompant la boucle de contre-réaction. Par la suite nous avons injecté une tension variable. La relation obtenue s'écrit :

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

$$\beta(s) = \frac{\frac{1}{C_d}}{\frac{R_f}{1+sR_fC_f} + \frac{1}{sC_d}} \leftrightarrow \frac{1}{\beta(s)} = \left[\frac{(1+sR_fC_d)}{1+sR_fC_f} \right] \quad (4.44)$$

Par ailleurs, on définit les fréquences suivantes (voir Figure.4.26) :

$$F_1 = \frac{1}{2\pi R_f(C_d + C_f)} = 57.874 \text{ kHz} \quad (4.45)$$

$$F_2 = \frac{1}{2\pi R_f C_f} = 3.18 \text{ MHz} \quad (4.46)$$

Sur cette figure, on distingue trois zones :

- La première zone est celle dédiée aux basses fréquences. Celle-ci est limitée par la fréquence F_1 . Le gain dans cet intervalle est obtenu par la relation suivante :

$$\lim_{s \rightarrow 0} \frac{1}{\beta(s)} = 1 \quad (4.47)$$

- La seconde zone comprise entre F_1 et F_2 . C'est dans cette zone que le critère de stabilité doit être vérifié à travers la pente des deux courbes $A(s)\beta(s) \neq -1$.

- La troisième zone correspond aux fréquences élevées. Elle débute à F_2 tout en traversant F_3 . Cette fréquence correspond à l'intersection des deux courbes et est égale dans notre cas à $F_3 = 28.183 \text{ MHz}$. Le gain de la contre réaction à son tour est obtenu par la relation suivante.

$$\lim_{s \rightarrow +\infty} \frac{1}{\beta(s)} = \frac{C_d}{C_f} \quad (4.48)$$

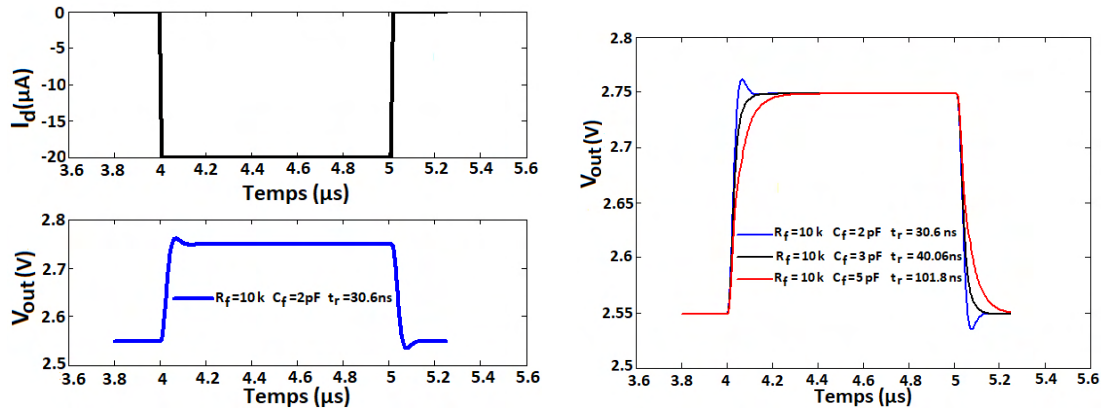
En remplaçant $C_d = 270 \text{ pF}$ et $C_f = 5 \text{ pF}$, on obtient :

$$\frac{1}{\beta} = 20 \log \left(\frac{270 \text{ pF}}{5 \text{ pF}} \right) = 34.64 \text{ dB} \quad (4.49)$$

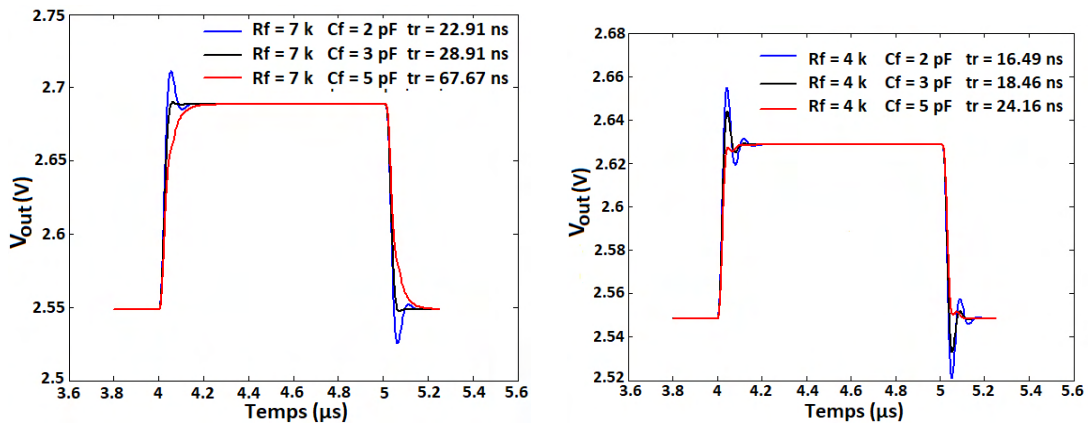
4.8.3.2 Application à la détection d'électrons

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les résultats obtenus avec une électronique à composants discrets (voir Figure.2.19). L'opération consiste dans cette partie à choisir les bonnes sensibilités afin d'éviter la saturation du "front-end". Notre choix s'est donc porté sur des résistances de valeurs $R_f = 10 \text{ k}\Omega$, $R_f = 7 \text{ k}\Omega$, $R_f = 4 \text{ k}\Omega$. La figure (Figure.4.27) présente la réponse du "front-end" en configuration transimpédance. Dans cette simulation, nous avons considéré qu'un courant de polarité négative est généré par le détecteur. Lequel a une

durée de $1 \mu\text{s}$, et une amplitude de $-20 \mu\text{A}$.



(a) Signal de sortie du détecteur ($I_d = 20 \mu\text{A}$) et réponse du transimpédance ($R_f = 10 \text{ k}\Omega$). Les temps de montée et de descente de I_d ont été fixés à 10 ns . (b) Réponse du transimpédance pour $R_f = 10 \text{ k}\Omega$, et C_f variable ($I_d = 20 \mu\text{A}$).



(c) Réponse du transimpédance pour $R_f = 7 \text{ k}\Omega$, et C_f variable ($I_d = 20 \mu\text{A}$). (d) Réponse du transimpédance pour $R_f = 4 \text{ k}\Omega$, et C_f variable ($I_d = 20 \mu\text{A}$).

FIGURE 4.27 – Réponse du transimpédance pour différentes sensibilités. $I_d = 20 \mu\text{A}$ sur $1 \mu\text{s}$.

4.8.3.3 Bruit dans le préamplificateur de courant

Les figures (Figure.4.28a) et (Figure.4.28b) présentent les différentes sources de bruits dans les montages source commune et cascode respectivement [30] [31].

- Dans le montage source commune (Figure.4.28a), les différentes densités spectrales de puissances sont définies par les relations suivantes :

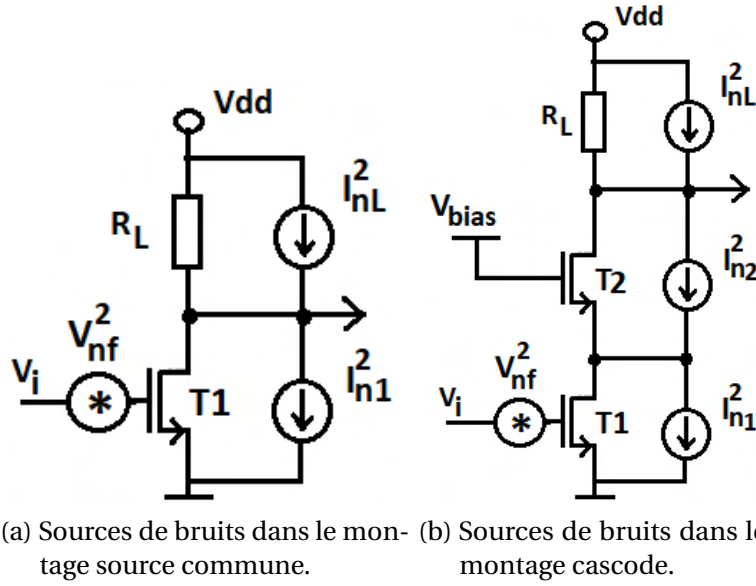


FIGURE 4.28 – Sources de bruits dans le montage source commune et cascade.

$$\overline{\frac{I_{nL}^2}{\Delta f}} = \frac{4k_B T}{R_L} (A^2/Hz), \quad \overline{\frac{I_{n1}^2}{\Delta f}} = 4k_B T \gamma g_{m1} (A^2/Hz), \quad \overline{\frac{V_{nf}^2}{\Delta f}} = \frac{K_f}{WLC_{ox} f} (V^2/Hz) \quad (4.50)$$

La densité spectrale de puissance ramenée en entrée est obtenue en divisant les différents termes par g_{m1}^2 . Nous obtenons ainsi la relation suivante :

$$\overline{\frac{V_{ni}^2}{\Delta f}} = \frac{K_f}{WLC_{ox} f} + \frac{4k_B T \gamma}{g_{m1}} + \frac{4k_B T}{g_{m1}^2 R_L} (V^2/Hz) \quad (4.51)$$

Comme le montre cette relation, le bruit dans cette structure peut être minimisé en augmentant g_{m1} , R_L et la surface du transistor d'entrée (T1).

- Dans le montage cascade de la figure (Figure.4.28b), les différentes densités spectrales de puissances sont définies par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{\frac{V_{nf}^2}{\Delta f}} = \frac{K_f}{WLC_{ox} f} (V^2/Hz) \\ \overline{\frac{I_{n2}^2}{\Delta f}} = 4k_B T \gamma g_{m2} (A^2/Hz), \quad \overline{\frac{I_{n1}^2}{\Delta f}} = 4k_B T \gamma g_{m1} (A^2/Hz), \quad \overline{\frac{I_{nL}^2}{\Delta f}} = \frac{4k_B T}{R_L} (A^2/Hz) \end{array} \right. \quad (4.52)$$

La densité spectrale de puissance ramenée en entrée est obtenue par la

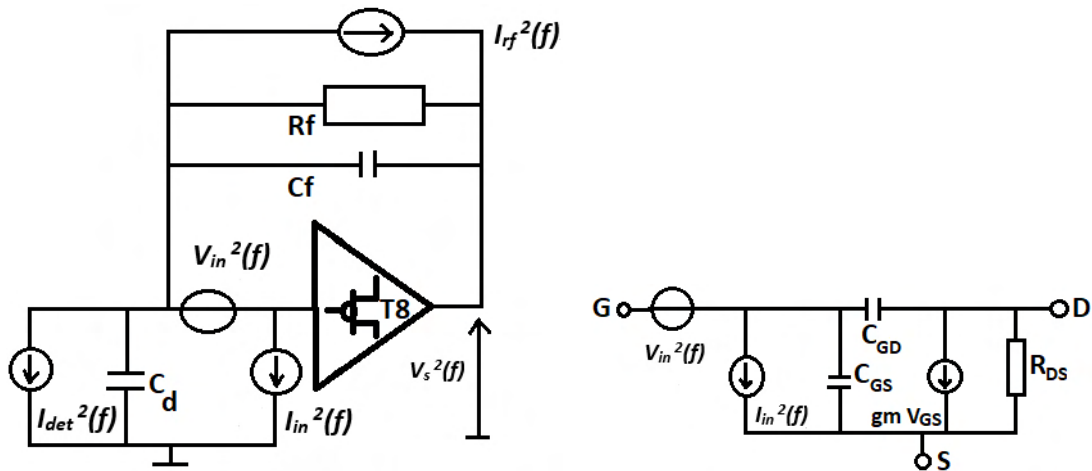
relation suivante :

$$\frac{\overline{V_{ni}^2}}{\Delta f} = \frac{K_f}{WLC_{ox}f} + \frac{4k_B T \gamma}{g_{m1}} + \frac{4k_B T g_{m2} \gamma}{g_{m1}^2} + \frac{4k_B T}{g_{m1}^2 R_L} \quad (V^2 / Hz) \quad (4.53)$$

Comme le montre cette relation, le bruit dans cette structure peut être minimisé en augmentant g_{m1} , R_L et la surface du transistor d'entrée (T1). Si $g_{m1}^2 \gg g_{m2}$, alors la contribution de i_{n2} est minimisée.

En détection de particules, l'origine principale du bruit dans une chaîne d'instrumentation nucléaire provient du détecteur et du préamplificateur d'entrée. Le choix des transistors doit donc se réaliser avec une attention particulière (choix du transistor T8).

Cependant, d'autres composantes contribuent à la génération du bruit. Nous pouvons citer : le détecteur, la résistance de contre-réaction (R_f), mais aussi, l'électronique généralement utilisée pour polariser le détecteur. Le modèle utilisé pour caractériser le bruit dans notre chaîne est celui de la figure (Figure 4.29a). Dans cette figure, les différentes sources de bruit sont représentées. - La première source de bruit $I_{det}(f)^2$ est créée par le courant de fuite du détec-



(a) Les sources de bruits dans un préamplificateur. (b) Transistor d'entrée montrant les capacités internes, les sources de bruit en fonctionnement moyenne fréquence. Le substrat et la source sont reliés.

FIGURE 4.29 – Représentation des différentes sources de bruit dans le préamplificateur. Les sources de bruit dans le transistor d'entrée sont aussi représentées.

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

teur. Sa densité spectrale est définie par :

$$I_{det}^2 = 2qI_0 \quad (4.54)$$

Avec I_0 le courant de fuite du détecteur.

- La seconde source de bruit en courant est I_{rf}^2 . C'est un bruit thermique. Il est créé par la résistance de contre-réaction R_f . Sa densité spectrale est définie par :

$$I_{rf}^2 = 4k_B T \frac{1}{R_f} \quad (4.55)$$

- Les troisièmes et quatrièmes sources de bruit V_{in}^2 et I_{in}^2 représentent les densités spectrales de tension et courant du transistor d'entrée (T8).

$$V_{in}^2(f) = \frac{8}{3}k_B T \frac{1}{g_{m8}} + \frac{1}{C_{ox}WL} \cdot \frac{K_f}{f}, \quad I_{in}^2(f) = [j2\pi f(C_{gs} + C_{gd})]^2 V_{in}^2(f) \quad (4.56)$$

Alors, la densité spectrale de bruit à la sortie du préamplificateur est définie par :

$$V_{sbruit}^2(f) = V_{in}^2 |Y_t H(j2\pi f)|^2 + (I_{in}^2 + I_{det}^2 + I_{rf}^2) |H(j2\pi f)|^2 \quad (4.57)$$

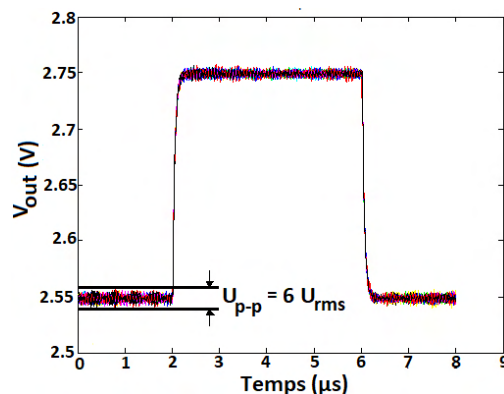
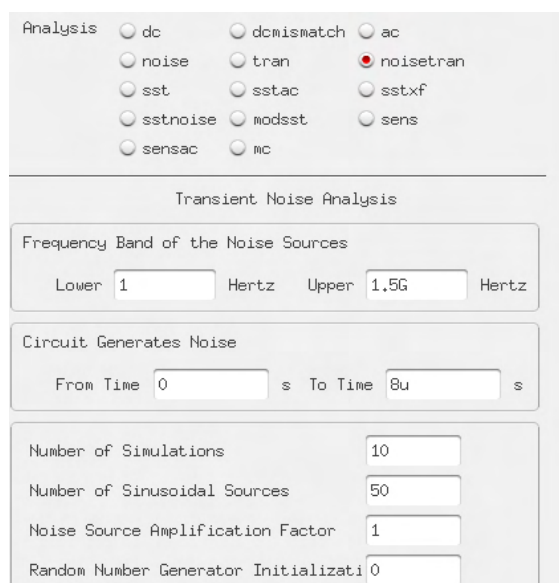
Avec $Y_t = j2\pi f(C_{gs} + C_{gd})$, la fonction $H(j2\pi f)$ est définie par l'équation suivante :

$$H(j2\pi f) = \frac{V_{out}}{I_d}(j2\pi f) = \frac{R_f}{(j2\pi f)^2 \frac{R_f}{g_{m8}} \xi + (j2\pi f)R_f(C_c + C_f) + 1} \quad (4.58)$$

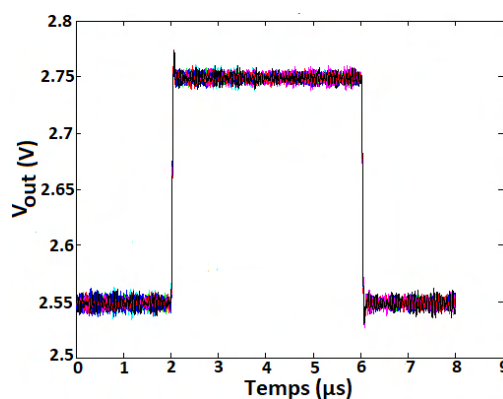
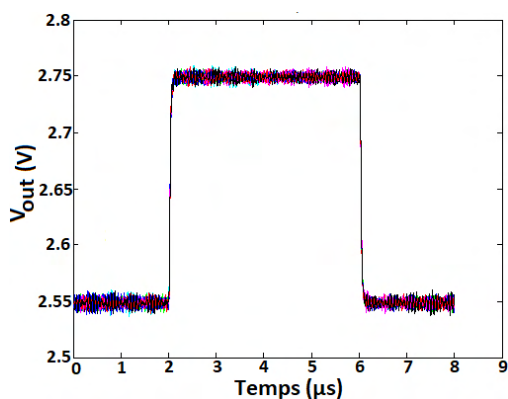
$$V_{rms} = \int_{F_L}^{F_H} \sqrt{V_{sbruit}^2(f)} df \quad (4.59)$$

Avec $(F_H - F_L = B)$, la bande passante utilisée pour réaliser la mesure.

Les mesures en configuration "noise transient" (bruit transitoire) ont été réalisées à l'aide du simulateur Eldo du logiciel Cadence. La configuration utilisée est présentée à la figure (Figure.4.30a). Les mesures de bruit RMS ainsi que les valeurs pic-pic ont été présentées pour $R_f = 10 \text{ k}\Omega$ (voir Figure.4.30b, Figure.4.30c, Figure.4.30d).



(a) Configuration Eldo utilisée pour la simulation "transient" du bruit. (b) Bruit $U_{p-p} = 16$ mV. Cas de $R_f = 10$ k Ω , $C_f = 5$ pF



(c) Bruit $U_{p-p} = 23$ mV. Cas de $R_f = 10$ k Ω , $C_f = 3$ pF. (d) Bruit $U_{p-p} = 27$ mV. Cas de $R_f = 10$ k Ω , $C_f = 2$ pF.

FIGURE 4.30 – Résultat de simulation en tenant compte du bruit. Mode transimpédance. $I_d = 20$ μ A.

4.8.4 Conditionnement du signal : le mode charge

Les signaux généralement délivrés par les détecteurs de particules sont de très faibles durées (ns). Quelquefois, on leur donne le nom d'impulsion de Dirac. La lecture de ce type de signal ne peut donc pas se faire en mode courant parce qu'elle nécessite une bande passante très large. On a donc recours à une

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

chaîne de conditionnement capable d'intégrer ce signal dans un condensateur.

$$V_{out} = \frac{1}{C_f} \int_0^{t_c} i_d(t) dt \quad \text{avec} \quad Q = \int_0^{t_c} i_d(t) dt \quad (4.60)$$

La charge Q représente ici l'aire sous la courbe du courant $i_d(t)$. Ainsi, cette structure permet d'obtenir des gains assez élevés pour une sensibilité $\frac{1}{C_f}$ et ceci pour une petite valeur de C_f .

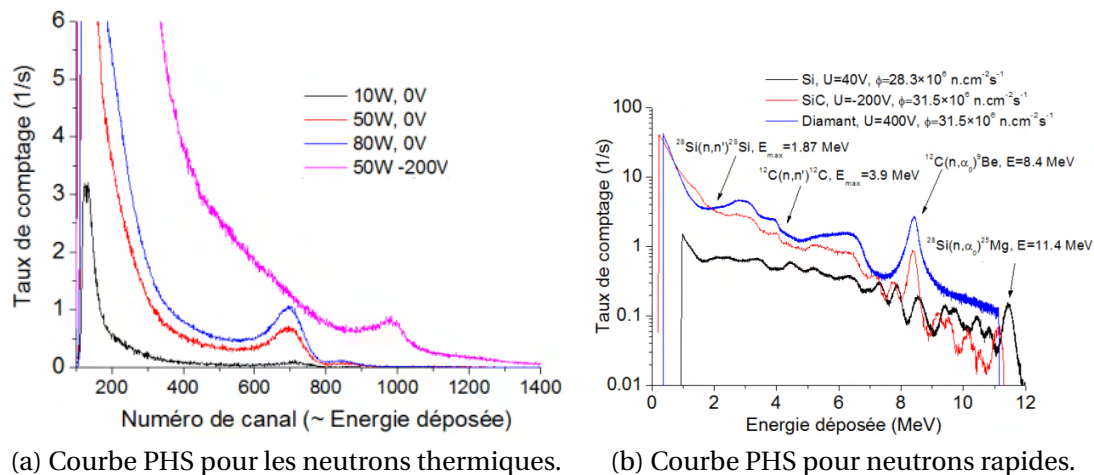


FIGURE 4.31 – Réponse du détecteur de neutrons obtenu avec préamplificateur Caen [32].

4.8.4.1 Application à la détection des neutrons

Au chapitre 2, nous avons présenté les résultats obtenus avec une électronique à composants discrets (voir Figure.2.38). En fonctionnement détection des fragments de fission, les résultats étaient tels que le signal de sortie était bruité (voir Figure.2.44). Lequel a eu pour conséquence une mauvaise lecture et une mauvaise appréciation des courbes PHS (voir Figure.3.12). Cette partie a pour but d'améliorer ces résultats. Cette électronique doit être capable de fonctionner aussi bien pour la détection des fragments de fission, que pour des neutrons thermiques et des neutrons rapides. Cette opération s'effectuera donc avec le préamplificateur fonctionnant en mode charge. La figure (Figure.4.31) présente les courbes PHS obtenues avec des préamplificateurs Caen (A1422), le flux de particules ainsi que le taux de comptage sont présentés en ANNEXE C [33]. La relation suivante permet de déterminer la quantité de charges déposée

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

dans le détecteur.

$$Q = \frac{E_d \times q}{E_{e^-/e^+}} \quad (4.61)$$

E_d est l'énergie déposée, E_{e^-/e^+} est l'énergie de création des paires électrons-trous, q est la charge d'un électron.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que pour avoir une collecte optimale des charges dans le condensateur, R_f devait avoir une très grande valeur. En détection de particules, elle avoisine quelquefois des centaines de $M\Omega$ voire des $G\Omega$. D'autre part, sa grande valeur permet aussi de réduire la densité spectrale de bruit thermique. Dans certains cas, le temps de réponse τ_r de l'électronique n'est pas négligeable. Une autre forme de l'équation (4.42) en tenant compte du temps de réponse (τ_r), mais aussi que $R_f \gg 1$ est la suivante :

$$\frac{V_{out}(s)}{I_d(s)} = \frac{1}{s(C_c + C_f)(1 + s \frac{\xi}{g_{m8}(C_c + C_f)})} \leftrightarrow \frac{V_{out}(s)}{I_d(s)} = \frac{1}{s(C_c + C_f)} \frac{1}{(1 + s\tau_r)} \quad (4.62)$$

Avec $\tau_r = \frac{\xi}{g_{m8}(C_c + C_f)}$ et $\tau_f = R_f \times C_f$.

La transformée inverse de (4.62) permet d'établir dans le domaine temporel la réponse du système.

$$V_{out}(t) = \frac{Q}{(C_c + C_f)} \cdot \frac{\tau_f}{\tau_r - \tau_f} \cdot (e^{-\frac{t}{\tau_r}} - e^{-\frac{t}{\tau_f}}) \quad (4.63)$$

Cette relation montre clairement que le signal de sortie dépend fortement des constantes de temps $\tau_f = R_f \times C_f$, τ_r . Choisir les bonnes sensibilités afin d'éviter dans un premier temps la saturation de l'électronique, et dans un second temps l'amélioration du rapport signal sur bruit représente un grand enjeu. Dans l'étude du bruit sur la chaîne en configuration transimpédance, parmi les sources de bruit, celle générée par la résistance R_f a été présentée. Celle-ci était définie par la relation suivante :

$$I_{rf}^2 = 4k_B T \frac{1}{R_f} \quad (4.64)$$

L'augmentation de la résistance R_f a pour effet, la réduction du bruit thermique généré par cette dernière. L'application de la loi dite 50 mV permet de déterminer cette résistance. La densité de bruit générée par la résistance de contre-réaction R_f , doit être égal à la densité de bruit générée par le détecteur.

$$I_{rf}^2 = I_{det}^2 \quad (4.65)$$

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

$$4k_B T \frac{1}{R_f} = 2qI_0 \implies R_f = \frac{2k_B T}{qI_0} \approx \frac{50mV}{I_0} \quad (4.66)$$

Pour un courant d'obscurité de $I_0 = 0.25nA$, une valeur $R_f = 200 M\Omega$ (contre $R_{f0} = 1 M\Omega$ au chapitre 2 voir Figure.2.38) a été obtenue pour permettre la réduction du bruit thermique et la polarisation de notre préamplificateur. Une plage de sensibilité assez large a été choisie pour permettre à la fois d'avoir un temps de réponse acceptable, ainsi qu'une sensibilité raisonnable ($C_f = 2 pF$, $C_f = 3 pF$, $C_f = 5 pF$) voir la figure (Figure.4.32a). La résistance $R_f = 200 M\Omega$ a été fabriquée grâce au circuit de la figure (Figure.4.32b). Cette résistance est obtenue avec la relation suivante :

$$I_{DS} = \mu_p C_{ox} \frac{W}{L} [(V_{GS} - V_{TH}) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}] \implies R_{f0} = \frac{V_{DS}}{I_{DS}} = \frac{1}{\mu_p C_{ox} \frac{W}{L} [(V_{GS} - V_{TH})]} \quad (4.67)$$

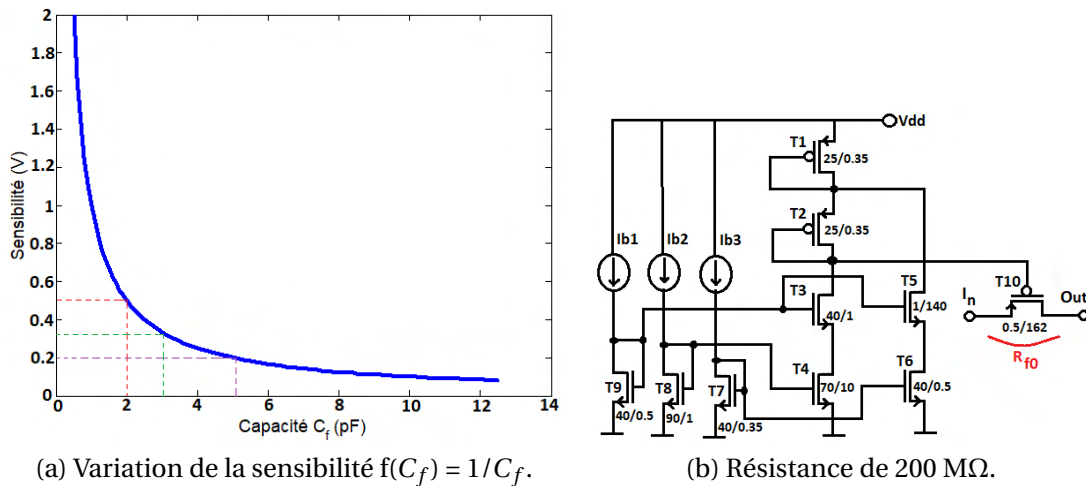


FIGURE 4.32 – Sensibilité $f(C_f) = 1/C_f$ et résistance à composants MOS.

4.8.4.2 Etude de la stabilité du préamplificateur de charge

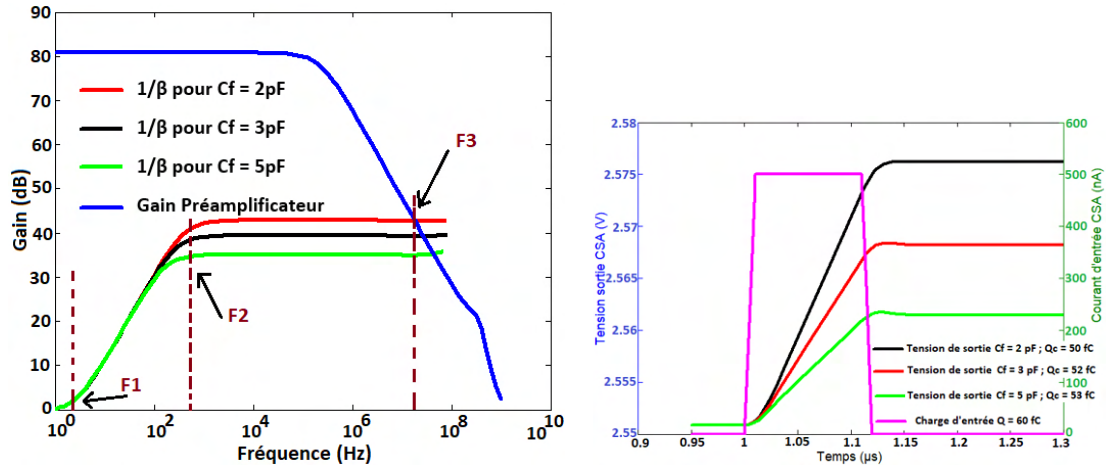
La stabilité du préamplificateur a été analysée selon le modèle présenté dans la section précédente. La figure (Figure.4.33) présente les résultats de l'étude de la stabilité ainsi que la réponse impulsionnelle. Les différentes fréquences F_1 , F_2 , F_3 ont été identifiées et calculées avec les relations suivantes :

$$F_1 = \frac{1}{2\pi R_{f0}(C_d + C_f)} = 2.92 Hz \quad (4.68)$$

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

$$F_2 = \frac{1}{2\pi R_{f0} C_f} = 265 \text{ Hz} \quad \text{pour} \quad C_f = 3 \text{ pF} \quad (4.69)$$

$$F_3 = 18 \text{ MHz} \quad \text{pour} \quad C_f = 2 \text{ pF} \quad (4.70)$$



(a) Stabilité du préamplificateur (cas de $C_f = 2, 3, 5$ pF). (b) Réponse du préamplificateur de charge à une charge de 60 fC. Réduction de la quantité de charges collectée à mesure que C_f diminue.

FIGURE 4.33 – Stabilité de l'électronique et réponse impulsionnelle.

4.9 Conclusion

Ce chapitre était essentiellement consacré à la conception d'un étage préamplificateur reconfigurable en technologie AMS 0.35 μm . Celui-ci devait être capable de fonctionner en mode charge (détection des neutrons, fragments de fission) ou encore en mode courant (radiothérapie "flash"). La valeur relativement élevée de la capacité du détecteur ($c_d = 270$ pF, $C_d = 22$ nF) ainsi que de l'énergie de création des paires électrons-trous dans le détecteur (7.78 eV), ont contribué au choix de la structure "télescopique" comme préamplificateur. Cette structure présente un faible niveau de bruit à cause de son transistor d'entrée. Par ailleurs, la stabilité du système à la fois en température et en tension devait être assurée. Les résultats de simulation ont montré une variation de 103.89 nA/10°C et une variation de 315 pA/mV du courant de référence.

En mode préamplificateur de courant, différentes sensibilités (4 k Ω , 7 k Ω , 10 k Ω) ont été choisies pour permettre le fonctionnement en radiothérapie

4 Intégration des solutions : l'électronique reconfigurable.

"flash". Le niveau de bruit à la sortie de l'électronique pour un gain de $10\text{ k}\Omega$ a été présenté. Cependant, l'augmentation de la valeur du condensateur C_c , a pour effet, la réduction du niveau de bruit à la sortie du préamplificateur.

En mode charge, les différentes sensibilités (2 pF, 3 pF, 5 pF) ont été choisies sur la base des données collectées (campagnes fragments de fission, radiothérapie "flash", neutrons thermiques) avec l'électronique sur carte PCB.

Le chapitre 5 est dédié à l'étude des différents blocs qui permettront l'amélioration du rapport signal/bruit, en mode charge, pour un traitement optimal du signal, et le tracé des courbes PHS. Par ailleurs, le circuit intégré développé sera aussi présenté.

Bibliographie

- [1] Gabriel Cormier. "GELE5340 Circuits ITGÉ (VLSI) Chapitre 3 : Le MOSFET", "Université de Moncton", <https://docplayer.fr/18065488-Gele5340-circuits-itge-vlsi-chapitre-3-le-mosfet.html>
- [2] Virginie ALBE, "Les grands mythes fondateurs des nanos :la loi de Moore ou l'héritage du talk de Feynman de 1959", Université Numérique Ingénierie et Technologie, <http://www.unit.eu/cours/enjeux-nanosciences-nanotechnologies/Module3-FR.pdf>, 16-03-2016
- [3] Jérôme Dubois, "Conception en technologie CMOS d'un Système de Vision dédié à l'Imagerie Rapide et aux Traitements d'Images", thèse UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE, 27 août 2008
- [4] Thomas skotnicki, "Transistor MOS et sa technologie de fabrication", Technique de l'ingénieur, 10 novembre 1999
- [5] Alexandre valentian, "circuit intégré cmos sur silicium", Technique de l'ingénieur, 10 septembre 2019
- [6] Jean claude boudenot, "Tenue des circuits aux irradiations ionisantes", technique de l'ingénieur, 10 novembre 1999
- [7] Frédéric GESSINN, "Dosimètres M.O.S. de rayonnements ionisants Sensibilité et Stabilité", Laboratoire D'automatique et D'analyse des systèmes du CNRS, 16 Décembre 1993, 32
- [8] Yohan Piccin, "Durcissement par conception d'ASIC analogiques", thèse Université de Bordeaux, 2014
- [9] CMP, "IC C35B4C3", MAI-2018.https://mycmp.fr/spip.php?page=datasheet&id_datasheet=4
- [10] Florent Bouyjou-O. D. Bernal - Hélène Tap - Jean-André Sauvaud, "Low Noise CMOS Analog Front-End Circuit With an 8-bit 1-MS/s ADC for Silicon Sensors for Space Applications", IEEE Sensors Journal, May-2014.DOI : 10.1109/JSEN.2013.2295118
- [11] Department of electrical electronic and computer engineering, "Chapitre 3 : Analogue Sub-systems design", Février-2018.<https://repository.up.ac.za/bitstream/handle/2263/28885/02chapter3-4.pdf?sequence=3&isAllowed=y>

- [12] Youssef Guerfi, "Réalisation et caractérisation de transistors MOS à base de nanofils verticaux en silicium", thèse Université Paul Sabatier - Toulouse III.2015
- [13] Vratislav Michal, "Design of CMOS analog integrated circuits as readout electronics for High-TC superconductor and semiconductor terahertz bolometric sensors", Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006
- [14] Stephen C. Terry, "An introduction to EKV model and a comparison of EKV to BSIM", Mars-2005, http://web.eecs.utk.edu/~bblalock/ece532/ece532_pres_ekv_bsim.pdf
- [15] Gianluigi De Geronimo, "Microelectronics for Radiation Detectors", December-2016.<https://indico.physics.lbl.gov/event/423/attachments/819/911/De-Geronimo-Dec2016v3final.pdf>
- [16] Christian C. Enz, "A Short Story of the EKV MOS Transistor Model", 2008, <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=4785778>
- [17] Christian Enz - Francesco Chicco - Alessandro Pezzotta, "Nanoscale MOS-FET Modeling : Part 1 : The Simplified EKV Model for the Design of Low-Power Analog Circuits", IEEE Solid-State Circuits Magazine, July 2017, DOI 10.1109/MSSC.2017.2712318
- [18] Christian Enz - Francesco Chicco - Alessandro Pezzotta, "Comparison of a BSIM3V3 and EKV MOSFET model for a 0.5 μ m CMOS process and implications for analog circuit design", IEEE Transactions on Nuclear Science, Août 2003, DOI 10.1109/TNS.2003.814588
- [19] Fadhuile-Crepy, "Méthodologie de conception de circuits analogiques pour des applications radiofréquence à faible consommation de puissance", thèse Université de bordeaux, 2015
- [20] Sedra, Smith. "circuits microélectroniques", sciences de l'ingénieur,(2016), Oxford University Press.
- [21] Vratislav Michal, "Design of CMOS analog integrated circuits as readout electronics for High-TC superconductor and semiconductor terahertz bolometric sensors", thèse University Pierre et Marie Curie, 2009
- [22] C.D.MOTCHENBACHER - J. A, "CONNELLY, LOW-NOISE ELECTRONIC SYSTEM DESIGN", John Wiley and Sons, Inc, 1. 1993. 3-32
- [23] Salah HANFOUG, "Conception et layout d'un échantillonneur bloqueur à technologie CMOS 0.35 μ m", Université de Batna Faculté des sciences de l'ingénieur
- [24] Rasoul dehghani - S.M. Atarodi, "A novel, low voltage, precision CMOS current reference with no external components, Electronics", Circuits and

- Systems, 2003. ICECS 2003. Proceedings of the 2003 10th IEEE International Conference on Volume : 1, 2004, DOI :10.1109/ICECS.2003.1302000
- [25] Hayati Mohsen and Karami Behnam, "Design of Fully Differential CMOS Amplifier For Clipping Control Circuit, Electronics, Circuits and Systems", 2003, ICECS 2003. Proceedings of the 2003 10th IEEE International Conference on Volume : 1, 2008
- [26] Helmuth Spieler, "Semiconductor Detector Systems", CLARENDON PRESS . OXFORD, 1, 2005, 256-264
- [27] K. Bult - G.J.G.M. Geelen, "A fast-settling CMOS op amp for SC circuits with 90-dB DC gain", IEEE Journal of Solid-State Circuits, 1990, DOI :10.1109/4.62165
- [28] Behzad Razavi, "Design of Analog CMOS Integrated Circuits", McGraw-Hill Education, 2, 2017, 364-374
- [29] Angelo Rivetti, "CMOS Front-End Electronics for Radiation", Taylor and Francis Group, 1, 2015, 250-388
- [30] Evariste Wembe Tafo - Daniel Teko- Solidaire Tsoupe Tchouoyemoo - Jean Mbihi - Martin Kom, "Estimation et optimisation du bruit dans un pré-amplificateur de charge en technologie CMOS", Afrique SCIENCE, 2012, <https://www.ajol.info/index.php/afsci/article/view/112238>
- [31] Rafael J. Betancourt-Zamora, "Noise Tutorial : Low-frequency CMOS Analog Design", 2002, <http://betasoft.org/wordpress/wp-content/uploads/2012/02/noise02s-raf.pdf>
- [32] Olga Obrastsova. "Comparaison du Diamant et du Carbure de Silicium (SiC) pour la détection de neutrons en milieux nucléaires", thèse UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE, 2018
- [33] O. Anders, "Experiences with the Ge(Li) detector for high-resolution gamma ray spectrometry and a practical approach to the pulse pileup problem", Nuclear Instrumentation and Methods, vol. 68, pp. 205-208, 1969.

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

Sommaire

5.1	Introduction	172
5.2	Etude du bloc CSA, PZC+PSA	173
5.2.1	Etude du bloc CSA+PZC	174
5.2.2	Conception de l'OTA Miller	175
5.2.3	L'amplificateur de mise en forme	176
5.2.3.1	Caractérisation de l'amplificateur de mise en forme	180
5.2.3.2	Calcul de L'ENC	181
5.2.3.3	Analyse du bruit de la chaîne électronique	183
5.3	Le détecteur de pic	183
5.3.1	Etude de l'OTA	185
5.3.2	Etude du comparateur	187
5.3.3	Le Bloc de contrôle des interrupteurs	188
5.3.3.1	Le Monostable	189
5.3.3.2	Reset	189
5.4	L'ADC	191
5.4.1	Le convertisseur Parallèle-Série	192
5.4.2	Le convertisseur Série-Parallèle	193
5.4.3	Résultats de simulation de la chaîne électronique	193
5.5	Layout en technologie AMS 0.35 μ m	194
5.6	Conclusion	196

5.1 Introduction

Au chapitre 2, nous avons vu que la quantité de charges déposée dans le détecteur est proportionnelle à la quantité d'énergie perdue par une irradiation dans la ZCE du détecteur. Une courbe PHS représente la distribution de la

quantité d'énergie déposée dans le détecteur. Elle est produite par un dispositif électronique associé au préamplificateur en configuration mode charge. Son rôle est d'amplifier, mettre en forme, numériser l'amplitude maximale du signal, et enfin produire une courbe PHS. Ce chapitre consistera à l'association au préamplificateur présenté au chapitre 4, d'une chaîne électronique capable de fournir des courbes PHS. Nous commencerons tout d'abord par, présenter le bloc amplificateur PZC+PSA ensuite, le détecteur de pic, le bloc numérique. Lequel est constitué d'un ADC et, des convertisseurs parallèle-série et série-parallèle. Et enfin, nous terminerons ce chapitre par la présentation du "layout" et du circuit intégré reconfigurable qui a été développé.

5.2 Etude du bloc CSA, PZC+PSA

L'objectif principal de l'ajout du bloc PZC+PSA (voir Figure.4.10) au circuit préamplificateur est l'augmentation du rapport signal sur bruit S/N et la mise en forme du signal. La forme gaussienne est celle qui a été choisie dans cette thèse. Elle consiste à la mise en cascade de deux types de filtres : un filtre passe haut ("Pole-Zero Cancellation") et un filtre passe-bas (PSA) [1] [2].

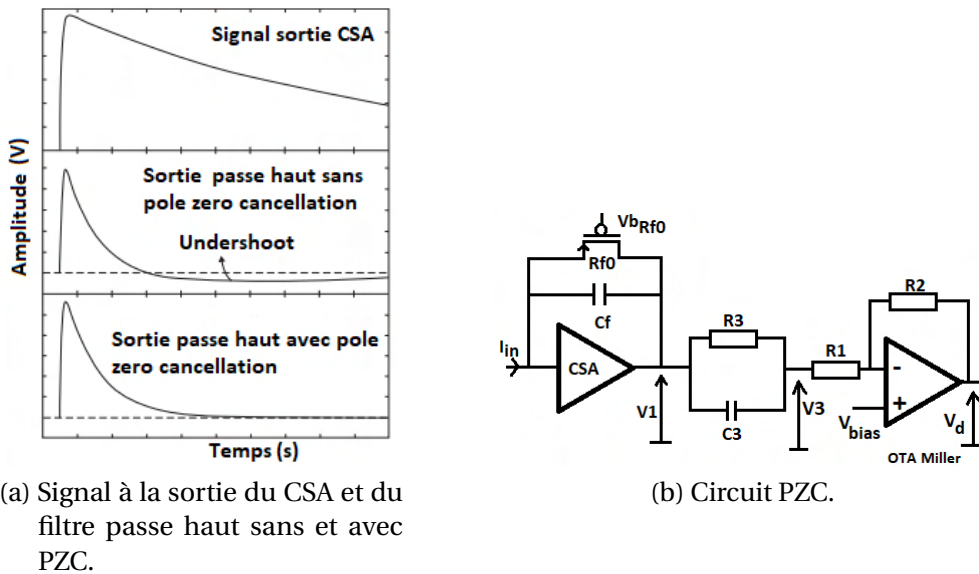


FIGURE 5.1 – Réponse d'un circuit sans et avec PZC.

5.2.1 Etude du bloc CSA+PZC

La tension maximale de sortie du préamplificateur dépend à la fois du temps de réponse de l'amplificateur τ_r et de la constante de temps τ_f . Elle a pour expression :

$$V_{pic} = \frac{Q_{in}}{C_f} \left(\frac{\tau_f}{\tau_r} \right)^{\frac{\tau_r}{\tau_r - \tau_f}} \quad (5.1)$$

La figure (Figure.5.1a) présente la forme du signal à la sortie du CSA, mais aussi à sortie du filtre passe haut avec et sans PZC. En effet, un signal appelé "undershoot" apparaît à la sortie du filtre passe-haut, à cause du temps de décroissance élevé du CSA. Pour pallier ce problème, on insère une résistance R_3 en parallèle avec le condensateur C_3 . Le rôle de cette opération est l'annulation du pôle dû à $R_{f0} C_f$. Le circuit est présenté à la figure (Figure.5.1b). La fonction de transfert de ce circuit est obtenue par la relation suivante [3] [4].

$$\frac{V_d}{V_1}(s) = \frac{-R_2(1 + sR_3C_3)}{R_1(1 + sR_3C_3) + R_3} \quad (5.2)$$

La fonction de transfert théorique est présentée à la figure (Figure.5.2). L'annulation de "l'undershoot" est réalisée par l'annulation du pôle lié à τ_f (on veillera à ce que $(1 + sR_3C_3) = (1 + s\tau_f)$).

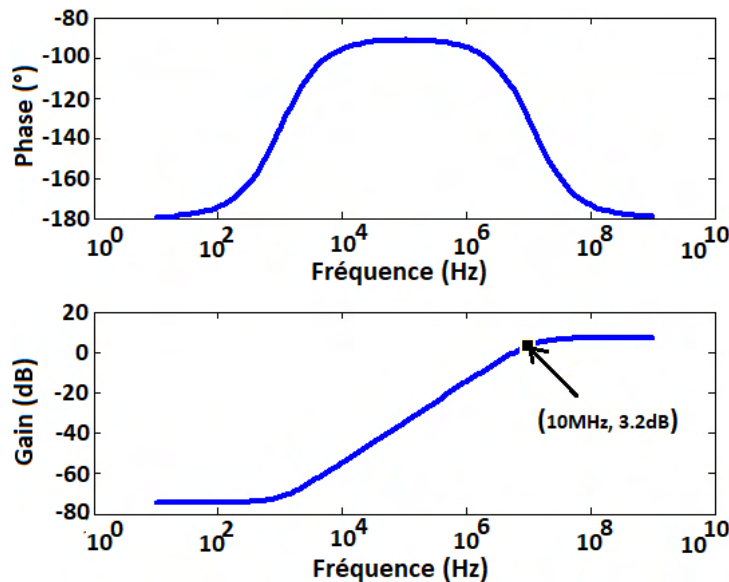


FIGURE 5.2 – Phase et gain de la fonction de transfert du PZC; cette courbe a été tracée pour $R_3 = 200 \text{ M}\Omega$, $R_1 = 17 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 38 \text{ k}\Omega$, $C_3 = 5 \text{ pF}$.

5.2.2 Conception de l'OTA Miller

L'OTA de Miller est l'amplificateur à deux étages qui sera utilisé pour réaliser la fonction PZC. La figure (Figure.5.3) présente le schéma de principe et la structure MOS utilisée [5]. Le premier est l'étage amplificateur différentiel, le second est l'étage de gain (montage source commune). Concevoir l'OTA revient à choisir le courant de polarisation, dimensionner, faire une analyse de la stabiliser grâce à R_c et C_c , simuler et déterminer sa fonction de transfert.

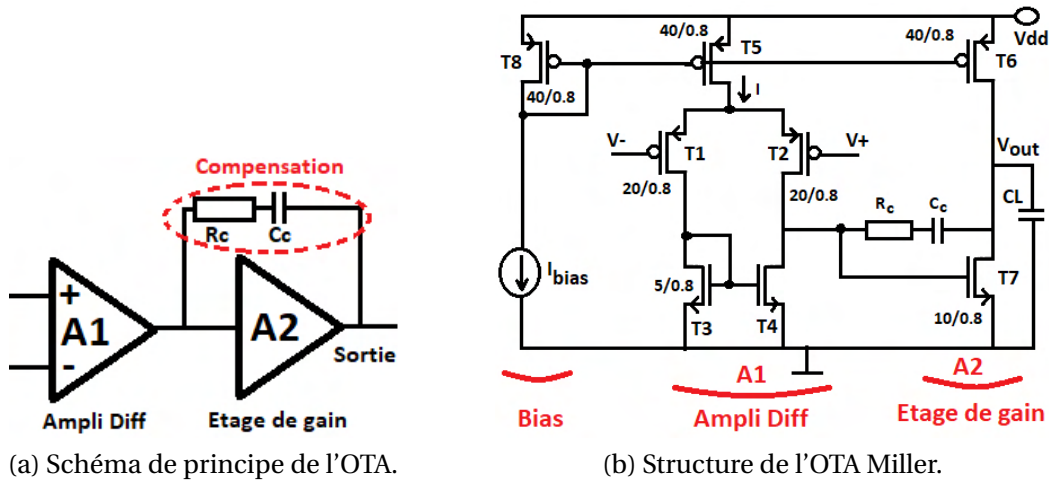


FIGURE 5.3 – L'OTA Miller.

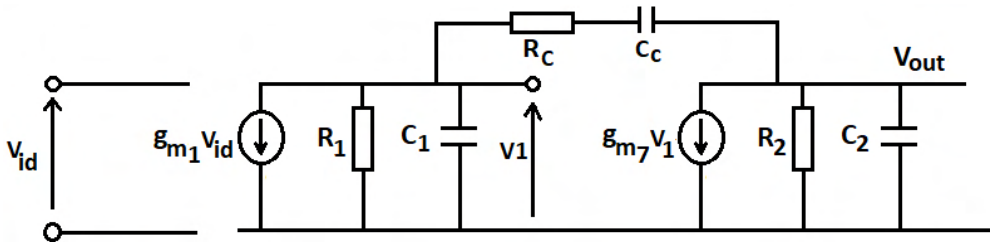


FIGURE 5.4 – Schéma petit signal de l'amplificateur. $R_1 = R_{dsT3} // R_{dsT1}$ et $R_2 = R_{dsT7} // R_{dsT6}$, les résistances de sortie du 1^{er} et 2^{ème} étage.

Le modèle petit signal de l'amplificateur est présenté à la figure (Figure.5.4). Le gain DC de l'OTA est déterminé par l'expression suivante :

$$A_{DC} = A_1 \times A_2 = g_{mT1} \cdot R_1 \times g_{mT7} \cdot R_2 \quad (5.3)$$

g_{mT1} et g_{mT7} sont les transconductances des transistors T1 et T7 respec-

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

tivement. R_{dsT3} , R_{dsT1} , R_{dsT7} , R_{dsT6} sont les résistances drain-source des transistors T3, T1, T7, T6. Le produit gain bande de l'amplificateur est exprimé par la relation :

$$GBW = \frac{gm_{T1}}{2\pi C_c} \quad (5.4)$$

C_c est la capacité de compensation. La fréquence de coupure à -3 dB est obtenue par la relation suivante :

$$f_{-3db} = \frac{1}{2\pi R_1.R_2.gm_{T7}.C_c} \quad (5.5)$$

La figure (Figure.5.5) présente le tracé de la fonction de transfert de l'OTA. Un gain DC $A_{DC} = 77.96$ dB a été atteint pour une marge de phase $\phi = 84^\circ$. L'analyse de la réponse fréquentielle et temporelle simulée de la chaîne CSA+PZC est présentée à la figure (Figure.5.6).

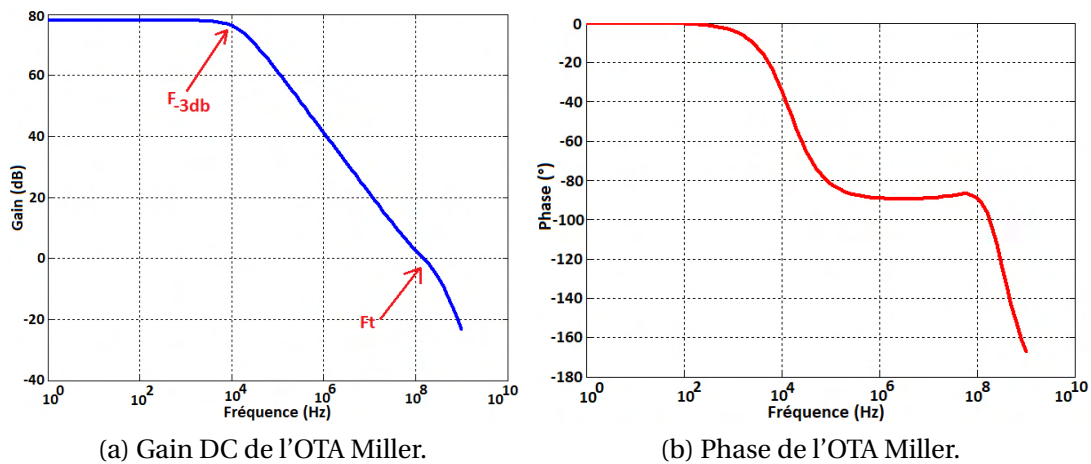


FIGURE 5.5 – Caractérisation fréquentielle de l'OTA Miller ($C_L = 200$ f).

5.2.3 L'amplificateur de mise en forme

La figure (Figure.5.1a) permet de constater que le signal de sortie du PZC, retourne à la valeur initiale après que le pic en tension ait été atteint. Un circuit de détection de pic ultra-rapide est donc nécessaire si on souhaite connaître la valeur de ce pic de signal. Par ailleurs, dans une chaîne d'instrumentation, on cherche généralement à obtenir le meilleur rapport S/B. Ceci est rendu possible par l'insertion d'un circuit permettant de réduire des variations autour du pic de signal [6]. Les principales fonctions de ce bloc sont entre autres :

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

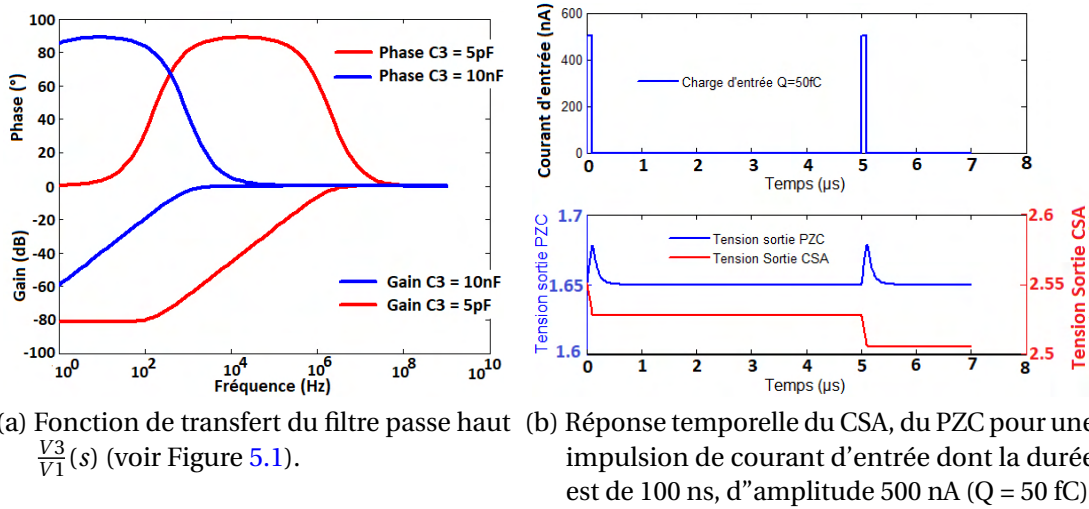


FIGURE 5.6 – Réponse fréquentielle du PZC et analyse temporelle de la réponse du CSA et PZC.

- Amplifier le signal.
- Réduire la bande passante du bruit afin d'augmenter le rapport signal/bruit (filtrage du signal).
- Donner une forme au signal de sortie du préamplificateur.

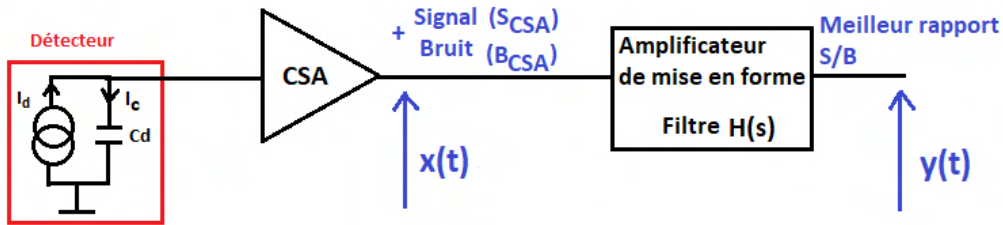


FIGURE 5.7 – Optimisation du rapport signal/bruit.

La figure (Fig 5.7) présente le schéma de principe de la structure utilisée. Considérons que le signal de sortie du CSA possède deux composantes : la première est le signal idéal $s(t)$, la seconde est le bruit qui entoure cette composante noté $b(t)$, Alors :

$$x(t) = s(t) + b(t) \quad (5.6)$$

La fonction de transfert à la sortie du filtre $H(s)$ est définie par :

$$y(s) = H(s).x(s) \quad (5.7)$$

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

La transformée de Fourier du signal à la sortie du filtre s'exprime par la relation suivante :

$$y(j2\pi f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(j2\pi f).H(j2\pi f).exp^{j2\pi.f.t} df \quad (5.8)$$

La densité de puissance de bruit du signal $b(t)$ est définie par b_{XX} , et la variance à la sortie du filtre est obtenue par la relation suivante :

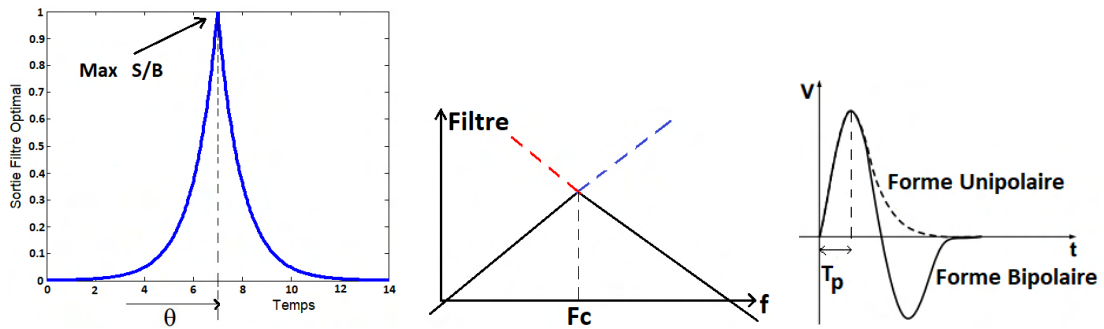
$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} b_{XX}(j2\pi f).|H(j2\pi f)|^2 df \quad (5.9)$$

La fonction de transfert du filtre est obtenue en maximisant le rapport S/B à un instant $t = \theta$ défini par la relation :

$$SNR^2 = \left(\frac{s}{b}\right)_{max} = \frac{(\int_{-\infty}^{+\infty} s(j2\pi f).H(j2\pi f).exp(j2\pi.f.\theta)df)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} b_{XX}(f).|H(j2\pi f)|^2.df} \quad (5.10)$$

La réponse temporelle du filtre s'exprime par la relation :

$$H(t) = exp(-|t - \theta|) \cdot \sqrt{\frac{B_{parallele}}{B_{serie} \cdot C_d^2}} \quad (5.11)$$



- (a) Réponse temporelle du filtre optimal. θ représente le décalage temporel entre le signal de sortie du filtre optimal et le signal de sortie du préamplificateur. A $t = \theta$ le rapport S/B est maximal.
- (b) Réponse fréquentielle du filtre optimal. Un pic est observé à la fréquence charnière F_c . A cette fréquence, le rapport S/B est maximal.
- (c) Signal généralement utilisé en détection de particules.

FIGURE 5.8 – Réponse temporelle et fréquentielle du filtre optimal.

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

La figure (Figure.5.8a) montre la réponse temporelle de l'équation (5.11). Elle n'a pas d'existence physique, mais néanmoins à l'aide des filtres passe-haut et passe-bas, il sera possible d'effectuer une approximation (voir Figure.5.8b). Ces filtres présentent des pentes de +20 db/décade et -20 db/décade respectivement.

La forme du signal de sortie généralement utilisée est soit bipolaire ou alors unipolaire comme le montre la figure (Figure.5.8c). La forme unipolaire peut être obtenue à l'aide des filtres passe haut (CR) et passe bas (RC)^N. Alors que la forme bipolaire est obtenue avec des filtres passe hauts (CR)² et passe bas (RC). Pour nos travaux, le choix s'est porté sur la forme Unipolaire. En détection de particules, le terme ENC (Equivalent noise charge) est utilisé pour déterminer le niveau de bruit. L'ENC est obtenue par la relation suivante :

$$ENC = \frac{\text{Tension } r_{ms} \text{ du bruit}(V)}{\text{Tension tension de sortie due a 1 electron}(V/el)}. \quad (5.12)$$

En pratique, la tension de sortie due à 1 électron n'est pas facilement détectable. Cependant, l'environnement de simulation que nous avons utilisé nous permet d'obtenir la valeur RMS du bruit. La formule que nous adopterons pour déterminer l'ENC est donc la suivante :

$$ENC = \frac{V_{out}RMS}{V_{pic}} \times \frac{Q_{test}}{q} \quad (5.13)$$

$V_{out}RMS$ est le bruit RMS à la sortie de l'amplificateur de mise en forme, V_{pic} la tension maximale obtenue sans bruit, Q_{test} la quantité de charges injectée, $q = 1.602 \times 10^{-19}$ C la charge d'un électron. La forme du signal unipolaire qui sera utilisée dans la suite de ce travail est la forme semi-gaussienne. Ce filtre permet de mesurer le signal de sortie avec une très bonne précision. Il est construit autour d'une structure CR (Filtre passe haut) et d'une structure (RC) filtre passe bas. Dans des applications où plusieurs structures (RC) sont utilisées, on parle de structure (CR-RC)^N. N est le nombre d'intégrateurs. La figure (Figure.5.9) présente la chaîne CSA+PZC+PSA^N complète.

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

maine temporel. Les courbes de la figure (Figure.5.10) montrent la réponse de la chaîne. Un signal ayant la forme d'une gaussienne peut alors être obtenu pour un ordre d'intégration $N = 4$. Dans le cadre de cette thèse deux temps de pic reconfigurables ont été choisis $1 \mu\text{s}$ et $2 \mu\text{s}$.

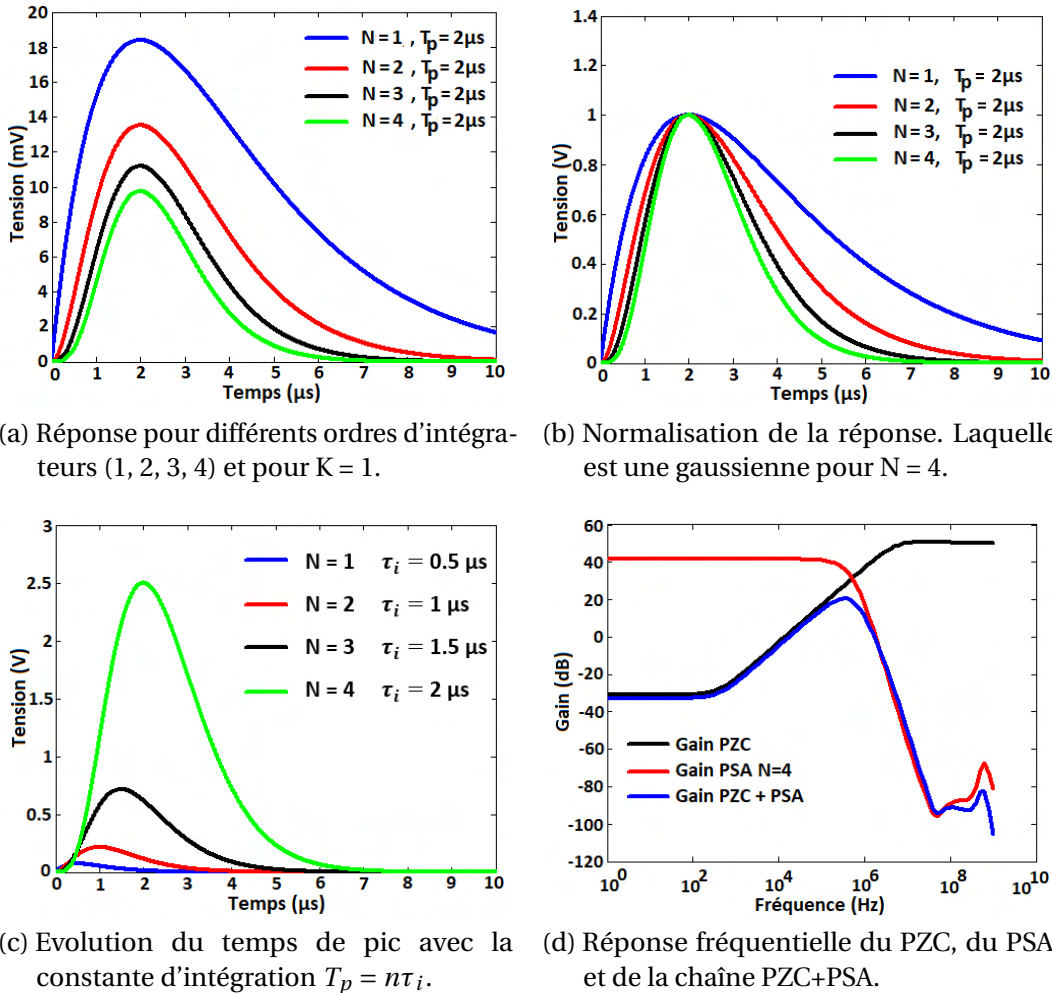


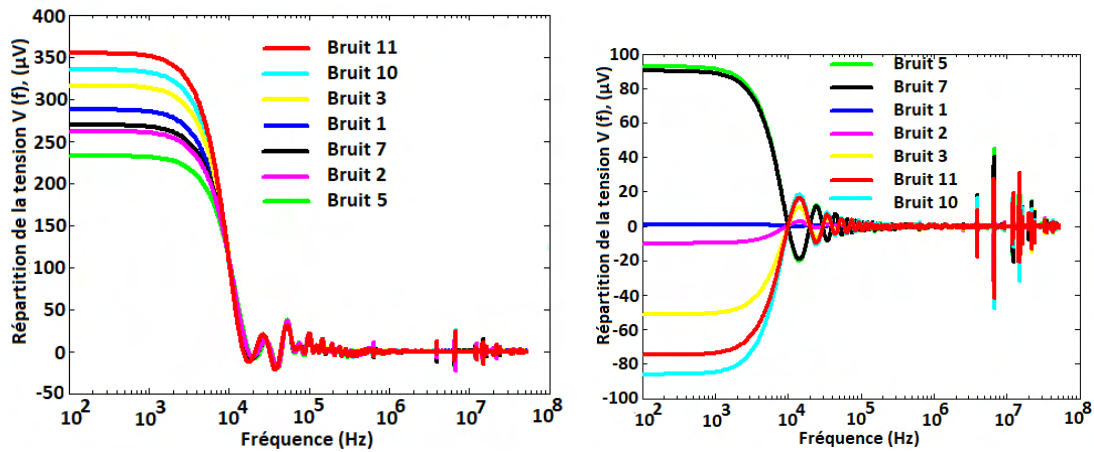
FIGURE 5.10 – Forme du signal de sortie des différents intégrateurs et bande passante.

5.2.3.2 Calcul de L'ENC

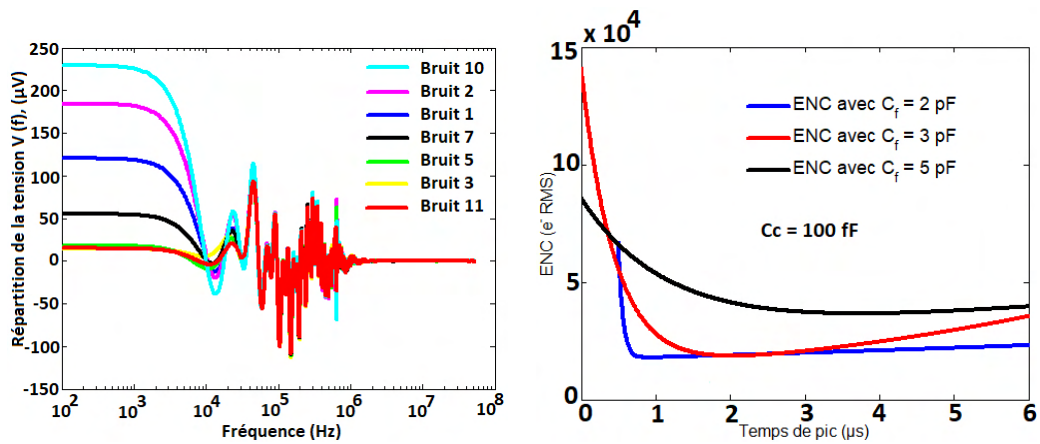
La figure (Figure.5.10d) présente la fonction de transfert du système constitué du PZC+PSA. La fonction de transfert du PSA présente un gain de 41 dB pour $N = 4$, à la fréquence de coupure de 25 MHz ce gain commence à décroître de -20 dB/decade. Cette décroissance est donc celle d'un filtre passe bas. La fréquence

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

de coupure du PZC est de 3.9 MHz pour une pente de +20 dB/décade. Cette dernière permet de supprimer les variations de tension DC (basse fréquence) qui peuvent provenir du préamplificateur (CSA). L'association de ces fonctions de transfert permet de réduire la bande passante du circuit (Filtre passe-bande). Ainsi, le bruit se trouve supprimé hors de cet intervalle.



(a) Spectre de fréquence à la sortie du préamplificateur de charge. Amplitude des différents ordres de bruits. (b) Spectre de fréquence à la sortie du dérivateur. Le filtre passe haut réduit l'amplitude des basses fréquences.



(c) Spectre de fréquence à la sortie de l'intégrateur d'ordre 4. Les filtres passe bas réduisent l'amplitude des hautes fréquences. (d) l'ENC Pour $C_f = 2$ pF, $ENC_{min} = 10^4 e^-$ (1.6 fC). Pour $C_f = 3$ pF, $ENC_{min} = 1.86 \times 10^4 e^-$ (2.979 fC). Pour $C_f = 5$ pF, $ENC_{min} = 3.72 \times 10^4 e^-$ (5.96 fC). Temps de pic $T_p = 1\mu s, 2\mu s, 3\mu s$, respectivement.

FIGURE 5.11 – spectre de fréquence à la sortie du préamplificateur et des amplificateurs. L'ENC a aussi été représentée.

5.2.3.3 Analyse du bruit de la chaîne électronique

L'analyse de la réponse en bruit de la chaîne électronique a été réalisée en simulation "noise transient". Le nombre de simulations de bruit qui a été généré est de 10. Le bruit étant une fonction non périodique, le spectre de fréquence du système est présenté à la figure (Figure.5.11). La réponse "transient" est représentée à la figure (Figure.5.12), pour une charge de 50 fC injectée en entrée.

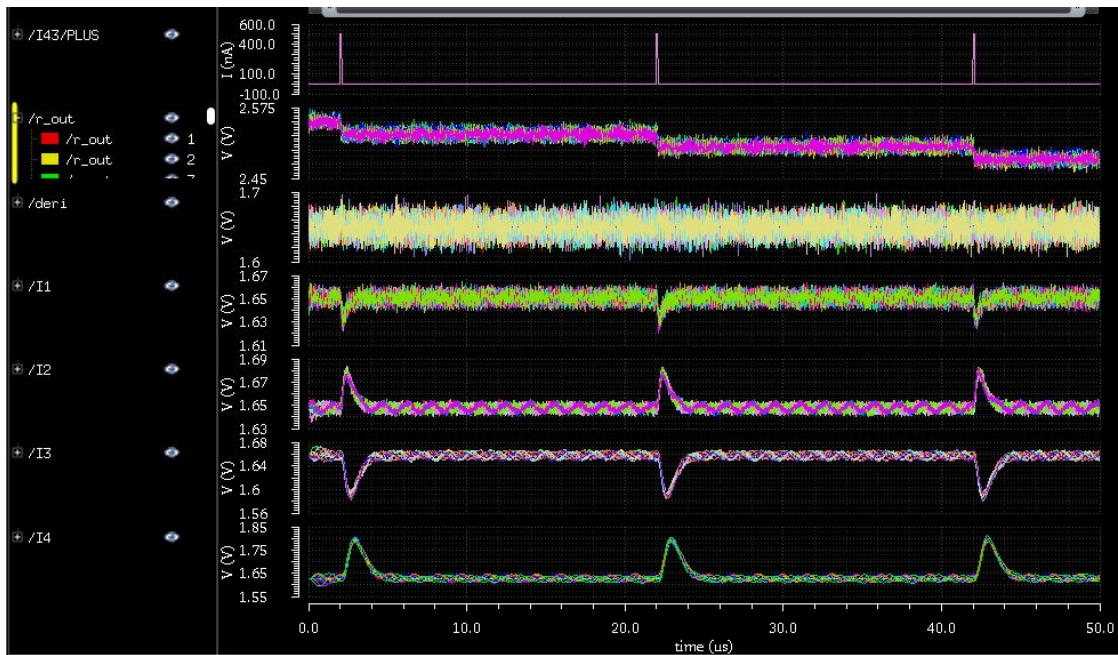
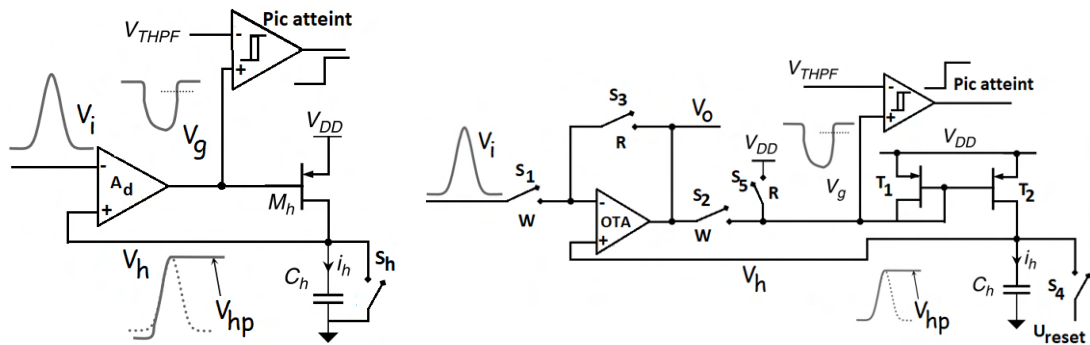


FIGURE 5.12 – Résultat de simulation en tenant compte du bruit. Une impulsion d'entrée de 50 fC a été injectée en entrée, le préamplificateur se charge de la convertir en tension. Un dérivateur élimine les basses fréquences. Les intégrateurs 1, 2, 3, 4, sont chargés d'améliorer le rapport signal/bruit.

5.3 Le détecteur de pic

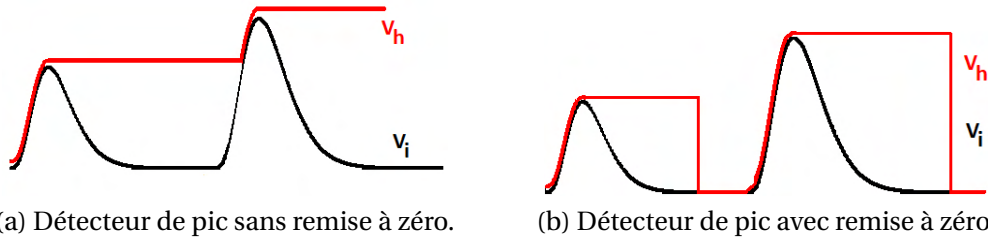
Le détecteur de pic permet de récupérer la valeur maximale du signal de sortie du PSA. Cette valeur maximale renseigne sur la quantité de charges déposée dans le détecteur par la particule. Ce signal sera par la suite numérisé à l'aide d'un ADC. Nous présenterons l'ADC dans la prochaine section [8]. La figure (Figure.5.13a) présente le principe de fonctionnement d'un détecteur de pic.

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.



(a) Schéma de principe d'un détecteur de pic construit autour d'un amplificateur différentiel. (b) Détecteur de pic deux-phases (lecture-écriture).

FIGURE 5.13 – Schéma du détecteur de pic de signal.



(a) Détecteur de pic sans remise à zéro. (b) Détecteur de pic avec remise à zéro.

FIGURE 5.14 – Réponse d'un détecteur de pic sans et avec remise à zéro respectivement.

Pendant la phase de détection du pic, l'interrupteur S_h est ouvert. $e^- > e^+$, la tension V_g se met à décroître ($V_g < V_{dd}$), un courant i_h circule à travers le transistor M_h de charger le condensateur C_h selon la relation $i_h = C_h \frac{dV_i}{dt}$. Lorsque le pic est atteint, $e^+ > e^-$, V_g retourne vers sa valeur initiale V_{dd} , ce qui permet de bloquer le transistor M_h . Une impulsion de fin de détection est alors générée. L'interrupteur S_h permet de réinitialiser le condensateur C_h . Cependant, cette structure n'est pas appropriée en détection de particules à cause des erreurs introduites dans le système. Celles-ci peuvent provenir du transistor M_h , mais aussi de l'amplificateur différentiel. Pour résoudre ces problèmes, en 1994, Kruiskamp et Leenaerts ont présenté la configuration de la figure (Figure.5.13b). Dans cette configuration, l'amplificateur différentiel est remplacé par un OTA. Aussi, on note aussi la présence d'un miroir de courant [9] [10] [11]. La figure (Figure.5.14) est la réponse du détecteur de pic sans et avec remise à zéro du condensateur C_h .

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

Pendant la phase de lecture, les interrupteurs S1, S2 sont fermés et les interrupteurs S3, S5 et S4 ouverts. Pendant la phase de recherche du pic, un courant circule à travers le transistor T2. Celui-ci permet de charger le condensateur C_h et la décroissance de la tension V_g décroît. Lorsque le pic est atteint, les interrupteurs S1 et S2 s'ouvrent et les interrupteurs S3 et S5 se referment. Le condensateur C_h peut être réinitialisé après que l'ADC a terminé d'effectuer une conversion Analogique Numérique (Nous y reviendrons dans les prochaines sections). Les structures internes de l'OTA et du comparateur sont présentés à la figure (Figure.5.15) et (Figure.5.18) respectivement.

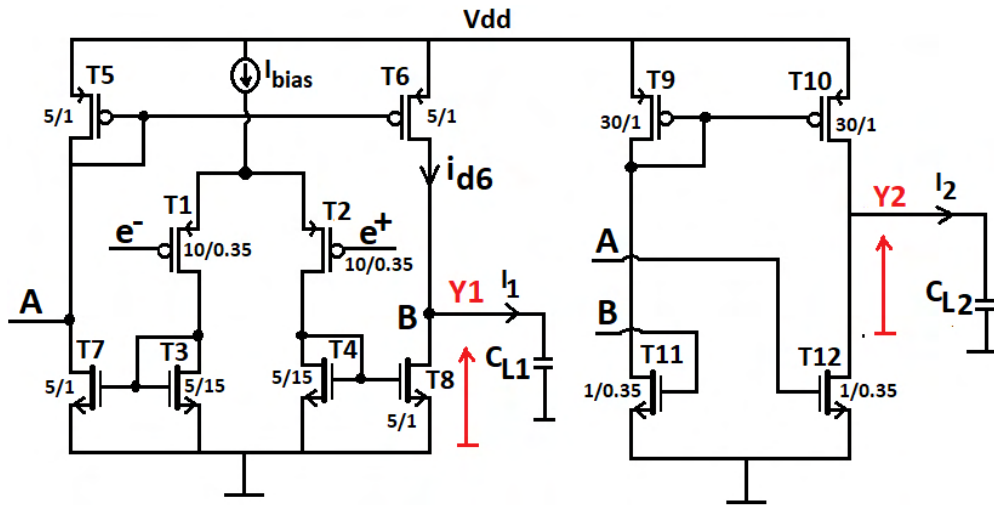


FIGURE 5.15 – Amplificateur opérationnel à transconductance avec une charge $C_L = 1$ pF.

5.3.1 Etude de l'OTA

Un amplificateur à transconductance est un circuit qui fournit un courant de sortie grâce à la différence de potentiel à son entrée ($V_d = e^+ - e^-$), (voir Figure.5.15). Sans buffer de sortie, il ne supporte que les charges capacitives. La relation qui lie la tension d'entrée et le courant i_{d6} est la suivante :

$$i_{d6} = \frac{gm_{T2}}{2}(e^+ - e^-) \quad (5.18)$$

gm_{T2} est la transconductance du transistor T2. Les transistors T1, T2, T3 et T4 ont les mêmes dimensions. La tension de sortie Y_1 est obtenue à partir de la relation suivante :

$$Y_1 = 2i_d(r_{06} // r_{08}) \quad (5.19)$$

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

D'autre part, le gain en tension s'obtient grâce à la relation qui suit :

$$A_V = gm_{T2}(r_{06} // r_{08}) \quad (5.20)$$

Nous pouvons alors déterminer, la relation qui lie la tension d'entrée et le courant de sortie.

$$i_1 = gm_{T2}(e^+ - e^-) \quad (5.21)$$

Le gain et la phase de l'OTA sont présentés à la figure (Figure.5.16). $Gain1 = \frac{Y_1}{e^+ - e^-}$, $Gain2 = \frac{Y_2}{e^+ - e^-}$. Un étage a été ajouté à la structure OTA de base afin d'augmenter le gain DC. Pour une même charge $C_L = 1$ pF, nous sommes passés d'un gain DC de 47.69 dB à 71.12 dB pour une marge de phase de 3.272° à 88.18° , une fréquence de coupure F_c de 40 MHz à 158 MHz.

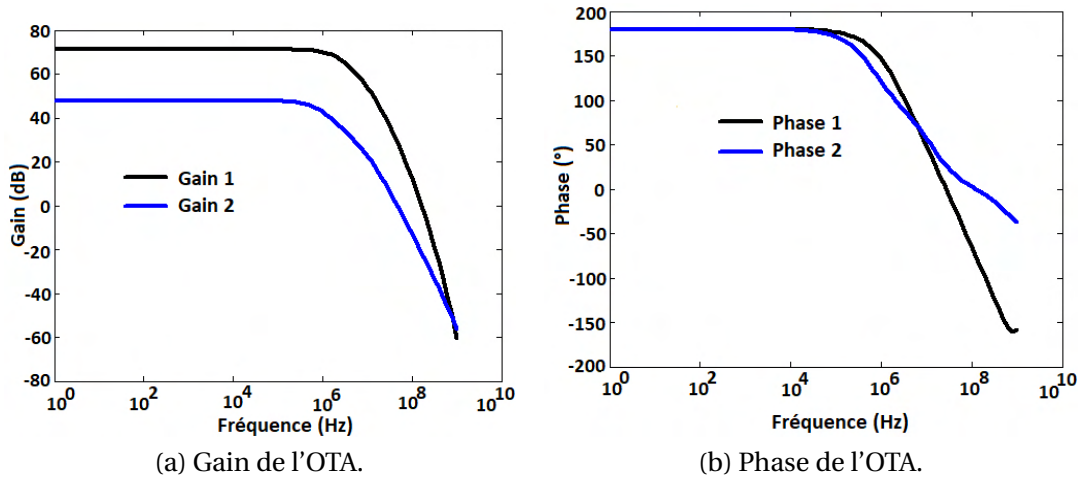


FIGURE 5.16 – Fonction de transfert de l'OTA.

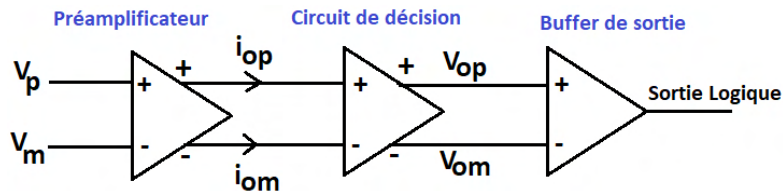


FIGURE 5.17 – Schéma de principe d'un comparateur.

5.3.2 Etude du comparateur

Le schéma de principe du comparateur utilisé est présenté à la figure (Figure.5.17) Il est constitué de trois étages : l'étage amplificateur, le circuit de décision et le buffer de sortie [12]. La figure (Figure.5.18) montre la structure interne du comparateur. Ses caractéristiques sont présentées à la figure (Figure.5.19). La détection du pic est conditionnée par la commutation des interrupteurs. Ceux-ci sont séquencés à partir d'un monostable.

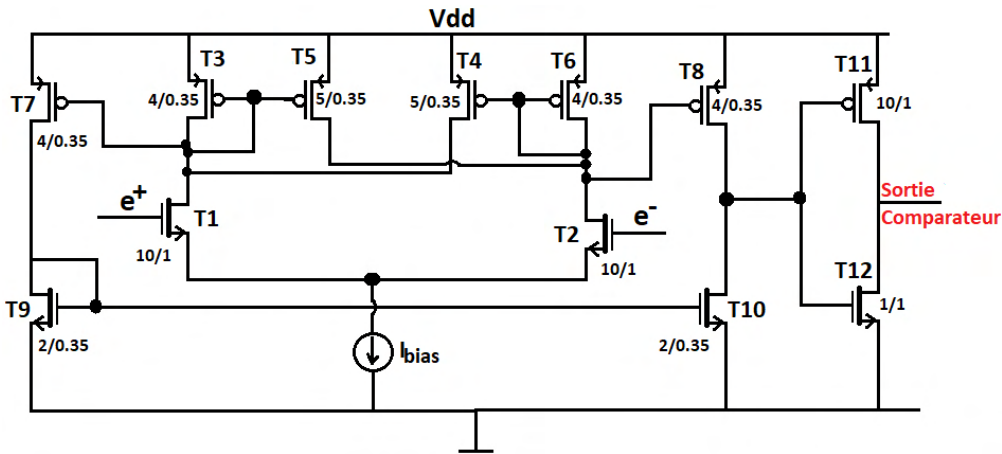
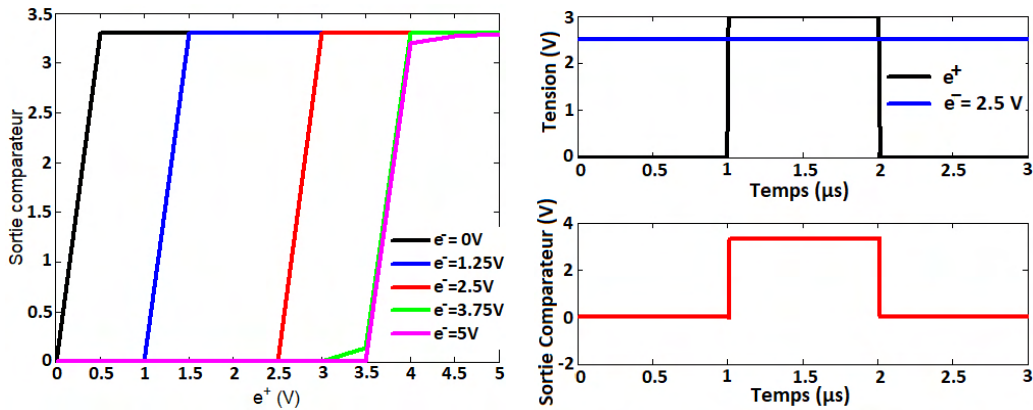


FIGURE 5.18 – Structure interne du comparateur.



(a) Tension de sortie en fonction de la tension e^+ pour différentes valeurs de e^- . (b) Observation de la tension de sortie pour les tensions e^+ et e^- .

FIGURE 5.19 – Caractérisation électrique du comparateur.

5.3.3 Le Bloc de contrôle des interrupteurs

Les séquences de fermeture et ouverture des interrupteurs se réalisent à partir des schémas présentés dans les sous-sections suivantes. Le bloc monostable est chargé de créer une temporisation afin de permettre la conversion analogique numérique via un ADC. Le bloc "starving" quant à lui est chargé de réinitialiser le condensateur utilisé pour la détection du pic (C_h).

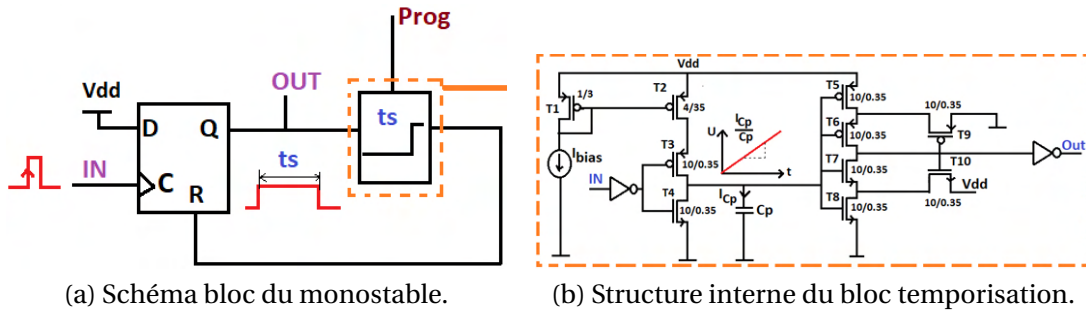


FIGURE 5.20 – Structure du monostable construit autour d'une bascule D.

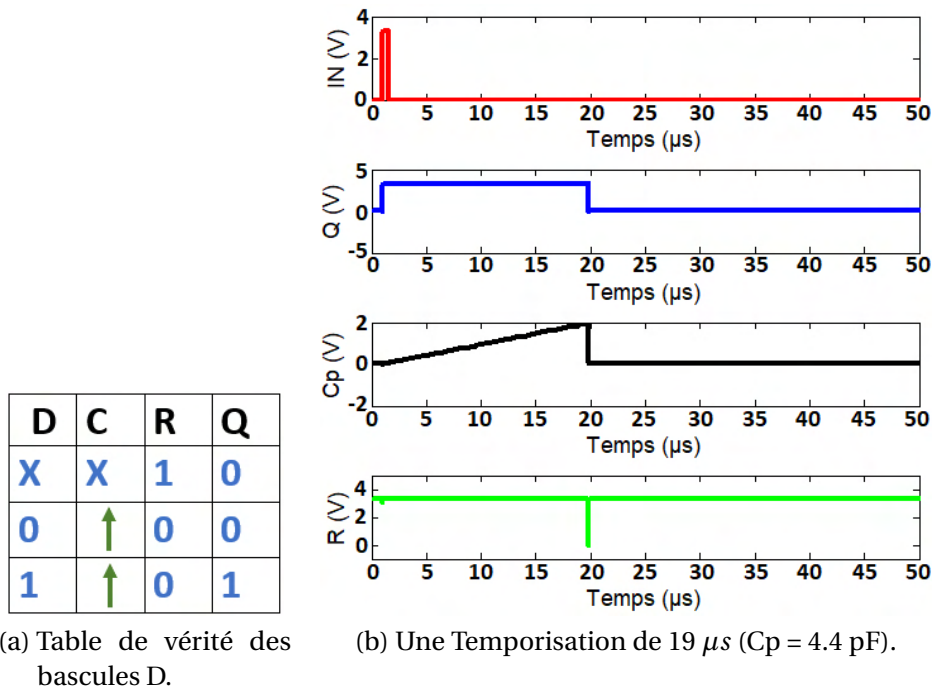
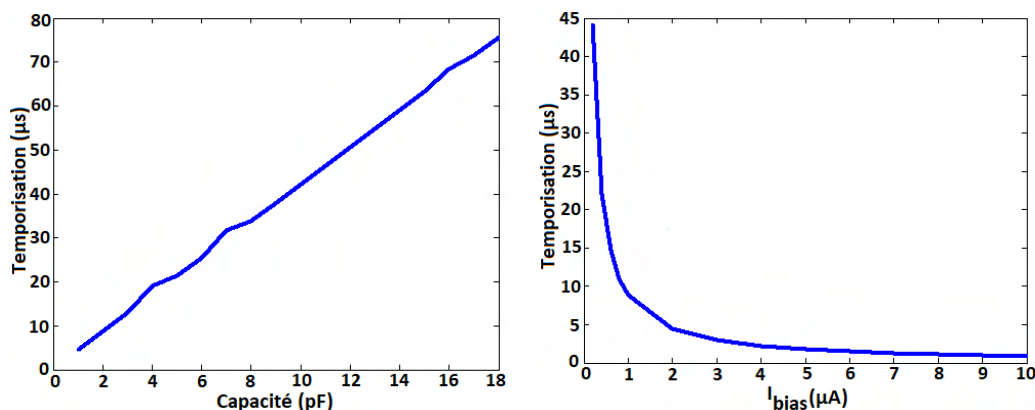


FIGURE 5.21 – Table de vérité et réponse du monostable.

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.



- (a) Cette courbe montre l'effet de l'augmentation de la valeur de la capacité C_p sur la temporisation pour un courant $I_{bias} = 500$ nA.
- (b) Relation montrant l'impact de la réduction du courant I_{bias} sur la temporisation pour une capacité $C_p = 4.4$ pF.

FIGURE 5.22 – Caractérisation électrique du monostable.

5.3.3.1 Le Monostable

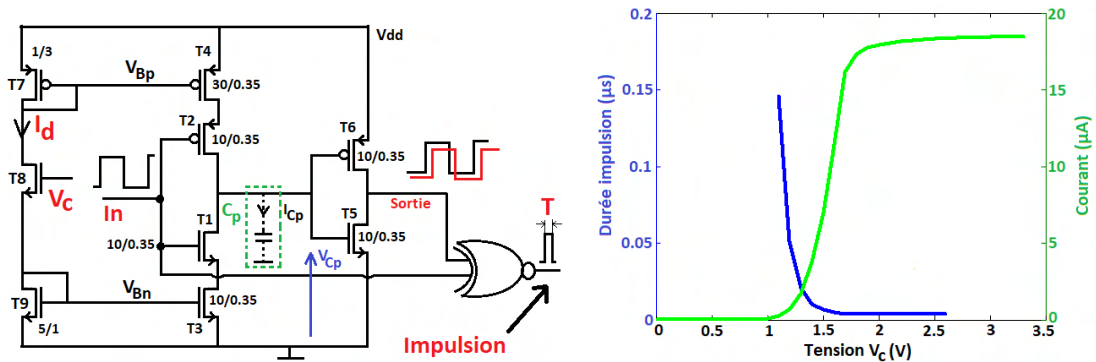
La conversion du pic de signal analogique en numérique doit se réaliser pendant un certain temps (11 cycles d'horloge). La structure présentée ici a été choisie à cause de la surface occupée dans le layout, comparativement à la structure classique (monostable à porte logique). Le schéma est présenté à la figure (Figure.5.20). Ce montage est construit autour d'une bascule D. La table de vérité d'une bascule D est présentée à la figure (Figure.5.21a). Le principe de fonctionnement est le suivant : pour un signal appliqué (impulsion) à l'entrée C, le niveau haut appliqué à l'entrée D de la bascule, est transféré à la sortie Q. Le mode temporisation est alors déclenché [13].

Le condensateur C_p se charge à courant constant jusqu'à une valeur de 1.95 V. Lorsque ce niveau de tension est atteint, un niveau bas est appliqué à la borne R de la bascule D, permettant d'effectuer le "Reset" de la structure. Les chronogrammes sont présentés à la figure (Figure.5.21b). La caractérisation de ce bloc est présentée à la figure (Figure.5.22).

5.3.3.2 Reset

Le temps de propagation du signal de sortie est réglé par le contrôle de la charge et décharge du condensateur parasite figure (Figure.5.23a). Ainsi, le temps de charge du condensateur parasite à courant constant est obtenu par la relation suivante [14].

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.



(a) Montage permettant de créer un retard sur le signal d'entrée. (b) Caractérisation de la durée de l'impulsion en fonction de la tension V_c . Le courant I_d est aussi présenté.

FIGURE 5.23 – Schéma d'une structure "starving" et caractérisation électrique.

$$t_p = \frac{C_p}{I_{Cp}} \cdot V_{Cp} \quad (5.22)$$

C_p est le condensateur parasite présent à l'entrée du buffer de sortie. V_{Cp} est la tension pour laquelle le buffer de sortie change d'état, I_{Cp} le courant de charge du condensateur. La durée de l'impulsion est fortement liée à la tension V_c et au courant I_d . La figure (Figure.5.23b) montre l'évolution de cette durée. La figure (Figure.5.24) montre la forme du signal de sortie du montage "starving" lorsqu'une tension I_n est appliquée.

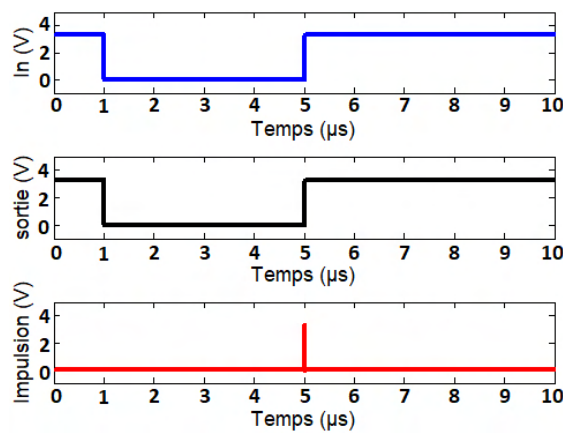


FIGURE 5.24 – Caractéristique de l'impulsion créée à la sortie du montage Starving (voir Figure.5.23a).

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

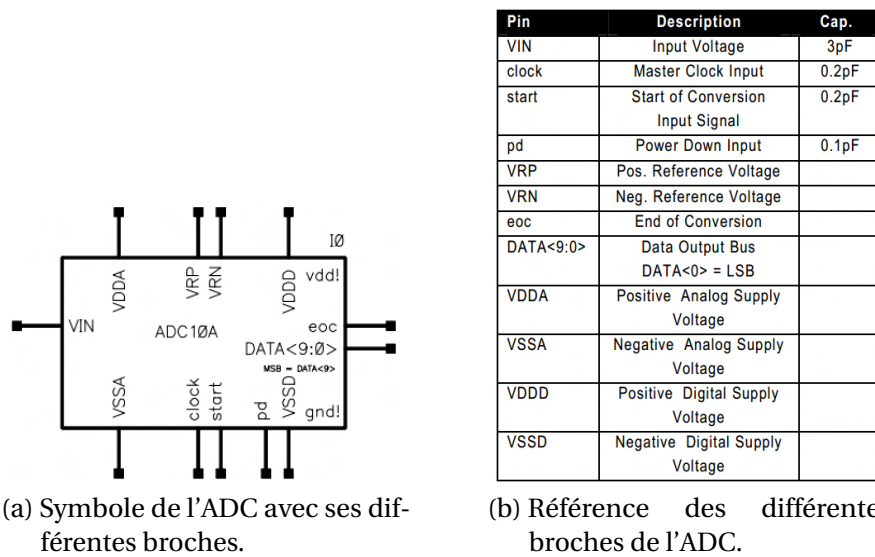


FIGURE 5.25 – Schéma bloc de la standard CELL d'un ADC, et caractérisation électrique.

5.4 L'ADC

Le convertisseur analogique numérique utilisé est une "standard cell" de la librairie A_CELLS, avec pour nom de cellule ADC10A. C'est un convertisseur à approximations successives de 10 bits. La conversion est basée sur 11 cycles d'horloges. La fréquence d'horloge $0.011 \text{ MHz} < F \leq 1.1 \text{ MHz}$. Le symbole du convertisseur est présenté à la figure (Figure.5.25a) et les différentes fonctions des broches dans le tableau (Figure.5.25b). Le signal converti en numérique est transmis de manière parallèle sur les broches DATA< 9 : 0 > (voir Figure.5.26). Une cellule de conversion parallèle-série est donc requise.

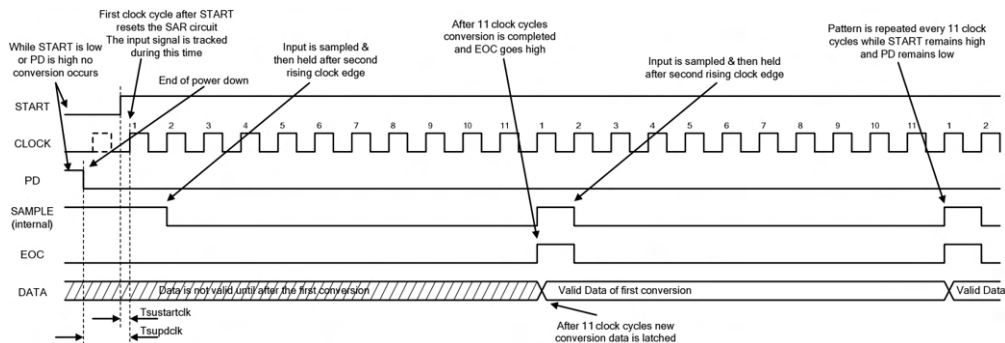
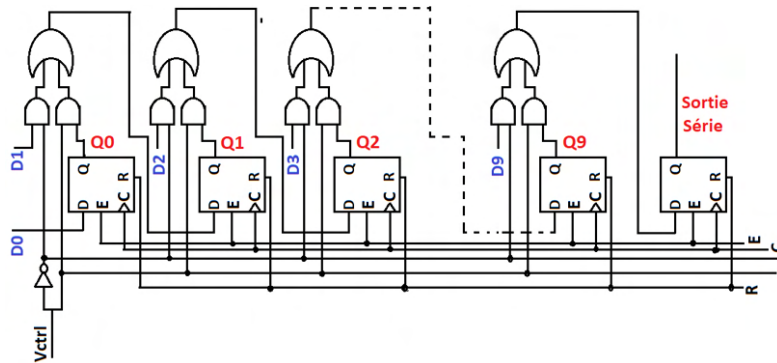


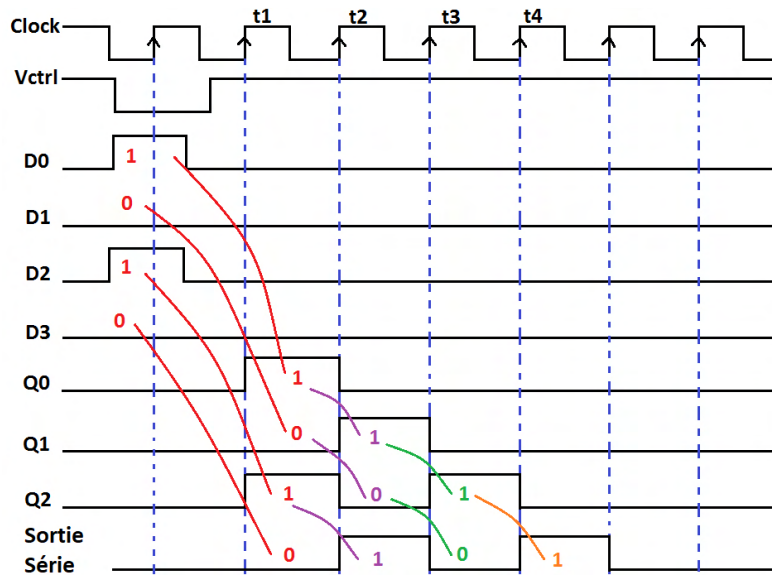
FIGURE 5.26 – Chronogrammes de fonctionnement de l'ADC

5.4.1 Le convertisseur Parallèle-Série

Le convertisseur parallèle-Série convertit les données qui, généralement proviennent de plusieurs branches (données parallèles) en une série de données. Celles-ci sont transmises sur une ligne unique. Le schéma est présenté sur la figure (Figure.5.27a). Lorsque le signal Vctrl est mis à l'état bas, les données parallèles D0-D9 sont chargées dans les bascules D (voir Figure.5.27b pour une étude sur 4 bits). A chaque impulsion d'horloge, les données se trouvant dans les registres subissent un décalage. Les données se retrouvent donc transmises de manière série à la sortie.



(a) Convertisseur parallèle-Série 10bits.



(b) Chronogrammes convertisseur parallèle-série 4 bits.

FIGURE 5.27 – Principe de fonctionnement du convertisseur parallèle-série.

5.4.2 Le convertisseur Série-Parallèle

Le circuit intégré développé dans le cadre de cette thèse est dit reconfigurable, parce que c'est la commutation des différentes portes de transmission qui permet de définir un nouveau mode de fonctionnement de l'électronique. A cet effet, les tensions aux bornes des PTL doivent être maintenues constantes après chaque commutation. Un convertisseur série-parallèle est donc nécessaire pour transformer les données séries à la sortie du STM32 en données parallèles. Pour un fonctionnement optimal, notre système a besoin de 32 bits. L'architecture du convertisseur sur 11 bits (Q_0 à Q_{10}) est présentée en ANNEXE D.

5.4.3 Résultats de simulation de la chaîne électronique

La figure (Figure.5.28) présente les résultats de simulation de la chaîne complète en mode préamplificateur de charge pour $C_f = 2$ pF. Un émulateur génère un courant de $1\mu A$ (ou $-1\mu A$) pendant une durée de 100 ns, correspondant à une charge de 100 fC. L'amplificateur de mise en forme permet d'augmenter le rapport signal/bruit. Le détecteur de pic se charge de récupérer la valeur maximale du signal positif pendant une durée de $19\mu s$, déclenchant par la suite le début de la conversion analogique/numérique. Au terme de cette durée, la structure "starving" réinitialise le détecteur de pic (reset). Un signal de fin de conversion (A/N) est alors généré (EOC) et envoyé sur le bus SPI.

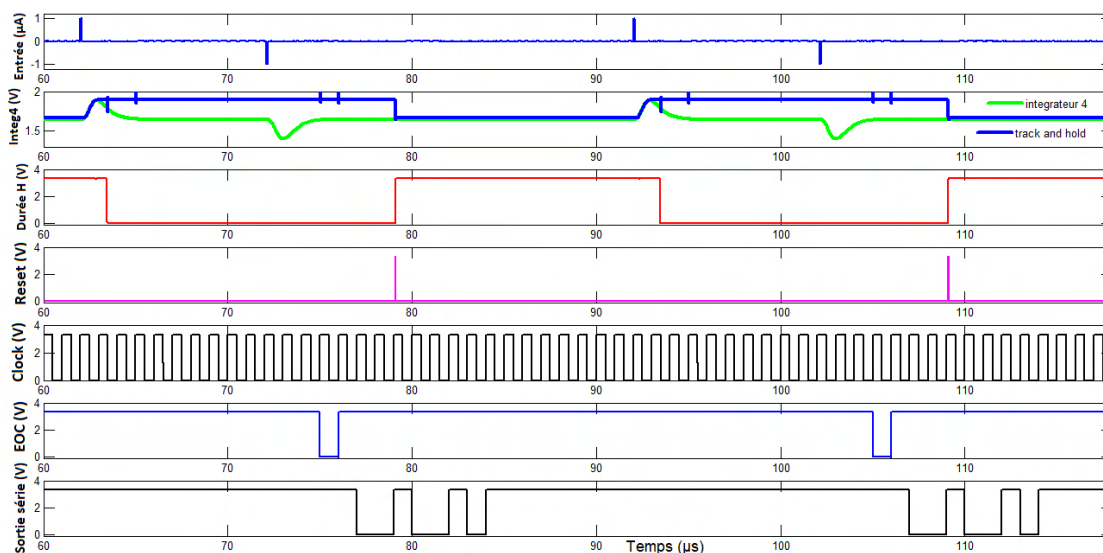


FIGURE 5.28 – Signal de sortie du système. Une charge de 100 fC a été injectée en entrée. A la sortie de l'intégrateur $N^{\circ}4$, la valeur maximale de ce signal est détectée grâce au détecteur de pic. Ensuite, ce signal est converti en numérique, par la suite transmis en série.

5.5 Layout en technologie AMS 0.35 μm

Les circuits intégrés en technologie CMOS sont fabriqués sur des wafers de silicium. Les transistors PMOS sont fabriqués avec des wafers dopés N, alors que les transistors NMOS sont fabriqués avec des wafers dopés P. Les figures (Figure.5.29a) & (Figure.5.29b) sont celles des vues "layout" des transistors NMOS et PMOS ($W/L = 10/0.35 \mu\text{m}$). Les circuits (Convertisseur tension-courant, pré-amplificateur, CSA etc...) conçus dans les sections précédentes sont ensuite agencés (layout) et intégrés dans une seule puce selon la technologie VLSI (Very Large Scale Integration). Cette opération s'effectue suivant un ensemble de règles parmi lesquelles :

- Centroïde commune
- La symétrie

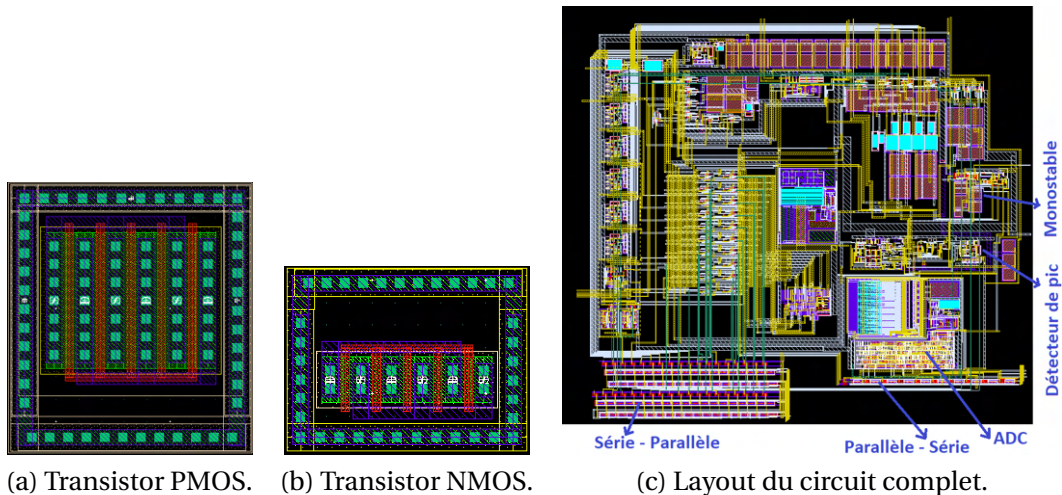


FIGURE 5.29 – Vue layout des transistors PMOS et NMOS et du circuit intégré.

PAD	Caractéristiques	PAD	Caractéristiques
APRIOP_3B	I/O Analogique	BT2P_3B	Sortie Digital
AVDD	VDD Analogique	VDD3ALLP_3B	VDD digital
AGND	GND Analogique	GND3ALLP_3B	GND digital
PWRCUT_DIG_P_3B	Séparateur A/D	ICCK2P_3B	Entrée Digital
PERI_SPACER	Filler	CORNER_3B	Corner

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques des différents types de PADs utilisés pour le design analogique et numérique.

La figure (Figure.5.29c) présente le "layout" de notre système. L'accès aux

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

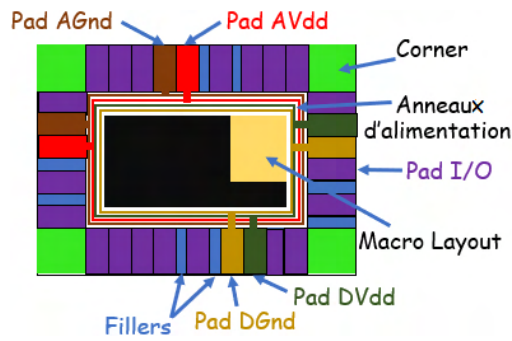
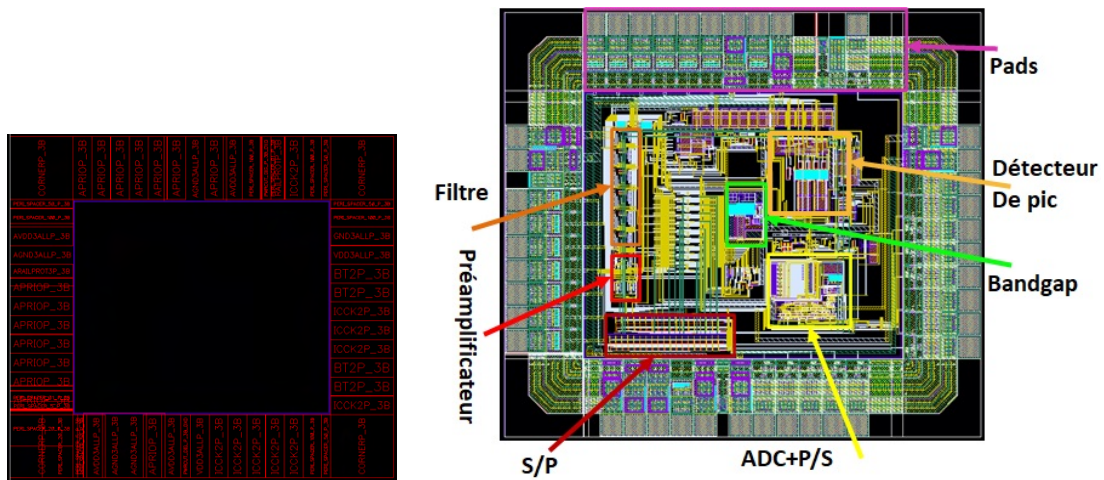


FIGURE 5.30 – Schéma de principe du floorplanning.

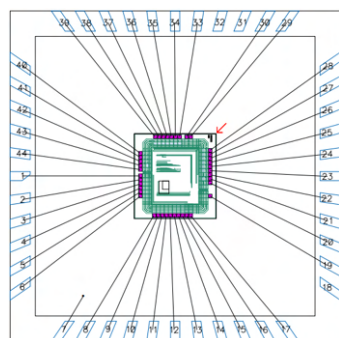


(a) Floorplanning du système, les cellules de la bibliothèque IOLIB_ANA_3B_4M et IOLIB_3B_4M sont présentées. (b) Circuit montrant les connexions des différentes entrées sorties du layout aux PADS.

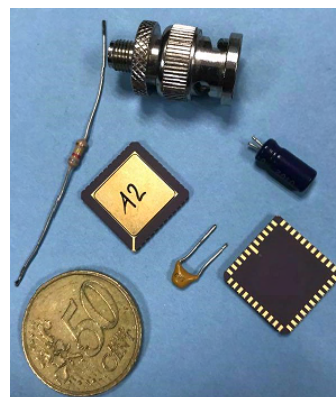
FIGURE 5.31 – Floorplanning montrant les différentes connexions aux PADS.

différentes entrées-sorties du "layout" se fait à travers des PADS. Ces derniers permettent une communication avec l'extérieur au CI. La figure (Figure.5.30) présente le schéma de principe général de la disposition des différents PADS (PAD I/O, PAD AVdd, etc...). La conception du "floorplanning" dans notre environnement de conception s'est réalisée grâce aux différents PAD récupérés dans la bibliothèque IOLIB_ANA_3B_4M et IOLIB_3B_4M. Les différents cellules (PAD) sont présentées dans le tableau (Tableau.5.1). La figure (Figure.5.31a) présente l'organisation des différents PADS utilisés dans notre design. Le layout de la figure (Figure.5.29c) est par la suite inséré dans le floorplanning de la figure (Figure.5.31a). Cet agencement constitue le schéma de la figure (Figure.5.31b).

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.



(a) Le signal électrique en sortie des différents PADS, est transmis aux pins à travers des fils appelé "wire bonding".



(b) Forme physique du circuit intégré (A2). Vue de dessus et de dessous.

FIGURE 5.32 – Connexions des différents PADS aux pins et image en vue de dessus et dessous du circuit intégré.

Les différents signaux de sortie de chaque PAD sont par la suite ramenés sur les PINs grâce à l'utilisation des "Wire Bonding" voir (Figure.5.32a). La figure (Figure.5.32b) présente la forme physique du circuit intégré. L'ANNEXE E présente l'interface de contrôle et d'acquisition des données pour le tracé des courbes PHS (Nombre de coups = f (Energie)). Cette interface a été développée sous Matlab. L'image de la carte PCB développée, associée à la carte nucléo STM32 pour le test du circuit intégré est aussi présentée.

5.6 Conclusion

Ce chapitre était consacré à la mise en forme du signal de sortie du CSA en mode charge. Lequel permettra de tracer les courbes PHS, pour la représentation de la distribution de la quantité d'énergie déposée dans le détecteur. Aussi, nous avons présenté le "layout" du circuit intégré. Au chapitre 3, pendant nos essais sur la détection de neutrons et des fragments de fission, les temps de pic de $1 \mu\text{s}$ et $2 \mu\text{s}$ permettaient d'avoir un meilleur rapport signal/bruit. Ces temps de pic ont été adoptés pour la conception du PSA. Une ENC de $3.72 \times 10^4 e^-$ pour une charge de 50 fC a été mesurée. Enfin, la valeur maximale du signal de sortie a été numérisée et transférée de manière série dans un microcontrôleur STM32. La prochaine étape consistera à vérifier le fonctionnement de notre

5 Mise en forme du signal en mode charge et layout du circuit intégré.

circuit intégré, et ensuite le caractériser.

Bibliographie

- [1] Manfredi - Gatti, "Processing the Signals from Solid-State Detectors in Elementary Particle Physics", *Revista del Nuovo Cimento*, 9, 1985, 33-70
- [2] V.Radeka - N.Karlovac, "Least-square-error amplitude measurement of pulse signals in presence of noise", *Nuclear Instruments and Methods*, 1967, [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(67\)90561-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(67)90561-7)
- [3] Mohammad Nakhostin, "Signal Processing for Radiation Detectors", WILEY, 1, 2018, 152-187
- [4] P. Grybos - P. Maj - R. Szczygiel, "Comparison of Two Pole-Zero Cancellation Circuits for Fast Charge Sensitive Amplifier in CMOS Technology", 2007 14th International Conference on Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, 2007, DOI :10.1109/MIXDES.2007.4286158
- [5] R Jacob Baker, "CMOS Circuit Design, Layout, and Simulation", WILEY, 3, 2010
- [6] Alicja Michalowska, "Studies and development of a readout ASIC for pixelated CdTe detectors for space applications", thèse Université Paris-Sud
- [7] Willy M.C.Sansen - Zhong Yuang Chang, "Limits of Low Noise Performance of Detector Readout Front Ends in CMOS Technology", *IEEE Transaction on circuits and systems*, 2010, DOI :10.1109/31.62412
- [8] Krzysztof Iniewski. "Medical Imaging", WILEY, 1, 2009. 152-158
- [9] Xiaochao Fang - David Brasse - Christine Hu-Guo - and Yann Hu, "Design and Integration of a High Accuracy Multichannel Analog CMOS Peak Detect and Hold Circuit for APD-Based PET Imaging", *IEEE Transactions on Biomedical circuits and systems*, 2012, DOI :10.1109/TBCAS.2011.2166909
- [10] Kruiskamp M.W.- Leenaerts D.M.W, "A CMOS peak detect sample and hold circuit", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1994, DOI :10.1109/23.281513
- [11] Gianluigi De Geronimo - Paul O Connor - Anand Kandasamy, "Analog CMOS peak detect and hold circuits. Part 2. The two-phase offset-free and derandomizing configuration", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2002, [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)02060-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02060-5)

- [12] E. Voulgari - M. Noy - F. Anghinolfi - D. Perrin - E. Krummenacher - and M. Kayal, A front-end ASIC for ionising radiation monitoring with femto-amp capabilities, Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, 2015, DOI :10.1088/1748-0221/11/02/C02071
- [13] Filippo Schembari, "Development and characterization of a low noise multichannel readout asic for x and gamma-ray spectroscopy applications", thèse Politecnico di Milano
- [14] Goran S. Jovanovic-and Mile K. Stojcev, "Linear Current Starved Delay Element", [http ://es.elfak.ni.ac.rs/Papers/Jovanovic-Stojcev_LinearCurrentStarvedDelayElement.pdf](http://es.elfak.ni.ac.rs/Papers/Jovanovic-Stojcev_LinearCurrentStarvedDelayElement.pdf)

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse a été de concevoir un "front-end" électronique reconfigurable pour la détection des particules. Les particules à détecter étaient les neutrons pour des applications dans les centrales nucléaires, les électrons pour des applications en radiothérapie "flash". Pour réaliser ce travail de thèse, il était essentiel de s'appuyer dans un premier temps sur la thèse précédente dont le thème portait sur la comparaison entre le SiC et le Diamant pour la détection de neutrons en milieux nucléaires. Dans un second temps situer le contexte.

C'est ainsi qu'au chapitre 1, nous avons présenté les différents environnements d'utilisation ainsi que les différentes contraintes. Dans le domaine nucléaire, le mode courant est utilisé pour la mesure du taux de fission dans les réacteurs nucléaires. Dans ce milieu, la température de fonctionnement avoisine 300°C , pour une pression de 150 bars, un flux neutronique de l'ordre de $10^{14} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, et un flux de gamma élevé. Cet environnement contraint exige une attention particulière au niveau du choix des instruments de mesure pour pouvoir supporter des doses aussi élevées. A ce jour plusieurs capteurs sont utilisés pour remplir cette fonction. C'est le cas des chambres à fission et des collectrons.

Une alternative pour la détection des particules est l'utilisation des semi-conducteurs. Cependant les plus utilisés à savoir le silicium, le germanium, etc... ne sont pas aptes à fonctionner en environnement contraint à cause de leur faible énergie de Gap, leur faible énergie de déplacement des atomes. L'avancée technologique a permis l'exploration d'un nouveau type de semi-conducteur à savoir le carbure de silicium. Les détecteurs de particules en carbure de silicium ont été développés par l'IM2NP pour la détection des neutrons. Elle se fait de manière indirecte grâce à couche de bore 10 implantée dans le détecteur. L'action des neutrons avec cette couche de bore 10 génère des particules chargées. Ce sont ces dernières qui interagissent avec la ZCE. C'est le déplacement de ces charges vers les électrodes qui est à l'origine du courant généré.

Dans le domaine de la radiothérapie à dose ultra dense ("flash"), les doses appliquées au patient sont autour de 10^6 Gy/s pour un courant de faisceau voisin de 300 mA. La limite technologique atteinte par les capteurs généralement utilisés pour la mesure des doses élevées (chambre d'ionisation Advanced

Markus), et aussi l'instrumentation de la machine (Transformateur d'intensité), empêche le déploiement de cette méthode innovante qui révolutionnera le traitement du cancer. Pour répondre à ce défi technologique, un détecteur de 22 nF développé sur un wafer de 4 pouces, et un autre de 33 mm² pour une capacité de 270 pF, prévu pour détecter les neutrons, ont été testés en environnement radiatif (LINAC 6 MeV).

Au chapitre 2, nous avons présenté les résultats obtenus avec des électroniques sur carte PCB. En ce qui concerne la radiothérapie "flash", nous avons pu dans un premier temps déterminer la polarité du signal. Dans un second temps, les résultats ont montré qu'avec le transimpédance à AOP, on arrivait à caractériser le signal de sortie du détecteur de capacité 270 pF. Cependant, avec le détecteur de 22 nF, une saturation de l'électronique a été observée, à cause du niveau élevé de courant à la sortie du détecteur ($\approx A$). Le changement d'architecture nous a permis d'éliminer cette saturation (lecture sur une faible valeur de résistance). Toutes ces données ont posé les bases du design du mode préamplificateur de courant du circuit intégré du chapitre 4.

Au chapitre 3, nous avons présenté les résultats obtenus pendant nos essais au HZDR de Dresden (détecteur en SiC), et au ILL de Grenoble (détecteur en SiC et diamant). Plusieurs préamplificateurs de charge (45 mV/MeV, 90 mV/MeV, 400 mV/MeV) ont été testés au HZDR de Dresden pour la mesure des neutrons. Le préamplificateur avec un gain de 400 mV/MeV pour un bruit $V_{P-P} = 23.75$ mV à la sortie du CSA, est celui qui permettait d'observer le signal à l'oscilloscope, et aussi le tracé des courbes PHS. En ce qui concerne les essais au ILL de Grenoble, le "front-end" électronique traditionnel construit autour de l'AOP ADA4817, ne permettait pas de caractériser les courbes PHS, à cause du niveau élevé de bruit dans la chaîne électronique. Cette chaîne électronique a par la suite été remplacée par celle de l'INFN. Cette dernière était construite autour d'un transistor d'entrée JFET. Laquelle a permis l'acquisition du signal. Toutes ces données ont posé les bases du design du mode préamplificateur de charge du circuit intégré du chapitre 4.

Au chapitre 4, nous avons présenté le "front-end" électronique reconfigurable capable de travailler en mode courant (radiothérapie "flash") ou en mode charge (détection de neutrons). Dans cette architecture, le choix des différentes sensibilités et du mode de fonctionnement est obtenu grâce à l'envoi du signal de commande à travers le bus SPI.

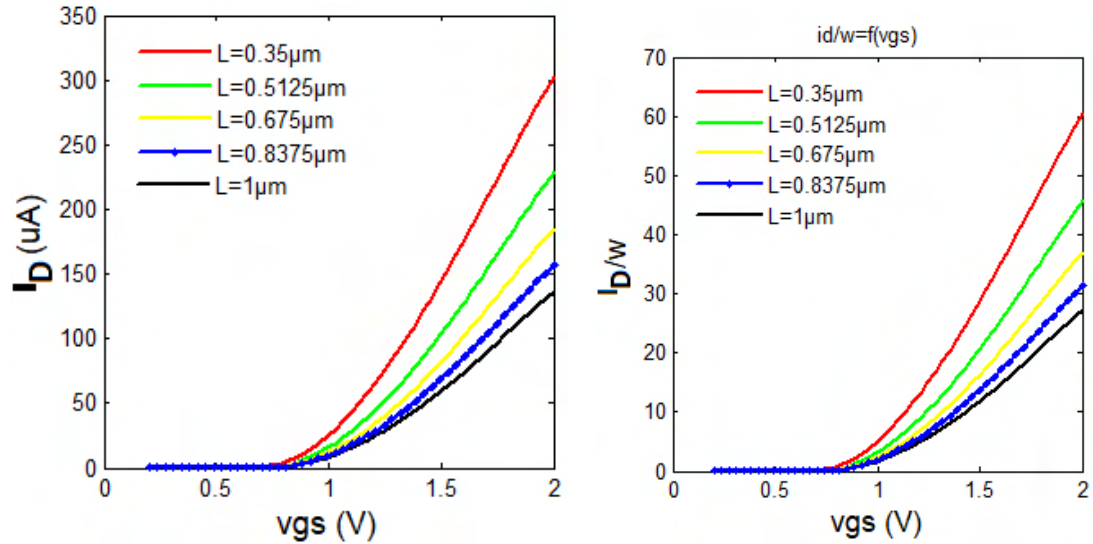
Enfin, au chapitre 5, nous avons présenté le système électronique pour la

mise en forme du signal de sortie du CSA en configuration charge. Lequel est mis en forme grâce au bloc PZC+PSA. Ensuite, le pic du signal est transmis à l'ADC pour être numérisé et affiché dans une interface Matlab (tracé des courbes PHS). Le spectre obtenu représente le nombre de particules détectés en fonction du niveau d'énergie. Aussi, le circuit intégré développé à lui aussi été présenté.

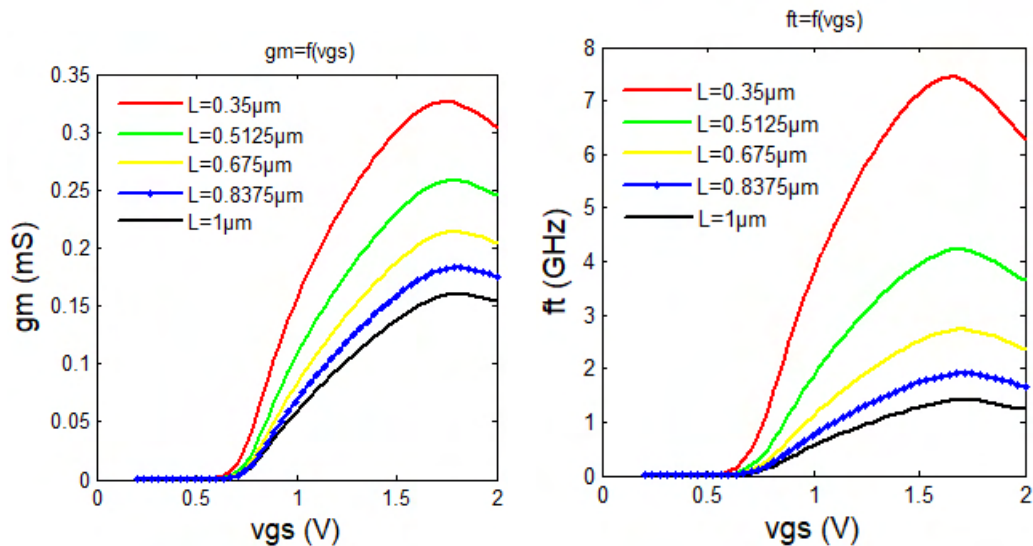
En ce qui concerne les perspectives, la prochaine étape consistera à valider le fonctionnement du circuit intégré. D'autre part, la présence du carbone dans le SiC fait de lui un tissu équivalent. Ce "front-end" électronique ainsi que le détecteur pourront être utilisés en dosimétrie.

ANNEXES

ANNEXE A : Caractérisation du transistor en technologie AMS $0.35 \mu m$ ($W = 10 \mu m$).

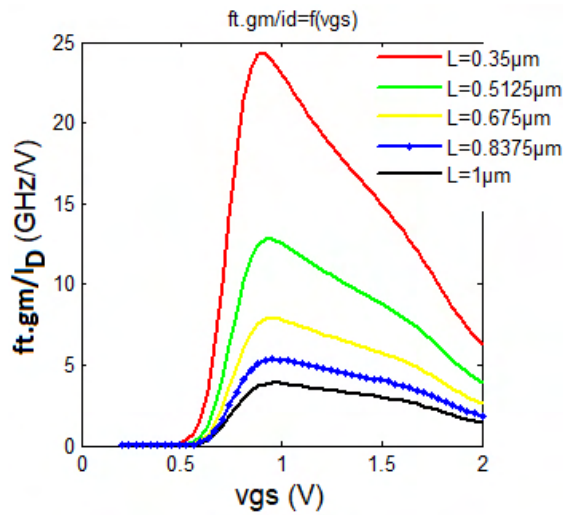


- (a) Sur cette courbe on peut identifier deux zones : la première où la tension $V_{GS} \leq V_{th}$; dans cette zone le courant i_d est nulle. Une seconde zone appelé zone de forte inversion.
- (b) Sur cette courbe on peut identifier deux zones : la première est celle où la tension $V_{GS} \ll V_{th}$; dans cette zone le rapport i_d/w est nulle. Une seconde zone appelée zone de forte inversion.

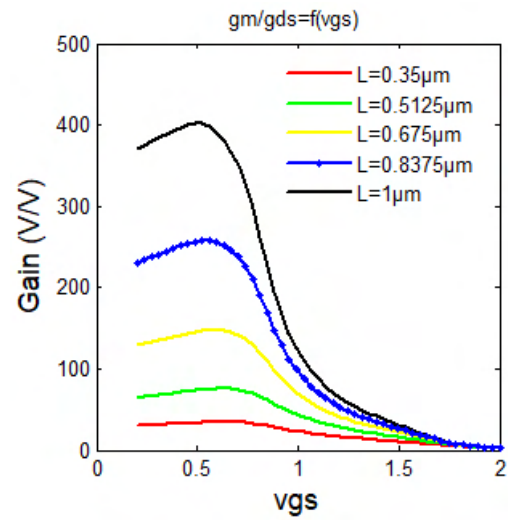


- (c) La transconductance du transistor augmente à mesure que la tension V_{GS} augmente. Celle ci atteint un pic autour lorsque $V_{GS} = 1.65V$.
- (d) La fréquence de transition (fréquence pour laquelle le gain est nul) augmente à mesure que la tension V_{GS} augmente. Le pic est atteint pour $L = 0.35 \mu m$ à $f_t = 7.5GHz$.

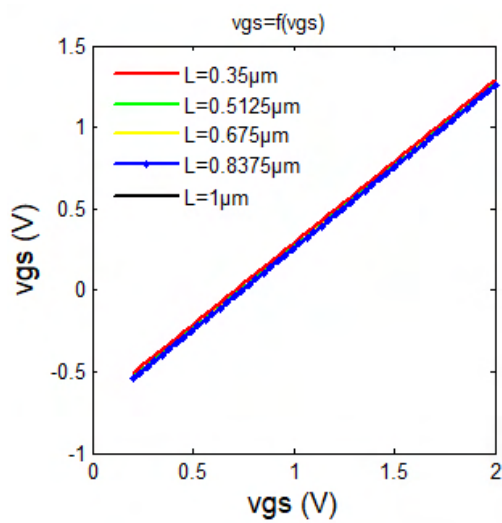
ANNEXE A : Caractérisation du transistor en technologie AMS $0.35 \mu m$ ($W = 10 \mu m$).



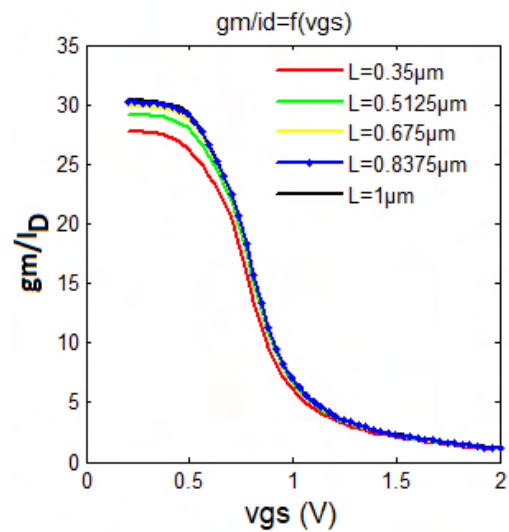
(a) Caractérisation du transistor pour les fréquences intermédiaires faible consommation.



(b) Evolution du gain du transistor

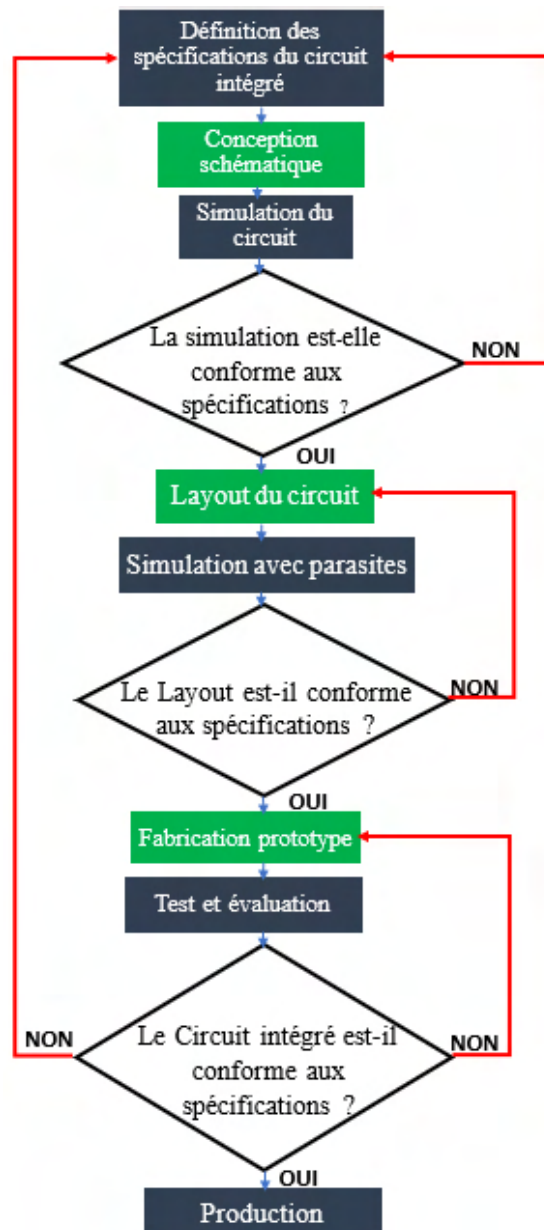


(c) Tension grille source

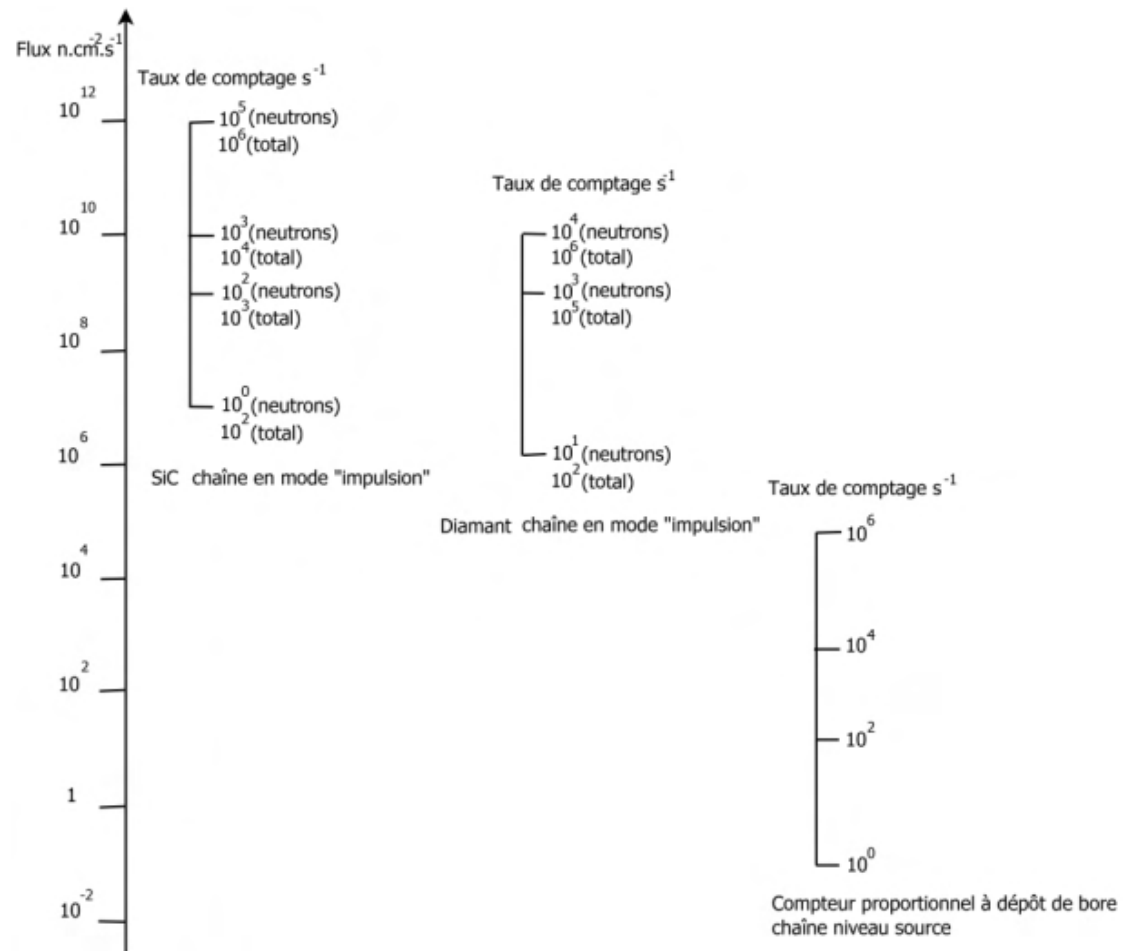


(d) Caractérisation du transistor pour un fonctionnement en basse fréquence

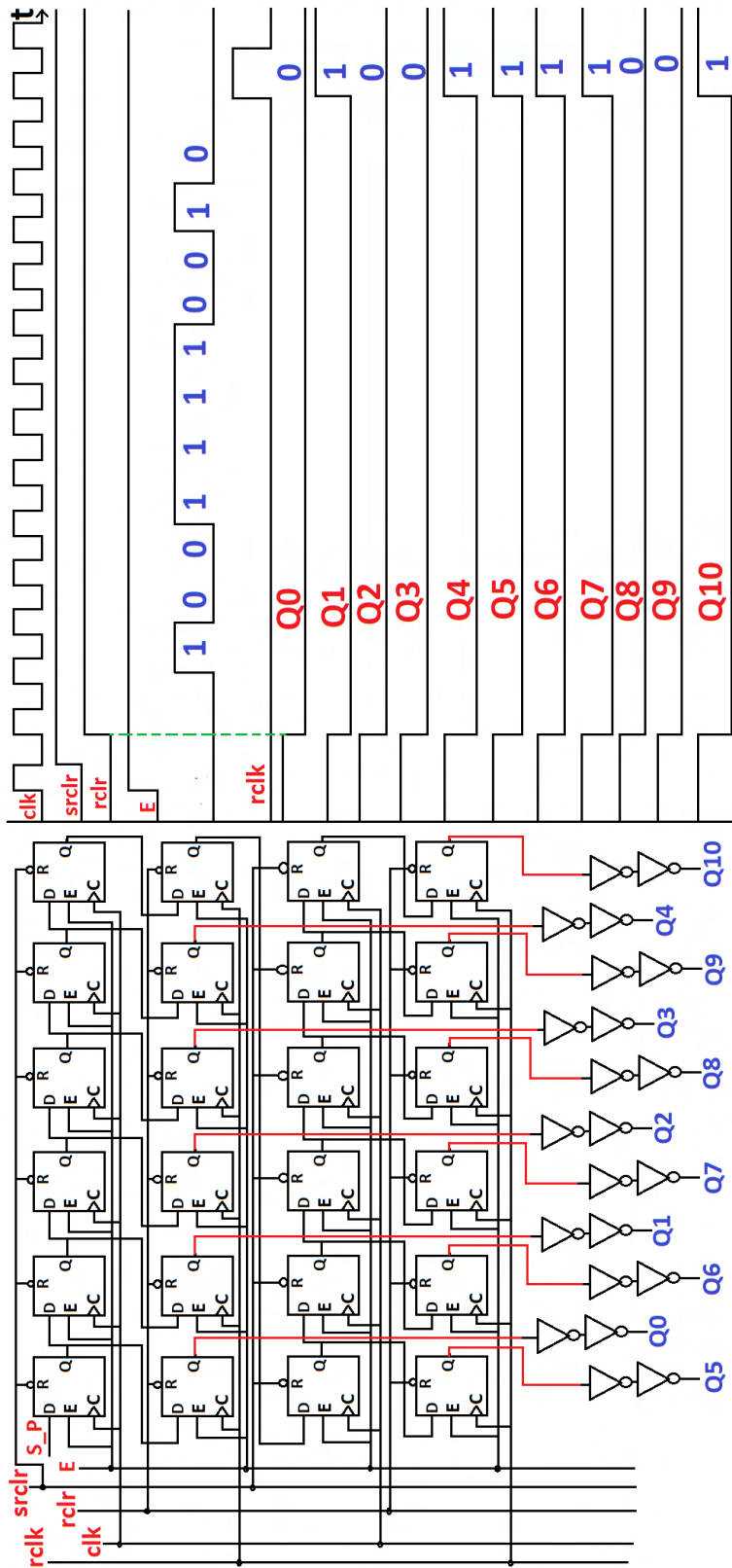
ANNEXE B : Flow de conception du circuit intégré



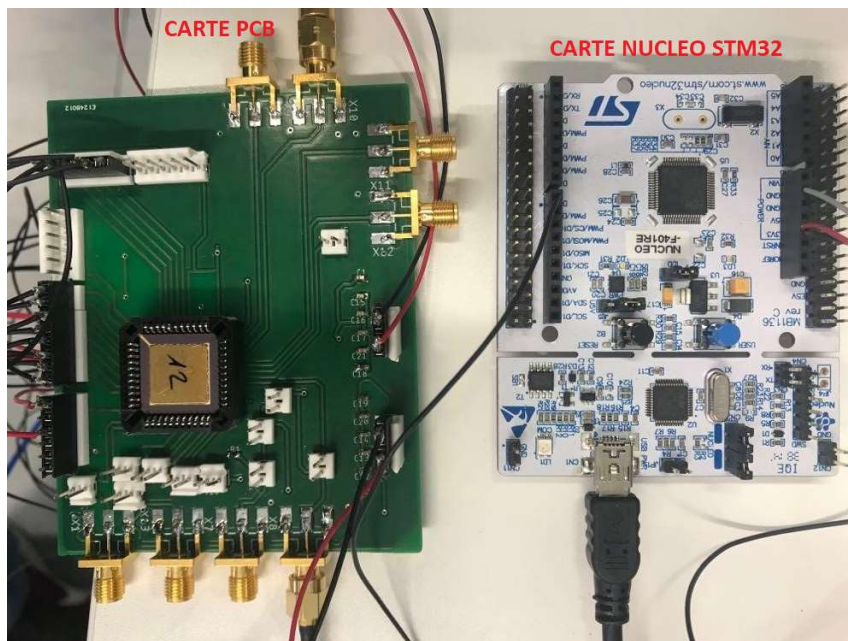
ANNEXE C : Estimation de la dynamique de fonctionnement de la chaîne de mesure en mode impulsion



ANNEXE D : Convertisseur série-parallèle



ANNEXE E : Interface Matlab et carte PCB comportant le circuit intégré



Publications

► Conference proceeding.

- Conférence internationale NSS-MIC, Australia, November 10-17, 2018.

A. Tchoualack, J.P. Walder, W. Vervisch, L. Ottaviani, W. Rahajandraibe, A. Klix, « Front End Electronic for SiC Based Fast Neutron Sensors » DOI : 10.1109/NSS-MIC.2018.8824525

- Conférence internationale NSS-MIC Manchester, UK, November, 2019.

A. T. Tchoualack, L. Ottaviani, W. Rahajandraibe, A. Klix, J.P. Walder, : « Fast Front End Electronic for High Detector Capacitance SiC Based Fast Neutrons Sensors » DOI : 10.1109/NSS/MIC42101.2019.9060004

- Conférence Internationale NSS-MIC, USA, Boston, November 2-7, 2020.

A. T. Tchoualack, L. Ottaviani, W. Rahajandraibe, J. P. Walder, W. Vervisch « Front End Electronic for SiC Based Neutron Dosimetry ».

- Journée thématique du réseau semi-conducteurs IN2P3-IRFU, Marseille, juin 2019, « Les détecteurs rapides et leur électronique associée », <https://indico.in2p3.fr/event/18911/registrations/participants>.

► Conférences annulées pour cause de coronavirus (COVID-19).

- 17th International Symposium on Reactor Dosimetry, 10-15 May 2020, Ecole Polytechnique Fédéral de Lausanne, Lausanne, Switzerland. A. Tchoualack, L. Ottaviani, W. Rahajandraibe, J.P. Walder « Regulated Common Base/gate Amplifier For SiC-Based Neutron Sensors » (abstract accepté mais conférence annulée).

- The 13th European Conference on Silicon Carbide and Related Materials (ECSCRM 2020), 13-17 September 2020, tour, France. A. Tchoualack L. Ottaviani, W. Rahajandraibe, J.P. Walder, W. Vervisch, « SiC electrons sensors : Application to ultra-short pulse and high energy electrons beam » (abstract accepté mais conférence annulée).

► Articles :

- Revue IEEE SENSORS

A. Tchoualack, L. Ottaviani, W. Rahajandraibe, W. Vervisch, V. Vervisch, J.P. Walder, « Front End Electronic for Radiation Detectors Based on SiC : Application to High Dose per pulse electron beam current measurements ».

- Revue Frontier

M. L. Gallin-Martel, Y. H. Kim, A. Bes, C. Boiano, S. Brambilla, J. Collot, S. Curtoni, D. Dauvergne, L. Gallin-Martel, O. Ghouini, J. Y. Hostachy, Ł. W. Iskra, M. Jastrzab, G. Kessedjian, U. Köster, A. Lacoste, S. Marcatili, J. F. Muraz, T. Nowak, L. Ottaviani, A. Portier, W. Rahajandraibe, M. Ramdhane, M. Rydygier, C. Sage, A. Tchoualack, L. Tribouilloy, M. Yamouni « Diamond and Silicon Carbide detectors characterization with fission fragments » .