

**UNIVERSITE DE LIMOGES**  
**ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'Information**  
**FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES**

Année : 2012

Thèse N° 22-2012

# THESE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

**Discipline :** "Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique"

Présentée et soutenue par

**Ragheb HIJAZI**

Le 06 Juillet 2012

---

**Intégration sur silicium des capteurs et des fonctions de  
traitement de signal généré par des rayonnements nucléaires.  
Application à la mesure du radon**

---

**Thèse dirigée par Bruno BARELAUD**

## JURY

<b>Libor MAKOVICKA</b>	<i>Professeur, Université de Franche-Comté, LCPR-AC</i>	<i>Président</i>
<b>Luc HEBRARD</b>	<i>Professeur, Université de Strasbourg, InESS</i>	<i>Rapporteur</i>
<b>Frédéric SAIGNÉ</b>	<i>Professeur, Université de Montpellier II, IES</i>	<i>Rapporteur</i>
<b>Bruno BARELAUD</b>	<i>Professeur, Université de Limoges, XLIM</i>	<i>Examineur</i>
<b>Julien LINTIGNAT</b>	<i>Maître de Conférences, Université de Limoges, XLIM</i>	<i>Examineur</i>
<b>Nathalie MICHELSSEN</b>	<i>Docteur-Ingénieur, IRSN, PSN-RES/SCA/LPMA</i>	<i>Examineur</i>
<b>Jean-Louis DECOSSAS</b>	<i>Professeur, Président de Pe@rL</i>	<i>Invité</i>



*À celui qui m'a indiqué la bonne voie en me rappelant  
que la volonté fait toujours les grands Hommes*

*À MON PÈRE*

*À celle qui m'a comblé d'amour et de tendresse*

*À MA MÈRE*

*À MES FRÈRES ET À MES SŒURS*



# Remerciements

---

Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire XLIM de l'Université de Limoges (UMR CNRS 7252) au sein du département  $C^2S^2$  (Composants, Circuits, Signaux et Systèmes Hautes Fréquences), à ce titre je remercie Monsieur Raymond QUÉRÉ chef de département et Professeur à l'Université de Limoges pour m'avoir accueilli dans son équipe.

J'exprime mes remerciements les plus respectueux à mon directeur de thèse Monsieur Bruno BARELAUD, Professeur à l'Université de Limoges, pour m'avoir accordé sa confiance me permettant ainsi de réaliser ce travail, j'ai pu apprécier au cours de cette thèse ses qualités tant scientifiques qu'administratives et humaines.

Mes sincères remerciements vont également à Monsieur Jean-Louis DECOSSAS, Professeur et Président de Pe@rL, pour m'avoir accueilli dans son équipe et pour son aide, ses conseils et ses remarques toujours enrichissantes, notamment dans le domaine de radioactivité.

J'adresse mes sincères remerciements à tous les membres de jury. J'exprime ma sincère gratitude à Monsieur Libor MAKOVICKA, Professeur à l'Université de Franche-Comté (Laboratoire LCPR-AC), pour avoir accepté de présider ce jury. Je remercie vivement Monsieur Luc Hebrard, Professeur à l'Université de Strasbourg (Laboratoire InESS), et Monsieur Frédéric SAIGNÉ, Professeur à l'Université de Montpellier II (Laboratoire IES), pour avoir assuré la fonction de rapporteur et jugé la qualité de ce travail.

J'exprime également toute ma gratitude à Madame Nathalie MICHIENSEN, Docteur-Ingénieur à IRSN, PSN-RES/SCA/LPMA, et à Monsieur Julien LINTIGNAT, Maître de Conférences à l'Université de Limoges (Laboratoire XLIM), pour avoir accepté d'examiner ce mémoire.

Je tiens également à remercier Madame Marie-Claude LEROUGE, secrétaire du département  $C^2S^2$  à Limoges, pour son efficacité dans la gestion des tâches administratives ainsi que pour sa gentillesse, sa disponibilité et son aide précieuse tout au long de ma thèse.

Je tiens à remercier mes collègues d'Xlim, avec qui l'ambiance était très amicale : Hassan, Michel, Raafat, Cedric et Georges. Un remerciement spécial à Julien, mon collègue de bureau, pour les travaux qu'on a réalisés ensemble. J'adresse un remerciement spécial au

trio : Ali, Hussein et Abdallah. J'adresse également un grand Merci à Mélanie pour son aide corrective et son soutien.

Je finirai par adresser mes remerciements spéciaux à ma famille et tout particulièrement mes parents, pour leur amour et leurs sacrifices tout au long de notre parcours commun.

# Liste des abréviations

---

ADC : Analog to Digital Converter

AOP : Amplificateur Opérationnel

ASIC : Application-Specific Integrated Circuit

Bq : Becquerel

CAO : Conception Assistée par Ordinateur

CMF : Circuit de Mise en Forme

CMOS : Complementary Metal Oxyde Semi-conductor

CSA : Amplificateur Sensible à la Charge

DSTN : Détecteurs Solides de Traces Nucléaires

EAP<sub>v</sub> : Énergie Alpha Potentielle volumique

eV : électron Volt =  $1,602 \cdot 10^{-19}$  J

$\epsilon$  : Permittivité du matériau

IC : Circuit Intégré

L : longueur de la grille du transistor

MCA: Analyseur Multi-Canal

$\mu_e$  : Mobilité des électrons

$\mu_t$  : Mobilité des trous

OTA : Amplificateur Opérationnel à Transconductance

pCi : picocurie

$\rho$  : Résistivité du matériau

$\tau_c$  : Temps de collection des charges

U : Énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou

W : largeur de la grille du transistor

W<sub>D</sub> : Profondeur de la zone désertée (zone de charge d'espace)





# Table des matières

<b>Introduction générale.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I : Activité volumique du radon. Mesure et contrôle avec des dispositifs semi-conducteurs.....</b>	<b>7</b>
I. Introduction .....	9
II. Aspects généraux du phénomène radon .....	10
II.1. L'histoire du radon .....	10
II.2. Origine du radon .....	12
II.3. Formation du radon .....	15
II.4. Le radon dans l'environnement et dans les habitations.....	17
II.5. Dangers du radon .....	19
II.6. Énergie alpha potentielle et facteur d'équilibre .....	21
II.7. Réglementation et plans d'action .....	22
III. Techniques de mesure de l'activité volumique du radon .....	24
III.1. Les techniques actuelles de mesure .....	24
III.2. Présentation sommaire des détecteurs .....	25
IV. Les détecteurs à semi-conducteurs .....	33
IV.1. Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur .....	33
IV.2. La photodiode PIN.....	34
IV.3. Formation du signal électrique .....	35
V. Conclusion .....	44

VI. Bibliographie .....	46
<b>Chapitre II : Conception du préamplificateur de charges.....</b>	<b>51</b>
I. Introduction .....	53
<b>Partie A : Rappels généraux sur le traitement de signal électrique utilisé en instrumentation nucléaire, la technologie CMOS et le bruit.....</b>	<b>55</b>
II. Généralité sur la chaîne de traitement .....	56
III. Choix de la technologie utilisée.....	57
IV. Généralité sur le fonctionnement et les applications d'un transistor MOS .....	59
IV.1. Le transistor MOS fonctionnant en zone de saturation .....	60
IV.2. Le transistor MOS fonctionnant en zone ohmique .....	61
IV.3. Les sources de courant.....	62
IV.4. Les miroirs de courant .....	63
IV.5. Schéma équivalent petit signal d'un transistor MOS .....	64
V. Les sources de bruit dans les circuits électroniques.....	65
V.1. Bande passante de bruit .....	66
V.2. Bruit thermique .....	67
V.3. Bruit à basse fréquence ou bruit en 1/f .....	68
V.4. Bruit de grenaille.....	69
VI. Les sources de bruit dans les transistors MOSFET .....	69
VI.1. Bruit thermique dans le canal drain-source .....	70
VI.2. Bruit en 1/f dans les transistors MOS .....	71
VI.3. Autres sources de bruit supplémentaires .....	72
<b>PARTIE B : Conception et optimisation du premier et du deuxième prototype de préamplificateur de charges .....</b>	<b>77</b>
VII. Généralité sur le traitement du signal.....	78
VIII. Choix de la topologie de base du préamplificateur.....	79
VIII.1. Le préamplificateur sensible en tension.....	80

VIII.2. Le préamplificateur sensible en courant .....	81
VIII.3. Le préamplificateur sensible à la charge.....	81
IX. Description du fonctionnement général et du bruit dans un préamplificateur de charges.....	82
IX.1. Mécanisme de rétroaction résistive .....	85
IX.2. Choix de l'amplificateur .....	86
IX.3. Sensibilité dans un préamplificateur de charges.....	90
IX.4. Bruit dans un préamplificateur de charges .....	90
IX.5. Résolution dans le détecteur semi-conducteur .....	91
IX.6. Conception du circuit constituant le préamplificateur de charges.....	95
X. Réalisation du layout du préamplificateur de charges .....	124
XI. Conclusion .....	125
XII. Bibliographie.....	127
<b>Chapitre III : Filtrage et mise en forme.....</b>	<b>131</b>
I. Introduction .....	133
II. Mise en forme des impulsions.....	134
II.1. But de la mise en forme.....	134
II.2. Mise en forme par des circuits R-C.....	135
II.3. Filtrage CR-RC .....	138
II.4. Annulation du pôle-zéro.....	140
II.5. Impulsion semi-gaussienne .....	143
III. Phénomène d'empilement.....	145
IV. Conception de l'intégrateur et du dérivateur .....	147
IV.1. Caractéristiques des circuits CR-RC .....	147
V. Conception de l'étage d'amplification (OTA Miller).....	149
V.1. Gain de l'amplificateur .....	149
V.2. Vitesse de balayage.....	150

V.3. Conception et caractéristiques d'un OTA Miller .....	151
VI. Conception de l'étage de discrimination .....	160
VII. Conclusion.....	163
VIII. Bibliographie.....	164
<b>Chapitre IV : Mesures et manipulations.....</b>	<b>167</b>
I. Introduction .....	169
II. Fonctions intégrées.....	169
II.1. Description générale des deux prototypes.....	175
III. Méthodologie expérimentale .....	176
III.1. Comptage d'impulsions .....	176
III.2. Analyse spectrométrique.....	177
III.3. Etudes expérimentales de la spectrométrie alpha .....	179
IV. Caractérisations des jonctions .....	182
IV.1. Caractérisations électriques .....	183
IV.2. Caractérisations spectrométriques .....	186
V. Mesures et caractérisations de l'électronique intégrée .....	190
V.1. Caractérisation du 1 <sup>er</sup> prototype .....	192
V.2. Caractérisation du 2 <sup>ème</sup> prototype.....	195
V.3. Expérimentation en présence de gaz radon.....	202
VI. Conclusion .....	209
VII. Bibliographie.....	211
<b>Conclusion et perspectives.....</b>	<b>213</b>
<b>Annexes.....</b>	<b>219</b>

# Introduction générale



La radioactivité est un des risques importants pour la santé humaine que ce soit du fait d'évènements accidentels (Tchernobyl, Fukushima) ou naturels et récurrents (irradiation externe due au rayonnement tellurique, exposition au radon dans l'habitat ou les lieux professionnels, ...). Pour les situations les plus critiques, accidentelles ou professionnelles, des moyens de mesure en temps réel individuels ou de site existent. Ils concernent au premier chef le rayonnement gamma responsable de l'irradiation externe de l'homme dans de très nombreuses situations. Cependant, la communauté scientifique s'accorde sur le fait que l'irradiation humaine liée à la radioactivité naturelle demeure le risque principal pour l'être humain. Dans ce risque, le radon occupe une place prépondérante, souvent majoritaire (environ deux mille décès annuels en France). L'irradiation liée au radon est de type interne. Elle est liée à l'inhalation du gaz radon lui-même, mais surtout aux descendants à vie courte que sont le polonium-218, le plomb-214, le bismuth-214 et le polonium-214. L'interaction avec le tissu pulmonaire des particules alpha émises, directement ou indirectement, par ces atomes peut être à l'origine directe de cancers pulmonaires ou accroître considérablement le risque lié au tabagisme. Pour apprécier correctement le « champ radon », il est nécessaire de connaître l'activité volumique de ce gaz mais également l'état d'équilibre radioactif de ce gaz avec ses descendants à vie courte. En général, pour des mesures « indoor », la plupart des moyens de mesure actuels considèrent que le facteur d'équilibre moyen qui traduit cet état d'équilibre et dont la valeur peut varier de 0 à 1, est égal à 0,4. Cette hypothèse simplificatrice, pour commode qu'elle soit, peut conduire à des surévaluations du risque mais aussi malheureusement à de dangereuses sous évaluations dans le cas (rare) où l'état de la chaîne radioactive est proche de l'équilibre. Ce phénomène accompagne d'ailleurs l'accroissement de l'activité volumique du radon du fait du calfeutrage des lieux de vie dans l'objectif d'économiser l'énergie. Dans cette optique, la connaissance de l'énergie alpha émise par les atomes de polonium constitue une donnée beaucoup plus fiable pour évaluer le risque. Elle suppose de mesurer le nombre de particules alpha de chaque énergie émises lors des désintégrations nucléaires.

A l'heure actuelle, les normes de dépistage du radon dans l'habitat et les lieux ouverts au public s'appuient sur des systèmes de mesure qui ne fonctionnent pas en temps réel. C'est par exemple le cas des détecteurs solides visuels de traces nucléaires qui, comme dans le cas de la photographie argentique avec laquelle ils ont de nombreux points communs, comportent une phase d'exposition au rayonnement suivie d'une phase de révélation et d'exploitation. De

tels systèmes sont très lents (la seule phase d'exposition dure deux mois) et n'autorisent pas le contrôle de l'atmosphère. En outre, la discrimination des traces respectives des particules alpha de chacun des atomes de polonium est impossible et oblige à approximer le facteur d'équilibre à 0,4. Certains appareils de mesure électronique ont quant à eux les performances suffisantes pour caractériser en temps réels les champs radon. Ils présentent par contre l'inconvénient majeur d'être complexes et onéreux donc non utilisables de façon simple dans la gestion du risque radon.

On constate que le développement de moyens de mesure et de contrôle du radon et de ses descendants en temps réel, permettant de satisfaire de façon adaptée aux besoins croissants actuels, passe par l'intégration sur silicium des fonctions électroniques de gestion des signaux issus d'un détecteur (PIN ou PN), la discrimination en énergie et le comptage des particules alpha. Ainsi, peut-on disposer d'un circuit intégré réalisant de façon puissante les fonctions essentielles pour la mesure du radon. C'est l'objectif de ce travail, réalisé dans une collaboration étroite entre la société Pe@rL SAS, détentrice du brevet sur le capteur radon, et XLIM.

Ce capteur radon s'appuie sur des détecteurs semi-conducteurs, détecteurs qui ont une place prépondérante parmi les détecteurs temps réel. De nombreuses raisons font préférer ces détecteurs semi-conducteurs à leurs homologues (détecteurs à gaz par exemple), telles que le haut pouvoir d'arrêt des particules chargées, la faible énergie pour créer une charge ( $\approx 3,6$  eV dans le cas de Si contre 30 eV dans le cas d'un détecteur à gaz), l'importance de la surface de détection qui permet au détecteur semi-conducteur d'être un détecteur individuel, la facilité d'intégration de l'électronique de sortie à ce type de détecteurs, la bonne résolution en énergie puisque le détecteur peut distinguer deux particules en perdant ses énergies différentes dans son volume actif, la linéarité puisque les détecteurs semi-conducteurs fournissent une réponse proportionnelle à l'énergie déposée par les particules dans leur zone désertée.

La réalisation de l'électronique de traitement doit être fiable et facilement reproductible et elle doit avoir une faible consommation et un encombrement minimal. Ces besoins sont



assurées par la technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$  qui présente aussi un rapport signal sur bruit élevé qui permet de traiter les faibles signaux.

La conception de l'électronique de traitement dédiée à la mesure des particules alpha et pour la gestion de l'activité volumique du radon est donc le but de notre étude. Cette conception sera réalisée avec un outil de conception CAO Cadence et la bibliothèque du fondeur AMS en technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$ . Dans ce mémoire, nous allons décrire ce projet dans quatre chapitres.

Dans le premier chapitre est présentée une étude bibliographique sur le radon et sur les techniques de mesures de l'activité volumique du radon ; puis nous présentons brièvement différents détecteurs ainsi que leur principe de fonctionnement.

La première partie du deuxième chapitre présente en détail une chaîne de traitement électronique dédiée à la dosimétrie en rappelant les différentes sources de bruits dans les circuits et les dispositifs électroniques. La seconde partie est consacrée à l'étude et à la simulation de l'étage fondamental que constitue le préamplificateur de charges, premier élément de notre chaîne de traitement (rôle, choix, principe de fonctionnement et conception).

Dans le troisième chapitre, nous nous concentrons sur l'étude, la simulation et la réalisation des blocs restants de la chaîne de traitement qui sont : le bloc filtrage avec des circuits R-C pour la mise en forme du signal, le bloc d'amplification avec un OTA Miller pour amplifier le signal et le bloc de discrimination pour éliminer le bruit, discriminer les signaux dus aux deux atomes de polonium et générer les signaux numériques pour chacun d'entre eux.

Nous finissons ce mémoire par un quatrième chapitre qui traite des différentes mesures et manipulations effectuées en présentant les caractéristiques des diodes choisies et la méthodologie expérimentale pour faire une analyse spectrométrique. Ce chapitre présente aussi la caractérisation de l'électronique intégrée.



**Chapitre I : Activité volumique du radon.  
Mesure et contrôle avec des dispositifs semi-  
conducteurs**



## **I. Introduction**

La détection de rayonnements ionisants et non ionisants en temps réel, permet d'envisager, après un traitement de signal adapté et optimisé, de nombreuses applications allant très au-delà de la mesure de dose (dosimétrie). Cette détection, qui doit être effectuée en temps réel, est réalisée à l'aide de capteurs électroniques dont les caractéristiques varient en fonction de l'application envisagée et du traitement de signal à effectuer. Parmi les rayonnements, le rayonnement alpha du radon-222 et de ses descendants (polonium-218 et polonium-214) tient une place prépondérante puisqu'il constitue la première cause d'irradiation de l'homme.

Pour ce chapitre, nous nous sommes attachés à faire une brève synthèse bibliographique sur le radon et sur la détection par des semi-conducteurs.

Nous visons à développer, produire et exploiter des moyens de mesure et de contrôle de l'activité volumique du radon adaptés aux besoins de marchés naissants<sup>1</sup>, c'est pour cela que nous allons présenter dans un premier temps l'histoire, la source, la formation, les risques et les différentes caractéristiques du radon.

Dans un second temps nous allons décrire les techniques de mesure de l'activité volumique du radon ainsi que les connaissances indispensables des phénomènes de l'interaction rayonnement matière qui nous sont utiles pour la mesure des rayonnements nucléaires.

Les travaux qui ont été réalisés pendant cette thèse sont basés sur le principe de détection par des détecteurs semi-conducteur. Dans la dernière partie de ce chapitre, une étude détaillée des détecteurs à semi-conducteur et de leur principe de fonctionnement sera abordée.

---

<sup>1</sup> Proposition de loi relative à la protection des personnes contre l'exposition au radon dans les habitations, n°4390, 21 février 2012

## **II. Aspects généraux du phénomène radon**

### **II.1. L'histoire du radon**

Depuis 1895 et jusqu'à aujourd'hui, plusieurs études ont été réalisées. Commencant par les découvertes de W. Röntgen et H. Becquerel en 1895, suivi par le chimiste Allemand Ernst Friedrich Dorn [1] qui a mis en évidence en 1901 l'existence d'un nouveau gaz inerte en étudiant la chaîne de désintégration du radium qu'il a nommé émanation du radium. En 1902 un nouvel élément a été découvert par F. Giese à partir de l'actinium : « l'émanium ». De 1900 à 1908, il a été démontré que le radon est un gaz radioactif qui existe dans l'eau et possède une période d'environ 3,7 jours. En 1908, William Ramsay et Robert Whytlaw-Gray "pèsent" l'émanium et lui donnent la masse volumique 222. Plusieurs années plus tard, on découvre que ces gaz de différentes durées de vie étaient des isotopes d'un même élément qui est devenu finalement le gaz radon avec le symbole  $^{222}\text{Rn}$ .

Le terme « radon » a été avancé à partir de 1923, terme retenu par une commission internationale. Durant la période de 1924-1932, il a été suggéré que le radon est une cause de cancer du poumon. En 1951, les chercheurs de l'université de Rochester (USA) ont précisé que le risque sanitaire du cancer du poumon était la dose due au rayonnement alpha délivré par les produits de désintégration du radon déposé dans les voies respiratoires. Ci-dessous un résumé de l'histoire chronologique reliée à la mesure et la recherche sur le radon [2] :

- 1597 Agricola est le premier qui a noté la forte incidence des maladies pulmonaires.
- 1879 Harting et Hess décrivent les résultats d'autopsies sur les mineurs de fond.
- 1898 Pierre et Marie Curie avec Schmidt découvrent la radioactivité du thorium et les éléments radium et polonium.
- 1898 Rutherford découvre les particules  $\alpha$  et  $\beta$ .
- 1899 Thomson et Rutherford montrent qu'un des effets de la radioactivité est l'ionisation.
- 1901 Dorn découvre l'émanation (radon), dans la série de l'uranium.
- 1901 Rutherford et Brooks démontrent que le radon est un gaz radioactif.

- 1902 Rutherford et Soddy découvrent la transmutation.
- 1902 Thomson découvre que le radon existe dans l'eau potable.
- 1903 Rutherford et Soddy ont noté que le radon est fortement condensable à faible températures.
- 1903 Rutherford et Soddy ont mesuré la période du radon et ont trouvé le résultat de 3,7 jours, proche de la valeur utilisée aujourd'hui qui est de 3,8232 jours [3].
- 1906 Rutherford a suggéré l'adsorption d'émanations radioactives par le charbon.
- 1908 William Ramsey et R.W. Whytlaw-Gray ont isolé l'émanation du radium pour étudier ses propriétés et l'ont nommé "Nitens".
- 1908 Ashman a utilisé le charbon pour déterminer la quantité de l'émanation du radium dans l'atmosphère.
- 1909 Satterly a utilisé le charbon pour collecter et mesurer la concentration de l'émanation du radium dans l'atmosphère.
- 1909 Regener a construit un système de scintillation et a compté le  $^{210}\text{Po}$ .
- 1913 Rutherford a décrit les propriétés des émanations et a montré qu'elles émettent des particules  $\alpha$ . Elles se condensent autour de  $-150^{\circ}\text{C}$  et sont fortement adsorbés par le charbon.
- 1914 Première utilisation de radon pour des raisons médicales.
- 1925 Première mention du radon dans la littérature. Le nom « radon » avec le symbole « Rn » a été adoptée pour tous les isotopes de l'élément 86.
- 1932 Evans a déterminé de petites quantités de radon et thoron en utilisant deux chambres d'ionisations.
- 1943 Hess a écrit un article sur le radon contenu dans l'atmosphère ainsi que le radium dans l'eau du fleuve.
- 1951 Bale et Harley en 1952, les premiers qui ont relié le risque de cancer du poumon aux particules alpha émises lors de la désintégration du radon au moment du dépôt dans les voies respiratoires
- 1970 Le radon a été reconnu comme une source majeure d'exposition aux rayonnements pour le grand public.

1974 Clements et Wilkening ont mesuré les effets de la pression atmosphérique sur le transport du radon à travers l'interface sol-air.

1980 IPSN a effectué les premières mesures du radon dans les bâtiments en France.

Les fortes concentrations du radon peuvent être dangereuses. Les particules alpha engendrées lors de la désintégration du radon en grande quantité peuvent causer des maladies cancéreuses chez l'homme (Cohen, 1979 ; Loureiro et al., 1990 ; Denis-Lempereur, 1993). Les isotopes naturels du radon sont des gaz rares, inodores, incolores et chimiquement inertes ne réagissant avec aucun autre élément chimique. La solubilité du radon est plus grande dans l'eau que les autres gaz inertes (Héno, 1986). Le coefficient de solubilité augmente avec la pression et diminue avec l'augmentation de la température.

Par définition, le radon-222 est un gaz noble, inodore et incolore, il vient de la famille radioactive de l'uranium-238, son numéro atomique est 86. Sa densité est 7,5 fois plus grande que l'air, ce qui en fait le gaz rare le plus lourd. C'est un gaz produit par la désintégration radioactive du radium-226.

## **II.2. Origine du radon**

La principale source de radon est le sol, mais les matériaux, les eaux souterraines et le gaz naturel y contribuent également. En général, la concentration du radon présent dans l'air et dans l'eau est faible. Concernant les sols, elle peut être très élevée selon la nature géologique du sous sol.

Les figures suivantes (Figure I- 1, Figure I- 2 et Figure I- 3) décrivent les filières radioactives naturelles auxquelles appartient le radon. Il possède trois isotopes naturels : le radon-222 issu de la désintégration de l'uranium-238, le radon-220 (thoron), issu de la chaîne du thorium-232, le radon-219 (actinon), issu de la chaîne de l'uranium-235. Les trois isotopes du radon proviennent de la désintégration du radium. Compte tenu de l'abondance isotopique et de la période de chacun des isotopes, le radon-222 intervient de façon prépondérante dans le risque sanitaire pour l'homme. Aussi dans la suite, le terme radon désignera seulement l'isotope 222.



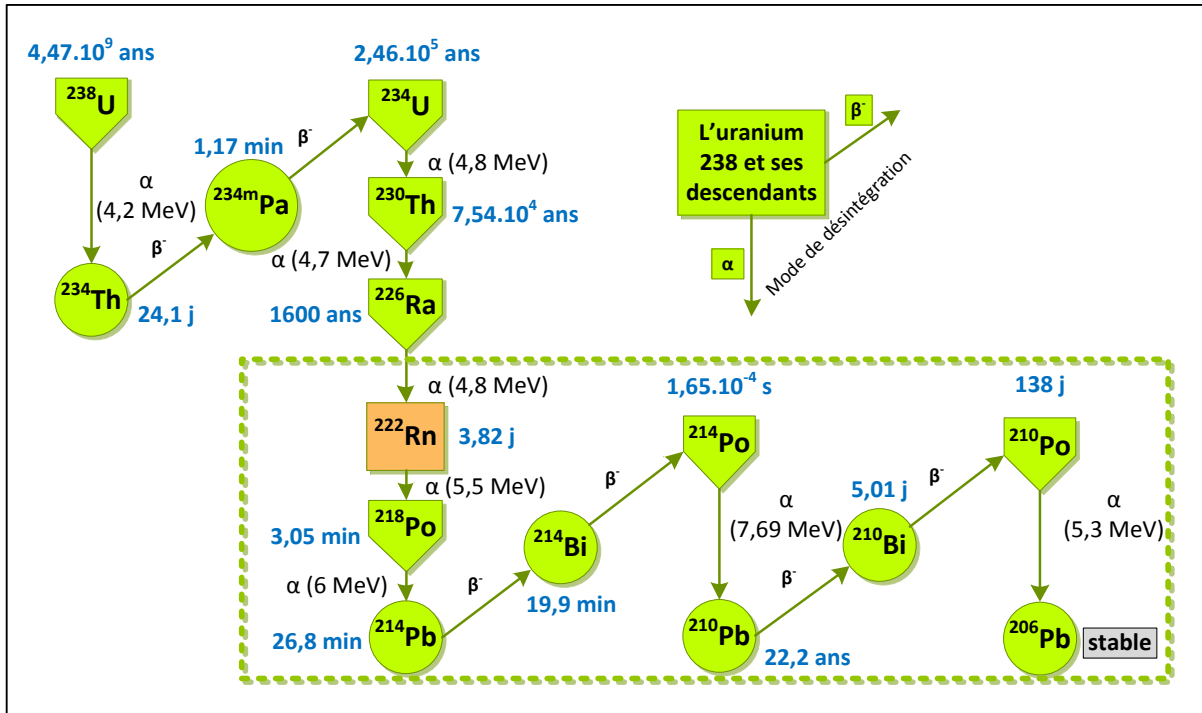


Figure I- 1: Chaîne de désintégration de l' $^{238}\text{U}$  [4]

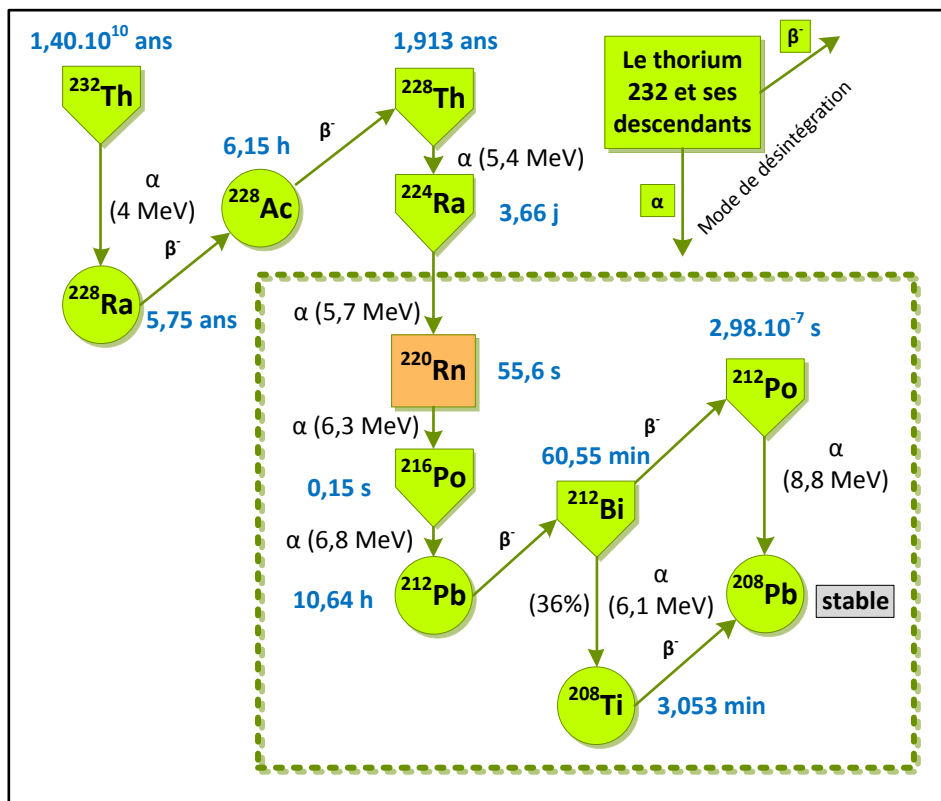
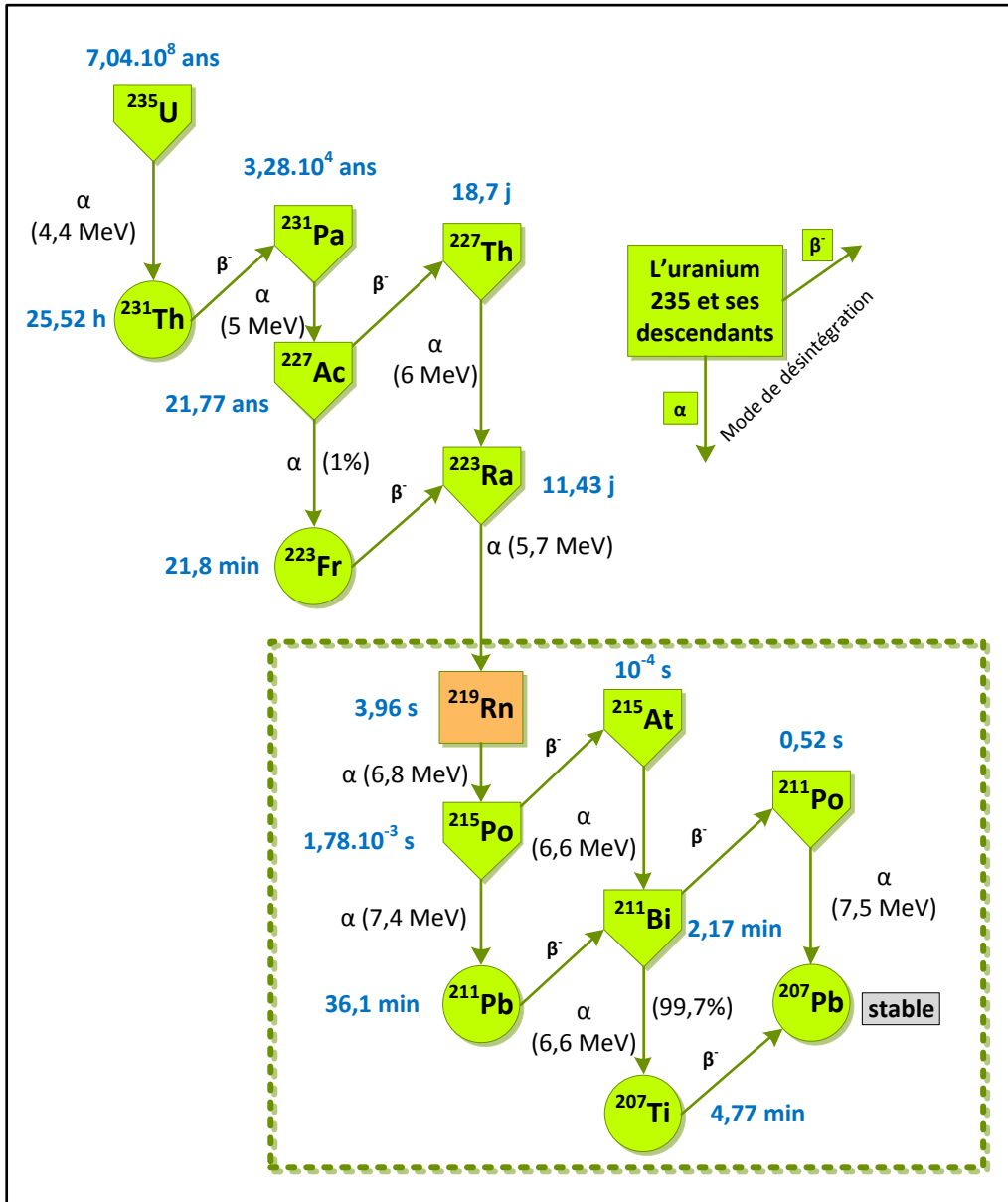


Figure I- 2 : Chaîne de désintégration du  $^{232}\text{Th}$  [4]

Figure I- 3 : Chaîne de désintégration de l' $^{235}\text{U}$  [4]

Le radon-222 a une période relativement longue de 3,8232 jours. De ce fait, il peut se déplacer ou être transporté dans les interstices du sol sur une relativement grande distance et être exhalé. Par contre, les périodes des autres isotopes sont très courtes :  $^{220}\text{Rn}$  (54 secondes) et  $^{219}\text{Rn}$  (3,9 secondes). Elles ne leur permettent de parcourir qu'une très faible distance (Fleischer, 1981) et rendent leur activité volumique très faible. La radioactivité de l'air est donc due essentiellement au radon ( $^{222}\text{Rn}$ ).

L'activité est le nombre de désintégrations nucléaires spontanées qui se produisent dans une quantité donnée de matière par unité de temps [5]. Son unité est le becquerel (un becquerel correspond à la désintégration d'un atome par seconde), elle s'exprime par la relation  $A = \lambda N$ , où :

A est l'activité, exprimée en becquerels (Bq),

$\lambda$  est la constante de désintégration ( $s^{-1}$ ),

N est le nombre d'atomes de l'élément considéré.

L'activité volumique du radon (ou concentration de radon) est l'activité par unité de volume d'air. Elle est exprimée en becquerels par mètre cube ( $Bq/m^3$ ) ou en picocurie par litre ( $1 \text{ pCi/l} = 37 \text{ Bq/m}^3$ ).

Le radon a 27 isotopes, allant de l'isotope 200 jusqu'à l'isotope 226. Les trois isotopes principaux sont décrits dans le Tableau I- 1 avec leurs caractéristiques et ont pour masse atomique 219, 220 et 222. Ils sont issus de chaînes de désintégration différentes qui ont pour origine des éléments à durée de vie très longues.

<i>Précurseur</i>	<i>Période radioactivité (ans)</i>	<i>Isotope de radium</i>	<i>Isotope de radon</i>	<i>Nom</i>	<i>Énergie de recul (KeV)</i>	<i>Type de désintégration</i>	<i>Énergie alpha (MeV)</i>	<i>Période radioactivité</i>
$^{235}\text{U}$	$7,04.10^8$	$^{223}\text{Ra}$	$^{219}\text{Rn}$	<i>Actinon</i>	103	<i>a</i>	6,8	3,96 s
$^{235}\text{Th}$	$1,405.10^{10}$	$^{224}\text{Ra}$	$^{220}\text{Rn}$	<i>Thoron</i>	103	<i>a</i>	6,3	55,6 s
$^{238}\text{U}$	$4,458.10^9$	$^{226}\text{Ra}$	$^{222}\text{Rn}$	<i>Radon</i>	86	<i>a</i>	5,5	3,82 jours

Tableau I- 1 : Isotopes principaux du radon [4]

### **II.3. Formation du radon**

Toutes les roches contiennent de l'uranium. Certains types de roches en ont une quantité plus élevée que les autres (roches volcaniques, granites, schistes noirs, roches sédimentaires qui contiennent des phosphates, etc..).

Comme nous l'avons dit, la désintégration radioactive du radium qui est présent sous forme de plusieurs isotopes (descendants de l'uranium et du thorium) dans la couche terrestre donne naissance au radon. Elle se fait à l'intérieur des cristaux ou des grains solides des roches et des matériaux de construction qui renferment de l'uranium ou du thorium. La majorité des atomes restent enfermés dans le réseau cristallin ; cependant, une partie de ces atomes de radon arrive à migrer vers les pores ; cette émanation dépend de la porosité du réseau, de la taille des grains, de l'humidité et de la proximité d'un pore (Figure I- 4). Ces gaz radioactifs (radon) sont ensuite transportés vers la surface du sol par convection et diffusion dont ils exhalent [6]. La connaissance de ces procédés de transport dépend du coefficient d'émanation qui est défini par le rapport du nombre d'atomes ayant quitté le solide sur la quantité de radon produite par le radium du solide. Ce coefficient d'émanation peut varier de 1 à 90 % selon la valeur de différents paramètres (température, humidité, nature des sols, etc.). Cette extrême variabilité s'explique par rapport à un nombre de facteurs importants et difficilement maîtrisables. Le processus de transport et d'émanation est appelé exhalation. L'exhalation est favorisée par les canaux qui peuvent être créés selon la structure et les défauts du réseau cristallin et également par l'humidité car le radon est soluble dans l'eau.

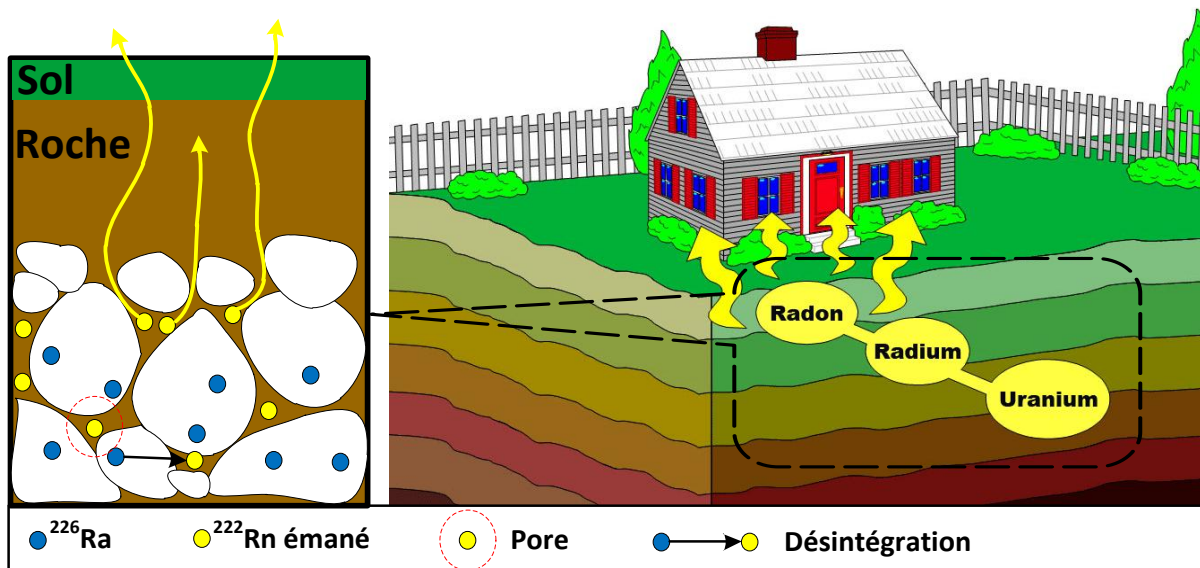


Figure I- 4 : Formation du radon dans le sol, émanation et transport

On peut définir le flux d'émission du radon lors de l'exhalation par la quantité qui arrive à l'air libre par unité de temps et par unité de surface ; ce flux dépend notamment de la concentration en radon dans les sols, du taux d'humidité du sol et de la pression atmosphérique. Les fluctuations sont mises en évidence dans la Figure I- 5 qui représente un exemple de l'activité volumique du radon-222 dans l'atmosphère extérieure mesurée à Saint-Priest-La-Prugne (Loire) pendant les différentes périodes d'observation d'après une mesure en continu pendant trois années.

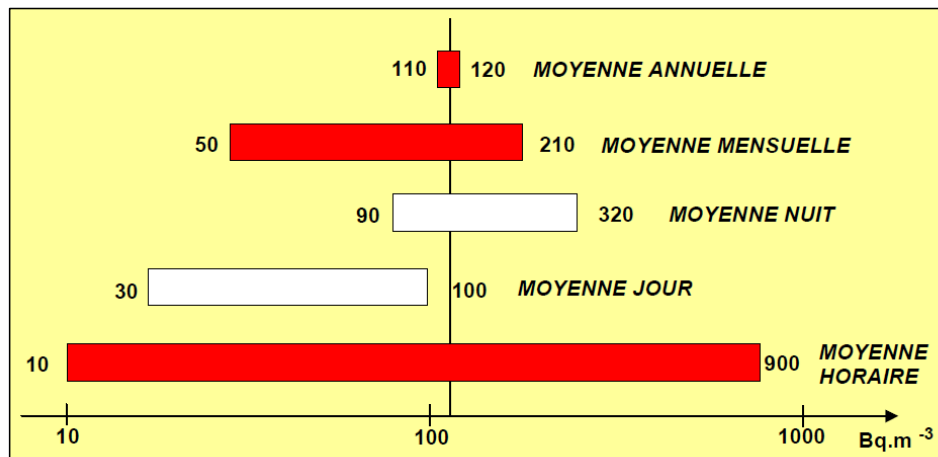


Figure I- 5 : Variations des valeurs moyennes des concentrations en radon dans l'atmosphère sur trois ans [7]

#### II.4. Le radon dans l'environnement et dans les habitations

Le radon provient du sol et des matériaux de construction. La concentration du radon varie d'un endroit à l'autre ; elle est plus importante dans les habitations que dans l'atmosphère extérieure à cause du faible taux de renouvellement de l'air à l'intérieur de l'habitat. Elle est aussi plus élevée pour l'eau des sols granitiques puisque ces derniers ont une concentration d'uranium plus grande que celle des terrains sédimentaires (par exemple en Limousin, Figure I- 6). La moyenne des mesures en France est de 90 Bq/m<sup>3</sup>, supérieure à la moyenne au Royaume-Uni (20 Bq/m<sup>3</sup>) et inférieure à celle en Suède (108 Bq/m<sup>3</sup>) [8]. La Figure I- 7 montre les différentes voies de pénétration du radon dans les habitations.

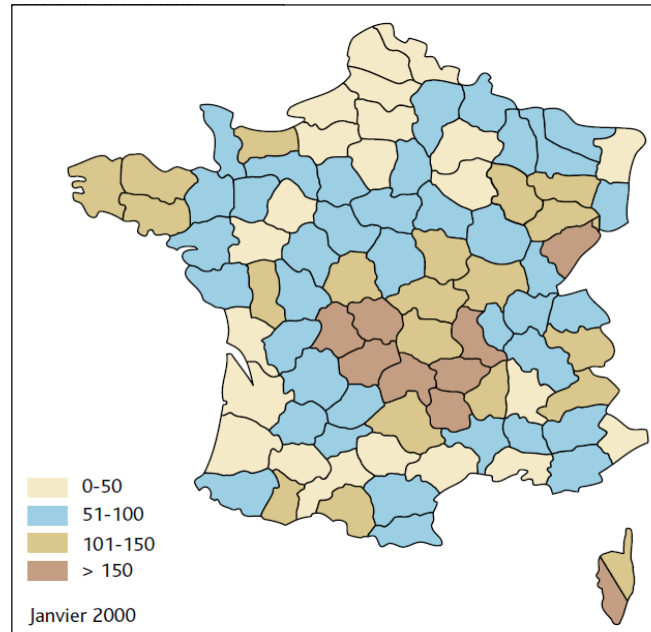


Figure I- 6 : Moyenne par département des concentrations en radon dans l'air des habitations (en  $Bq/m^3$ ) [8]

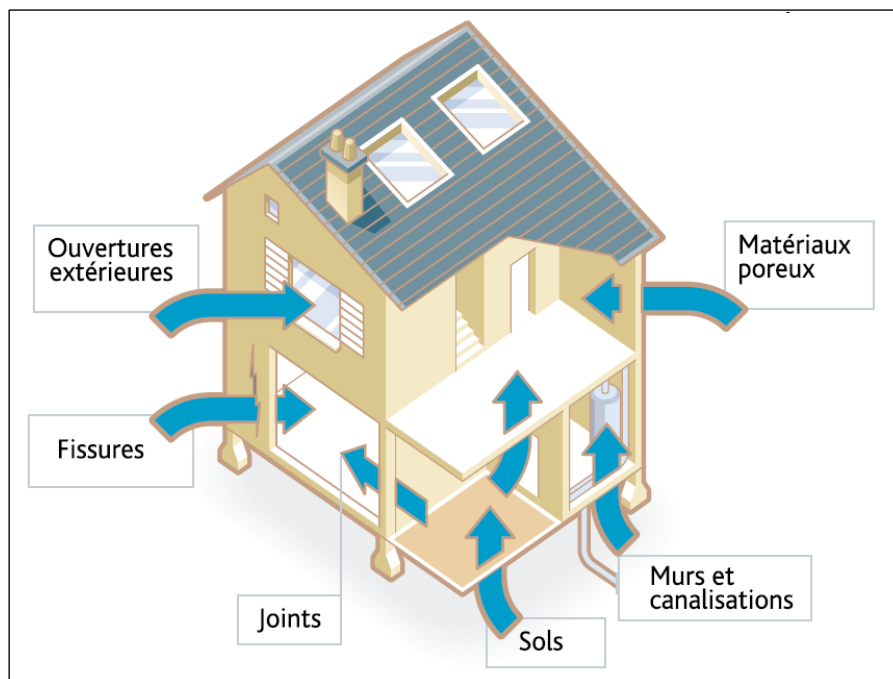


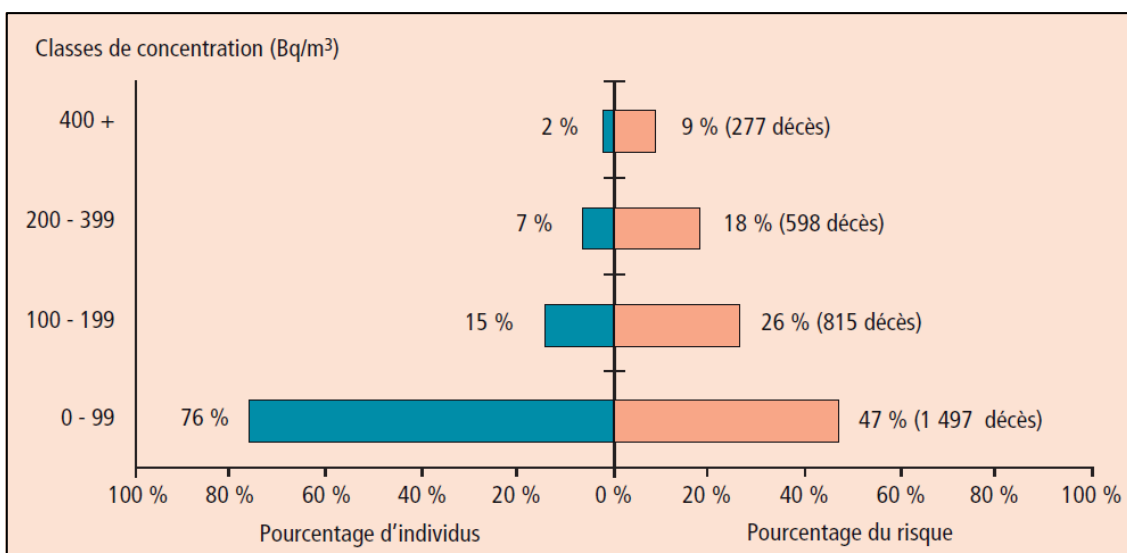
Figure I- 7 : Les voies de pénétration du radon dans les habitations [8]

L'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire [8], l'Autorité de Sûreté Nucléaire [9] et le Centre Scientifique et Technique du bâtiment [10] ont mis en place des mesures

préventives permettant de réduire l'exposition au radon dans les habitations afin de protéger l'homme contre les risques liés aux rayonnements ionisants.

## II.5. Dangerosité du radon

Depuis l'année 1987 et après plusieurs études expérimentales animales et études épidémiologiques menées chez les mineurs de l'uranium, le radon a été reconnu cancérigène pulmonaire pour l'homme par le Centre International de la Recherche sur le Cancer (CIRC). À cause de sa nature gazeuse, il émane des roches dans lesquelles il se produit, exhale du sol et se concentre à l'intérieur des habitations qui constituent un piège d'autant plus efficace que les préoccupations d'économie d'énergie conduisent à calfeutrer l'habitat. L'homme inspire et expire le radon sans action radiologique majeure et le vrai danger vient de ses descendants à vie courte : ils se fixent en effet sur les aérosols de l'air ambiant et sur les tissus de l'arbre bronchique et pulmonaire, induisant une irradiation chronique. Les émissions bêta et surtout alpha ont des actions très localisées du fait de la faible pénétration de ces particules et des forts transferts d'énergie correspondants qui induisent des modifications cellulaires. Annuellement, entre 5 et 12 % des décès par cancer du poumon en France sont dus à l'exposition domestique au radon [11]. Une étude aurait démontré que la majorité des cancers du poumon en France serait attribuable aux expositions inférieures à 200 Bq/m<sup>3</sup> (Figure I- 8).



**Figure I- 8 : Proportions de décès par cancer du poumon attribuables par classes d'exposition, calculées sur la base des moyennes arithmétiques par ZEAT (Zone d'étude et d'Aménagement du Territoire) corrigées de l'effet saison avec le modèle âge concentration du BEIR 6 [11]**

Les circulaires internationales comme celles de l'UNSCEAR [12] définissent toutes les précautions, moyen de mesures, facteurs de conversions, calcul de doses et épidémiologie dus au radon et réévaluent de façon continue et plus précise les méthodes, facteurs et paramètres.

La Figure I- 9 représente l'exposition naturelle moyenne de la population française aux rayonnements ionisants. Nous remarquons bien que le radon représente plus du tiers de l'exposition moyenne de la population aux rayonnements ionisants, il vient juste derrière les expositions médicales (radiographies...) et il forme la principale source d'exposition naturelle.

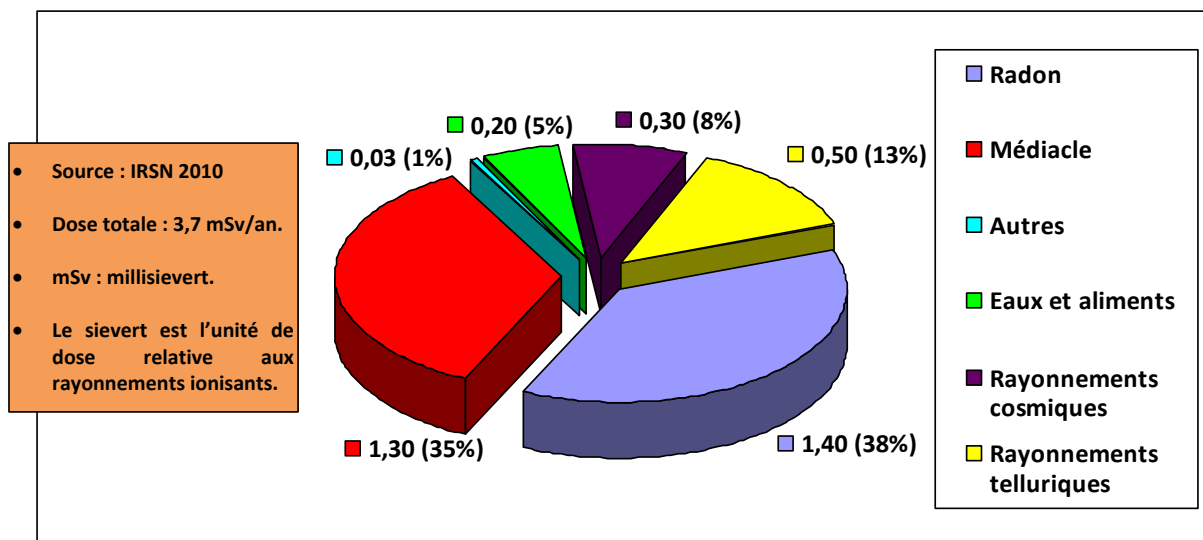


Figure I- 9 : Exposition moyenne de la population française aux rayonnements ionisants [13]

La voie principale de pénétration du radon dans l'organisme humain est la voie respiratoire. Le radon pénètre par inhalation dans les poumons puis est réexhalé. Ses descendants solides se fixent le long des voies respiratoires selon une répartition liée à leur granulométrie. La Figure I- 10 montre les modes de pénétration et de fixation du radon et de ses descendants.



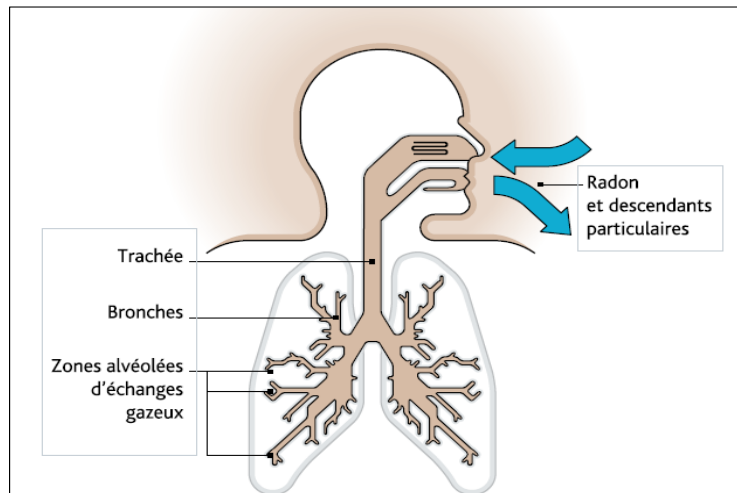


Figure I- 10 : Modes de pénétration et de fixation du radon et de ses descendants [14]

## II.6. Énergie alpha potentielle et facteur d'équilibre

L'énergie alpha potentielle [5] d'un atome dans la chaîne de radon est l'énergie alpha totale émise lors de la désintégration de cet atome le long de la chaîne de désintégration afin jusqu'au  $^{210}\text{Pb}$ , (voir schéma de désintégration). Par conséquent, l'énergie alpha potentielle des descendants à vie courte du radon-222 correspond à la somme des énergies des particules alpha émises lorsque tous les descendants à vie courte du radon-222 se sont désintégrés. Par exemple, prenons un atome de  $^{218}\text{Po}$ , qui se désintègre jusqu'au  $^{210}\text{Pb}$ , l'énergie alpha totale émise lors de ces désintégrations est 13,69 MeV (6,0 MeV de la désintégration de  $^{218}\text{Po}$  + 7,68 MeV de la désintégration subséquente de  $^{214}\text{Po}$ ). Si nous avons aussi à ce moment un atome de  $^{214}\text{Bi}$ , comme il se désintègre en  $^{210}\text{Pb}$ , l'énergie alpha totale émise est de 7,69 MeV (à partir de la désintégration subséquente de  $^{214}\text{Po}$ ). Donc, si nous avons dans un volume donné à un moment donné un atome  $^{218}\text{Po}$  et un atome de  $^{214}\text{Bi}$ , l'énergie alpha potentielle totale émise, lors de désintégration de ces deux atomes jusqu'au  $^{210}\text{Pb}$ , est la somme de 13,69 MeV et 7,69 MeV, soit 21,38 MeV. L'énergie alpha potentielle est utile pour déterminer les risques sanitaires. Elle est généralement exprimée en J ou en MeV.

L'énergie alpha potentielle des descendants à vie courte du radon 222 calculée pour 1 Bq de radon 222, à l'équilibre avec ses descendants à vie courte, est égale à  $5,55 \cdot 10^{-9}$  J. On peut définir aussi l'énergie alpha potentielle volumique ( $EAP_v$ ) qui est exprimé en Joules par mètre cube ( $\text{J}/\text{m}^3$ ). Elle correspond à l'énergie alpha potentielle par unité de volume d'air.

Facteur d'équilibre [5] : Considérons que le radon est en équilibre radioactif avec ses descendants dans un volume d'air, on peut définir le facteur d'équilibre par le rapport entre l'EAP<sub>v</sub> des descendants à vie courte du radon présents dans ce volume d'air et celle de ses descendants. Le facteur d'équilibre est un paramètre sans dimension et donné par la relation suivante :

$$F = \frac{EAP_v}{5,55 \cdot 10^{-9} \cdot A_v}$$

avec EAP<sub>v</sub> est l'énergie alpha potentielle volumique des descendants à vie courte du radon 222 (J/m<sup>3</sup>),

A<sub>v</sub> est l'activité volumique du radon 222 (Bq/m<sup>3</sup>).

Ce facteur est compris entre 0 et 1. Il est égal à 1 en cas d'équilibre total. Il devient faible si l'atmosphère est ventilée. Dans les bâtiments, le facteur d'équilibre varie entre 0,1 et 0,9 avec une valeur moyenne égale à 0,4 (UNSCEAR, 2000).

## **II.7. Réglementation et plans d'action**

La réglementation est naissante et en constante évolution. Elle traite de l'air à l'intérieur des lieux que fréquente l'homme pour son travail et sa vie et régit l'activité volumique du radon qui s'exprime en Becquerels par m<sup>3</sup>. Des nombreuses études et campagnes de mesure, il est ressorti des valeurs limites d'activité volumique acceptables : à titre d'exemple la communauté européenne recommande « d'agir » lorsque le niveau d'activité volumique du radon dans l'air dépasse 400 Bq/m<sup>3</sup> dans les logements existants et 200 Bq/m<sup>3</sup> dans les nouvelles habitations. Au niveau réglementaire en France, seules certaines catégories de lieux ouverts au public (écoles, collèges, lycées, cliniques, hôpitaux, maisons de retraite, ...) sont actuellement soumises à des obligations. L'Autorité de Sûreté Nucléaire en collaboration avec diverses Directions Générales ont élaboré un plan d'action interministériel pour les années 2005-2008, plan renouvelé les années suivantes, pour la gestion des risques liés au radon consistant à développer différents axes :

- Construire une nouvelle politique de gestion du radon dans l'habitat existant et les constructions neuves,
- Accompagner la mise en œuvre de la réglementation dans les lieux ouverts au public,
- Améliorer et diffuser les connaissances sur les expositions et le risque liés au radon.

Le premier plan national d'action doit être poursuivi par un second plan national d'actions 2011-2015 pour la gestion du risque lié au radon qui inscrit en première priorité la réduction des expositions dans l'habitat existant et l'application de nouvelles règles de construction dans les bâtiments neufs afin de garantir un niveau faible d'exposition des personnes. Il est structuré autour de 5 grands axes avec 8 mesures phares du plan et élaboré en collaboration entre l'ASN, les ministères chargés de la santé, de la construction et du travail et les organismes partenaires (IRSN, InVS, CSTB et le Conseil Régional du Limousin) [15].

Les méthodes de mesures intégrées (dosimètre film) ont permis de déterminer les trois niveaux de dangerosité qui ont été proposés par la section de la radioprotection du Conseil Supérieur de l'Hygiène Publique de France (CSHPPF) « circulaire n°99-46 du 27 janvier 1999 [16] » :

1. En dessous de  $400 \text{ Bq/m}^3$ , la situation ne justifie pas d'action correctrice particulière,
2. Entre  $400$  et  $1000 \text{ Bq/m}^3$ , des actions correctrices simples sont souhaitables,
3. Au-delà de  $1000 \text{ Bq/m}^3$ , risque de fermeture de l'établissement recevant du public jusqu'à la réalisation des actions correctrices plus ou moins importantes.

Les valeurs ci-dessus sont revues à la baisse et vise un seuil de  $200 \text{ Bq/m}^3$ . Dans certains pays tel que le Canada (où il est passé de  $800$  à  $200 \text{ Bq/m}^3$ ) ces seuils sont déjà en vigueur. Les études précédentes ont montré que quelle que soit l'activité volumique du radon sa dangerosité existe [17].

### III. Techniques de mesure de l'activité volumique du radon

#### III.1. Les techniques actuelles de mesure

La mesure de l'activité volumique du radon est généralement fondée sur la détection des rayonnements dont l'émission accompagne les désintégrations radioactives successives des isotopes du radon et de ses descendants. On peut distinguer trois techniques de mesure qui peuvent être classées en trois catégories selon les caractéristiques du prélèvement d'air : ponctuelles, continues et intégrées. Ces trois types de mesure, illustrés par la Figure I- 11, répondant à des normes AFNOR [18], [19] et [20] sont à distinguer :

- La mesure ponctuelle effectuée sur un laps de temps bref, de l'ordre de quelques secondes à quelques minutes, fournit l'activité volumique à l'instant de la mesure (norme NF M60-769),
- La mesure en continu permettant de suivre l'évolution de l'activité volumique du radon en fonction du temps (norme NF M60-767),
- La mesure intégrée (d'une durée minimum de 7 jours (normes NF M60-766)) employée notamment dans le cadre du dépistage d'un bâtiment et effectuée sur une période de l'ordre de 2 mois au moins pour donner un résultat représentatif de la valeur moyenne annuelle et comparable aux valeurs d'intérêt fixées par les pouvoirs publics (norme NF M60-771).

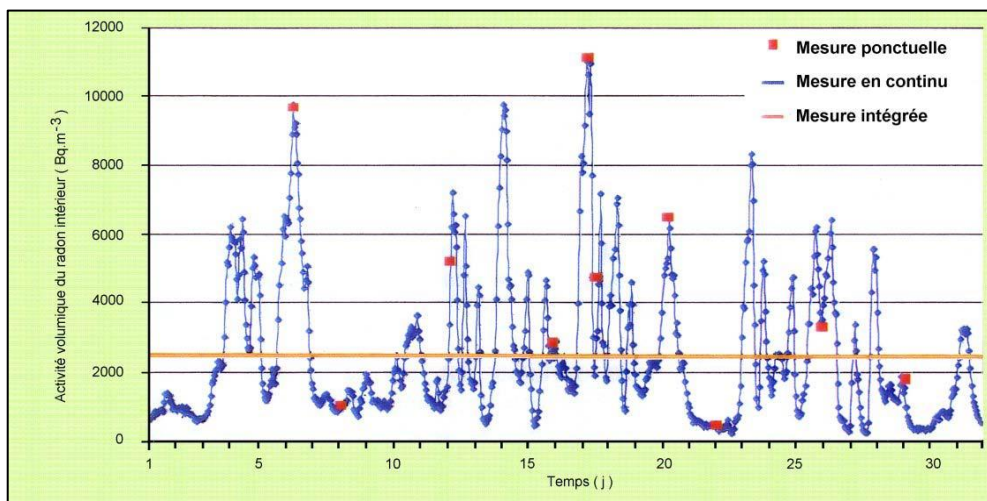


Figure I- 11 : Exemple de résultats de mesures en continu de l'activité volumique du radon <sup>222</sup>Rn réalisées par l'IRSN dans une habitation du Finistère, de mesures ponctuelles et de mesures intégrées

On notera que, comme le montre la Figure I- 11, de très importantes fluctuations de l'activité volumique du radon, à caractère périodique, existent généralement.

## **III.2. Présentation sommaire des détecteurs**

Sur le marché international, on fait en général la distinction entre deux types de détecteurs : les détecteurs passifs et les détecteurs actifs

### **III.2.1. Les détecteurs passifs**

Ils ne mettent en jeu aucun dispositif mécanique de prélèvement ou de collection. Il existe trois grandes familles de détecteurs passifs : les détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN), les détecteurs à électrets et les détecteurs à charbon actif. Ils ont tous l'avantage d'être peu encombrants, de faible coût, utilisables par un particulier. Leur rôle se situe dans les mesures lors des opérations de dépistage.

#### **III.2.1.1. Les DSTN**

Ils sont constitués d'un polymère ayant la particularité d'être sensible aux particules alpha. Ils sont fixés sur un support pouvant présenter une configuration dite fermée ou ouverte, selon que l'élimination des descendants du radon est souhaitée ou non. L'interaction des particules alpha sur le film laisse des traces latentes. Après exposition, les détecteurs sont envoyés au fournisseur pour analyse. Ils subissent un traitement chimique approprié qui transforme les traces latentes en traces révélées. L'activité volumique moyenne est déduite de ce nombre de traces en prenant en compte la durée d'exposition du détecteur, le bruit de fond et un coefficient d'étalonnage.

#### **III.2.1.2. Les détecteurs à électrets**

Les dispositifs utilisant des détecteurs à électret sont constitués d'une chambre amovible en matériau plastique, de volume de détection déterminé et d'un disque de matériau

diélectrique en polytétrafluorure (Téflon) appelé électret qui est à l'origine chargé positivement par le constructeur à un potentiel de l'ordre de plusieurs centaines de volts. Un champ électrostatique est ainsi créé entre la surface de l'électret et les parois de la chambre. L'électret sert à la fois de source de champ électrostatique et d'électrode collectrice. La présence de radon et ses descendants formés dans l'air contenu dans la chambre se traduit par l'ionisation de cet air. Les électrons provenant de cette ionisation se recombinaient avec les charges positives implantées dans l'électret dont le potentiel décroît progressivement. Un électromètre spécifique au dispositif permet de mesurer la tension de l'électret avant et après chaque exposition à l'atmosphère étudiée et de remonter ainsi au calcul de l'activité volumique moyenne du radon.

### **III.2.1.3. Les détecteurs à charbons actifs.**

Le principe de détection repose sur l'adsorption du radon. Après la fin de l'exposition, une analyse en laboratoire, par spectrométrie gamma ou par scintillation liquide selon le modèle, permet de remonter à l'activité volumique du radon. Cette analyse est soumise à une contrainte de temps liée à la désintégration et la désorption du radon adsorbé par le charbon actif. Elle est généralement effectuée dans les 24 heures qui suivent la dépose des détecteurs.

Les deux principaux types de détecteurs répondant à la norme AFNOR NF M60-766 présents sur le marché français et employés dans le cadre des dépistages des bâtiments sont les détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN) et les électrets. Sur un plan très concret, leurs caractéristiques essentielles sont les suivantes : ce sont des détecteurs passifs dont les dimensions sont faibles (quelques dizaines de  $\text{cm}^3$  au maximum), qui doivent être immergés sans obstacle dans l'atmosphère à mesurer de façon à être baignés par l'air dont ils mesurent l'activité volumique moyenne du radon. Certaines grandeurs, listées ci-après de façon non exhaustive, peuvent influencer la mesure intégrée, en particulier lors de l'accumulation puis de la mesure de la grandeur physique, mais aussi lors du stockage et du transport du dispositif. Des précautions particulières doivent être prises pour en limiter l'effet. Au besoin, des facteurs correctifs doivent être appliqués au résultat de la mesure ou de nouvelles mesures entreprises. Ce sont, par exemple :

- La température,

- Le bruit de fond radiatif,
- Le bruit de fond instrumental,
- L'humidité atmosphérique,
- Les turbulences atmosphériques,
- La pression atmosphérique,
- Les conditions de stockage et de transport des détecteurs,
- Les conditions d'exposition du système de détection (pollution de la surface de détection, saturation du détecteur, ...)
- La conservation, après la fin du prélèvement, des données physiques collectées,
- L'activité volumique des descendants du radon, pour les dispositifs en configuration ouverte, ainsi que des variations du facteur d'équilibre,
- La présence éventuelle dans le volume de détection, d'autres émetteurs alpha (radium, isotopes du radon, actinides, ...),
- ...

### **III.2.2. Les détecteurs actifs**

Un détecteur actif (moniteur) utilise une source d'énergie (batterie, secteur, ...). Certains de ces détecteurs sont équipés d'une pompe qui aspire l'air pour en mesurer l'activité volumique. La détection se fait par le biais d'un composant semi-conducteur ou d'une chambre d'ionisation ou d'une fiole à scintillation.

Cela autorise les mesures en continu (Figure I- 11) sur un volume d'air prélevé dans l'atmosphère à analyser. Ils sont utilisés par les professionnels pour déterminer les origines et les voies d'entrée et de transfert du radon car ils mesurent le radon en temps réel avec un pas d'échantillonnage s'échelonnant de 1 à 60 min pour certains d'entre eux. Ils renseignent non seulement sur l'activité volumique du radon, mais également sur la température, la pression et le taux d'humidité qui sont des grandeurs d'influence. Ils sont employés en France dans le

cadre des investigations complémentaires qui succèdent au dépistage lorsqu'il a révélé l'existence d'une activité volumique de radon excessive.

### **III.2.2.1. Chambre d'ionisation (polarisation)**

Une chambre d'ionisation est un détecteur de particules qui se base sur la mesure de la charge déposée par une particule chargée traversant un milieu ionisable c'est-à-dire qu'il repère le passage d'une particule en mesurant la charge totale des électrons et des ions produits lors de l'ionisation du milieu gazeux par la particule. Les électrons ou les ions positifs sont collectés sur une électrode centrale polarisée et la charge déposée est proportionnelle à l'énergie du rayonnement. A titre d'exemple, l'Alphaguard (Figure I- 12) est un appareil commercial pour mesurer l'activité volumique du radon jusqu'à 2 MBq/m<sup>3</sup>.



**Figure I- 12 : La chambre d'ionisation Alphaguard**

A cause des éléments lourds tels le <sup>210</sup>Pb et surtout à forte activité, le problème que rencontre ce type de détecteur vient de la pollution à long terme de la chambre par ces éléments.



Un autre appareil commercial permet de mesurer en continu l'activité volumique du radon dans l'air et dans l'eau, cet appareil s'appelle le Rad7 (Figure I- 13). Le principe de fonctionnement se base sur la collection électrostatique des émetteurs  $\alpha$  et de leur spectrométrie. Cet appareil contient un microprocesseur pour calculer l'activité volumique du radon et il pèse 5 kg. La tension dans le conducteur est très élevée (2000V). Pour avoir une mesure fiable il est conseillé de prendre en compte un délai nécessaire de trois heures pour initialiser l'algorithme.



Figure I- 13 : Le Rad7

### **III.2.2.2. Détecteurs à semi-conducteur**

Ces paragraphes ont pour objet l'étude de certaines propriétés essentielles des semi-conducteurs, indispensables pour comprendre le mécanisme de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur. Parmi ces propriétés, nous allons faire une description de l'action des particules chargées et des rayonnements électromagnétiques sur les semi-conducteurs, la création de paires électron-trou et les caractéristiques des matériaux semi-conducteurs.

### **a. L'action des particules chargées et des rayonnements électromagnétiques sur les semi-conducteurs**

Pour détecter et caractériser un rayonnement il faut comprendre le mécanisme d'interaction du rayonnement avec la matière dans laquelle il se propage ; au cours de cette interaction le rayonnement perd la totalité ou une partie de son énergie dans la matière ; cette démarche met en jeu trois types d'interactions :

- L'effet photoélectrique,
- L'effet Compton,
- La création de paires électron-positon.

On trouve une étude plus détaillée de ces trois effets dans la référence [21].

### **b. Création de paires électron-trou**

L'énergie cédée par la particule incidente à un électron du cristal semi-conducteur est plus grande que l'énergie nécessaire pour transférer cet électron de son état d'équilibre à un état excité de la bande de conduction (quelques eV), ce qui explique la création d'électrons dans des états hautement excités, car on peut avoir sur tout le long du parcours de la particule chargée du transfert des électrons de la bande de valence ou d'une bande inférieure vers la bande de conduction ou une bande supérieure. Ces électrons dans des états hautement excités ont une durée de vie très courte de l'ordre de  $10^{-12}$  s puis ils disparaissent. La production d'un grand nombre de paires électron-trou se fait au moment de la redistribution des électrons dans le bas de la bande de conduction et des trous dans le haut de la bande de valence c.à.d. au moment du retour des états hautement excités vers des états de moindre excitation. Dans le cas du silicium, on a besoin d'une énergie de 3,61 eV pour produire une paire électron-trou [22].

En général, pour produire une paire électron-trou, on a besoin d'une énergie qui est presque le triple de l'énergie d'activation intrinsèque  $E_g$  du semi-conducteur (loi de Klein [23]). Par exemple dans le cas de silicium l'énergie nécessaire pour avoir la transition de la bande de valence à la bande de conduction est de 1,12 eV à 300 K [24] et l'énergie nécessaire pour produire une paire électron-trou est  $U_{si} = 3,61$  eV. Ce supplément d'énergie s'explique

par les pertes d'énergie dues à des processus concurrents : création de phonons optiques et thermalisation [24]. Enfin, on peut avoir un nombre de paires électron-trou qui est strictement proportionnel à l'énergie cédée par la particule incidente. Mentionnons toutefois l'incidence de la température, et de la nature des particules incidentes sur la valeur de l'énergie  $U_{si}$ .

### **c. Caractéristiques des semi-conducteurs**

La première détection d'une particule alpha à l'aide d'un semi-conducteur de germanium a été mise en œuvre par MacKay en 1949 [25]. Dès lors, plusieurs expériences ont été réalisées et de nombreux laboratoires se sont intéressés au développement de détection des rayonnements par les détecteurs semi-conducteurs.

Plusieurs aspects importants caractérisent un détecteur comme la rapidité, la sensibilité, la résolution, la linéarité et l'absorption parasite. Ces aspects représentent les raisons pour lesquelles les détecteurs semi-conducteurs ont la préférence par rapport aux autres types de détecteurs.

- **Rapidité** : pour qu'un détecteur fonctionne comme détecteur rapide, il doit être polarisé en inverse. Une polarisation en directe aurait pour conséquence un courant beaucoup trop élevé. Par contre, une forte polarisation en inverse doit toujours être inférieure à la tension de claquage. Elle entraîne une bonne immunité au bruit, une augmentation de la zone désertée et nous obtenons un champ électrique important dans toute la zone intrinsèque pour que les porteurs créés atteignent très vite leur vitesse de saturation. Cette forte polarisation permet de détecter des impulsions de forte amplitude sans réduire la vitesse des porteurs, donc sans affecter la rapidité du détecteur.
- **Sensibilité** : la sensibilité est proportionnelle à l'énergie déposée par une particule chargée dans la zone désertée du détecteur. Elle est donc égale à la quantité de charge recueillie pour cette particule. Elle est indépendante de la tension de polarisation.
- **Résolution** : la résolution est un paramètre très important dans les mesures spectrométriques. Elle représente la façon dont le détecteur peut distinguer deux particules déposant leurs énergies inégales dans son volume actif. Notons que nous ne parlons pas de

la résolution de l'électronique. La résolution du détecteur concerne l'équivalence entre les énergies déposées et les hauteurs des impulsions.

- Linéarité : Il est un fait que les détecteurs semi-conducteurs montrent une meilleure linéarité pour des particules de faible énergie à des énergies modérées.

Les matériaux le plus couramment utilisés sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellure de cadmium (CdTe et CdZnTe) et l'arséniure de gallium (GaAs). Dans une moindre proportion, on retrouve quelques détecteurs à base d'iodure mercurique (HgI<sub>2</sub>). Les paramètres pour ces matériaux qui conditionnent la détection des rayonnements nucléaires et les propriétés des cristaux telles que le temps de collection des charges et l'efficacité de détection sont : le numéro atomique  $Z$ , la densité  $d$ , l'énergie d'activation intrinsèque appelée *gap* (largeur de la bande interdite), l'énergie de création de paire électron-trou  $U$ , la résistivité  $\rho$ , la mobilité des porteurs de charges  $\mu$  et le temps de vie  $\tau$  des porteurs (Tableau I- 2).

Semi-Conducteur	$Z$	$d$ (g/cm <sup>3</sup> )	gap (eV)	$E_{\text{paire}}$ (eV)	$\mu_{e^-}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$\mu_{t^+}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$\tau_{e^-}$ (s)	$\tau_{t^+}$ (s)	$\rho$ ( $\Omega$ .cm)
Ge	32	5.33	0.67	2.96	3900	1900	$> 10^{-3}$	$10^{-3}$	50
Si	14	2.33	1.12	3.62	1400	480	$10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$10^6$
CdTe	48/52	6.2	1.44	4.43	1100	100	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$10^9$
CdZnTe	48/30/52	6	1.5	5	1350	120	$10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$10^{11}$
HgI	2 80/53	6.4	2.13	4.2	100	4	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{13}$
GaAs	31/33	5.32	1.43	4.2	8000	400	$10^{-8}$	$10^{-8}$	$10^7$

**Tableau I- 2 : Caractéristiques des principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma [26]**

Le silicium ou le germanium sont les matériaux qui constituent le plus couramment ces détecteurs. En définitive, une zone semi-conductrice utile permettant de détecter une radiation avec une haute linéarité et une bonne résolution en temps doit au premier examen posséder [27] :

- Un volume sensible suffisant pour absorber la totalité du rayonnement incident,
- Des porteurs d'une durée de vie suffisante afin d'en faciliter la collection totale, c.à.d. le temps de collection qui est le temps mis par le porteur le plus lent pour traverser le semi-conducteur d'une électrode à l'autre, soit plus bref que la durée de vie des porteurs. Il faut donc le rapport suivant :  $10\tau_c \leq \tau$

- Une forte mobilité des porteurs pour diminuer le temps de collection, avec  $\tau_c = \frac{W_D}{\mu E}$ .  
 $W_D$  étant l'épaisseur de la zone de charge d'espace.
- Une haute résistivité, ce qui permet d'appliquer au détecteur un champ électrique élevé, favorable à la collection rapide des porteurs, sans, pour autant, augmenter le bruit de fond.

## IV. Les détecteurs à semi-conducteurs

### IV.1. Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur

Un détecteur semi-conducteur est composé d'une jonction PN placée entre deux électrodes. Entre les deux types de semi-conducteurs il y a formation d'une zone désertée (la zone de charge d'espace) avec un champ électrique qui empêche les porteurs majoritaires de se déplacer entre les deux jonctions. Ces deux électrodes jouent le rôle d'un contact pour assurer la polarisation inverse des deux jonctions. La Figure I- 14 représente le principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur.

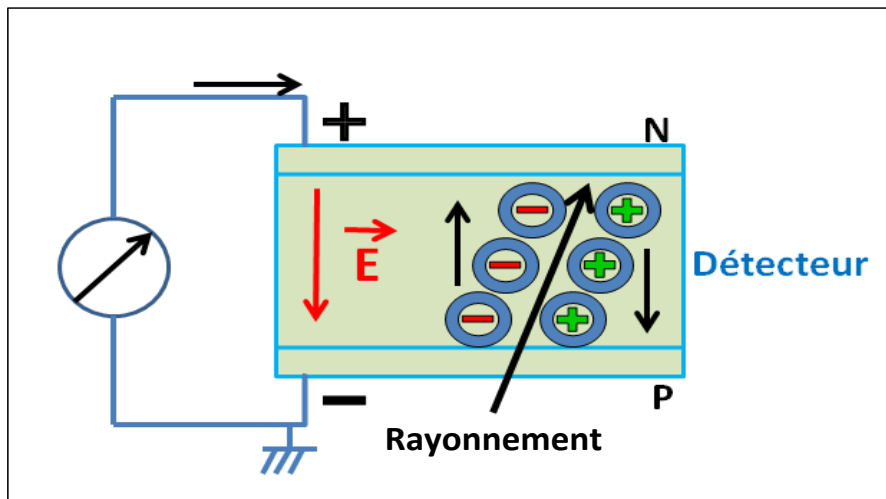


Figure I- 14 : Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur

Cette jonction est polarisée en inverse (avec la nécessité d'appliquer une tension élevée). Comme toute jonction PN, son courant en inverse est fonction d'une part des densités

de porteurs minoritaires dans les régions neutres P ou N de la diode et d'autre part de la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. Ce courant inverse augmente pendant l'interaction des rayonnements avec la diode. La cause de cette augmentation est la création de porteurs minoritaires dans les régions neutres et la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. À la suite des ionisations créées par la particule sur son passage, les charges positives et les charges négatives sont séparées sous l'action d'un champ électrique. Cela crée alors aux bornes des électrodes une impulsion électrique d'amplitude proportionnelle à l'énergie perdue par ce rayonnement [27]. C'est sur ce principe que fonctionnent les détecteurs solides à semi-conducteurs comme les jonctions Si.

## IV.2. La photodiode PIN

Historiquement, les premiers dispositifs semi-conducteurs utilisés pour la détection sont les jonctions PN (MacKay en 1951). L'inconvénient de ces dispositifs provient de la limitation de la zone désertée. Suite aux expériences, elles ont été remplacées par les diodes PIN qui ont pour but d'augmenter artificiellement la valeur de la zone désertée ( $W_D$ ) en intercalant une région intrinsèque I entre les régions de type P et N (Figure I- 15) [28].

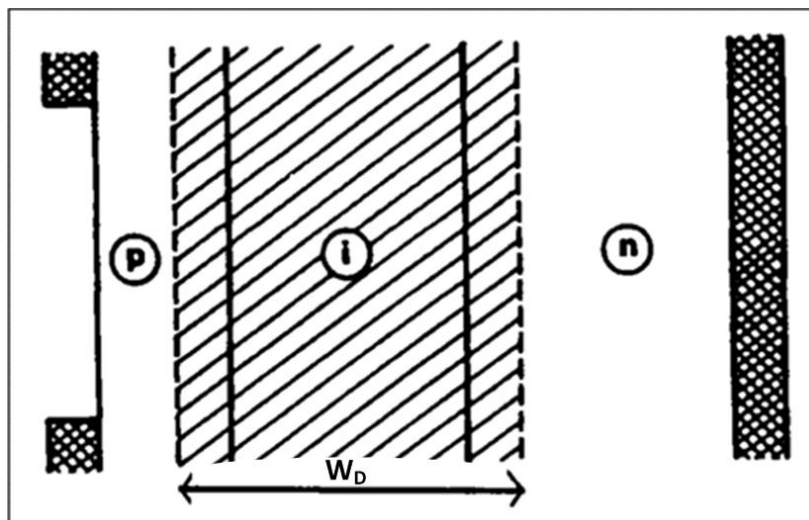


Figure I- 15 : La photodiode PIN

### IV.3. Formation du signal électrique

#### IV.3.1. Distribution des charges dans une jonction PN

Nous allons faire une étude théorique de la jonction PN polarisée en inverse afin de construire un modèle électrique de la photodiode qui servira aux simulations électroniques.

Le principe de fonctionnement d'une photodiode est illustré sur la figure suivante (Figure I- 16) :

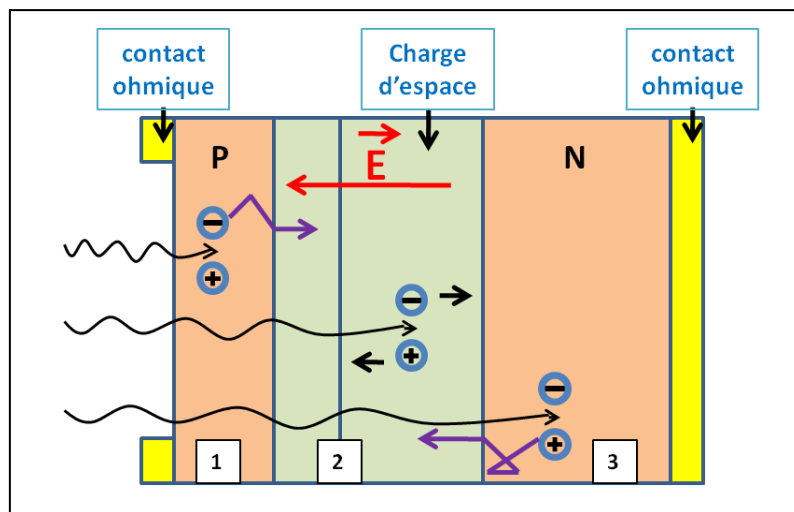


Figure I- 16 : Principe de fonctionnement d'une photodiode

Lors du passage du rayonnement incident, il y a création des porteurs dans chacune des régions 1, 2 et 3. Les paires électron-trou créées par le rayonnement dans la zone de charge d'espace (2) sont conduits par le champ électrique, puis collectées par les électrodes (l'électron se déplace vers la région de type N et le trou se déplace vers la région de type P), avec un temps de séparation très court. Ces porteurs donnent naissance à un courant de génération. D'autre part, il y a création de porteurs minoritaires dans les zones électriquement neutres (1) et (3), ces porteurs diffusent et ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ils contribuent ainsi au courant par leur diffusion. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un courant résultant  $I_r$  qui contribue au courant inverse de la diode. Les paires électron-trou collectées par les électrodes forment l'impulsion de courant à la sortie de la diode. Le temps requis pour qu'un porteur de charge traverse la zone désertée vers l'électrode s'appelle le

temps de collection de charge, ce temps est lié à la position de création de la paire électron-trou [28].

La Figure I- 17 représente une jonction PN polarisée en inverse, par une tension  $V$ , qui présente une zone désertée de tout porteur libre et de largeur  $W_D$ .

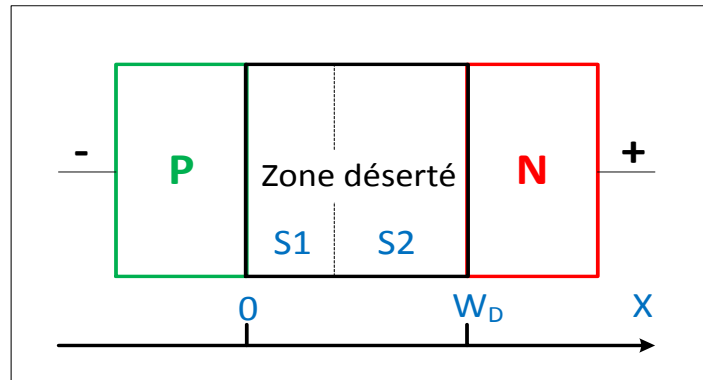


Figure I- 17 : Jonction PN polarisée en inverse

avec  $S_2$  et  $S_1$  qui sont respectivement les charges d'espace dans les parties N et P.

Au repos,  $S_1=S_2$ , les charges d'espace sont équilibrées (Figure I- 18).

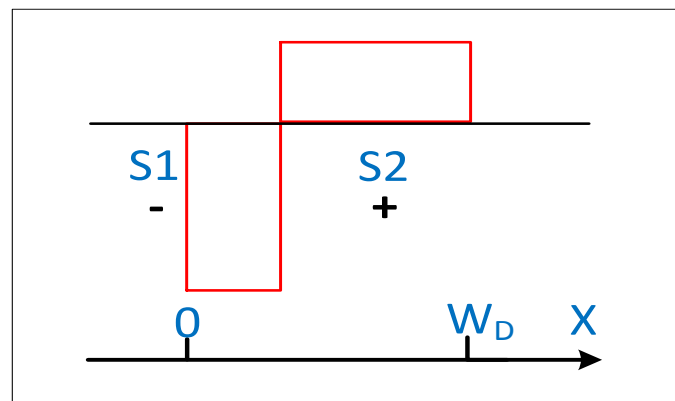


Figure I- 18 : Distribution des charges d'espace

Le champ électrique est déterminé approximativement par l'expression suivante :

$$E(x) = \frac{-2.V}{W_D} \left( 1 - \frac{x}{W_D} \right) \quad (I- 1)$$



N.B. : nous avons employé le terme « approximativement » car  $N_a \gg N_d$  alors  $X_n \gg X_p$  d'où  $W_D \approx X_n$ .

La Figure I- 19 décrit le champ électrique  $E$  et le potentiel  $V$  dans une zone de charge d'espace.

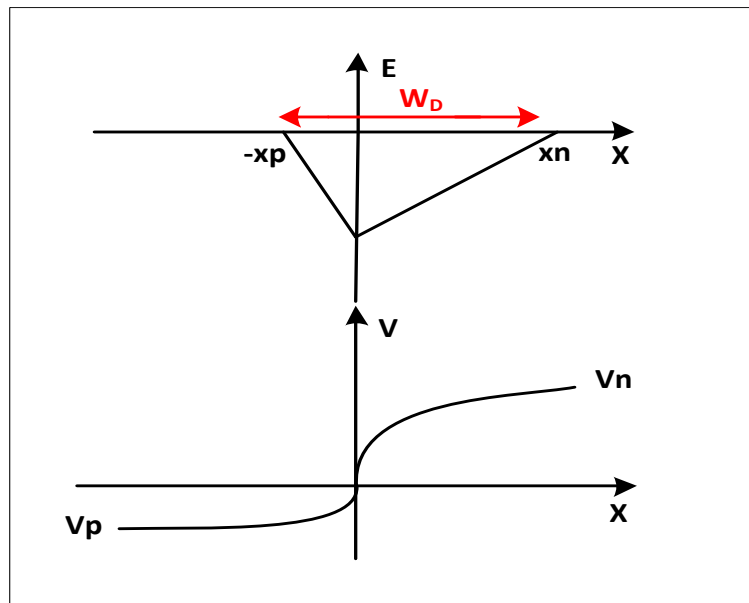


Figure I- 19 : Le champ électrique  $E$  et le potentiel  $V$  dans la zone de charge d'espace

### IV.3.2. Collection de charges

Lorsqu'une particule alpha pénètre la zone désertée d'une jonction PN elle va déposer son énergie, en se basant sur le principe d'interaction rayonnement-matière. Cette énergie apparaît sous forme de création des paires électron-trou. Pour simplifier le principe de collection de charges, nous ne prendrons en considérations qu'une seule paire électron-trou. Ensuite, sous l'action du champ électrique dans la zone désertée, cette paire électron-trou se déplace respectivement : l'électron vers l'électrode N et le trou vers l'électrode P.

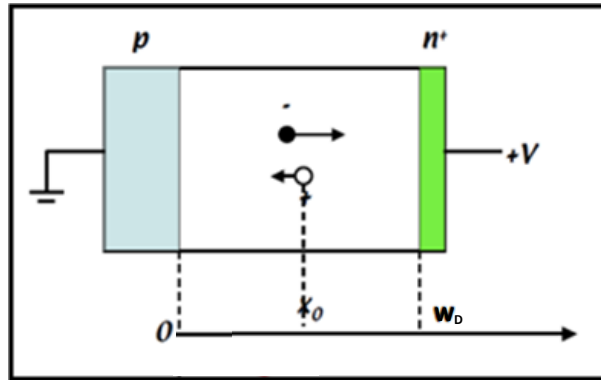


Figure I- 20 : Paire électron-trou créée en  $x_0$  dans une zone de charge d'espace

Si l'interaction a lieu en  $x_0$  (Figure I- 20), une charge est induite proportionnellement à la distance parcourue par la particule jusqu'aux bornes, soit :

$$\text{Pour un électron : } \Delta Q_e = q \frac{(W_D - x_0)}{W_D}$$

$$\text{Pour un trou : } \Delta Q_t = q \frac{x_0}{W_D}$$

avec  $q$  : la charge élémentaire =  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Coulomb.

Si on respecte la valeur de la tension qui provoque un effet d'avalanche dans le silicium, c'est à dire le champ électrique ne doit pas dépasser  $10^5$  V/m (Figure I- 21), nous pouvons considérer que la vitesse des porteurs est constante, ces vitesses de déplacement seront :

$$V_e = -\mu_e E = \frac{dx_e}{dt}$$

$$V_t = \mu_t E = \frac{dx_t}{dt}$$

$\mu_e$  et  $\mu_t$  sont respectivement la mobilité des électrons et des trous.

$$\text{où : } x_e = W_D + (X_0 - W_D)e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad \text{et} \quad x_t = W_D + (X_0 - W_D)e^{-\frac{t}{\tau_t}}$$

avec  $\tau_e = \frac{W_D^2}{2\mu_e V}$ , temps de collection des électrons et  $\tau_t = \frac{W_D^2}{2\mu_t V}$ , temps de collection des

trous.

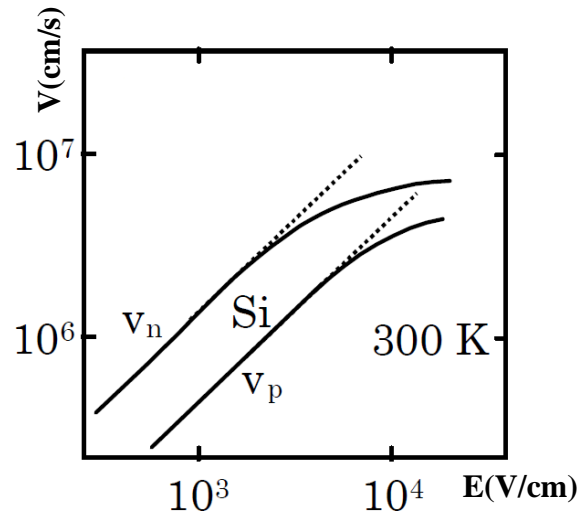


Figure I- 21 : Vitesse des porteurs dans le silicium en fonction du champ électrique E

Le déplacement de la paire électron-trou induit une variation de charge. En connaissant le temps de collection des électrons et des trous, nous obtiendrons cette variation de charge :

$$\Delta Q_e = q \frac{(W_D - X_0)}{W_D} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_e}} \right) \quad (I-2)$$

$$\Delta Q_t = q \frac{(W_D - X_0)}{W_D} \left( e^{-\frac{t}{\tau_t}} - 1 \right) \quad (I-3)$$

avec  $W_D = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (V_{inv} + V_0)}$ , profondeur de la zone désertée,

$V_{inv}$ , tension de polarisation inverse dans la jonction PN.

$V_0$ , hauteur de barrière de potentiel sans polarisation telle que :

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$$

(Une étude détaillée de la jonction PN et de ses propriétés se trouve dans [29], [30], [31], [32], [33]).

La charge totale collectée est :  $\Delta Q = \Delta Q_t + \Delta Q_e$

La forme de l'impulsion est liée à la position de l'interaction de la particule alpha avec le semi-conducteur. La localisation des paires électron-trou, pour une particule alpha, est répartie sur le long de sa trajectoire, donc sur une longueur non négligeable vis-à-vis des dimensions de la zone désertée, ce qui complique l'expression de la charge totale.

Nous allons prendre un exemple pour le calcul de l'impulsion de charges. Nous considérons :

- l'angle d'incidence des particules par rapport à la surface de la diode (incidence normale),
- $\frac{dE}{dx}$  (le transfert d'énergie linéique) constant sur toute la trajectoire de la particule dans le volume actif du détecteur,
- R la profondeur maximale du dépôt d'énergie ou parcours, avec  $R \ll W_D$ ,
- U l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou.

On considère que  $\frac{dE}{dx} \frac{1}{U}$  représente le nombre de paires électron-trou créées par unité de longueur. La forme de l'impulsion finale est obtenue par la somme des impulsions élémentaires induites tout au long du parcours R, en se basant sur les équations (I-2) et (I-3) la charge totale est de la forme :

$$\Sigma \Delta Q_e = q \frac{dE}{dx} \frac{1}{U} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_e}} \right) \int_0^R \frac{W_D - X}{W_D} dX$$

Soit

$$\Sigma \Delta Q_e = q \frac{dE}{dx} \frac{R}{U} \left( 1 - \frac{R}{2W_D} \right) \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_e}} \right) \quad (I-4)$$

On utilise le même principe pour les trous ; seule la mobilité est plus faible :

$$\Sigma \Delta Q_t = q \frac{dE}{dx} \frac{W_D}{2U} \left[ \left( 1 - \frac{R}{W_D} \right)^2 \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_t}} \right) + \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_t}} \right) \right] \quad (I-5)$$

La somme de charges des électrons et de celles des trous forme l'impulsion de charges totales collectées, soit :

$$\Delta Q = \sum \Delta Q_t + \sum \Delta Q_e \quad (I-6)$$

Dans le cas où le parcours  $R \ll W$ , parmi les deux types de porteurs dans une jonction PN, c'est la collection des électrons qui va être prépondérante. La charge induite dans ce cas s'écrit :

$$\Delta Q = Q \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_e}} \right) \quad (I-7)$$

Le courant induit s'exprime par :

$$\Delta i = I_{max} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (I-8)$$

où :  $I_{max} = \frac{Q}{\tau}$  et  $\tau = \rho \cdot \varepsilon$

avec  $\varepsilon$  : permittivité du matériau,

$\rho$  : résistivité du matériau.

Plusieurs références peuvent servir pour une meilleure compréhension du principe de fonctionnement et de la collection de charge pour les détecteurs à semi-conducteurs [33], [34], [35], [36], [37], [38].

### **IV.3.3. Détermination du schéma électrique équivalent d'un détecteur à jonction PN**

La Figure I- 22 représente le schéma électrique équivalent d'un détecteur à jonction PN non polarisé [29], [39], avec :

$C_d$  : capacité équivalente de la zone désertée,

$C_c$  : capacité parasite de la zone non désertée,

$R_d$  : résistance équivalente de la zone désertée,

$R_c$  : résistance parasite de la zone non désertée,

$R_s$  : résistance série de la diode.

Typiquement, nous avons :

$$C_d = \frac{\epsilon \cdot S}{W_D} \quad \text{où } S : \text{surface de la diode,}$$

$$100 \text{ M}\Omega < R_d < 10 \text{ G}\Omega,$$

$$C_c = \frac{\rho \cdot \epsilon}{R_c} \quad (\text{a une très grande valeur}),$$

$$R_c = \rho \frac{l - W_D}{S} \quad (\text{a une très faible valeur } \neq 0 \Omega),$$

$$R_s = 1 \Omega.$$

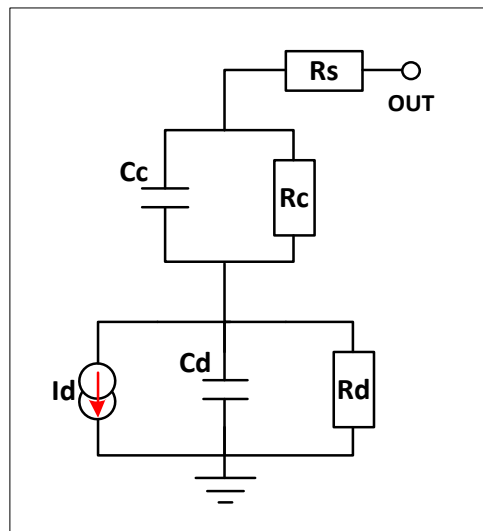


Figure I- 22 : modèle électrique complet du détecteur non polarisé

L'application d'une tension de polarisation suffisante au détecteur permet d'obtenir un schéma équivalent simplifié du détecteur polarisé (Figure I- 23). Dans ce cas,  $R_c$  et  $R_s$  deviennent négligeables et  $C_c$  devient infinie.

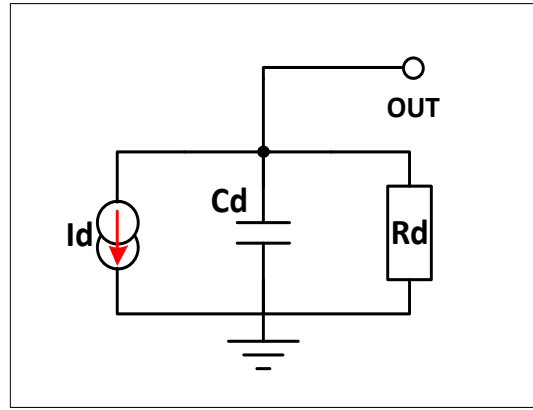


Figure I- 23 : schéma équivalent simplifié du détecteur polarisé

La Figure I- 24 montre un exemple de la forme de l'impulsion qui doit être obtenue à la sortie de la diode de détection. La source de cet exemple [40] est une étude qui a été faite pour caractériser la collection des charges. Cet exemple montre les impulsions de courant induites par les électrons dans une diode silicium après qu'elle soit irradiée par des particules  $\alpha$ . La gamme de durée des impulsions varie de 140 ns avec une tension de polarisation inverse de 100 V à 25 ns avec une tension de polarisation inverse de 400 V. Les courants varient entre 4  $\mu\text{A}$  et 8  $\mu\text{A}$ .

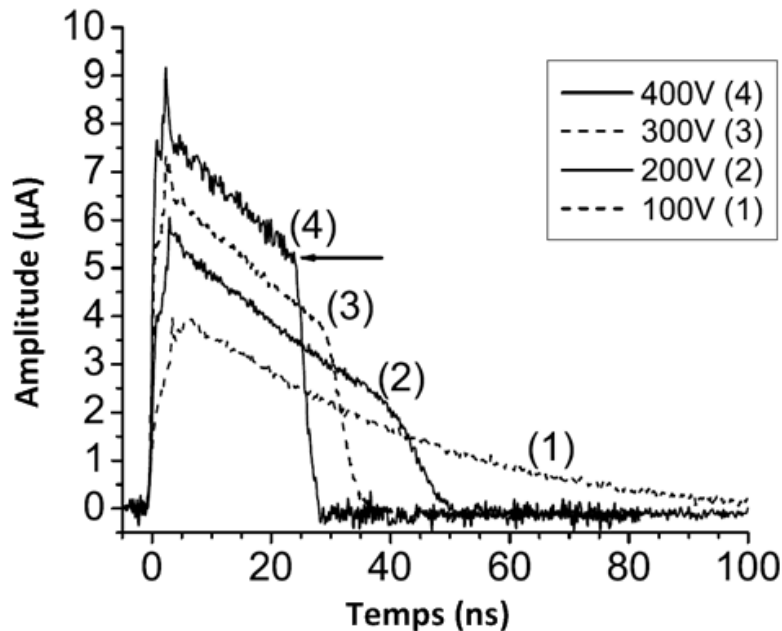


Figure I- 24 : Forme de l'impulsion à la sortie de la diode [40]

Le temps de montée de l'impulsion est très rapide ; il est suivi par une décroissance exponentielle. Cette décroissance exponentielle se termine à l'arrivée des premiers électrons à l'anode, ce qui peut être considéré comme un virage plus ou moins important dans les signaux de courant (indiqué par la flèche sur la figure). Pour des faibles tensions, le nuage de porteur de charge peut atteindre un large encombrement temporel, par conséquent, le signal tombe lentement après l'arrivée des premiers porteurs à l'électrode. Le temps de montée et de descente dépend des caractéristiques électriques et technologiques de la jonction (PN ou PIN) et de l'impédance d'entrée de la chaîne de traitement de signal.

## **V. Conclusion**

Le souci de protéger les populations des risques radiologiques que présente le radon, plus particulièrement dans les habitations, se traduit par l'apparition de textes réglementaires. Dans ce chapitre nous avons donné un aperçu général sur le radon avec présentation de différents moyens de détection et de mesures existantes, puis nous avons détaillé le principe de fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs.

Les détecteurs utilisés, jonctions PN ou PIN, polarisées en inverse permettent d'obtenir une haute résistivité dans leur zone désertée. Cette résistivité est beaucoup plus élevée que celle du matériau de base qui les compose. Une variation de la tension inverse de polarisation de la jonction modifie la profondeur de la zone désertée, ce qui permet d'adapter la zone sensible de la jonction au pouvoir pénétrant des rayonnements. Toutes les propriétés des jonctions PN, que nous venons de rappeler, peuvent nous servir, par les applications qu'on en fait dans le domaine de la détection des rayonnements.

Une modélisation électrique fiable de la diode n'est pas simple, elle dépend de plusieurs paramètres reliés entre eux. De plus, pour des raisons de confidentialité, les fabricants sont réticents à donner des valeurs précises, ce qui ne permet pas de caractériser la diode d'une



manière fiable. Des calculs théoriques ont été faits dans ce chapitre en donnant des équations approximatives pour quantifier la quantité de charge sortant de la diode.

Dans les chapitres suivants, nous allons traiter le signal électrique formé à la sortie de la diode, ce travail va être cité sous le titre « la chaîne de traitement du signal ».

## VI. Bibliographie

- 
- [1] F. Dorn, Abh. Naturforsch. Ges., 22, 155, 1900.
  - [2] A. C. George, World history of radon research and measurement from the early 1900's to today, AIP Conf. Proc., 1034, pp 20-33, 2008.
  - [3] M. M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galán, A. Pearce, X. Huang, Table of Radionuclides, vol. 4-A, pp 133 - 252, Bureau international des poids et mesures, 2008.
  - [4] H. Métivier, M. C. Robe, Le radon : de l'environnement à l'homme, Collection IPSN, EDP Sciences, 1998.
  - [5] IRSN, INERIS, Le radon, synthèse des connaissances et résultats des premières investigations en environnement minier, Rapport d'étude, 23 décembre 2008.
  - [6] D. Pellegrini, Étude de l'émanation du radon a partir de résidus de traitement de minerais d'uranium. Mise en évidence de relations entre le facteur d'émanation et les caractéristiques du matériau, Thèse de doctorat, Université de Besançon, France, n° 97 BESA 2071, 1997.
  - [7] M. C. Robé, R. Améon, IRSN, La mesure du radon. Techniques de mesure du radon dans les bâtiments et de caractérisation des sols), 1<sup>er</sup> forum national d'information ERRICCA 2 sur le radon dans les bâtiments, 20 novembre 2003.
  - [8] IRSN, Le radon, Les livrets de l'IRSN, 2006. [www.irsn.org](http://www.irsn.org)
  - [9] A. S. N., La gestion du risque lié au radon, Fiche d'information n°7, 2003. [www.asn.fr](http://www.asn.fr)
  - [10] B. Collignan, Des moyens de réduire la concentration en radon dans les bâtiments, CSTB, avril 1998.
  - [11] Impact sanitaire du radon domestique : de la connaissance à l'action, Bulletin épidémiologique hebdomadaire, n° 18-19, 2007.
  - [12] UNSCEAR (United Nation Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation), Sources to effects assessments for radon in homes and workplaces, Annexe E, 2007.

- 
- [13] ASN, Les activités nucléaires : rayonnements ionisants et risques pour la santé et l'environnement, Les actions de l'ASN, Chapitre 1, 2010.
- [14] IPSN, Le radon, Les livrets de l'IRSN, 2001.
- [15] ASN, Plan national d'actions 2011-2015 pour la gestion du risque lié au radon, 15 novembre 2011.
- [16] DGS, Circulaire n° 99-46 du 27 janvier 1999 relative à l'organisation de la gestion du risque lié au radon, Direction Générale de la Santé, 1999.
- [17] S. Darby, D. Hill, R. Doll, Radon : a likely carcinogen at all exposure, *Annual Oncology*, 12, pp 1341-1351, 2001.
- [18] AFNOR, NF M60-767 : Énergie nucléaire – Mesure de la radioactivité dans l'environnement – Air. Le radon 222 : méthodes de mesure en continu de l'activité volumique moyenne du radon dans l'environnement atmosphérique, 1999.
- [19] AFNOR, NF M60-769 : Énergie nucléaire – Mesure de la radioactivité dans l'environnement – Air. Le radon 222 : méthodes de mesure ponctuelle de l'activité volumique du radon dans l'environnement atmosphérique, 2000.
- [20] AFNOR, NF M60-766 : Énergie nucléaire – Mesure de la radioactivité dans l'environnement – Air. Le radon 222 : méthodes de mesure intégrée de l'activité volumique moyenne du radon dans l'environnement atmosphérique, avec un prélèvement passif et une analyse en différé, 2004.
- [21] A. Nachab, Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg, France, Université Chouaïb Doukkali El Jadida, Maroc, n° 4464, 13 décembre 2003.
- [22] H. Moulin, Etude et caractérisation de matériaux semi-conducteurs III-V en vue de leurs applications à la détection de rayonnements ionisants, Thèse de doctorat, Université Grenoble I, 8 novembre 1989.
- [23] C. Klein, Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors, *J. Appl. Phys.*, 39, p 2029, 1968.

- [24] D. Blanc, Les rayonnements ionisants : Détection, Spectrométrie, Dosimétrie, Masson, 1990.
- [25] K. G. MacKay, A germanium counter, Phys. Rev., 76, p 1537, 1949.
- [26] R. B. James, T. E. Schlesinger, J. Lund, M. Schieber, Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te Spectrometers for Gamma and X-ray Applications, Semiconductors and Semimetals, edited by T. E. Schlesinger and R. B. James (Academic Press, San Diego), 43, pp 335-381, 1995.
- [27] B. Brullot, H. Bouhours, C. Rubbelynck, X. Lecat, Réponses de photodiodes Silicium à des impulsions protons sub-nanosecondes, Rapport CEA- R-5768, Septembre 1997.
- [28] H. Mathieu, Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, Masson, deuxième édition, 1990.
- [29] J. Cloute-Cazala, Développement de procédés génériques pour des systèmes électroniques de mesure de radionucléides naturels, Thèse de doctorat, Université de Limoges, n° 26-1996, 1996.
- [30] J. J. Samueli, J. Pigneret, A. Sarazin, Instrumentation électronique en physique nucléaire, Masson, Paris, 1968.
- [31] O. Krasel, C. Gössling, R. Klingenberg, S. Rajek, R. Wunstorff, Measurement of trapping time constants in proton-irradiated silicon pad detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci., 51(6), pp 3055-3062, 2004.
- [32] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, A. Alberigi Quaranta, A review of some charge transport properties of silicon, Solid State Electronics, 20, pp 77-89, 1976.
- [33] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer-Verlag (New York), 1999.
- [34] H. Spieler, Semiconductor Detectors Part 2, Lectures on Detector Techniques, 30 Octobre, 1998.
- [35] Hamamatsu, Photodiode Technical Information. [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)

- [36] Hamamatsu, Characteristics of a Photodiode. [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)
- [37] IRD (International Radiation Detectors), AXUV/SXUV/UVG Salient Applications, 2010. [www.ird-inc.com](http://www.ird-inc.com)
- [38] H. Spieler, Semiconductor Detectors Part 1, Lectures on Detector Techniques, 23 Octobre, 1998.
- [39] G. Fabri, V. Svelto, Collection time and equivalent circuit of surface barrier semiconductors detectors, Nucl. Instr. Method., 35, pp 83-87, 1965.
- [40] J. Fink, H. Krüger, P. Lodomez, N. Wermes, Characterization of charge collection in CdTe and CZT using the transient current technique, Nucl. Instr. Meth. A, 560 (2), pp 435–443, 2006.



## **Chapitre II : Conception du préamplificateur de charges**





## **I. Introduction**

D'une manière générale, le principe de fonctionnement de notre capteur est de mesurer des grandeurs physiques (rayonnements) et de les transformer en grandeurs électriques c'est à dire transformer ces grandeurs en un signal facile à exploiter : une tension ou un courant électrique. D'où la nécessité de réaliser une chaîne électronique de traitement de signal.

Dans la première partie de ce chapitre nous décrivons très brièvement les blocs analogiques qui vont constituer la chaîne de traitement, le choix de la technologie CMOS dédiée pour la conception du circuit intégré (IC) et nous étudions les différentes zones de fonctionnement d'un transistor MOS à canal P et à canal N. Les différents types de bruit dans les dispositifs électroniques sont enfin rappelés.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous étudions en détail le préamplificateur de charges en allant du choix de la topologie de base jusqu'à la conception en décrivant les montages de base constituant ce circuit, leurs avantages et leurs défauts. Pour des contraintes industrielles, ce préamplificateur de charges doit avoir une polarisation unipolaire comprise entre 0 et 3 volts. Nous allons déterminer les différentes dimensions à donner aux transistors. Des simulations réalisées à l'aide d'un logiciel de CAO (Cadence) valideront le bon fonctionnement du circuit. Nous étudions principalement la réponse en fréquence et la réponse transitoire. Nous détaillons également les améliorations apportées à travers la conception de différentes versions de préamplificateur de charges. Nous terminons cette partie par la présentation des résultats de simulation et du layout du préamplificateur de charges.



**Partie A : Rappels généraux sur le traitement  
de signal électrique utilisé en instrumentation  
nucléaire, la technologie CMOS et le bruit**

## II. Généralité sur la chaîne de traitement

La conception et la simulation amenant à la réalisation de la chaîne de traitement de signal en électronique intégrée constitue le cœur de ce travail. L'objet de notre étude est de réaliser un nouveau système destiné à la mesure de l'activité volumique du radon en temps réel. Les différents blocs analogiques ont été développés avec une électronique qualifiée de faible bruit et de faible consommation. Une telle chaîne de mesure doit contenir les éléments suivants (Figure II- 1) :

- Un préamplificateur de charges dont nous justifierons le choix plus tard : son rôle est d'assurer la conversion (courant-tension) après la sortie du détecteur, en intégrant l'impulsion de courant provenant de la jonction afin d'obtenir à sa sortie une impulsion de tension dont l'amplitude maximum est proportionnelle à l'énergie déposée dans la jonction par une particule ionisante (par exemple : une particule  $\alpha$ ).
- Un bloc de filtrage autrement appelé circuit de mise en forme « CMF » : ce bloc est constitué de plusieurs intégrateurs et dérivateurs (circuits R-C) accompagnés par des amplificateurs à gain ajustable. Le but de ce bloc est de maximiser le rapport signal sur bruit et de réduire l'encombrement temporel de l'impulsion après la sortie du préamplificateur. Il permet d'obtenir une impulsion amplifiée de tension d'une durée très courte de forme semi-gaussienne ; cela nous permet de limiter les risques d'empilement et donc les erreurs de comptage. Nous allons détailler le CMF dans le chapitre suivant.
- Un discriminateur niveau bas : il fonctionne comme un comparateur à seuil permettant d'assurer la conversion analogiques/logiques du signal, de compter, d'enregistrer et de rejeter les impulsions non désirées.

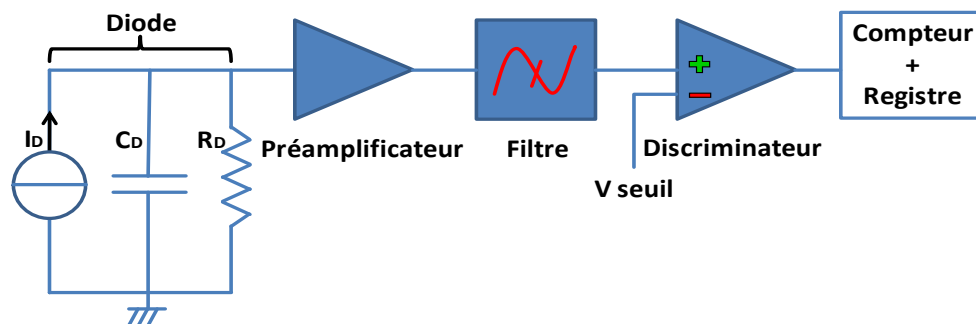


Figure II- 1: Chaîne de mesure associée aux détecteurs

Avant d'étudier en détail la chaîne de traitement, plusieurs termes constituant le système de mesure sont à définir :

- La diode (jonction PN) ou la photodiode (jonction PIN) : composant semi-conducteur, fournit le signal initial (collection de charges),
- Le détecteur : constitué de la jonction (PN ou PIN),
- Le capteur : composé du détecteur fixé sur le dispositif support des électrodes destinées à créer le champ de collection des aérosols. Un capteur radon est représenté par un disque. Son centre contient le détecteur (à la masse) et son contour représente une électrode polarisée avec une tension donnée. Cela crée un champ électrique dont l'orientation va du contour vers le centre (le détecteur) en couvrant un volume convenable. Grâce à ce champ électrique, nous pouvons collecter les aérosols dans l'espace et par conséquent, mesurer l'activité volumique du radon dans l'air de manière optimisée (Figure II- 2).
- Le dispositif (de mesure) : il s'agit de l'ensemble capteur avec l'électronique intégrée de traitement de signal.

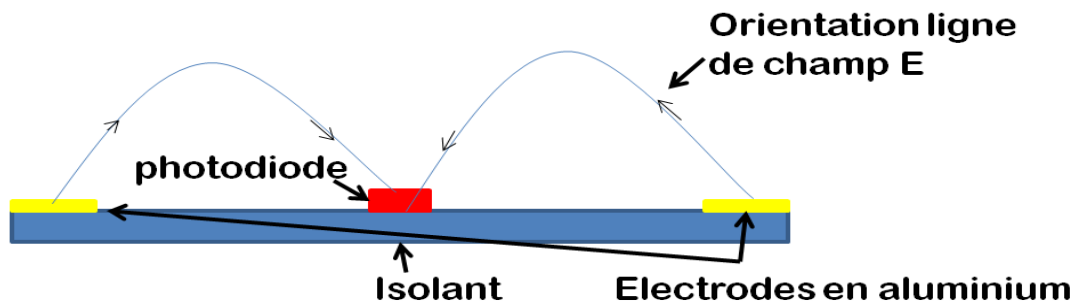


Figure II- 2 : Système de collection d'aérosol (capteur radon)

### III. Choix de la technologie utilisée

Le choix de la technologie utilisée [1] est guidé par le cahier des charges. Le meilleur compromis pour la réalisation de notre électronique intégrée doit prendre en compte les critères suivants :

- Faible consommation,

- Fonctionnement sur une tension de polarisation de batterie (3 Volts),
- Facilité de l'intégration des différentes composantes,
- Assemblage de plusieurs chaînes de traitement sur un même substrat.

La technologie CMOS représente le meilleur compromis pour la réalisation de notre électronique intégrée<sup>1</sup>. Elle permet l'intégration des différents éléments de la chaîne de traitement sur le même substrat. Le tableau Tableau II- 1 compare les trois types de technologies existantes.

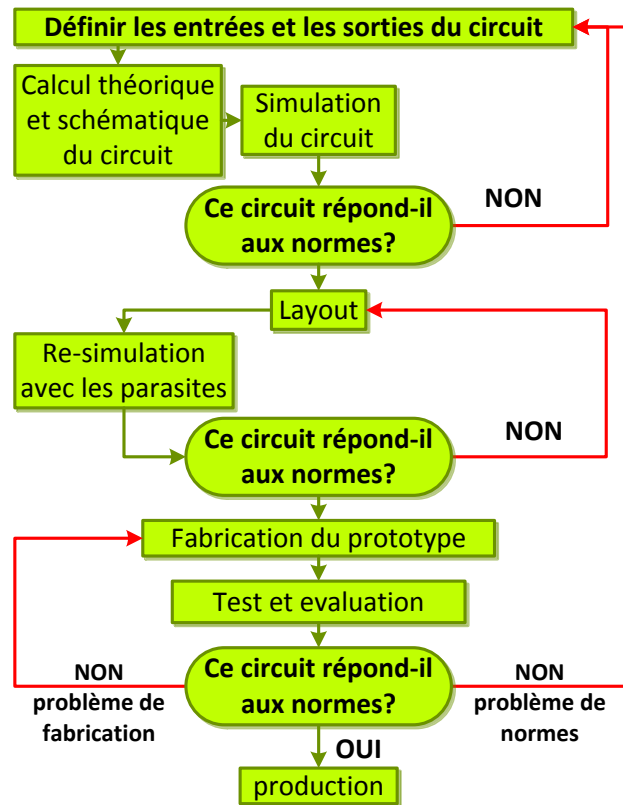


Figure II- 3 : Organigramme pour la conception analogique en technologie CMOS [2]

Nous avons étudié la réalisation des fonctions analogiques en technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$  effectuant le traitement de signal et le comptage des impulsions (détection alpha) provenant du capteur radon. (N.B. : la tension nominale de la technologie CMOS 0,35 $\mu\text{m}$

<sup>1</sup> Notamment en terme de coût.

utilisée est de 3,3 volts). Le flot de conception est passé par la détermination des entrées et sorties du circuit, l'étude théorique, la simulation électrique du circuit, le layout du circuit, la post-simulation en introduisant les différents types de parasites, la fabrication et le test. L'organigramme de ce flot est schématisé dans la Figure II- 3.

	<i>Bande passante</i>	<i>consommation</i>	<i>Intégration</i>	<i>Coût</i>
<i>Bipolaire</i>	++	--	++	-
<i>Effet de champ</i>	+	++	--	-
<i>CMOS</i>	+	++	++	++

Tableau II- 1 : Récapitulatif de l'adéquation des différentes technologies avec notre application [3]  
(N.B. : les + représentent une bonne adéquation avec nos besoins)

#### IV. Généralité sur le fonctionnement et les applications d'un transistor MOS

Le principe de fonctionnement d'un transistor MOS (Métal-Oxyde-Semi-conducteur) repose sur l'effet du champ. Nous n'allons pas rentrer en détail dans la physique des transistors MOS car ce n'est pas le but de notre étude, mais seulement rappeler très brièvement le principe de fonctionnement de deux types de transistor MOS (transistor à canal N « NMOS » et transistor à canal P « PMOS »), en donnant les équations de base permettant à chaque transistor de fonctionner dans la zone désirée. Chaque transistor MOS est caractérisé par une tension de seuil  $V_T$ . La Figure II- 4 représente la caractéristique statique d'un transistor MOS.

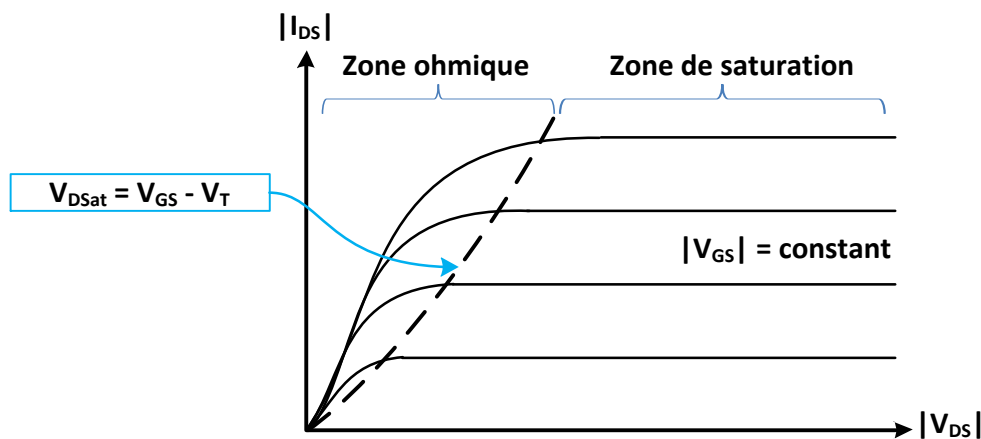


Figure II- 4 : Caractéristique statique d'un transistor MOS

## IV.1. Le transistor MOS fonctionnant en zone de saturation

La zone de saturation est représentée sur la Figure II- 4. Cette zone sera la zone la plus intéressante pour la polarisation de notre montage. Dans cette zone le courant  $I_{DS}$  est quasi indépendant de  $V_{DS}$ . Les circuits de polarisation en miroir et source de courant mettent en œuvre des transistors en saturation. De plus, cette zone est également une zone d'amplification. Les transistors réalisant l'amplification devront donc être aussi en saturation.

### IV.1.1. Le NMOS

La conduction se fait par le déplacement des électrons dans le canal. Pour qu'un NMOS fonctionne il faut d'abord avoir  $V_{GS} \geq V_T > 0$ , il apparaît alors une couche de type N au voisinage de l'isolant : le canal est induit par inversion de conductivité à la surface du substrat de type P. Cette zone d'inversion établit la conduction entre le drain et la source dès qu'une tension  $V_{DS}$  positive est appliquée entre ces deux électrodes. Les électrons mobiles présents dans le canal sont drainés et cela crée un courant qui circule du drain vers la source. Le transistor NMOS est représenté dans la Figure II- 5.

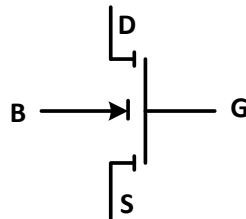


Figure II- 5 : Schéma d'un transistor NMOS

Le transistor NMOS fonctionne en saturation lorsque :  $V_{DS} > V_{GS} - V_T$

Le courant de saturation est alors :

$$I_{DS} = \frac{1}{2} K'_n \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2 \quad (II- 1)$$

avec  $W$  : largeur de la grille,

$L$  : longueur de la grille,

$K'_n$  : constante fournie par le fondeur.



### IV.1.2. Le PMOS

Ce type de transistor a le même principe de fonctionnement qu'un transistor NMOS en remplaçant les électrons par les trous. Il se crée alors un canal de conduction rempli de trous mobiles à la surface du substrat de type N. Lorsqu'on applique une tension  $V_{DS} < 0$ , les trous présents dans le canal sont alors envoyés du drain vers la source et créent donc un courant allant de la source vers le drain. Pour un bon fonctionnement du transistor PMOS on doit avoir  $V_{GS} \leq V_T < 0$ . Le transistor PMOS est représenté dans la Figure II- 6.

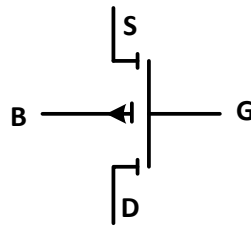


Figure II- 6 : Schéma d'un transistor PMOS

Le transistor PMOS fonctionne en saturation lorsque :  $V_{DS} < V_{GS} - V_T$

Le courant de saturation est alors :

$$I_{DS} = -\frac{1}{2} K_p' \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2 \quad (II-2)$$

avec W : largeur de la grille,

L : longueur de la grille,

$K_p'$  : constante fournie par le fondeur.

### IV.2. Le transistor MOS fonctionnant en zone ohmique

Cette zone est représentée dans la Figure II- 4. La caractéristique  $I_{DS}$  en fonction de  $V_{DS}$ , tracée à  $V_{GS}$  constant, est quasi linéaire. La condition de fonctionnement en zone ohmique est :

Pour un NMOS :  $V_{DS} < V_{GS} - V_T$

Pour un PMOS :  $V_{DS} > V_{GS} - V_T$

Le courant  $I_{DS}$  dans une zone ohmique sera :

$$I_{DS} = K' \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2}) V_{DS} \quad (II-3)$$

Elle est assimilée à une droite dont la pente représente une conductance. On pourra donc obtenir une tension  $V_{DS}$  quasi constante à condition que le courant  $I_{DS}$  ait une très faible variation. Pour résumer les conditions de fonctionnement d'un transistor MOS, voici un tableau qui compare les deux types de transistor MOS (Tableau II- 2).

	NMOS	PMOS
<i>Inversion de population</i>	$V_{GS} \geq V_T > 0$	$V_{GS} \leq V_T < 0$
<i>Condition de saturation</i>	$V_{DS} > V_{GS} - V_T$	$V_{DS} < V_{GS} - V_T$
<i>Courant de saturation</i>	$I_{DS} = \frac{1}{2} K'_n \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2$	$I_{DS} = -\frac{1}{2} K'_p \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2$

Tableau II- 2 : Résumé de quelques paramètres concernant les transistors NMOS et PMOS

### IV.3. Les sources de courant

Une source de courant peut être réalisée avec des transistors MOS pour délivrer un courant indépendant de la tension à ses bornes. Dans une technologie CMOS nous pouvons réaliser deux types de source de courant, une source de courant avec un transistor de type N lorsque sa source est connectée à  $V_{SS}$  (Figure II- 7), une autre source de courant avec un transistor de type P lorsque sa source est connectée à  $V_{DD}$  (Figure II- 8). Notons qu'il faut calculer la tension de la grille nécessaire pour faire fonctionner chaque type de transistor dans sa zone de saturation.

#### IV.3.1. Source de courant avec un transistor NMOS

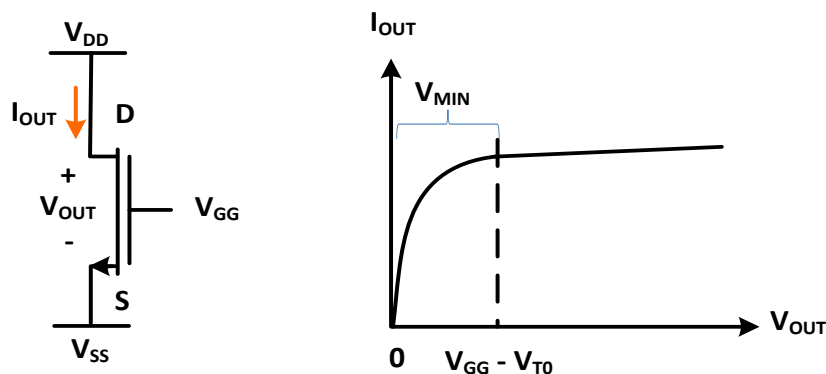


Figure II- 7 : Source de courant de type NMOS

Pour mettre ce transistor en saturation il faut que :  $V_{OUT} \geq V_{GG} - V_{T0}$

Avec  $V_{T0}$  la tension de seuil du transistor lorsque le substrat et la source sont reliés.

#### IV.3.2. Source de courant avec un transistor PMOS

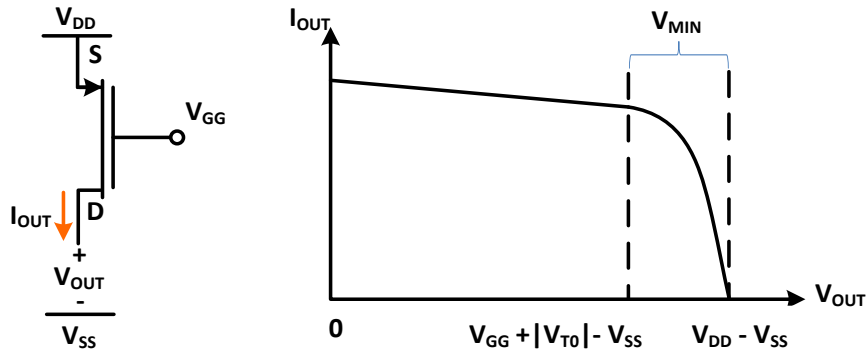


Figure II- 8 : Source de courant de type PMOS

Pour mettre ce transistor en saturation il faut que :  $V_{OUT} \leq V_{GG} + |V_{T0}| - V_{SS}$

Dans les deux cas la résistance de sortie de la source de courant est  $R_{OUT} = 1/g_{DS}$

#### IV.4. Les miroirs de courant

Les miroirs de courant peuvent être réalisés avec des NMOS (Figure II- 9). Lorsque le potentiel des grilles est le même, les courants de drain qu'ils délivrent sont égaux. On a donc la possibilité de créer plusieurs sources de courant à partir d'une seule. En jouant sur les dimensions des transistors, on peut faire délivrer à chaque nouvelle source le courant désiré. Lorsque les transistors  $M_1$  et  $M_2$  sont en saturation les courants s'écrivent :

$$I_1 = I_{DS1} = \frac{1}{2} K'_n \frac{W_1}{L_1} (V_{GS1} - V_{T0})^2$$

$$I_2 = I_{DS2} = \frac{1}{2} K'_n \frac{W_2}{L_2} (V_{GS2} - V_{T0})^2$$

Or  $V_{GS1} = V_{GS2}$  donc :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{W_1/L_1}{W_2/L_2} \quad (II-4)$$

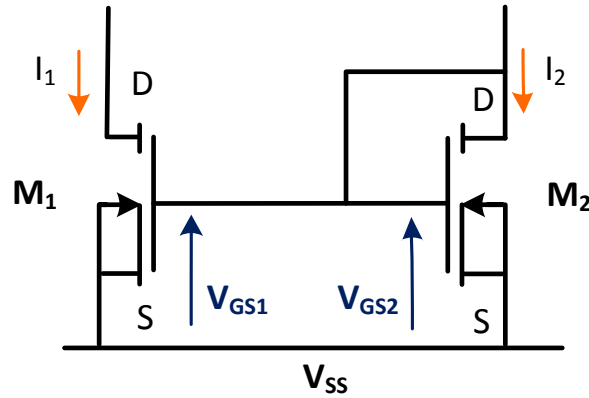


Figure II- 9 : Miroir de courant de type NMOS

De même, les miroirs de courant peuvent être réalisés avec des PMOS (Figure II- 10) :

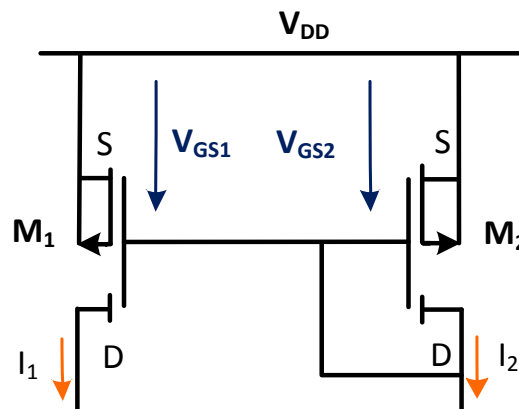


Figure II- 10 : Miroir de courant de type PMOS

Dans la zone de saturation, le seul changement que nous devons effectuer dans les expressions des courants circulant dans les transistors de type PMOS par rapport à celles circulant dans les transistors de type NMOS est  $K'_n$  qui doit être remplacé par  $K'_p$ . Par conséquent, l'équation II-4 ne change pas.

#### IV.5. Schéma équivalent petit signal d'un transistor MOS

Le schéma équivalent petit signal des transistors que nous allons utiliser est représenté dans la Figure II- 11. Il est assez simplifié et il prend en compte les effets capacitifs sur les

différents accès du transistor MOS. Cette modélisation permet une approche analytique. Les modèles plus complexes sont utilisés par les simulations.

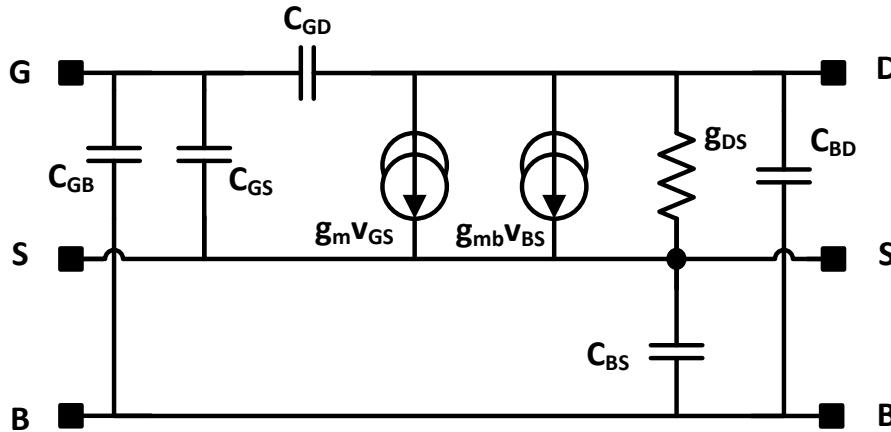


Figure II- 11 : Schéma équivalent petit signal d'un transistor MOS [4]

## V. Les sources de bruit dans les circuits électroniques

Le bruit [5] représente les perturbations électroniques qui interfèrent avec le signal attendu. Tout dispositif électronique est influencé par des perturbations dues à un déplacement aléatoire de charges électriques. Ces perturbations électroniques peuvent être très gênantes sur les performances d'un circuit, mais tout dépend de l'application et de la fonction électronique réalisée. Pour prendre en compte le bruit lors de la conception des différents dispositifs électroniques il est très important de connaître ses origines. Il existe trois sources différentes de bruit, présents dans la plupart des éléments électroniques [1] :

- Bruit thermique,
- Bruit  $1/f$  (tension de bruit à basse fréquence),
- Bruit de grenaille.

Tout d'abord, nous allons définir la bande passante de bruit et ensuite nous décrirons séparément les trois différents types de bruit.

## V.1. Bande passante de bruit

La Bande passante du bruit [5] n'est pas la même que celle couramment utilisée pour « la bande passante à -3 dB ». Il y a une définition de la bande passante des signaux et une autre pour le bruit. La bande passante d'un amplificateur ou d'un circuit accordé est classiquement définie comme la bande de fréquences entre les points de la demi-puissance, les points sur l'axe des fréquences, où la transmission du signal a été réduite de 3 dB de sa valeur de référence maximale. La réduction de 3 dB représente une perte de 50% dans le niveau de puissance et correspond à un niveau de tension égale à 0,707 de la tension à la fréquence de référence.

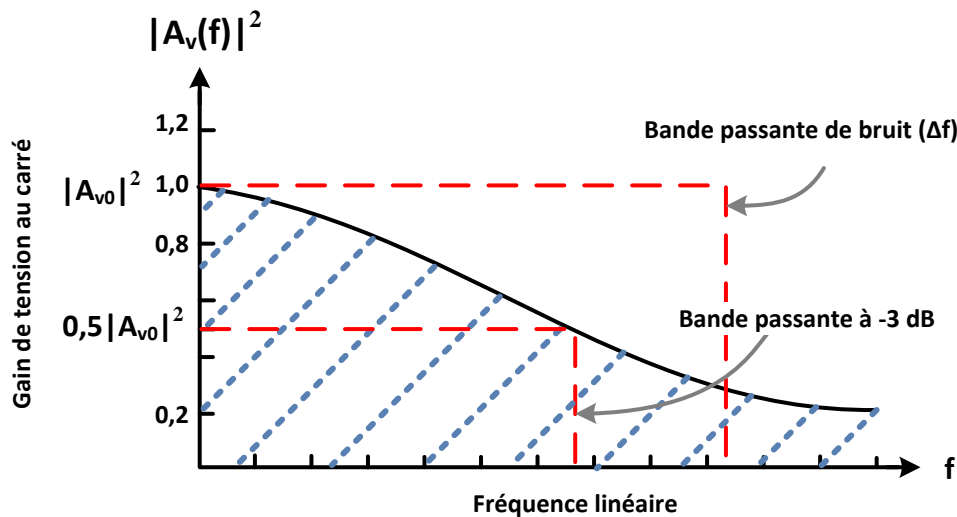


Figure II- 12 : Définition de la bande passante du bruit

La bande passante du bruit,  $\Delta f$ , est la plage de fréquences d'une courbe de gain de puissance de forme rectangulaire égale dans sa surface à la surface du gain de puissance réelle (Figure II- 12). La bande passante de bruit est l'aire sous la courbe de puissance, c'est l'intégrale de la courbe de gain en puissance en fonction de la fréquence, divisé par l'amplitude maximale du pic de la courbe. Ceci peut être indiqué sous forme de cette équation :

$$\Delta f = \frac{1}{G_0} \int_0^{\infty} G(f) df \quad (II-5)$$

avec  $G_0$  : valeur maximal du gain en puissance,  
 $G(f)$  : gain en puissance en fonction de la fréquence.

En général, nous pouvons connaître le comportement en fréquence du gain en tension du système, ainsi le gain en puissance est proportionnel au carré du gain en tension, la bande passante équivalente de bruit peut aussi être écrite comme :

$$\Delta f = \frac{1}{A_{V0}^2} \int_0^{\infty} |A_V(f)|^2 df \quad (II-6)$$

avec  $A_{V0}$  : la valeur maximale du gain en tension,  
 $|A_V(f)|$  : le module du gain en tension.

## V.2. Bruit thermique

Le bruit thermique est appelé aussi bruit de Johnson ou bruit de Nyquist [5]. Il peut être représenté par un générateur de tension de bruit en série avec une résistance non bruitée ou bien par une source de courant en parallèle avec une résistance non bruitée (Figure II- 13). La raison fondamentale de ce bruit est la fluctuation thermique de la distribution des électrons dans un conducteur (agitation thermique).

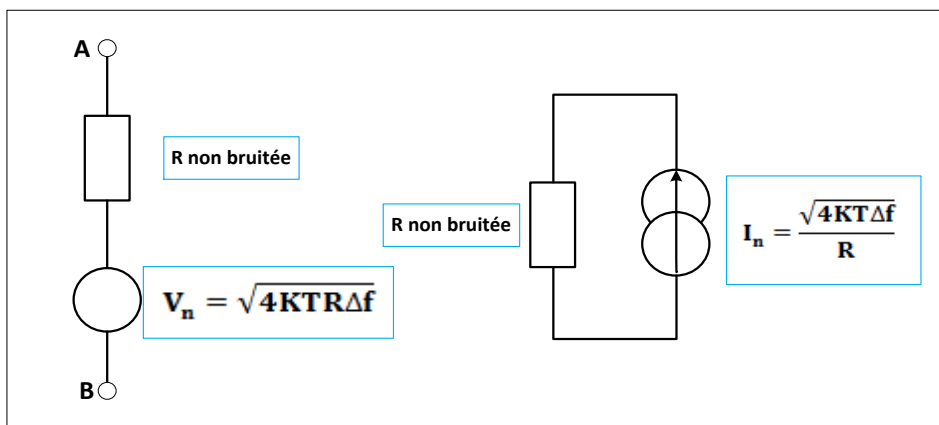


Figure II- 13 : Modélisation du bruit thermique

La densité spectral du bruit thermique donné par [6] :

$$V_n^2 / \Delta f = 4KTR \left( V^2 / \text{Hz} \right) \quad (II-7)$$

avec  $\Delta f$  : la bande passante de bruit,  
 $K$  : la constante de Boltzmann,  
 $T$  : la valeur absolue de la température.

### **V.3. Bruit à basse fréquence ou bruit en 1/f**

Le bruit à basse fréquence ou bruit en 1/f [1], [5], [7] possède plusieurs propriétés. Son nom provient du fait que sa densité spectrale est inversement proportionnelle à la fréquence. Malheureusement, même si ce type de bruit est présent dans la plupart des appareils électroniques, ses sources ne sont pas complètement définies. Elles peuvent être dues à des mécanismes différents. La cause principale du bruit en 1/f dans les dispositifs semi-conducteurs est fonction des propriétés du matériau (par exemple : la génération et la recombinaison des porteurs dans les dispositifs semi-conducteurs). Les composants électroniques basés sur la technologie MOS sont les plus touchés par ce bruit. Ce type de bruit est toujours associé à un flux de courant continu avec une densité spectrale de la forme [6] :

$$i_f^2 = K_l I^a / f^b \Delta f \quad (II-8)$$

avec  $I$  : courant continu parcourant l'élément considéré (A),  
 $K_l$  : constante relative au dispositif considéré (W),  
 $\Delta f$  : bande passante de bruit (Hz).  
 $a$  : constante comprise entre 0,5 et 2,  
 $b$  : constante approximativement égale à 1.



### V.4. Bruit de grenaille

Le bruit de grenaille [1] est une conséquence de la nature discrète de la charge électrique et représente la fluctuation statistique dans le nombre de porteurs de charge qui constituent une charge  $Q = Nq$ . Il apparaît dans les éléments qui comportent des jonctions comme les transistors ou les diodes. Il est assimilé à un courant de bruit [5], [6], [8] tel que :

$$i_n^2 = 2qI_d\Delta f \quad (II-9)$$

avec  $q$  : charge d'un électron ( $1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$ ),

$I_d$  : valeur du courant de la jonction PN (A),

$\Delta f$  : bande passante de bruit (Hz).

Notons que le bruit de grenaille nécessite la présence d'un flux de courant provoqué par une source d'alimentation externe, tandis que le bruit thermique est présent dans les dispositifs sans polarisation. Le bruit de grenaille est représenté dans la Figure II- 14, il est assimilé à une source de courant en parallèle avec une diode.

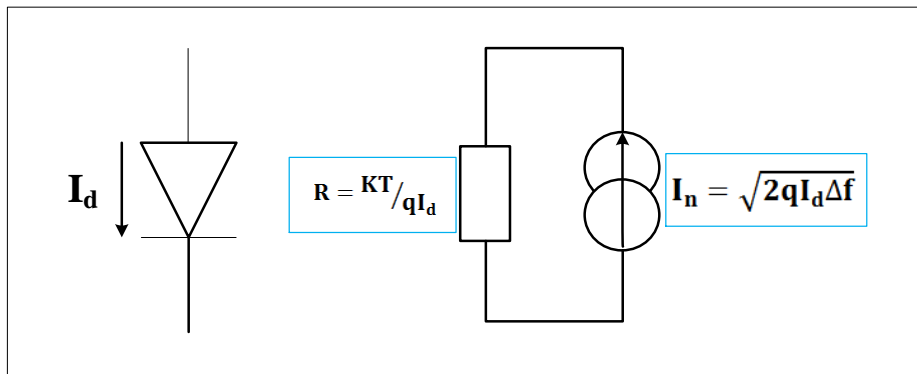


Figure II- 14 : Modélisation du bruit de grenaille

## VI. Les sources de bruit dans les transistors MOSFET

Les sources de bruit dans un transistor MOS sont les suivantes [9] :

- Bruit thermique dans le canal drain-source,

- Bruit  $1/f$ ,
- Bruit dû à la résistivité de la grille,
- Bruit dû à la résistance du substrat,

Pour la majorité des applications, seuls les deux premiers sont importants. Les autres sources de bruit doivent être prises en compte pour les applications à très faible bruit.

### **VI.1. Bruit thermique dans le canal drain-source**

Dans un transistor MOS le canal drain-source se situe sous la grille. Le courant circule entre le drain et la source à travers ce canal résistif existant entre les deux. Le bruit thermique dans le canal se produit par le mouvement aléatoire de ses porteurs minoritaires. Dans le cas extrême où la tension drain-source  $V_{DS} = 0$  V, le canal peut être traité comme une résistance homogène. En accord avec le théorème de Nyquist [10], le bruit dans le canal est donnée par l'équation suivante [8] :

$$i_d^2 = 4kTg_{DS0} \quad (II-10)$$

avec  $k$  : constante de Boltzman,

$T$  : la température,

$g_{DS0}$  : la conductance de canal à  $V_{DS} = 0$ V.

Normalement, la tension  $V_{DS}$  est différente de 0 V. La tension  $V_{GS}$  est plus grande que la tension  $V_{GD}$ . Par la suite, le canal n'est plus considéré conducteur à proximité de la source, par rapport au drain. En conclusion, la résistance dans le canal n'est plus une résistance homogène. Pour calculer le bruit, le canal doit être divisé en petites parties ( $\Delta x$ ) comme illustré sur la Figure II- 15.

Le bruit doit être calculé pour chacune de ces petites distances  $\Delta x$  en faisant l'intégration par la suite sur toute la longueur du canal. Lorsque le MOS est polarisé dans sa zone de saturation, le courant de bruit provenant du drain est [8] :

$$i_d^2 = \frac{2}{3} 4kT \mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T) = 4kT \frac{2}{3} g_m \quad (II-11)$$

avec  $g_m$  : transconductance du transistor MOSFET,

$W$  : largeur du transistor MOSFET,

$L$  : longueur du transistor MOSFET,

$C_{ox}$  : capacité d'oxyde par unité de surface,

$\mu$  : mobilité des porteurs.

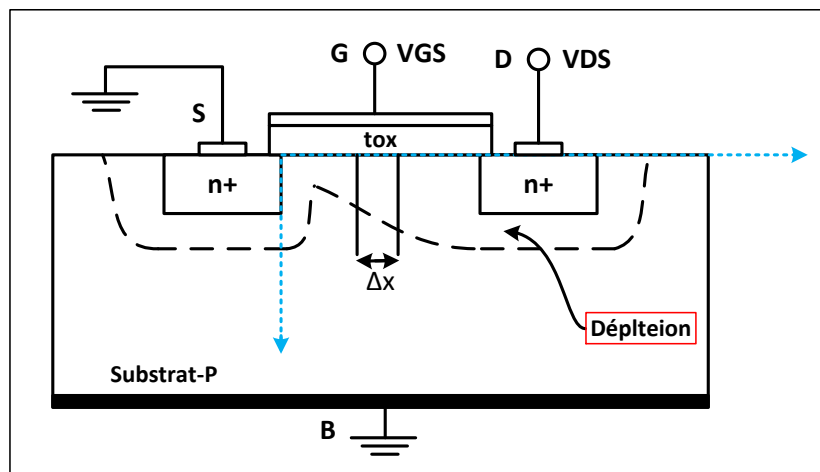


Figure II- 15 : Coupe transversale pour un transistor NMOS

## VI.2. Bruit en 1/f dans les transistors MOS

Les origines physiques de ce bruit sont multiples et complexes [1], [8], [11]. Il faut souligner l'importance des pièges à l'interface oxyde-semi-conducteur mais également les fluctuations de mobilité qui jouent un grand rôle. Le résultat est l'apparition d'une densité spectrale de bruit très élevée pour les basses fréquences et une proportionnalité à l'inverse de

la surface du dispositif. Les effets de ce bruit sont, par principe, dans le domaine des basses fréquences. Ce bruit équivalent en  $1/f$  devient [8] :

$$V_f^2(f) = \frac{K_F}{2\mu LWC_{ox}^2 f} = \frac{K_f}{LWC_{ox}^2 f} \quad (II-12)$$

Où  $K_F$  est la constante de bruit et  $K_f = K_F/2\mu$ . En général, cette constante est quatre fois plus importante pour un transistor NMOS que pour un transistor PMOS. Cette expression (équation II-12) est très utilisée pour la conception d'amplificateur CMOS faible bruit.

### **VI.3. Autres sources de bruit supplémentaires**

Dans les applications à très faible bruit d'autres sources de bruit peuvent être importantes. Ces sources sont [8] :

- Le bruit thermique associé à la résistance de la grille  $R_g$ ,
- Le bruit thermique associé à la résistance du substrat  $R_b$ ,
- Le bruit de grenaille associé au courant de fuite dans les jonctions drain-substrat et source-substrat.

Parce que le courant de fuite est toujours beaucoup plus petit que le courant du drain  $I_{DS}$ , son effet est toujours négligeable. Par contre, si nous ne prenons pas de précautions particulières durant le dessin du masque (le layout), les bruits dus à  $R_g$  et  $R_b$  peuvent générer un bruit plus important que le bruit thermique attendu.

#### **VI.3.1. Bruit de la résistance du polysilicium de la grille**

Pour calculer le bruit dû à la résistance du polysilicium de la grille, nous utilisons les mêmes procédures que celles déjà utilisées pour le calcul du bruit thermique dans le canal d'un transistor MOS. Pratiquement, la structure d'interdigitée (Figure II- 16) est la plus utilisée pour un transistor MOS avec un rapport  $W/L$  très grand. Les avantages de cette structure sont :

- La diminution des capacités  $C_{BS}$  et  $C_{BD}$ .
- L'optimisation géométrique des composants (plus compact).

La largeur  $W$  du canal de cette structure est divisée en  $n$  bandes de polysilicium avec une largeur égale à  $W_i = W/n$ . Les deux extrémités des bandes sont connectées à des bandes d'aluminium (Al) pour des raisons de faible bruit. La résistance de l'Al est d'environ  $0,1 \Omega/\text{carrée}$ , la valeur de celle du polysilicium est d'environ  $10 \Omega/\text{carrée}$ . La contribution du bruit de l'Al est négligeable par rapport à la contribution du polysilicium.

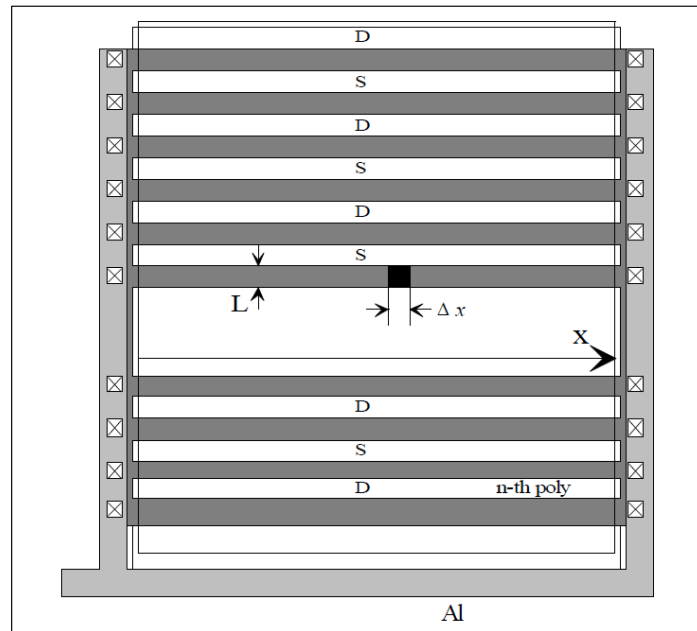


Figure II- 16: Structure d'interdigité d'un transistor MOS

Le bruit thermique de la section  $\Delta x$  est, selon le théorème de Nyquist :

$$\Delta V_x = 4KT\rho_{sq} \frac{\Delta x}{L} \quad (II- 13)$$

Où  $\rho_{sq}$  : la résistance par carrée du polysilicium de grille,

$L$  : la longueur du canal.

La fluctuation de tension  $\delta V(x)$  dans la  $i^{\text{ème}}$  bande est donnée par :

$$\begin{aligned} \delta V(x) &= \delta V(0) - \frac{x}{W_i} \Delta V_x & \text{Pour} & & 0 < x < x_0 \\ \delta V(x) &= \delta V(W_i) + \frac{W_i - x}{W_i} \Delta V_x & \text{Pour} & & x_0 < x < W_i \end{aligned}$$

Les deux extrémités de la bande de polysilicium sont court-circuitées par l'intermédiaire d'Al. Par conséquent nous pouvons écrire que  $\delta V(0) = \delta V(W_i) = 0$ . Les fluctuations de courant de drain dû à  $\delta V(x)$  sont données par :

$$\Delta \delta i_d = \int_0^{W_i} \delta V(x) \delta g_{mi}(x) dx = \frac{W_i - 2x_0}{2} \Delta V_x \delta g_{mi}$$

Le terme  $\delta g_{mi}(x)$  est la transconductance par unité de longueur à la position  $x$ . Nous supposons qu'elle est constante sur toute la bande  $W_i$ . Puisque chaque section  $\Delta x$  dans la  $i^{\text{ème}}$  bande génère son bruit d'une manière indépendante, la densité spectrale de bruit du courant de drain totale due à la  $i^{\text{ème}}$  bande est donné par :

$$\Delta i_d^2 = \int_0^{W_i} \Delta \delta i_d^2 = 4KT \frac{R_i}{12} g_{mi}^2$$

Dans cette formule  $R_i = \rho_{sq} \cdot W_i / L$  est la résistance et  $g_{mi} = \delta g_{mi} \cdot W_i$  est la transconductance associée à la  $i^{\text{ème}}$  bande de polysilicium. Le courant de bruit total est donné par le simple multiple de l'expression par  $n$  :

$$i_d^2 = 4KTn \frac{R_i}{12} g_{mi}^2 = 4KT \frac{R_g}{12n^2} g_m^2 \quad (II-14)$$

Avec  $R_g = n \cdot R_i$  est la résistance totale de grille et  $g_m = n \cdot g_{mi}$  est la transconductance totale du transistor MOS.

Quand on observe l'équation II-14, il est clair que pour minimiser le bruit dû à la résistivité du polysilicium de la grille, le nombre  $n$  doit être aussi grand que possible. Une

deuxième remarque est que si dans la structure interdigité il y a qu'un seul côté de la grille qui est relié ensemble avec Al, le bruit augmente d'un facteur 4.

### VI.3.2. Bruit dû à la résistance de substrat

Dans la Figure II- 17 les résistances substrat d'un transistor NMOS sont dessinées. Le calcul du bruit dû à ces résistances [1], [8] est plus compliqué que celui dû à la résistance de polysilicium de grille, en raison de la nature distribuée des résistances du substrat.  $R_{bl}$  représente la résistance équivalente entre un point qui se trouve sous le canal du transistor et un contact substrat ramené sur la face avant.  $R_{bv}$  représente la résistance équivalente entre le même point (sous le canal) et le contact substrat ramené sur la face arrière du wafer. La résistance  $R_{bv}$  est beaucoup plus grande que la résistance  $R_{bl}$  et elles sont en parallèle. Ainsi, nous pouvons négliger  $R_{bv}$  dans le calcul.

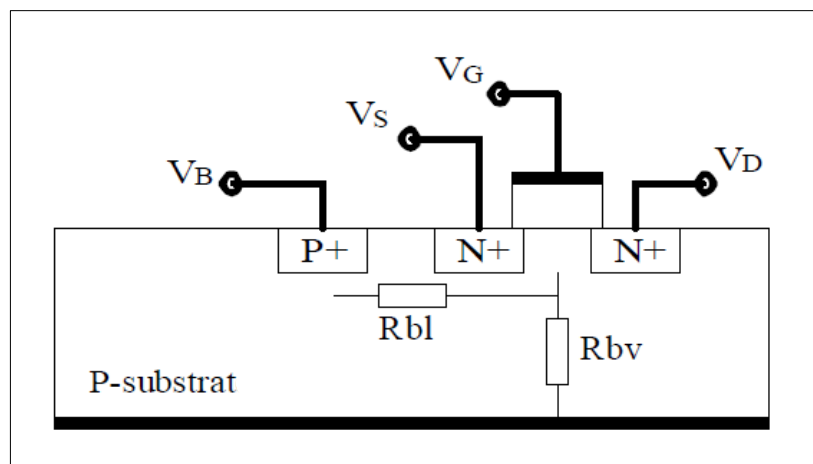


Figure II- 17 : Les résistances du substrat dans un transistor NMOS

Après calcul, le courant de bruit dû à la résistance du substrat peut être écrit sous la forme suivante :

$$i_{dB}^2 = 4KTB \frac{b}{w} g_{mb}^2 \quad (II- 15)$$

avec  $B$  : constant de proportionnalité,

$$g_{mb} = g_m \frac{K_2}{2\sqrt{2\phi_F + V_{BS}}}$$

$$K_2 = \frac{\sqrt{2\varepsilon_{si}qN_B}}{C_{ox}}$$

$b$  : distance entre le point d'ancrage du substrat et le transistor,

$\phi_F$  : différence énergie entre le niveau de Fermi et le niveau intrinsèque,

$\varepsilon_{si}$  : permittivité du silicium,

$N_B$  : concentration du substrat.

Ce courant de bruit est proportionnel à la transconductance dû à la tension substrat-source au carré. La seule façon pour réduire le bruit dans le substrat est de polariser le substrat. On peut conclure que nous pouvons diminuer le bruit en augmentant la tension source-substrat ( $V_{BS}$ ) afin de diminuer la valeur de  $g_{mb}$  et par conséquent le bruit dû à la résistance du substrat.



**PARTIE B : Conception et optimisation du  
premier et du deuxième prototype de  
préamplificateur de charges**

## VII. Généralité sur le traitement du signal

En général, pour chaque type de détecteurs de rayonnements, les impulsions de sortie sont issues de la charge  $Q$  libérée par le passage de la particule incidente dans la zone désertée. Le premier étage du traitement de signal doit assurer la conversion de la charge  $Q$  en un signal électrique (tension ou courant). D'une manière générale, deux éléments sont importants dans la détection et dans la mesure des radiations : l'amplitude et l'encombrement temporel de l'impulsion de sortie. L'amplitude de l'impulsion est très utile dans les applications, telles que la spectrométrie, dans laquelle la mesure de l'énergie déposée par le rayonnement dans la zone désertée est souhaitée. D'autre part il existe d'autres applications, telles que le suivi du trajet de particules, dans lequel le temps des impulsions est nécessaire. Afin d'extraire ces informations, certaines démarches analogiques et numériques de traitement du signal sont nécessaires.

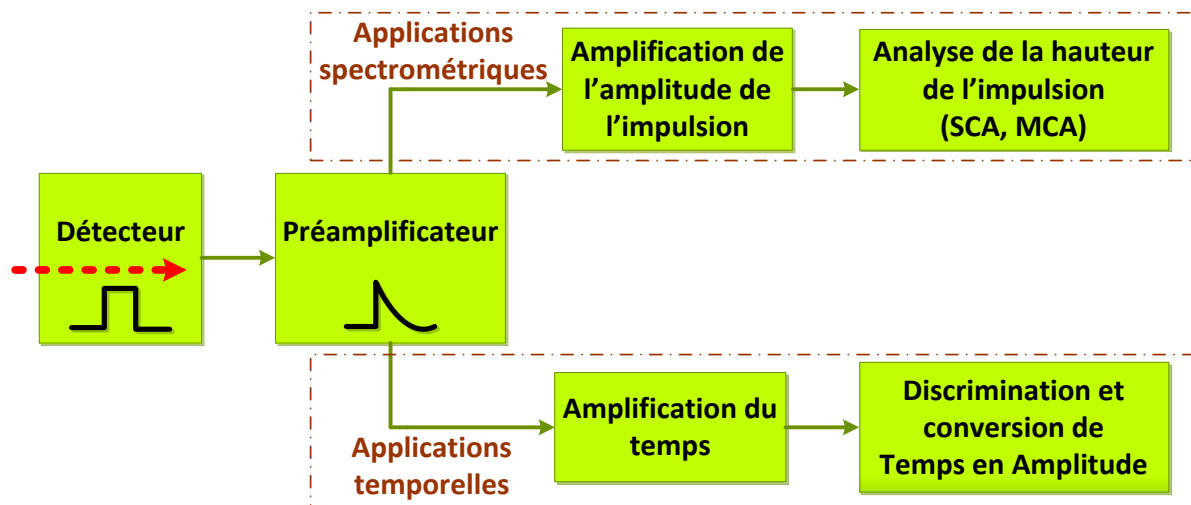


Figure II- 18 : Organigramme de processus des différentes étapes de traitement du signal nécessaire pour des applications temporelle et spectrométrique

Dans ce mémoire, nous avons développé notre travail en se basant sur le traitement analogique du signal. Quelque soit le traitement utilisé, les impulsions provenant de la jonction doivent toujours être traitées par un préamplificateur. La raison, principalement, est que le signal venant de la jonction a une très faible amplitude et une durée très courte, ce qui rend les mesures directes d'amplitude et de temps très difficile et entachées de grandes

erreurs. La première étape consiste à convertir la quantité de charges issue de la jonction en une impulsion électrique. Dans un deuxième temps une fonction d'amplification et de filtrage permet d'optimiser l'amplitude et l'occupation temporelle de l'impulsion. Dans ce mémoire, nous allons visiter les méthodes de traitement du signal utilisées dans les systèmes modernes de détection des radiations. La Figure II- 18 montre les différentes étapes de traitement du signal (analogiques et numériques) adaptées dans les systèmes de détection [1].

## **VIII. Choix de la topologie de base du préamplificateur**

Le préamplificateur est un élément essentiel de la chaîne de traitement, il est le premier bloc de cette chaîne. Différents types de préamplificateurs peuvent être construits pour répondre aux besoins de détections et de traitements. Plusieurs paramètres sont pris en compte lors de la conception d'un préamplificateur, dont la plupart ont des exigences contradictoires. La méthodologie de conception est en réalité l'optimisation de ces paramètres pour s'adapter aux besoins spécifiques. Pour qu'un préamplificateur puisse servir dans notre chaîne de mesure, il doit avoir les caractéristiques suivantes [1], [12], [13], [14] :

- Un faible bruit,
- Un rapport signal à bruit optimal,
- Une bonne résolution (charge électronique de bruit optimal« ENC »),
- Un temps de montée très rapide,
- Une faible consommation,
- Une excellente linéarité,
- Un gain de conversion qui soit indépendant de la valeur de la capacité de la jonction  $C_D$  ( $C_D$  varie en fonction de la polarisation de la jonction),
- Une conversion de la charge (courant) venant de la diode de détection en tension. C'est à dire faire l'intégration de la charge dans une capacité pour obtenir à la sortie une impulsion de tension proportionnelle à l'énergie déposée dans le volume actif de la diode.

Nous allons, dans un premier temps, déterminer quel type de préamplificateur correspond à notre problématique. Puis nous décrirons le principe de fonctionnement avec les détails théoriques et la méthodologie de conception. Les préamplificateurs utilisés dans les systèmes de détection des radiations peuvent être répartis dans les catégories suivantes :

Le préamplificateur sensible en tension, le préamplificateur sensible en courant et le préamplificateur sensible à la charge.

### VIII.1. Le préamplificateur sensible en tension

Le préamplificateur sensible en tension [1] est le préamplificateur élémentaire qui peut être utilisé dans les systèmes de détection des radiations. Sa fonction est simplement d'amplifier la tension à son entrée par un facteur de gain défini par ses composants. L'avantage des préamplificateurs sensibles en tension est qu'ils fournissent un signal sous une faible impédance de sortie. Mais cet avantage tout seul ne peut pas justifier sa préférence sur d'autres types de préamplificateurs. Malgré cet avantage, ce type de préamplificateur ne représente pas le meilleur choix pour notre application (détecteurs à semi-conducteurs). L'utilisation de ce type de préamplificateur a lieu lorsque le capteur utilisé est, par exemple, une chambre d'ionisation.

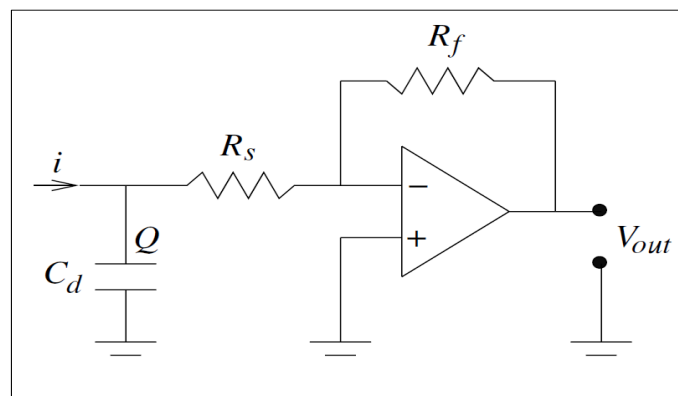


Figure II- 19 : Montage simple d'un préamplificateur sensible en tension [1]

La variation du gain est l'inconvénient majeur de ce type de préamplificateur. Ce gain de sortie varie en fonction de la capacité de la jonction. Cette dernière varie en fonction de la variation de tension de polarisation de la jonction. Un montage simple de préamplificateur

sensible en tension est indiqué dans la Figure II- 19 avec une tension de sortie dépendante de la capacité de la jonction telle que :  $V_{out} = A.Q/C_d$ , où A représente le gain de l'amplificateur.

### **VIII.2. Le préamplificateur sensible en courant**

Un préamplificateur sensible en courant peut être conçu de la même manière qu'un préamplificateur sensible en tension à l'exception de l'impédance d'entrée qui dans ce cas doit être petite pour permettre au courant de circuler à travers l'amplificateur (Figure II- 20). L'inconvénient principal de ce type de préamplificateur est ses performances en bruit qui ne sont pas très bonnes. L'utilisation de ce type de préamplificateur a lieu lorsque l'on souhaite faire une mesure de courant instantanée provenant de la jonction. Nous ne retiendrons donc pas ce type de montage.

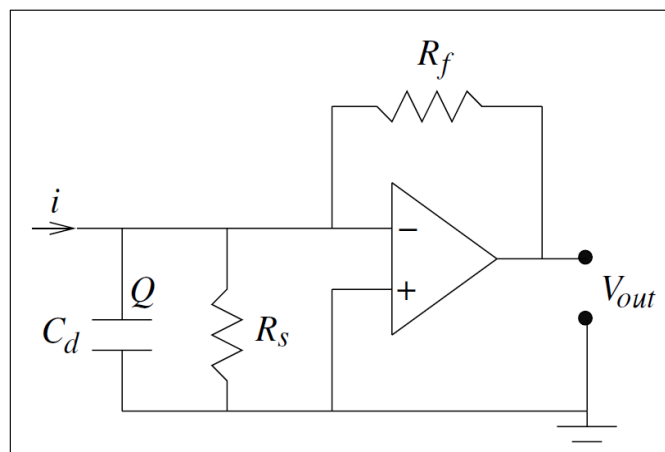


Figure II- 20 : Montage simple d'un préamplificateur sensible en courant [1]

### **VIII.3. Le préamplificateur sensible à la charge**

La dépendance du préamplificateur sensible en tension à la capacité d'entrée équivalente de la jonction est un problème pour de nombreux systèmes de détection. En fait, ce problème a poussé les concepteurs de détecteurs à développer le préamplificateur sensible à la charge [1] que l'on appelle le « préamplificateur de charges ». Dans ce dispositif, au lieu d'amplifier directement la tension ou de convertir le courant en tension, la charge accumulée sur la

capacité équivalente de la jonction est intégrée sur un autre condensateur. Le fondement de cette technique est l'intégration des charges venant de la jonction dans une capacité "dite" de contre réaction pour obtenir à la sortie une tension avec un gain qui n'est que peu sensible au changement de valeur de la capacité de la jonction. La différence de potentiels résultant de ce condensateur est alors directement proportionnelle à la charge d'origine laissée dans la jonction. Un préamplificateur sensible à la charge agit comme un intégrateur de charges. Ce type de préamplificateur est très utilisé pour la détection de rayonnements ; il représente le meilleur choix puisqu'il nous permet d'obtenir les caractéristiques indispensables pour effectuer la détection de particules alpha par exemple. Enfin cette technique est compatible avec la technologie à faible consommation nécessaire à notre application. La Figure II- 21 montre le principe de fonctionnement de ce dispositif.

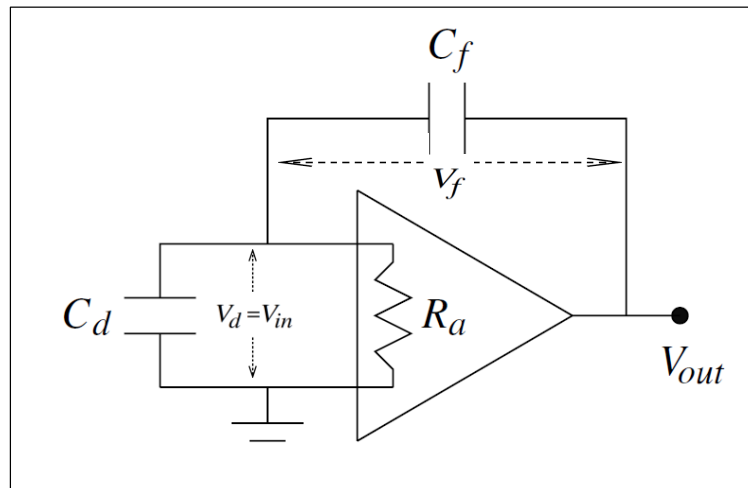


Figure II- 21 : Montage de base d'un préamplificateur sensible à la charge [1]

## **IX. Description du fonctionnement général et du bruit dans un préamplificateur de charges**

Le mode de fonctionnement d'un préamplificateur de charges [1] est basé sur un amplificateur avec une forte impédance d'entrée et une capacité de contre réaction pour intégrer les charges venant de la jonction (Figure II- 21). En général la tension obtenue à la sortie du préamplificateur de charges est simplement représentée par :

$$V_{out} \propto \frac{Q_f}{C_f} \text{ (Ou bien : } V_{out} \propto \frac{Q_d}{C_f} \text{)} \quad (II-16)$$

$Q_d$  est la charge accumulée dans la capacité de la jonction  $C_d$  qui est proportionnelle à la charge  $Q_f$  intégrée dans la capacité de contre-réaction  $C_f$ . La condition que  $Q_f \approx Q_d$  peut être atteinte lorsqu'aucun courant ne circule dans l'entrée du préamplificateur. Cela implique que l'impédance d'entrée de l'amplificateur doit être très grande ( $R_a \approx \infty$ ).

La Figure II- 21 représente un détecteur, dont la sortie est connectée à l'entrée grâce à une capacité de rétroaction  $C_f$ . Sans cette capacité, ce circuit serait comme un préamplificateur inverseur sensible à la tension avec  $V_{out}$  la tension de sortie telle que :

$$V_{out} = -AV_d \quad (II-17)$$

$V_d$  est la tension d'entrée et  $A$  est le gain du préamplificateur. Typiquement les amplificateurs opérationnels ont des gains très importants ( $A \gg 1$ ). Si nous connectons maintenant une capacité de rétroaction sur le circuit, la tension d'entrée est donnée par la somme des tensions aux bornes de cette capacité  $V_f$  et la tension de sortie  $V_{out}$ , c'est-à-dire :

$$V_d = V_f + V_{out} = V_f - AV_d \Rightarrow V_f = (A + 1)V_d = (A + 1)V_{in} \quad (II-18)$$

Ce n'est évidemment valable que si le préamplificateur a une impédance infinie. En utilisant la relation  $Q = CV$ , on peut écrire l'équation II-18 ci-dessus en fonction des charges accumulées sur les capacités d'entrée et de rétroaction.

$$\frac{Q_f}{C_f} = (A + 1) \frac{Q_{in}}{C_{in}} \Rightarrow C_{in} = (A + 1)C_f \frac{Q_{in}}{Q_f} \Rightarrow C_{in} \approx (A + 1)C_f \text{ (car } Q_{in} \approx Q_f \text{)} \quad (II-19)$$

avec  $Q_{in}$  et  $C_{in}$  respectivement la charge et la capacité à l'entrée de l'amplificateur. Cette équation montre que la capacité d'entrée est fonction de la capacité de rétroaction et du gain de l'amplificateur.  $C_{in}$  est parfois appelée la capacité dynamique du préamplificateur. Cette capacité ramenée à l'entrée du préamplificateur doit être plus importante que n'importe quelle autre capacité connectée à l'entrée du préamplificateur. Notez que  $C_{in}$  n'est pas la capacité de la jonction.

Une autre grandeur caractéristique d'un préamplificateur de charges est le « gain de charge  $A_Q$  ». Elle est obtenue en prenant le rapport de la tension de sortie à la charge d'entrée correspondante. Contrairement au gain classique en boucle ouverte  $A$ , ce gain n'est pas une grandeur sans dimension. En utilisant l'équation précédente, le gain de charge  $A_Q$  peut être calculée à partir de :

$$A_Q = \frac{V_{out}}{Q_{in}} = A \frac{V_{in}}{C_{in}V_{in}} = \frac{A}{C_{in}} = \frac{A}{(1+A)C_f} \approx \frac{1}{C_f} \quad (\text{car } A \gg 1) \quad (II-20)$$

avec  $V_{out} = AV_{in}$  (cf Figure II- 21 et équation II-17)

Cela montre que le gain de charge peut être augmenté en choisissant une petite valeur de la capacité  $C_f$ .

Une dernière grandeur caractéristique est l'efficacité de transfert de charge du préamplificateur notée «  $\eta_{in}$  ». Elle caractérise l'efficacité du transfert de charge de la capacité de la jonction à la capacité de rétroaction. L'efficacité de transfert de charges est définie comme :  $\eta_{in} = \frac{Q_f}{Q_t}$

où  $Q_t$  est la charge totale de la jonction et de la capacité à l'entrée du préamplificateur. Si nous représentons la capacité de la jonction par  $C_d$ , puis  $Q_t = Q_d + Q_{in}$ . En utilisant  $V_d = V_{in}$  et le fait que  $Q_f = Q_{in} = C_{in}V_{in}$ , nous pouvons écrire l'efficacité du transfert de charge comme :

$$\eta_{in} = \frac{Q_{in}}{Q_{in}+Q_d} = \frac{1}{1+C_dV_d/C_{in}V_{in}} = \frac{1}{1+C_d/C_{in}} \quad (II-21)$$

L'efficacité de transfert de charge tend vers 100% si la capacité de détection est très petite devant la capacité d'entrée, donc, nous obtenons (cf équation II-19) :

$$C_d \ll C_{in} \Rightarrow C_d \ll (A + 1)C_f \quad (II-22)$$



Jusqu'à maintenant, nous avons expliqué comment la capacité de rétroaction se charge. Pour effectuer des mesures, cette capacité doit être déchargée ou réinitialisée pour permettre l'accumulation de la charge suivante. Deux méthodes sont couramment utilisées : le mécanisme de rétroaction résistive [15] et le mécanisme de réinitialisation à interrupteur commandé. Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés au mécanisme de rétroaction résistive. Un exemple du mécanisme de réinitialisation à interrupteur commandé est donné par [16].

### IX.1. Mécanisme de rétroaction résistive

Grâce à la capacité  $C_f$ , cette boucle de rétroaction permet d'intégrer les charges provenant de la jonction pour obtenir à la sortie du préamplificateur une tension d'amplitude maximale proportionnelle à la charge totale. Dans une rétroaction résistive [1] la résistance de rétroaction  $R_f$  placée en parallèle avec  $C_f$  permet la décharge de cette dernière (Figure II- 22). Le résultat est une impulsion avec un temps de montée très rapide et un temps de descente qui décroît exponentiellement avec une constante de temps «  $\tau$  » égale à  $R_f C_f$ . L'impulsion de sortie est donnée par :

$$V_{out}(t) = \frac{Q_f}{C_f} e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{\eta_{in} Q_t}{C_f} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (II- 23)$$

où, comme précédemment,  $Q_f$  est la charge accumulée dans la capacité  $C_f$ ,  $Q_t$  est la charge totale d'entrée et  $\eta_{in}$  est l'efficacité de transfert de charge. L'amplitude maximale du signal est donnée par :

$$V_{out} = \frac{Q_f}{C_f} = \frac{\eta_{in} Q_t}{C_f} \quad (II- 24)$$

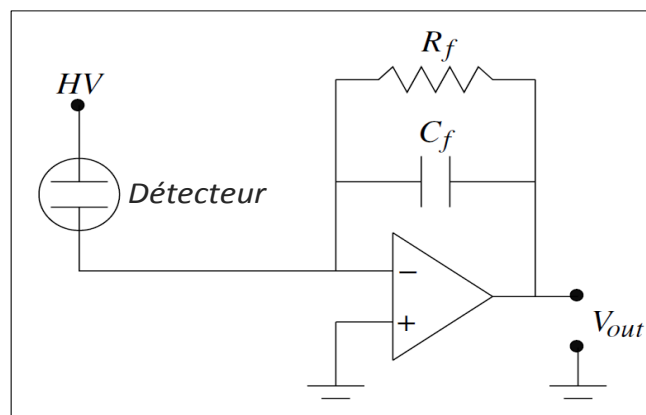


Figure II- 22 : principe de fonctionnement d'un préamplificateur sensible à la charge [1]

En réalité, il faut toujours un certain temps pour atteindre cette valeur maximale. Après avoir atteint cette valeur, la résistance de contre-réaction ramène la tension vers la ligne de base (0 V). Notons que le temps de montée de l'impulsion générée par un détecteur semi-conducteur peut être mesuré à la sortie d'un préamplificateur sensible à la charge. Si le préamplificateur est suffisamment rapide, le temps de montée est déterminé par le temps de collection de charge. Un calcul précis du temps de collection de charge est assez compliqué. L'ordre de grandeur de ce facteur peut être obtenu par l'expression suivante (cf Chapitre I :IV.3.2) :  $\tau = \frac{w_D^2}{2\mu V}$

D'après cette expression, ce temps est proportionnel à la profondeur de la zone désertée de la jonction au carré et il est inversement proportionnel à la mobilité des porteurs et à la tension de polarisation inverse.

## **IX.2. Choix de l'amplificateur**

Pour intégrer la totalité des charges dans la capacité de contre-réaction  $R_f$ , nous avons besoin d'un amplificateur de charges qui doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Un gain de conversion très élevée, afin de valider la condition imposée par l'équation II-22,
- Une grande bande passante, afin qu'il puisse répondre à un signal d'entrée dont le temps de montée est proche d'un échelon.

Tout d'abord, nous allons étudier l'amplificateur de base en technologie CMOS qui est l'amplificateur inverseur.

### **IX.2.1. L'amplificateur inverseur**

Le montage amplificateur inverseur est schématisé sur la Figure II- 23. Les défauts de cet amplificateur sont :

- Une faible impédance de sortie en petit signal :  $R_{OUT} = \frac{1}{g_{DS1} + g_{DS2}}$
- Une faible bande passante lorsqu'il est piloté en courant à cause de l'effet Miller qui ramène la capacité  $C_{GD1}$  à l'entrée du transistor  $M_1$ . Par conséquent, le premier pôle sur le diagramme de gain devient plus faible,
- Un gain en tension réduit  $\leq 100$ , à savoir :  $\frac{V_{OUT}}{V_{IN}} = -\frac{g_{m1}}{g_{DS1} + g_{DS2}}$

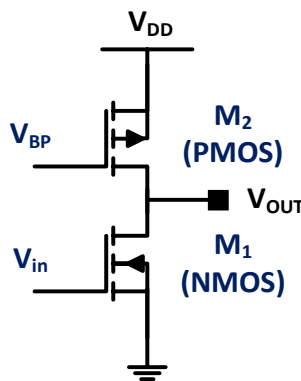


Figure II- 23 : Montage amplificateur inverseur

### IX.2.2. L'amplificateur cascode

L'amplificateur inverseur est limité par le rapport transconductance/conductance de sortie. Pour augmenter le facteur d'amplification, deux ou plusieurs inverseurs doivent être mis en série. Ceci est dangereux dans le cas d'une boucle de rétroaction (comme notre cas). Si le déphasage du signal de sortie est proche de  $180^\circ$  à une fréquence où le gain d'amplification est supérieur à un, le circuit devient oscillant (condition de Barkhausen).

L'amplificateur cascode fournit un gain élevé, tout en supprimant le problème de déphasage. Le montage de cet amplificateur est schématisé sur la Figure II- 24. Il combine deux transistors et cela permet de minimiser les défauts que nous avons mis en évidence dans l'amplificateur inverseur, à savoir :

- L'impédance de sortie est plus grande de 100 à 1000 fois par rapport à l'amplificateur inverseur :  $R_{OUT} = \frac{1}{g_{DS2}} \left(1 + \frac{g_{m2}}{g_{DS1}}\right)$ ,

- L'amélioration de la réponse en fréquence avec l'augmentation de la bande passante par la réduction de l'effet Miller.
- L'amélioration du rapport transconductance/conductance, afin d'augmenter le gain en tension, tel que :

$$\frac{V_{OUT}}{V_{IN}} = -\frac{g_{m1}}{g_{DS3}}$$

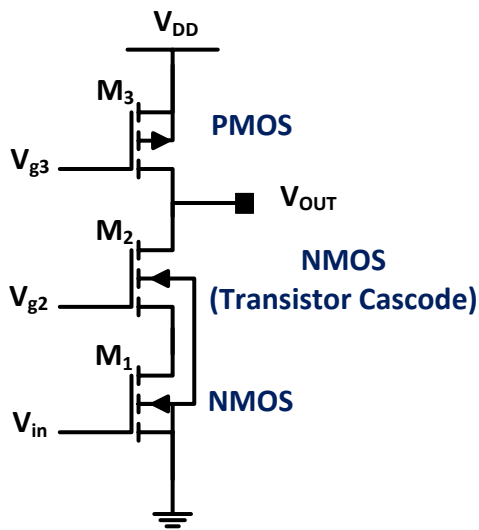


Figure II- 24 : Montage amplificateur cascode

### IX.2.3. L'amplificateur cascode replié

Un autre montage d'amplificateur est le cascode replié (Figure II- 25). On appelle ce montage cascode replié car les deux transistors  $M_1$  et  $M_2$  nécessitent chacun une source de courant de polarisation ( $M_2$ ) ou de charge ( $M_1$ ). Ce type de montage permet au transistor cascode  $M_2$  de fonctionner avec un courant plus faible et, par conséquent, la résistance de sortie devient plus élevée. Sachant que le transistor d'entrée détermine le niveau du bruit, la performance faible bruit de l'amplificateur cascode replié est meilleure par rapport à la topologie cascode classique, puisque dans ce dernier, le courant nécessaire pour le transistor d'entrée doit circuler à travers toute la chaîne. L'utilisation de la topologie cascode replié donne un gain en tension plus élevé, tel que :

$$\frac{V_{OUT}}{V_{IN}} = -\frac{g_{m1}}{g_{DS2}}$$

On peut optimiser ce gain, d'une part, en augmentant  $g_{m1}$  par l'augmentation de  $I_1$  ou bien par le changement des paramètres du transistor d'entrée  $M_1$  en augmentant  $W$  et/ou en diminuant  $L$  et, d'autre part, en diminuant  $g_{DS2}$  avec :  $g_{DS} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}}$  à  $V_{GS}$  constant. (N.B. : la référence [9] présente la méthodologie de calcul de la fonction de transfert et du gain d'un montage cascode replié constituant le cœur du préamplificateur de charges)

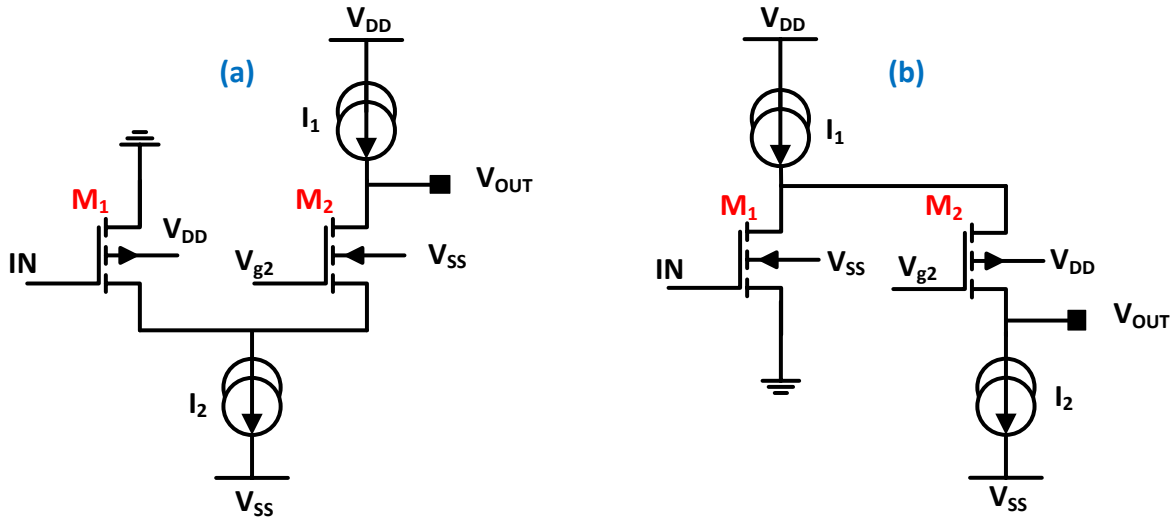


Figure II- 25 : Montage cascode replié, (a) avec PMOS à l'entrée, (b) avec NMOS à l'entrée

Il existe deux topologies d'amplificateur cascode replié :

- Avec un transistor d'entrée PMOS monté en cascode avec un transistor NMOS, l'avantage de ce type est l'optimisation du bruit  $1/f$ ,
- Avec un transistor d'entrée NMOS monté en cascode avec un transistor PMOS, l'avantage de ce type est l'optimisation en gain.

Le tableau suivant (Tableau II- 3) représente les avantages et les inconvénients des deux types de montages.

Cascode replié	Gain	Bruit $1/f$
NMOS	+	-
PMOS	-	+

Tableau II- 3 : Comparaison entre les deux types de montages cascades repliés

Notre circuit est basé sur un préamplificateur de charges cascode replié avec un transistor d'entrée de type PMOS. Ce transistor doit être grand pour réaliser une transconductance  $g_m$  de forte valeur. Le transistor de sortie doit être petit pour avoir un fonctionnement très rapide. Le transistor d'entrée joue le rôle d'amplification alors que le transistor "cascode" joue le rôle de suiveur de courant.

### **IX.3. Sensibilité dans un préamplificateur de charges**

Une relation entre la charge délivrée par la diode de détection, l'énergie de la particule déposée dans la zone désertée de la diode et du matériau constituant la jonction est donnée par la relation suivante :

$$Q_D = \frac{qE}{U} \quad (II-25)$$

avec  $E$  : énergie de la particule en MeV,

$q$  : charge élémentaire =  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Coulombs,

$U$  : énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou.

La sensibilité est généralement exprimée en millivolt par mégaélectronvolt d'énergie déposée dans la zone désertée de la jonction. Elle représente la tension en (mV) pour 1 MeV d'énergie d'une particule traversant la jonction. La sensibilité du préamplificateur est déterminée par la capacité de contre-réaction  $C_f$  :

$$S = \frac{V_{max}}{E} = \frac{q}{C_f U} \quad (II-26)$$

### **IX.4. Bruit dans un préamplificateur de charges**

Les excellentes caractéristiques électriques des détecteurs semi-conducteurs de rayonnements (bruit, courant de fuite, résolution, ...) nécessitent l'utilisation de circuits intégrés spécifiques (ASIC) réalisant des fonctions plus ou moins complexes. Les

performances de ces circuits doivent être optimales en terme de faible bruit, de basse consommation, etc... . En règle générale, plus de 90% du bruit de l'électronique est donnée par le préamplificateur de charges. C'est pour cela qu'un soin tout particulier dans la conception de cette étape est nécessaire.

Tous les amplificateurs génèrent du bruit, dont le niveau dépend de la façon dont ils ont été conçus. Cependant le bruit à l'entrée de l'amplificateur est particulièrement gênant car il est amplifié par le même facteur que le signal d'entrée. Dans un préamplificateur sensible à la charge, le bruit est généralement contrôlé par :

- Le transistor MOS d'entrée : nous utiliserons un transistor de type PMOS à l'entrée car son bruit en  $1/f$  est plus petit que celui du NMOS. Notons que le dimensionnement du transistor d'entrée est le paramètre le plus sensible sur le rapport signal sur bruit [5], [12], [7], [9].
- Les courants de fuites provenant de la jonction et du transistor d'entrée,
- Le bruit généré par la résistance  $R_f$  : nous allons prendre une très grande valeur de résistance  $R_f$  afin de limiter au maximum son bruit thermique [7].
- La capacité totale d'entrée du préamplificateur [8] :  $C_t = C_f + C_d + C_{GS} + C_{GD}$

## **IX.5. Résolution dans le détecteur semi-conducteur**

Nous pouvons distinguer deux sortes de résolution dans un détecteur semi-conducteur. La résolution intrinsèque qui est associée aux propriétés statistiques de la jonction et la résolution électronique qui est décrite par la charge électronique de bruit dans l'électronique de traitement.

### **IX.5.1. Résolution intrinsèque**

La résolution intrinsèque [1] dans un détecteur semi-conducteur est liée aux fluctuations statistiques de la production de paires électrons-trou. Ces fluctuations suivent généralement une loi gaussienne. La variance de cette loi est donnée par :

$$\sigma_i = \sqrt{Fn_s} \quad (II-27)$$

avec  $F$  : facteur de Fano égale à 0,12 pour le silicium,  
 $n_s$  : nombre de paires électron-trou détectées.

Cette équation (équation II-27) décrit la diffusion de paires électron-trou produites par le rayonnement incident. Le nombre de charges produites est lié à l'énergie déposée dans la jonction, on peut écrire :

$$E = Un_s$$

$E$  est l'énergie déposée dans la jonction et  $U$ , l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou (3,61 eV pour le silicium). L'incertitude intrinsèque de l'énergie est donnée par :

$$\sigma_E = \sigma(Un_s) = U\sigma_i$$

La résolution en énergie  $R$  est donnée par  $\Delta E/E$ . Elle est généralement définie en utilisant le terme largeur à mi hauteur (FWHM). En supposant que les pics sont de formes gaussiennes, la relation générale entre la variance et le FWHM est représentée dans la Figure II- 26 et donnée par :

$$\Delta E = FWHM = 2,35\sigma = 2,35\sqrt{UFE} \quad (II-28)$$

Ici, nous avons introduit un facteur qui est considéré comme un critère pour décider si deux pics peuvent être résolus ou non. Sa valeur dépend essentiellement de la forme de pic. Par exemple pour un pic gaussien ce facteur est égale à :

$$2\sqrt{2\ln(2)} = 2,35$$

La résolution intrinsèque du détecteur semi-conducteur est donnée par :

$$R = \frac{FWHM}{E} = 2,35\sqrt{\frac{UF}{E}} \quad (II-29)$$



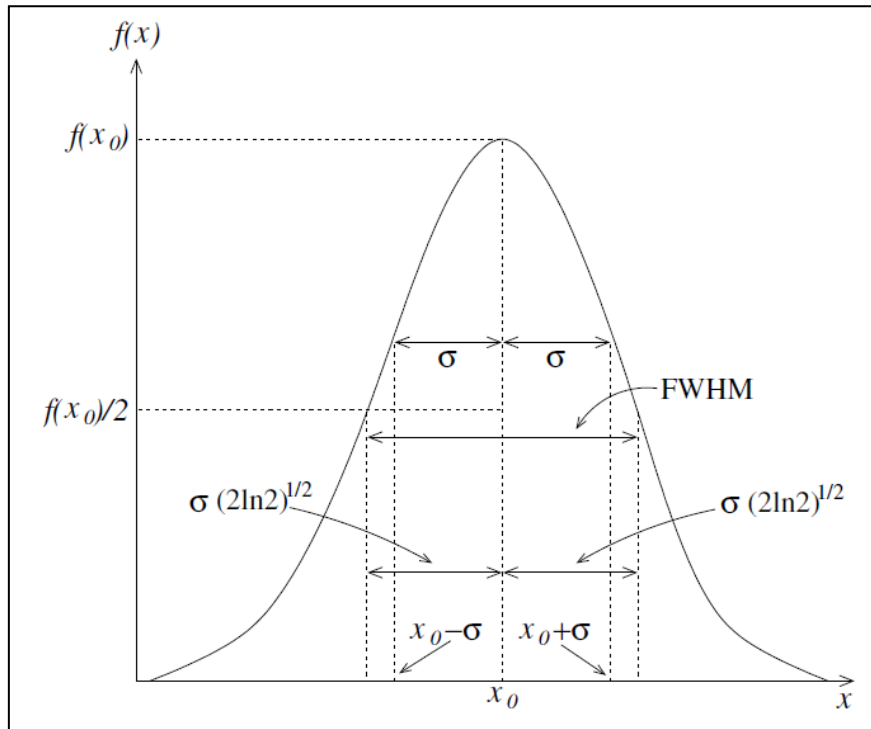


Figure II- 26 : Différents termes de la résolution intrinsèque

### IX.5.2. Résolution électronique

Elle est caractérisée par la charge électronique de bruit (ENC). Le bruit de l'électronique de traitement et le courant de fuite de la jonction sont les deux principaux contributeurs à l'ENC. On peut distinguer trois types d'ENC [17], [18] :

- ENC due au bruit thermique « ENC<sub>d</sub> », son expression est la suivante :

$$ENC_d^2 = \frac{8KT}{3g_m} \frac{C_t^2 B \left(\frac{3}{2}n - \frac{1}{2}\right)n}{q^2 4\pi\tau_s} \left(\frac{n! e^{2n}}{n^{2n}}\right) \quad (II-30)$$

Où K est la constante de Boltzman, T est la température, C<sub>t</sub> est la valeur de la capacité totale à l'entrée du préamplificateur, B est la fonction bêta, n est l'ordre des intégrateurs dans le circuit de mise en forme, τ<sub>s</sub> est la constante de temps des intégrateurs, q est la charge élémentaire et g<sub>m</sub> est la transconductance du transistor d'entrée. À partir de cette équation, nous mettons en évidence le fait d'avoir une grande valeur de la transconductance g<sub>m</sub>, donc du courant I<sub>DS</sub> circulant dans le transistor d'entrée. Il faudra aussi prendre en compte l'augmentation de la consommation électrique provoquée par

l'augmentation de  $g_m$ . La valeur de la capacité totale d'entrée est également à prendre en compte dans le calcul de l' $ENC_d^2$  ainsi que la valeur de la constante de temps  $\tau_s$ .

Le tableau suivant (Tableau II- 4) représente les différentes valeurs de la fonction bêta en fonction de l'ordre n des intégrateurs.

$n$	1	2	3	4	5	6	7
$B(3/2, n-1/2)$	1,57	0,39	0,2	0,12	0,086	0,063	0,051
$B(1/2, n+1/2)$	1,57	1,17	0,98	0,86	0,77	0,71	0,66
$n!^2 e^{2n}/n^{2n}$	7,39	13,64	19,92	26,20	32,48	38,76	45,04

Tableau II- 4 : Valeur de la fonction Bêta en fonction de l'ordre n

- ENC due au bruit en  $1/f$  «  $ENC_f$  », son expression est la suivante :

$$ENC_f^2 = \frac{K_f}{C_{ox}^2 WL} \frac{C_t^2}{q^2 2n} \left( \frac{n!^2 e^{2n}}{n^{2n}} \right) \quad (II- 31)$$

où  $K_f$  est le coefficient du bruit en  $1/f$ ,  $C_{ox}$  est la capacité d'oxyde dans la technologie CMOS,  $W$  et  $L$  représentent les dimensions du transistor d'entrée. Nous pouvons voir que l' $ENC_f$  est dépendant du choix du transistor d'entrée. Il faut un transistor pour lequel  $K_f$  est le plus faible avec un produit  $W.L$  important. Par contre, on peut noter que l' $ENC_f$  est indépendant de la valeur de la constante du temps des intégrateurs.

- ENC due au bruit de  $R_f$  et de  $I_0$  «  $ENC_0$  », son expression est la suivante :

$$ENC_0^2 = \left( 2qI_0 + \frac{4KT}{R_f} \right) \frac{\tau_s B\left(\frac{1}{2}, n + \frac{1}{2}\right)}{q^2 4\pi n} \left( \frac{n!^2 e^{2n}}{n^{2n}} \right) \quad (II- 32)$$

où  $I_0$  est le courant de fuite de la jonction et  $R_f$  est la résistance de contre réaction dans le préamplificateur de charges.  $ENC_0$  est dépendant de la valeur de la constante du temps  $\tau_s$  et de l'ordre des intégrateurs.

L' $ENC_{total}$  due au bruit total est obtenue à partir des trois équations décrites précédemment telle que :

$$ENC_{total} = \sqrt{ENC_d^2 + ENC_f^2 + ENC_0^2} \quad (II- 33)$$

Nous allons fonder dans notre travail sur toutes les informations précédentes. Quelques points théoriques supplémentaires (cf paragraphe IX.6.1) seront également pris en compte de manière à faire une conception dite à faible bruit.

Au cours des 10 dernières années, plusieurs préamplificateurs de charge ont été conçus dans le but d'atteindre les meilleures performances en termes de faible bruit. Avant d'attaquer la prochaine étape, il faut prendre en compte deux considérations [19] :

1. La comparaison directe entre deux valeurs d'ENC provenant de deux préamplificateurs est impossible puisque l'ENC est également lié à des caractéristiques de détecteurs particuliers,
2. L'ENC donné dans les publications prend en compte la jonction et le premier étage de traitement de signal (preamplificateur). Il est donc impossible de distinguer le bruit intrinsèque du préamplificateur.

## **IX.6. Conception du circuit constituant le préamplificateur de charges**

Le signal d'entrée de cet étage correspond à la collection des charges provenant de la diode de détection, la capacité de rétroaction  $C_f$  permet d'intégrer ce signal. La capacité  $C_f$  se décharge dans la résistance de rétroaction  $R_f$ . Nous obtenons en sortie du préamplificateur de charges une impulsion de tension d'amplitude maximum proportionnelle à la charge d'entrée :

$$V_{out} \propto \frac{Q_d}{C_f}$$

Il existe une relation très simple (équation II-24) entre l'énergie  $E$  équivalente déposée dans la zone désertée de la jonction par la particule ionisante et la quantité de charge  $Q$  contenue dans l'impulsion de courant. Nous avons donc une tension de sortie maximale du préamplificateur proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

Dans la majorité des montages existants, l'alimentation est bipolaire,  $V_{DD}$  qui génère la tension positive et  $V_{SS}$  qui génère la tension négative. Lié à des contraintes industrielles, la polarisation du montage doit être unipolaire entre la masse et +3 V.

Dans les paragraphes suivants, nous décrivons la réalisation de deux prototypes de préamplificateurs de charges. Dans la partie concernant le premier prototype, nous allons détailler les différentes étapes qui nous ont permis de concevoir la version optimisée. Nous allons voir différentes versions du préamplificateur de charges numérotées 1, 2 et 3. Dans le deuxième prototype, nous décrivons brièvement les changements, les avantages et les inconvénients par rapport au premier prototype.

### **IX.6.1. Conception du premier prototype du préamplificateur de charges**

Le montage de base de la conception de notre préamplificateur de charges dans sa première version est schématisé dans la Figure II- 27. Il est composée d'un amplificateur cascode replié (transistor  $M_1$  et  $M_3$ ) accompagné d'une boucle de rétroaction constituée par  $R_f$  en parallèle avec  $C_f$ . Les autres étages dans ce montage servent soit à des sources de courant comme les transistors  $M_2$ ,  $M_4$ ,  $M_7$  et  $M_6$  ou bien à des miroirs de courant comme les transistors  $M_5$  et  $M_8$  en n'oubliant pas le rôle du transistor  $M_9$  qui assure une tension de polarisation suffisante sur la source du transistor  $M_1$  et sur la grille du transistor  $M_3$ .

Le préamplificateur a été optimisé pour avoir une charge électronique de bruit de 5,5 keV. Cette charge électronique de bruit dépend principalement des caractéristiques du transistor d'amplification  $M_1$ , c'est à dire de ses dimensions ( $W_1$  et  $L_1$ ), de sa transconductance  $g_{m1}$  et de son type (canal N ou P). Notre but est d'obtenir un préamplificateur de charges avec de bonnes performances en bruit et en gain. La constante de temps du circuit de mise en forme (cf chapitre III) a été choisie à 3  $\mu$ s de façon à optimiser l'ENC<sub>0</sub> et d'éviter le risque d'empilement des événements détectées. La valeur de la capacité  $C_d$  est très importante, puisqu'elle impacte les valeurs de l'ENC<sub>d</sub> et l'ENC<sub>f</sub>. Nous avons calculé la valeur de la capacité totale  $C_t$ , elle est de l'ordre de 100 pF pour une valeur de  $C_d$

égale à 70 pF. Pour réaliser le calcul des différentes charges électroniques de bruit (ENC), nous avons fixé la valeur de  $L_1$  à 2  $\mu\text{m}$ .

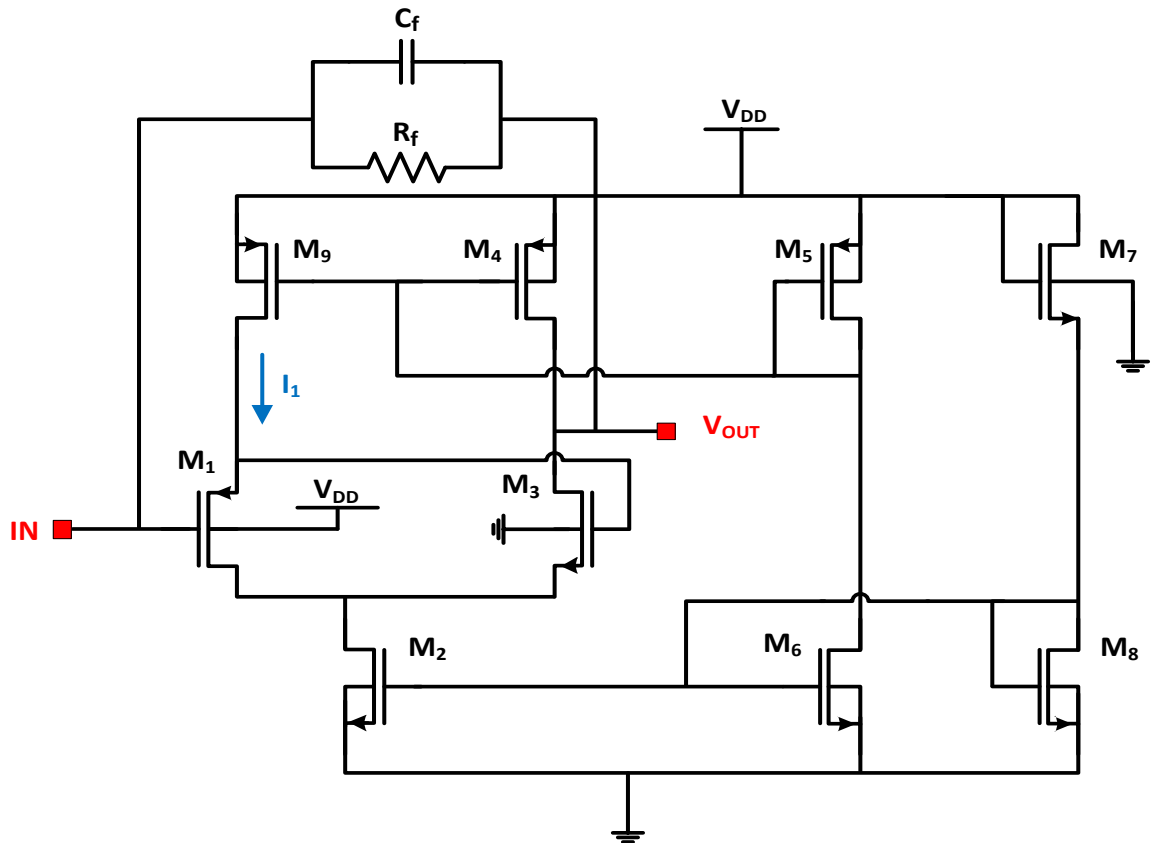


Figure II- 27 : Montage du préamplificateur de charges dans sa première version (V1)

Les deux courbes suivantes (Figure II- 28 et Figure II- 29) représentent respectivement l' $ENC_{\text{total}}$  en fonction de la largeur du transistor d'entrée et l' $ENC_{\text{total}}$  en fonction de l'ordre  $n$  du circuit de mise en forme. Nous pouvons conclure qu'il existe une valeur optimale de  $W$  qui est autour de 3000  $\mu\text{m}$  pour laquelle  $ENC_{\text{total}}$  est optimale avec une résolution de 5,2 keV en fixant  $L$  à 2  $\mu\text{m}$ . L'ordre  $n$  du circuit de mise en forme a été choisi égale à 2 (cf chapitre III)

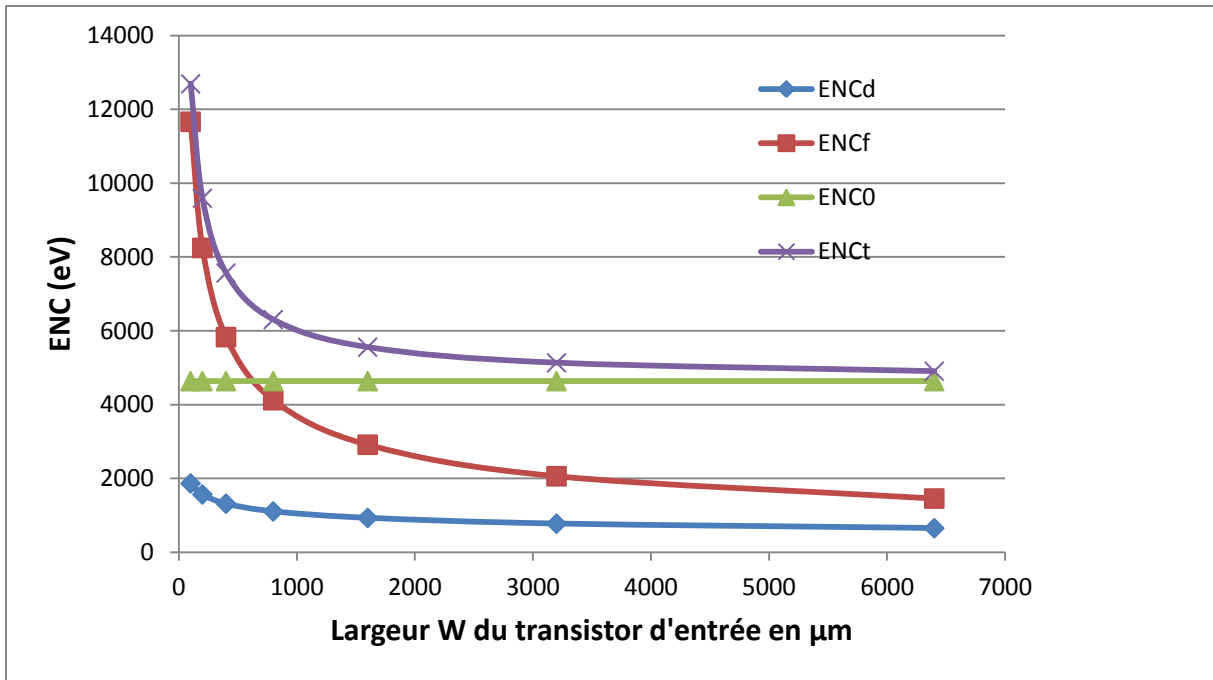


Figure II- 28 : ENC en fonction de la largeur du transistor d'entrée (prototype 1 du CI)

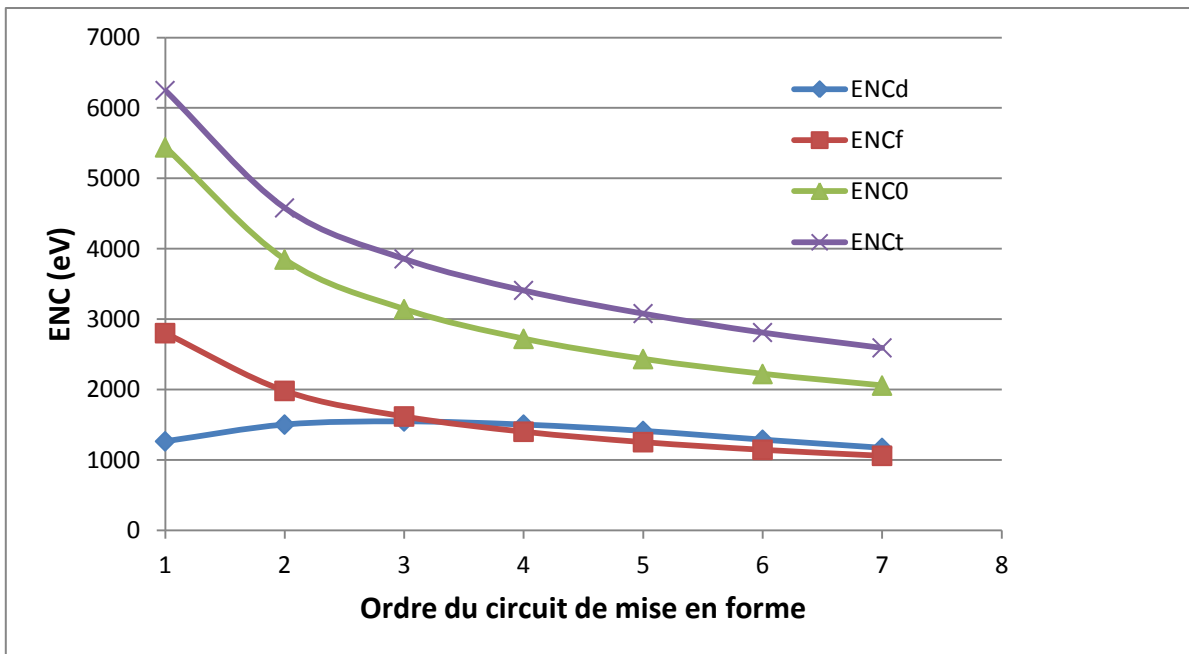


Figure II- 29 : ENC en fonction de l'ordre du circuit de mise en forme (prototype 1 du CI)

Les paramètres utilisés dans le montage de base doivent respecter le cahier des charges telles que le choix de la tension d'alimentation égale à 3 Volts et la consommation la plus faible possible (de l'ordre 0,5 mW). Le transistor  $M_1$  doit être de type P car le coefficient de bruit en  $1/f$  «  $K_F$  » est plus faible dans un transistor MOS à canal P que dans un transistor MOS à canal N [20] :

$$K_F \text{ pour PMOS : } 1,191 \cdot 10^{-26} \text{ C}^2/\text{Vs}$$

$$K_F \text{ pour NMOS : } 2,170 \cdot 10^{-26} \text{ C}^2/\text{Vs}$$

Ce transistor  $M_1$  est un transistor interdigité composé de 35 doigts de grille afin de limiter le bruit provenant de la résistance de grille en polysilicium. La transconductance  $g_{m1}$  de ce transistor est égale à 2200  $\mu\text{S}$ . Elle est fixée par le courant  $I_{D1}$  qui traverse  $M_1$  et qui est égal à 25  $\mu\text{A}$ . Les dimensions de ce transistor sont calculés afin d'obtenir un ENC minimale, telle que  $W_1/L_1=3310/2$ . En résumé, nous avons fixé les paramètres suivants :

- $M_1$  est de type P,
- $W_1 = 3310 \mu\text{m}$ ,  $L_1 = 2\mu\text{m}$ ,
- $I_{D1} = 25 \mu\text{A}$ ,  $I_{D3} = 15 \mu\text{A}$ ,
- $C_f = 0,5 \text{ pF}$ ,  $R_f = 7 \text{ M}\Omega$ .

#### **IX.6.1.1. Deuxième version du préamplificateur de charges (2)**

Après avoir étudié le montage précédent (V1), nous avons constaté que le préamplificateur de charges pouvait être amélioré en modifiant le nombre de transistors. Nous avons éliminé le transistor  $M_2$  en modifiant les dimensions du transistor  $M_9$  pour garder la tension nécessaire pour polariser le transistor cascode d'entrée  $M_1$ . Le schéma devient (Figure II- 30) :

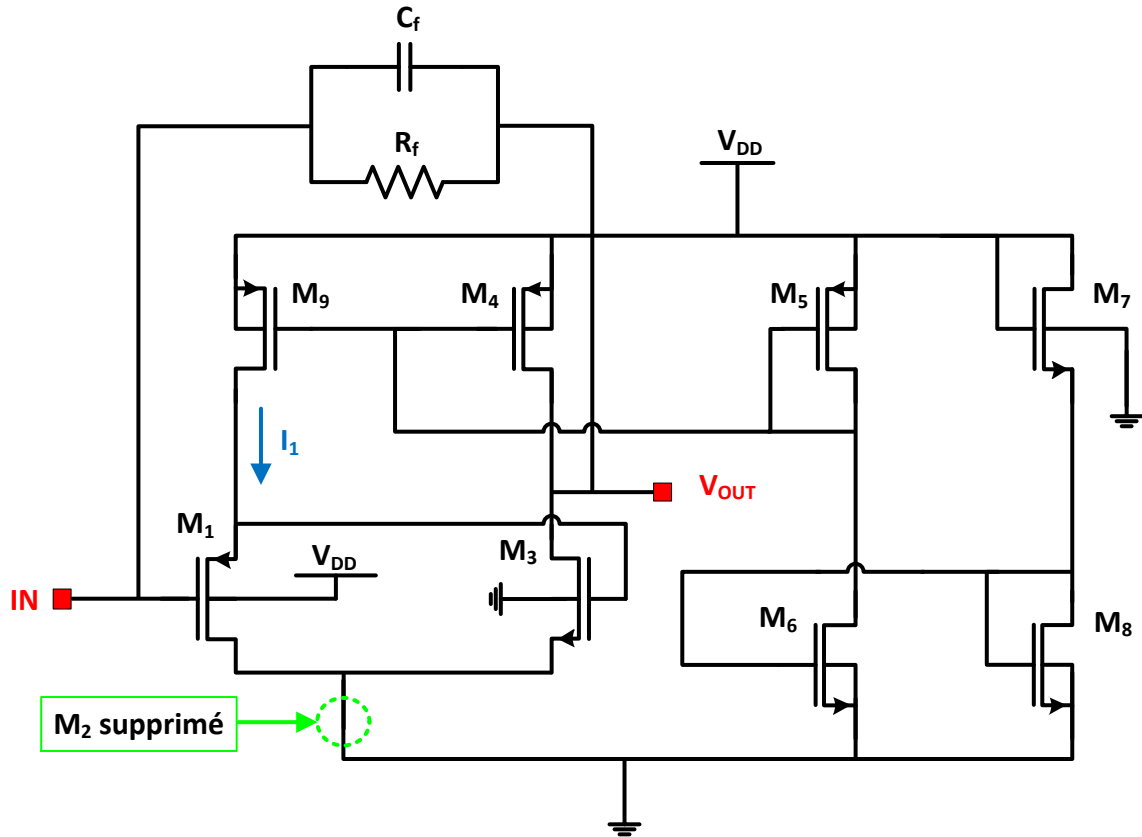


Figure II- 30 : Montage du préamplificateur de charges dans sa deuxième version (V2)

### a. Choix du point de polarisation

Pour éviter les problèmes de distorsion du signal de sortie lorsque les particules ont des énergies assez élevées, nous devons avoir une dynamique de sortie suffisamment haute. La résistance de la boucle de contre réaction  $R_f$  étant très élevée, elle induit un courant très faible donc une différence de potentiel négligeable, par conséquent la tension de sortie  $V_{OUT}$  se retrouve directement appliquée sur la grille de  $M_1$ . Cela va impacter le choix du point de polarisation de  $M_1$ . Nous choisissons ce point à environ 0,9 V (régime saturé). Pour obtenir ce potentiel, nous abaissons la tension de source  $M_1$  (la tension grille source étant imposée par le courant  $I_1$  fixé à 25  $\mu A$ ). Cette chute de potentiel va être créée par l'intermédiaire d'un transistor dont nous allons détailler le fonctionnement.

### b. Dimensionnement des transistors

Après avoir choisi le montage de base du préamplificateur de charges, une étude théorique a été faite pour dimensionner les transistors ainsi que la conception finale de ce



montage. Ce calcul théorique est basé sur le principe de fonctionnement des transistors MOS. Ils sont tous polarisés de manière à assurer leur fonctionnement en zone saturée.

✓ Dimensionnement du transistor M1

Les dimensions du transistor M<sub>1</sub> jouent un rôle très important pour minimiser la charge électronique de bruit. Pour avoir un ENC<sub>dmin</sub> il faut respecter les conditions suivantes [17] :

$$W_{opt} = \frac{C_d + C_p + C_f}{2\alpha C_{ox} L} \quad (II-34)$$

où C<sub>p</sub> représente la capacité parasite de connexion entre la diode de détection et l'entrée du préamplificateur ainsi que C<sub>ox</sub> qui représente la capacité de l'oxyde telle que :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_o \epsilon_{ox}}{t_{ox}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3,9}{6,7 \cdot 10^{-9}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{F/m}^2$$

et  $\alpha$  :

$$\alpha L = L + 3L_D$$

L<sub>D</sub> est la diffusion latérale. Elle est beaucoup plus petite que la longueur effective de la grille pour un transistor à canal long (la longueur effective de la grille est égale à 0,38 μm en technologie CMOS 0,35μm [21]). De même pour avoir ENC<sub>fmin</sub>, nous n'avons qu'à respecter la condition suivante :

$$W \cdot L_{opt} = \frac{3(C_d + C_f)}{2\alpha C_{ox}} \quad (II-35)$$

Si on prend L<sub>1</sub> = 2 μm on obtient une valeur optimale de W<sub>1</sub> = 3310 μm

Après avoir déterminé les dimensionnements du transistor M<sub>1</sub>, nous allons étudier la polarisation de ce transistor :

$$V_{GS1} - V_{T1} > V_{DS1}$$

Alors :  $V_{G1} - V_{S1} - V_{T1} > V_{D1} - V_{S1}$  avec  $V_{D1} = 0$  ( $V_{G1} > V_{T1}$  est toujours vrai dans notre circuit)

Donc :  $V_{G1} - V_{T1} > 0$  avec  $V_{in} = V_{G1}$

On a aussi :  $I_{D1} = \frac{1}{2} K_p' \frac{W}{L} (V_{GS1} - V_{T1})^2$  avec  $V_{GS1} < V_{T1}$

Donc :  $V_{S1} > V_{in} - V_{T1}$  et  $V_{GS1} = \sqrt{\frac{2I_{DS1}}{K_p' \frac{W}{L}}} + V_{T1}$  on peut obtenir l'équation suivante :

$$V_{S1} = V_{in} + 0,03 - V_{T1} \quad (II-36)$$

✓ Dimensionnement du transistor M9

Pour ce transistor de type PMOS, nous avons :  $V_{GS9} - V_{T9} > V_{DS9}$  avec  $V_{T9} = -0,68 V$

Donc :  $V_{G9} - V_{T9} > V_{D9}$  avec  $V_{D9} = V_{S1}$  en reprenant l'équation II- 36, nous obtenons :

$$V_{G9} > -0,68 + 0,03 - V_{T1} + V_{in}$$

L'expression finale est :

$$V_{G9} > V_{in} - V_{T1} - 0,65 \quad (II-37)$$

Ce transistor est monté en miroir de courant avec M<sub>5</sub> et  $I_{D1} = 25 \mu A$ . En appliquant le principe du miroir de courant, nous obtenons :

$$\frac{\frac{W_9}{L_9}}{\frac{W_5}{L_5}} = \frac{25}{I_{D5}} \quad (II-38)$$

✓ Dimensionnement du transistor M4

Ce transistor est de type PMOS et il doit être monté en miroir de courant, ce qui nous permet d'écrire :

$$V_{GS4} - V_{T4} > V_{DS4} \Rightarrow V_{G4} - V_{T4} > V_{D4}$$

$$V_{D4} = V_{in}, V_{G4} = V_{G9} \text{ et } V_{T4} = -0,68 V \Rightarrow V_{G9} > V_{in} + V_{T4} \text{ d'où :}$$

$$V_{G9} > V_{in} - 0,68 \quad (II-39)$$

$$M_4 \text{ conduit si : } V_{GS4} < V_{T4} \Rightarrow V_{G4} - V_{S4} < V_{T4} \text{ avec } V_{S4} = V_{DD} = 3 V$$

soit :

$$V_{G4} = V_{G9} < 2,32 V \quad (II-40)$$

Nous obtenons un rapport qui nous permet de déterminer les dimensions du transistor M<sub>4</sub> tel que :

$$\frac{W_4}{L_4} = \frac{I_{D3} \cdot 2}{K'_p (V_{GS} - V_T)^2} = \frac{2.15}{60(V_{G4} - 2,32)^2} = \frac{0,5}{(V_{G4} - 2,32)^2} \quad (II-41)$$

✓ Dimensionnement du transistor M3

Pour ce transistor de type NMOS, nous pouvons écrire :

$$V_{GS3} - V_{T3} < V_{DS3} \Rightarrow V_{G3} - V_{T3} < V_{D3} \text{ (avec } V_{G3} = V_{S1} \text{ et } V_{D3} \approx V_{in})$$

Nous avons aussi :

$$V_{S3} = V_{D1} = 0 \quad (II-42)$$

En utilisant l'équation II- 36, nous obtenons:

$$V_{in} + 0,03 - V_{T1} - V_{T3} < V_{in} \Rightarrow V_{T1} + V_{T3} > 0,03 \quad (II-43)$$

Le rapport  $W_3/L_3$  est :

$$\frac{W_3}{L_3} = \frac{0,18}{(V_{GS3} - V_{T3})^2} \quad (II-44)$$

✓ Dimensionnement des transistors M5 et M6

Le transistor  $M_5$  est de type PMOS et le transistor  $M_6$  est de type NMOS. Ils sont montés en miroir de courant. Nous avons le même courant qui circule dans  $M_5$  et  $M_6$  ( $I_{DS5} = I_{DS6}$ ), ce qui permet d'écrire :

$$\frac{1}{2} K'_p \frac{W_5}{L_5} (V_{GS5} - V_{T5})^2 = \frac{1}{2} K'_n \frac{W_6}{L_6} (V_{GS6} - V_{T6})^2$$

L'équation finale sera :

$$\frac{K'_p W_5 (V_{GS5} - V_{T5})^2}{K'_n L_5 (V_{GS6} - V_{T6})^2} = \frac{W_6}{L_6} \quad (II-45)$$

Dans le transistor  $M_5$ , la grille et le drain sont connectés, donc  $M_5$  est toujours en saturation car  $V_{G5} - V_{T5} > V_{D5}$  est toujours vrai. Nous avons aussi :

$$V_{GS5} < V_{T5} \Rightarrow V_{G5} - V_{S5} < V_{S5} \text{ (avec } V_{G5} = V_{G9}; V_{T5} = -0,68; V_{S5} = V_{DD}), \text{ alors :}$$

$$V_{G5} = V_{G9} < 2,32 \quad (II-46)$$

Dans le transistor  $M_6$ , on a :  $V_{GS6} > V_{T6}$  et  $V_{S6} = 0 \Rightarrow V_{G6} > 0,46$

Or  $V_{DS6} > V_{GS6} - V_{T6}$  (avec  $V_{D6} = V_{D5} = V_{G9}$  et  $V_{G6} = V_{G2}$ ), donc :

$$V_{G6} < V_{G9} + 0,46 \quad (II-47)$$

✓ Dimensionnement des transistors M7 et M8

M<sub>7</sub> et M<sub>8</sub> sont de type NMOS. Ces deux transistors sont montés en miroir de courant. Nous avons aussi le même courant qui circule dans les deux transistors ( $I_{D7} = I_{D8}$ ), ce qui permet d'écrire :

$$\frac{W_7}{L_7} (V_{GS7} - V_{T7})^2 = \frac{W_8}{L_8} (V_{GS8} - V_{T8})^2$$

Ce rapport, en prenant en compte les données suivantes :  $V_{G7} = V_{DD} = 3V$ ;  $V_{S8} = 0V$ ;  $V_{T7} = 0,8V$ ;  $V_{S7} = V_{D8} = V_{G6}$ , s'écrit :

$$\frac{W_7}{L_7} \frac{(3 - V_{G6} - 0,8)^2}{(V_{G6} - 0,46)^2} = \frac{W_8}{L_8}$$

soit :

$$\frac{W_7}{L_7} = \frac{(2,2 - V_{G6})^2}{(V_{G6} - 0,46)^2} \frac{W_8}{L_8} \quad (II-48)$$

Or  $V_{GS7} > V_{T7} \Leftrightarrow V_{G7} - V_{S7} > 0,8$ , alors :

$$V_{S7} = V_{G6} < 2,2 \quad (II-49)$$

Nous avons également :  $V_{GS6} > V_{T6}$  donc :  $V_{G6} > 0,46$

✓ Synthèse des résultats

Nous résumons les résultats précédents en ne gardant que les équations les plus importantes (police en gras) afin qu'on puisse les utiliser pour dimensionner chaque transistor :

- $V_{S1} = V_{in} + 0,03 - V_{T1}$
- $V_{G4} = V_{G9} > V_{in} - V_{T1} - 0,65$
- $V_{G4} = V_{G9} > V_{in} - 0,68$  et  $V_{G4} = V_{G9} < 2,32$
- $V_{T1} + V_{T3} > 0,03$
- $V_{S3} = V_{D1} = 0$
- $V_{G5} = V_{G9} < 2,32$
- $V_{G4} = V_{G9} > V_{G6} - 0,46$  et  $V_{G6} > V_{T6}$

$$\triangleright V_{G6} < 2,2 \Rightarrow 0,46 < V_{G6} < 2,2$$

✓ Calcul numérique

Les tensions sont en volts et les dimensions en micromètres, nous avons :

- $V_{T1} \approx -0,95$  ;  $V_{in} \approx 0,9$  ;  $V_{T3} \approx 0,75$  et  $V_{S1} \approx 1,85$
- $V_{G6} = V_{G8} = 1,4$  et  $V_{T7} \approx 0,8$
- $V_{G9} = V_{G4} = V_{G5} = 1,4$
- $\frac{W_1}{L_1} = \frac{3310}{2}$

$$\frac{W_3}{L_3} = \frac{0,18}{(V_{GS3} - V_{T3})^2} \approx 0,15 \Rightarrow W_3 = 1 \text{ et } L_3 = 6,6$$

$$\frac{W_4}{L_4} = \frac{0,5}{(V_{G4} - 2,32)^2} \approx 0,6 \Rightarrow W_4 = 6 \text{ et } L_4 = 9$$

Ou bien, nous pouvons calculer  $W_5/L_5$  puis nous calculerons  $W_4/L_4$  et  $W_9/L_9$  (d'après le principe du miroir de courant), sachant que  $V_{S5} = 3 \text{ V}$  et  $I_{D5} = 35 \mu\text{A}$ , c'est-à-dire :

$$\frac{W_5}{L_5} = \frac{2 \cdot I_{D5}}{K'_p (V_{GS5} - V_{T5})^2} \approx 1,4 \Rightarrow W_5 = 13 \text{ et } L_5 = 9$$

$$\frac{W_4}{L_4} = \frac{W_5 I_{D3}}{L_5 I_{D5}} \approx 0,6 \Rightarrow W_4 = 6 \text{ et } L_4 = 9$$

$$\frac{W_9}{L_9} = \frac{W_5 I_{D1}}{L_5 I_{D5}} \approx 9,3 \Rightarrow W_9 = 9,3 \text{ et } L_9 = 1$$

$$\frac{W_6}{L_6} = \frac{2 \cdot I_{D6}}{K'_n (V_{GS6} - V_{T6})^2} \approx 0,5 \Rightarrow W_6 = 2 \text{ et } L_6 = 4,1$$

Si nous prenons  $I_{D8} = I_{D6} = 35 \mu\text{A}$ .  $M_8$  sera identique à  $M_6$ , car d'après le principe du miroir de courant, nous avons :

$$\frac{W_8}{L_8} = \frac{W_6 I_{D8}}{L_6 I_{D6}} \Rightarrow W_8 = 2 \text{ et } L_8 = 4,1$$

$$\frac{W_7}{L_7} = \frac{(2,2 - V_{G7})^2}{(V_{G8} - 0,46)^2} \frac{W_8}{L_8} \Rightarrow W_7 = 1 \text{ et } L_7 = 3$$

### c. Simulation du circuit et analyse des résultats

Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel Cadence. Nous nous intéressons aux résultats des analyses temporelles, fréquentielles, ainsi que l'analyse de la linéarité du préamplificateur. Les calculs analytiques que nous avons faits ne sont que des approximations, car les modèles de transistors utilisés par le logiciel Cadence et son simulateur *Spectre* sont plus complets que ceux utilisés lors de nos calculs. À l'aide d'une analyse DC, nous allons, en modifiant légèrement le dimensionnement de quelques transistors, essayer d'atteindre au plus près les caractéristiques voulues comme les courants  $I_{D1}$  et  $I_{D3}$  car ils conditionnent le gain de l'amplification.

La réponse que nous attendons représente la réponse du préamplificateur à une impulsion de courant d'entrée. La forme de cette impulsion est due aux caractéristiques de la jonction. La collection de charges venant de la jonction a été modélisée par une source de courant d'une forme exponentielle dont le temps de montée correspond au temps de collection de charge. L'amplitude de cette impulsion est proportionnelle à l'énergie du rayonnement incident. Les caractéristiques sont données dans la Figure II- 31 ainsi que son allure qui est représenté dans la Figure II- 32.

CDF Parameter	Value
DC current	
Source type	exp
Type of rising & falling edge	
Zero value	0 A
One value	4u A
Rise time start	0 s
Rise time constant	3n s
Fall time start	10n s
Fall time constant	100n s

Figure II- 31 : Caractéristiques de la source de courant représentant la diode

Dans un premier temps, nous regardons les résultats obtenus avec le préamplificateur de charges 1 puis nous verrons ceux obtenus avec le préamplificateur 2 afin d'effectuer une comparaison entre les deux circuits conçus. Nous obtenons à la sortie du préamplificateur 1 une impulsion de tension schématisée dans la Figure II- 33.

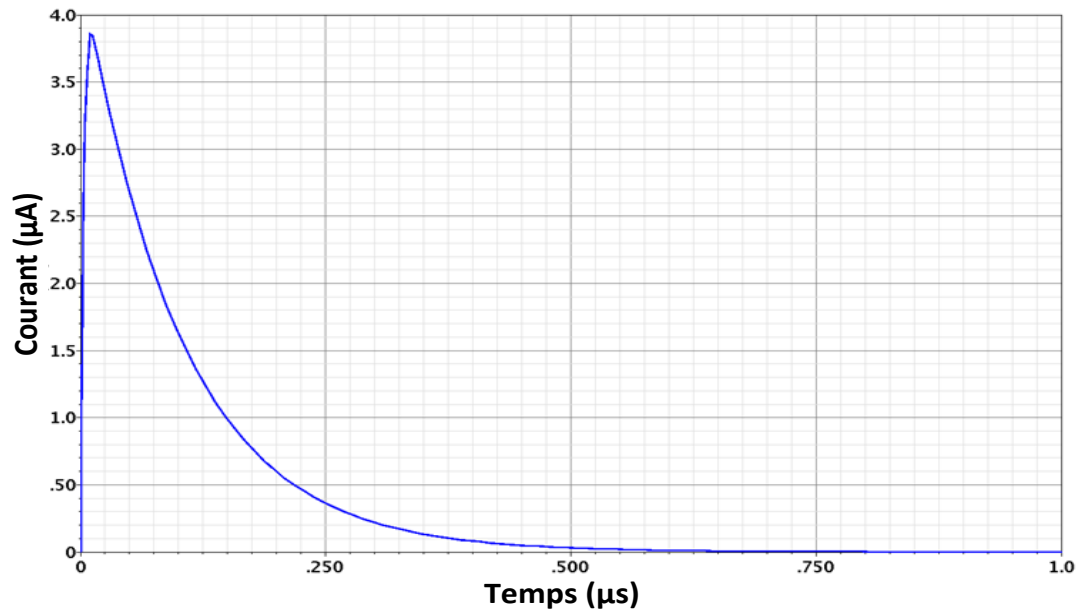


Figure II- 32 : Allure de l'impulsion de courant sortant de la source de courant

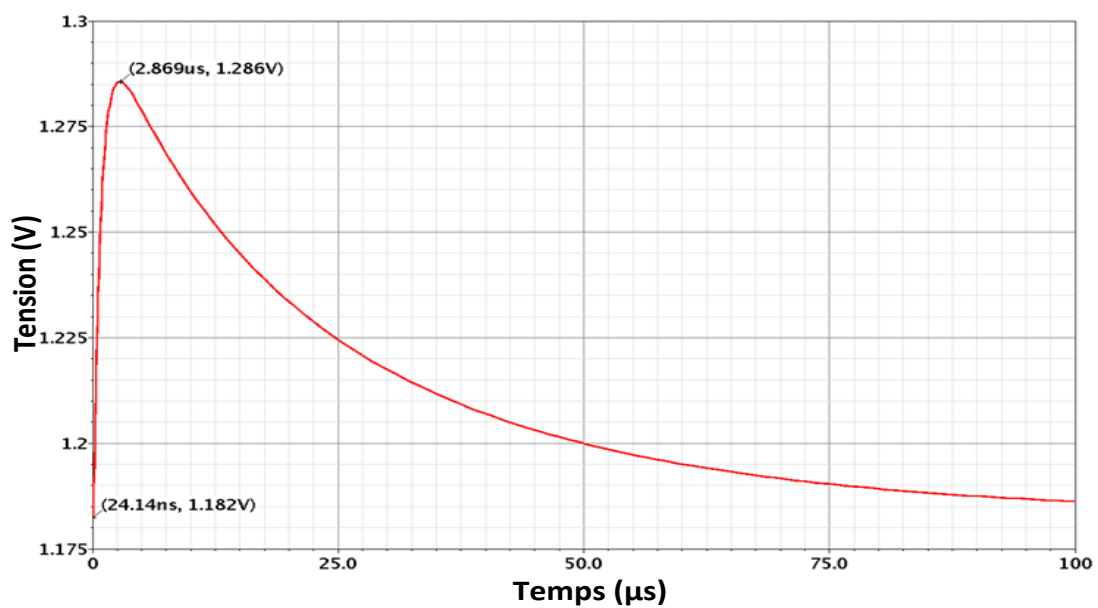


Figure II- 33 : Tension de sortie du préamplificateur de charges 1 en fonction du temps

On établit le comportement en fréquence de ce montage en traçant le diagramme de Bode en module et phase de la fonction de transfert du préamplificateur (Figure II- 34).

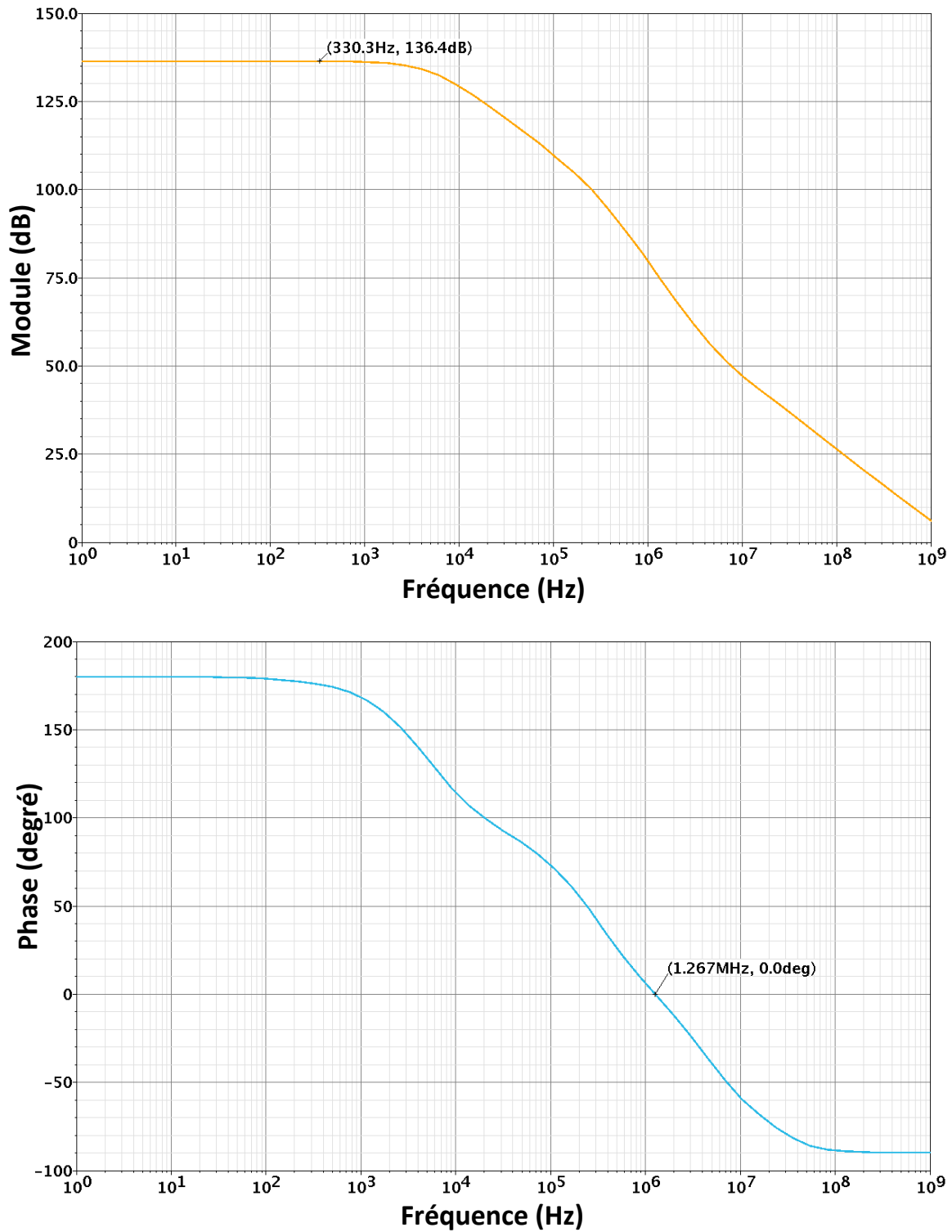


Figure II- 34 : Comportement fréquentiel (gain et phase) du préamplificateur de charges 1



Concernant le préamplificateur de charges 2, la nouvelle tension de sortie de ce montage est représentée dans la Figure II- 36, ainsi que son comportement en fréquence (Figure II- 35).

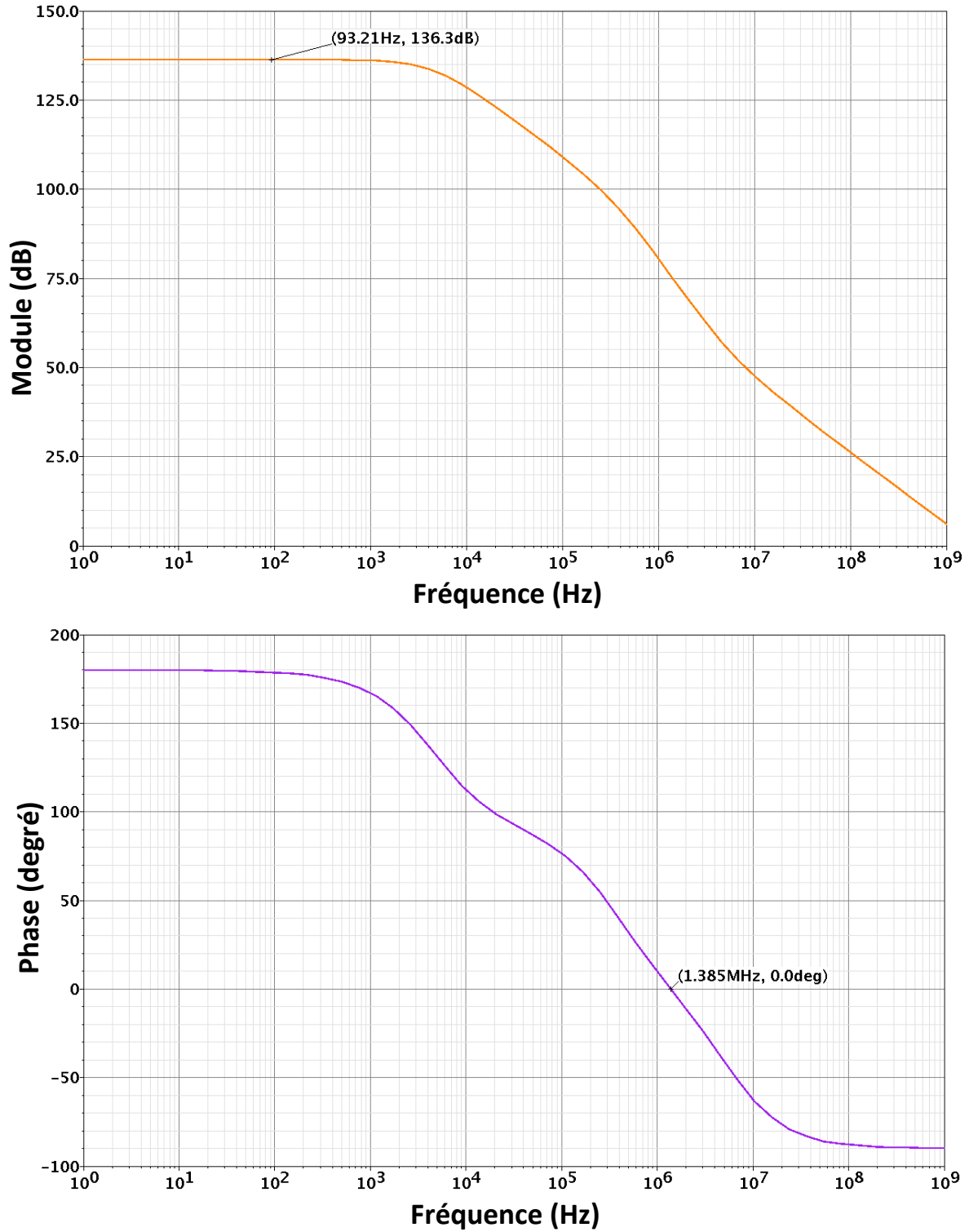


Figure II- 35 : Comportement fréquentiel (gain et phase) du préamplificateur de charges 2

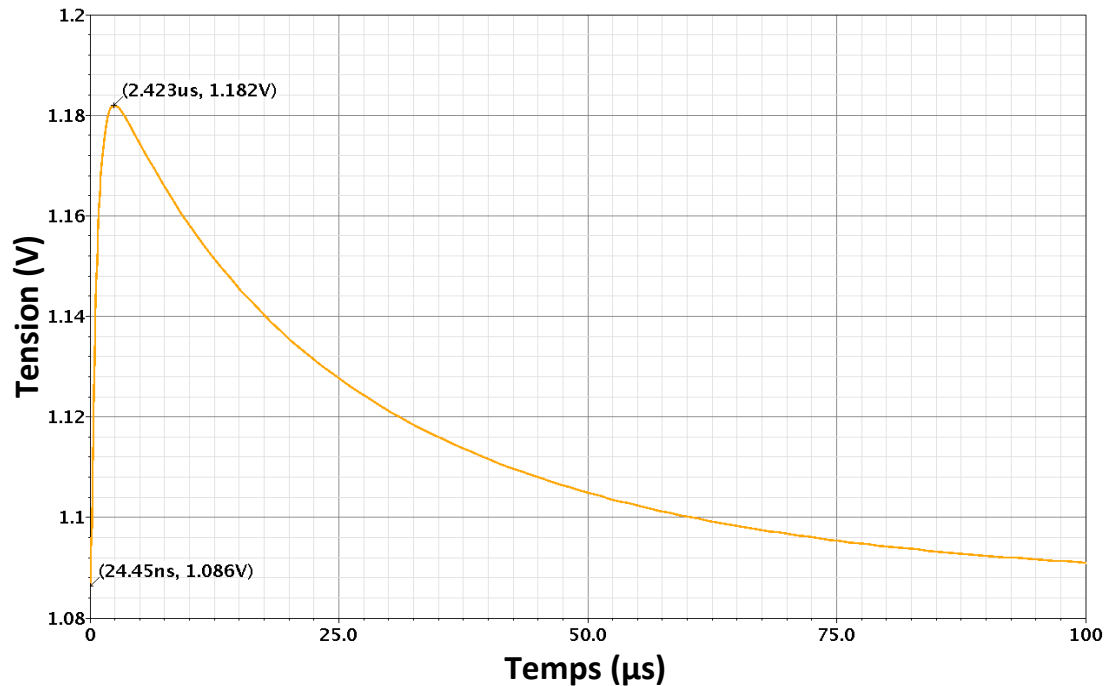


Figure II- 36 : Tension de sortie du préamplificateur de charges 2 en fonction du temps

### **IX.6.1.2. Version améliorée du préamplificateur de charges (3)**

La deuxième version du préamplificateur de charges (V2) peut être améliorée. Nous avons constaté que la tension de grille nécessaire pour garder le transistor  $M_6$  en saturation existe déjà sur son drain qui, lui-même, est connecté à  $V_{G4}$ . Par conséquent, nous pouvons supprimer le bloc qui contient les transistors  $M_7$  et  $M_8$ , en recalculant les dimensions des transistors de façon à garder le même courant circulant dans  $M_5$  et  $M_6$ . Seul le transistor  $M_6$  change. Ses dimensions deviennent  $W_6 = 4 \mu\text{m}$  et  $L_6 = 4 \mu\text{m}$ . L'avantage que nous gagnons grâce à ce changement est une diminution de la consommation et de la surface de silicium occupée.

Le premier prototype du préamplificateur de charges dans cette version a été envoyé en fabrication. Il est illustré par la figure suivante (Figure II- 37) :



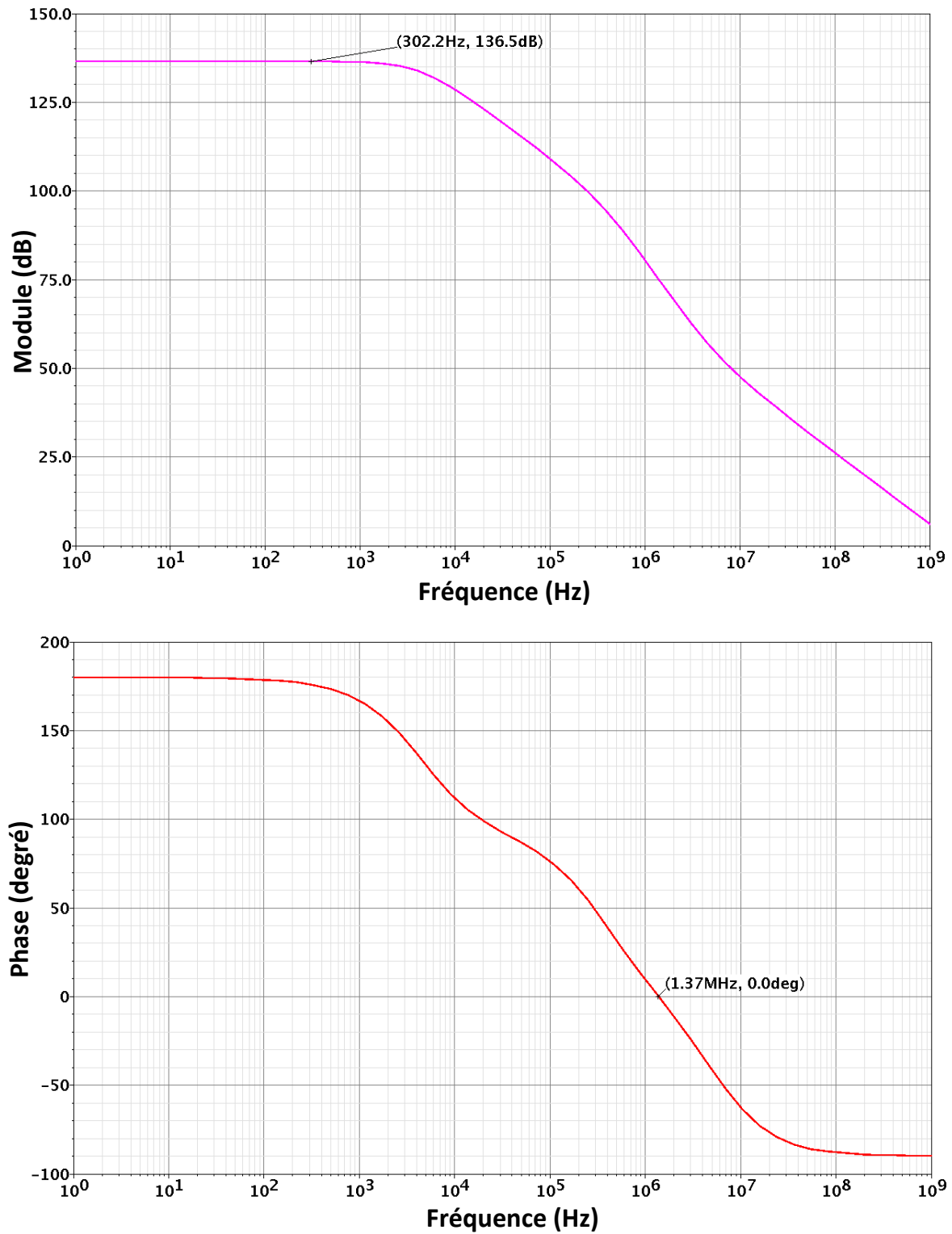


Figure II- 39 : Comportement fréquentiel (gain et phase) du préamplificateur de charges 3

### IX.6.1.3. Synthèse des différentes versions du préamplificateur de charges

Grâce aux changements que nous avons réalisés, nous remarquons que le nombre de transistors utilisés lors de la conception du préamplificateur est passé de 9 à 6 transistors, d'où un gain en terme de consommation. Nous effectuons une comparaison entre les trois versions afin de confirmer que ces changements n'ont aucune influence sur la dynamique du signal de sortie. Seule la composante continue est modifiée entre les versions 1 et 2 ou 1 et 3. La minimisation de cette composante continue va permettre d'augmenter la dynamique de sortie (Figure II- 41 et Figure II- 42). L'amélioration au niveau de consommation est montrée dans la Figure II- 40.

Préamplificateur de charge n° 1	
i	-112.1u
pwr	-336.2u
v	3
Préamplificateur de charge n° 3	
i	-75.99u
pwr	-228u
v	3

Figure II- 40 : Amélioration au niveau de consommation dans le préamplificateur de charges

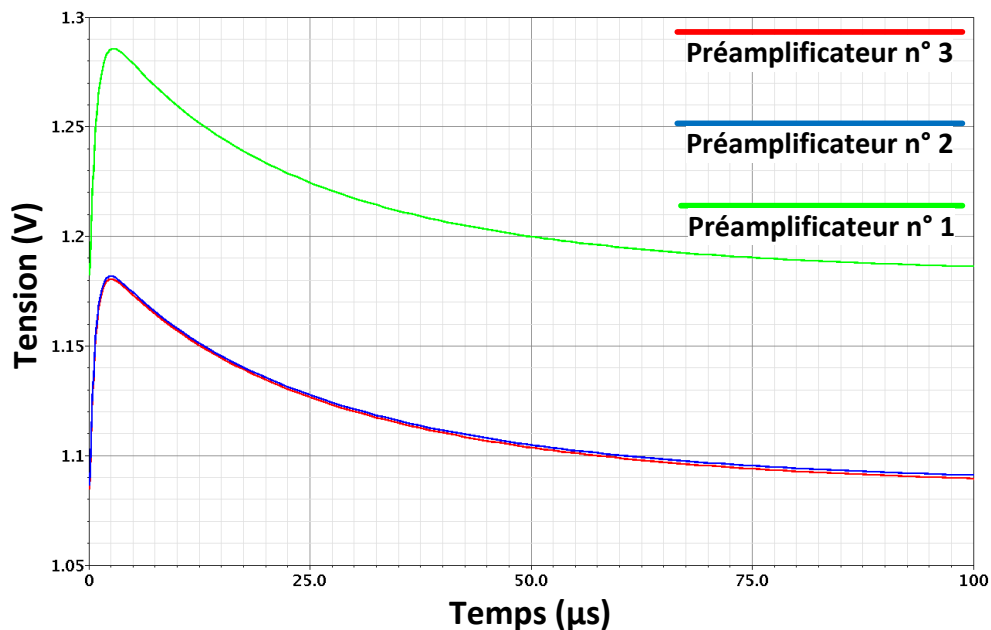


Figure II- 41 : Comparaison de la tension de sortie entre les trois versions

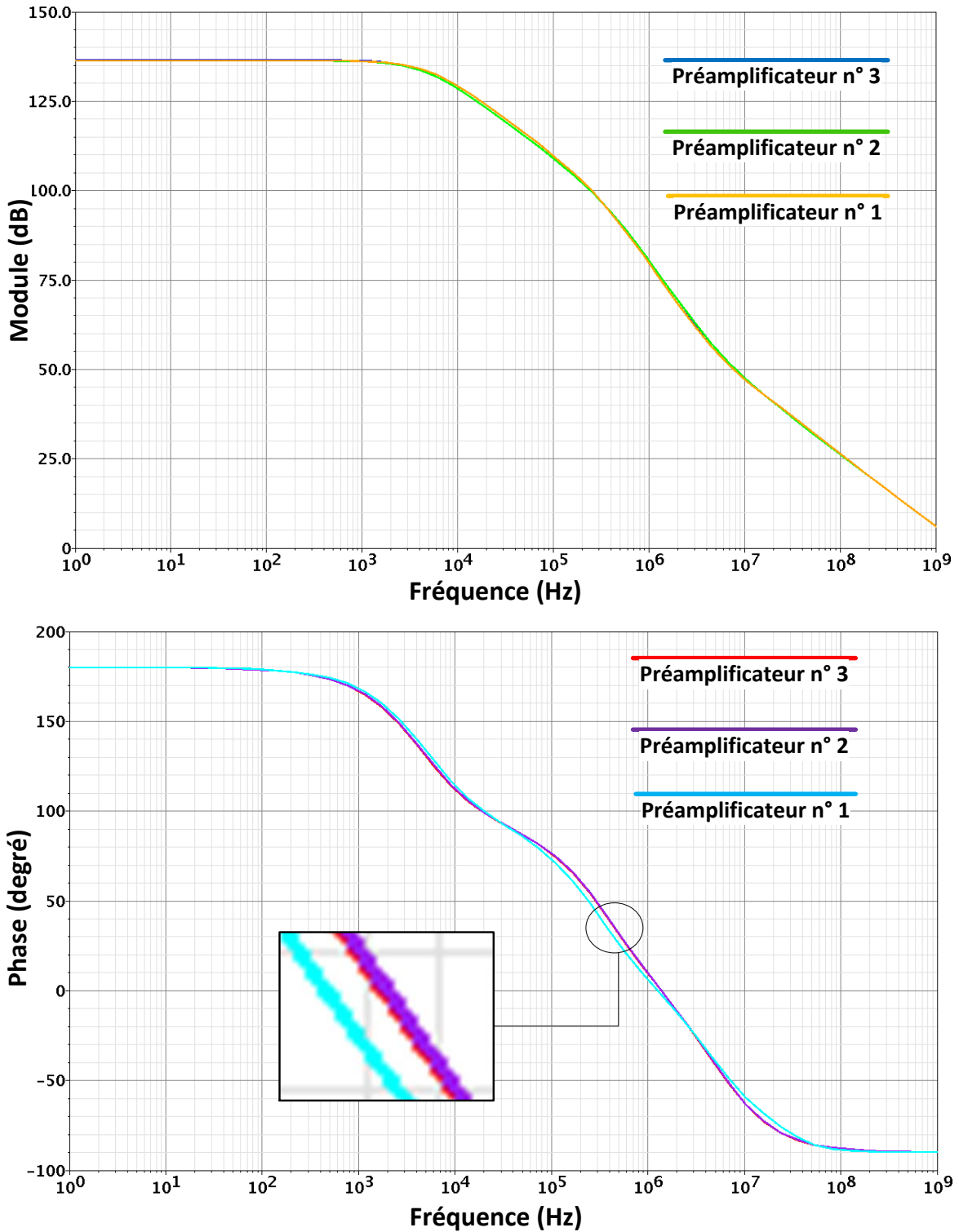


Figure II- 42 : Comparaison du comportement fréquentiel entre les trois versions

La démarche suivie pour arriver à la version finale a été accompagné par une étude de la linéarité de chaque version, le résultat de la linéarité du préamplificateur est schématisé dans la Figure II- 43.

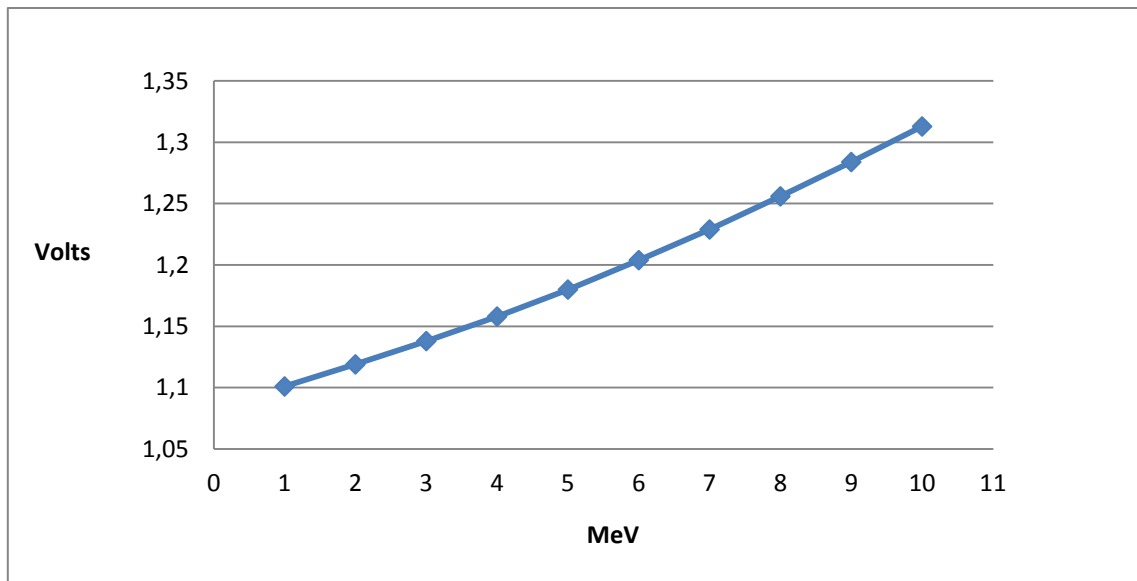


Figure II- 43 : Tension de sortie du préamplificateur (simulation) en fonction de l'énergie déposée

L'étude de la linéarité a été réalisée sur une gamme d'énergie allant de 1 MeV jusqu'à 10 MeV. La figure précédente montre que le circuit est linéaire sur cette gamme d'énergie.

### **IX.6.2. Conception du deuxième prototype du préamplificateur de charges**

Le premier prototype du préamplificateur de charges a été réalisé. La caractérisation de ce circuit a montré très rapidement que son adaptation à différentes jonctions (capacité équivalente, courant inverse,...) était très restrictive. Initialement la jonction choisie était une photodiode PIN de la société HAMAMATSU avec une valeur de capacité équivalente de 70 pF. Des contraintes commerciales technologiques nous ont amenés à laisser ce fabricant. Ce premier prototype est donc devenu obsolète. La conception dite faible consommation est le seul point positif que nous avons gardé.

Cette expérience nous a amenés à la conception d'un nouveau prototype qui doit pouvoir s'adapter à des plages de variation importante des principales caractéristiques des jonctions réalisant le dispositif de détection. Cette réalisation a pris en compte l'amélioration du gain, la précision de la mesure et de la sensibilité, l'encombrement temporel de l'impulsion de sortie, la possibilité de pré-amplifier les impulsions de très faibles amplitudes, l'adaptation avec une

très grande plage de valeurs de capacité de la jonction des diodes de détection (jusqu'à 400 pF). Ceci nous a permis de détecter des rayonnements ionisants (par exemple : alpha) avec les diodes polarisées ou non.

Dans ce montage (Figure II- 44), nous avons utilisé la topologie de base de préamplification avec le montage cascode replié. Les nouvelles dimensions des transistors sont représentées dans le Tableau II- 5. L'étude du rapport bruit sur signal (N/S) d'une chaîne de mesure dédiée à la dosimétrie [22] impose que pour avoir un N/S minimal, il faut que la capacité d'entrée de l'électronique soit égale à la capacité de la jonction ( $C_{in} = C_D$ ). Cette condition assure l'adaptation capacitive à l'entrée du préamplificateur de charges et elle peut être réalisée en faisant varier le point de polarisation du transistor d'entrée ou bien en mettant  $n$  transistors en parallèle à l'entrée du préamplificateur, la condition sera dans ce cas là  $C_{in} = C_D/n$ . Cette technique est très intéressante dans la conception des préamplificateurs à très faible bruit. Cette condition vient en contradiction avec l'équation II-22 ( $C_D \ll C_{in}$ ) qui permet un maximum d'efficacité dans le transfert de charges de la jonction vers la capacité de capacité de rétroaction de l'électronique. Nous avons effectué un compromis en utilisant d'une part, un changement de polarisation du transistor d'entrée et d'autre part en modifiant le layout de ce transistor pour obtenir une structure interdigitée.

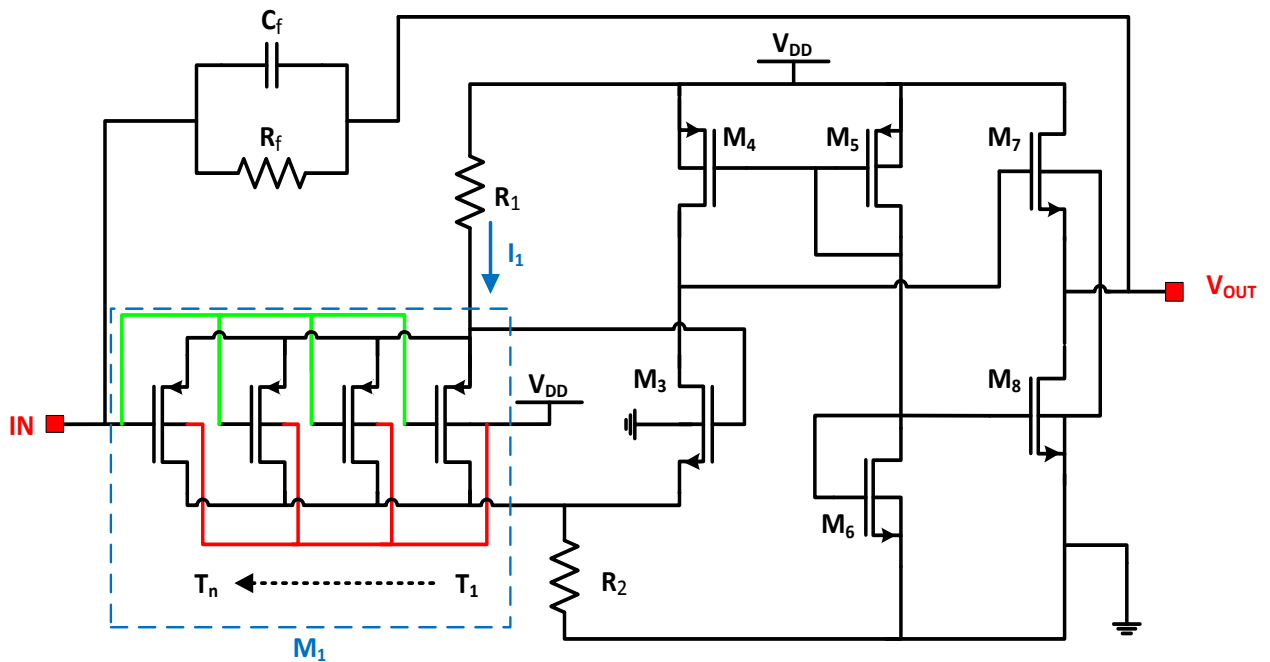


Figure II- 44 : Montage du deuxième prototype du préamplificateur de charges



En prenant en compte les contraintes technologiques, le transistor d'entrée  $M_1$  a été remplacé par quatre transistors en parallèle  $T_n$  ( $n$  : indice allant de 1 à 4 qui représente le numéro du transistor). Chaque transistor présente une largeur de grille  $W_n$  de  $827 \mu\text{m}$  et une longueur de grille  $L_n$  de  $2 \mu\text{m}$  afin d'obtenir  $W_{\text{total}}$  de ces quatre transistors est égale à  $W_1$  du transistor  $M_1$  du montage précédent ( $W_1 = 3310 \mu\text{m}$ ). De cette manière nous gardons les dimensions optimales qui permettent d'avoir un ENC minimal. Le nombre de doigts de grille  $N_g$  de chaque transistor  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  est égal à 9 et pour  $T_4$  égal à 8 (pour  $M_1$  :  $N_g = 35$ ). Cette topologie est la plus optimale pour la réalisation du dessin de masque (layout) et cela permet de diminuer les capacités  $C_{BS}$  et  $C_{BD}$  dans ces transistors. Le transistor  $M_2$  du montage précédent (1<sup>er</sup> prototype V1, Figure II- 27) à été remplacé par la résistance  $R_2$  ( $R_2 = 15 \text{ k}\Omega$ ) et la résistance  $R_1$  ( $R_1 = 15 \text{ k}\Omega$ ) remplace le transistor  $M_9$ . Ces deux résistances contrôlent les tensions sur le drain et la source du transistor  $M_1$  et par conséquent son courant  $I_{DS}$  [19]. Le remplacement du transistor  $M_9$  par la résistance  $R_1$  a été guidé par une meilleure linéarité et une contribution en bruit inchangé. En effet,  $M_9$  (1<sup>er</sup> prototype V1) était polarisé en zone ohmique et la résistance  $R_1$  ne ramène pas de bruit supplémentaire. Le miroir de courant constitué par les transistors  $M_2$  et  $M_6$  (1<sup>er</sup> prototype V1) n'est pas primordial. Nous avons choisi, toujours pour des questions de linéarité de remplacer  $M_2$  par la résistance  $R_2$ . Afin d'augmenter le gain et donc la dynamique du signal de sortie, nous avons augmenté le courant qui passe par  $M_1$  à  $70 \mu\text{A}$  ( $I_n = 17,7 \mu\text{A}$ ) et diminué le courant qui passe par  $M_3$ . Nous obtenons un gain en boucle ouverte supérieur à 10000. Nous avons ajouté à la sortie un étage suiveur afin d'optimiser l'impédance de sortie [19], [23]. Ce bloc est représenté par les deux transistors  $M_7$  et  $M_8$ . Rappelons que l'augmentation du courant  $I_1$  augmente la valeur de la transconductance  $g_m$  du transistor d'entrée et diminue la valeur de l'ENC<sub>d</sub>. Mais le changement de l'ENC<sub>d</sub> reste négligeable devant celle de l'ENC<sub>f</sub> qui est dépendant des dimensions du transistor d'entrée comme le montre la courbe de l'ENC (Figure II- 28). Les dimensions du transistor d'entrée n'ont pas changé et par conséquent nous n'aurons pas de changement de l'ENC<sub>f</sub> en fonction de la largeur  $W$  du transistor d'entrée. Par contre, dans le deuxième prototype de circuit intégré, l'amplitude de l'impulsion de sortie a été considérée comme le facteur dominant. Nous avons utilisé un seul intégrateur ( $n = 1$ ), par conséquent, nous obtenons une augmentation de la charge électronique de bruit. Cette augmentation va être diminuée grâce à l'augmentation de  $R_f$  et à la diminution de la constante de temps de l'intégrateur qui a été fixé à  $2 \mu\text{s}$  (cf Chapitre IV :II.1). Cette diminution de la constante de temps augmente la bande passante. La charge électronique de bruit du deuxième prototype du

préamplificateur de charges reste le même et est égale à 5,5 keV (Figure II- 45). La valeur de  $R_f$  est de  $10\text{ M}\Omega$  et celle de  $C_f$  est de  $0,5\text{ pF}$ .

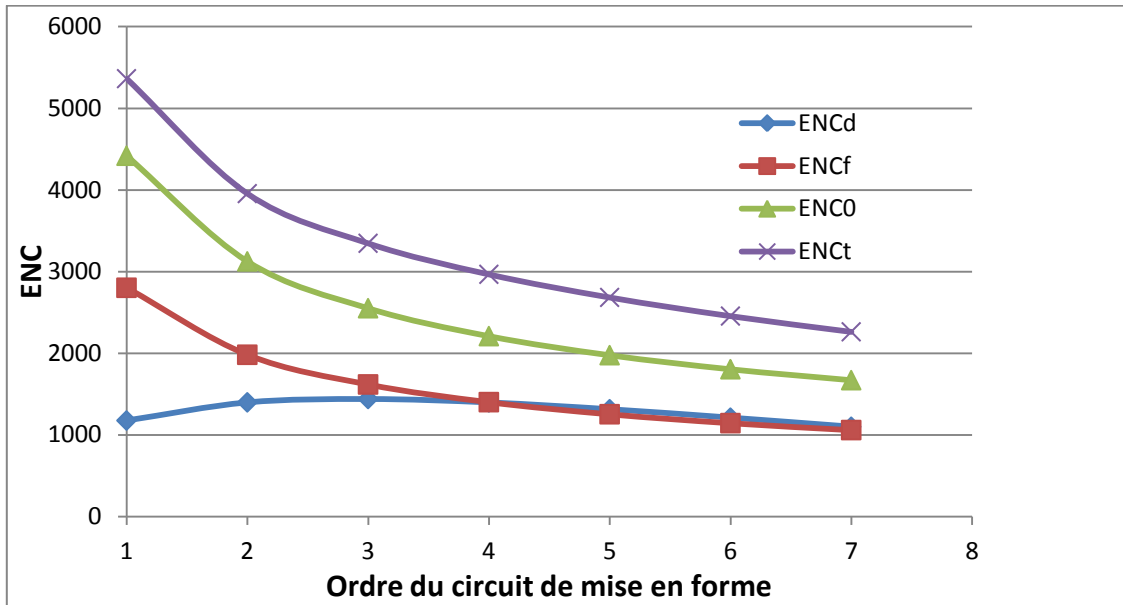


Figure II- 45 : ENC en fonction de l'ordre du circuit de mise en forme (prototypage 2 du CI)

	<i>M1</i>	<i>M3</i>	<i>M4</i>	<i>M5</i>	<i>M6</i>	<i>M7</i>	<i>M8</i>
Type du transistor	PMOS	NMOS	PMOS	PMOS	NMOS	NMOS	NMOS
W : largeur de la grille	3310	10	0,6	13	4	10	0,6
L : longueur de la grille	2	6,6	1	9	4	1	0,5

Tableau II- 5 : Dimensions des transistors formant le préamplificateur de charges

En résumé le cahier des charges de ce préamplificateur de charges est :

- Tension de polarisation : 3 V,
- Consommation inférieure à  $0,5\text{ mW}$  @ 3 V,
- Gain  $\geq 10000$ ,
- $ENC_{\text{totale}}$  de l'ordre de 6 KeV,
- Plage de valeur de la capacité d'équivalent de la jonction : [20 pF, 400 pF]

Le courant qui passe dans l'étage cascode replié est égale à  $71\text{ }\mu\text{A}$ , celui de l'étage de polarisation est égal à  $35\text{ }\mu\text{A}$  et enfin le courant qui circule dans l'étage d'amplification est

égale à 30  $\mu\text{A}$ . Ce qui donne une consommation totale dans le circuit égale à 410  $\mu\text{W}$ . Nous pouvons constater que cet ordre de consommation respecte la condition imposé dans le cahier de charges.

Le calcul de la sensibilité de ce préamplificateur de charges est basé sur l'équation II-26, telle que :

$$S = \frac{V_{max}}{E} = \frac{q}{C_f U} \cong 80 \text{ mV/MeV}$$

À l'entrée du préamplificateur de charges, nous avons injecté une impulsion de courant comme montrée sur la Figure II- 32. (N.B. : ce préamplificateur de charges a été testé sous Cadence avec succès pour amplifier les impulsions de courant d'entrée de faibles amplitudes, par exemple une impulsion de 0,5  $\mu\text{A}$  d'amplitude correspondant à une énergie de 0,625 MeV). La tension obtenue à la sortie de ce montage est donnée sur la Figure II- 46, ainsi que son comportement en fréquence (Figure II- 47) en montrant un gain de 140 dB (précédemment 136 dB). La stabilité du système est donnée par la courbe de phase en fonction de la fréquence. La marge de phase est donnée à la fréquence où le gain est égal à 0 dB, telle que : Marge de phase = Phase (fréquence où le gain = 0 dB) - (-180°). Le circuit est stable si la marge de phase est positive.

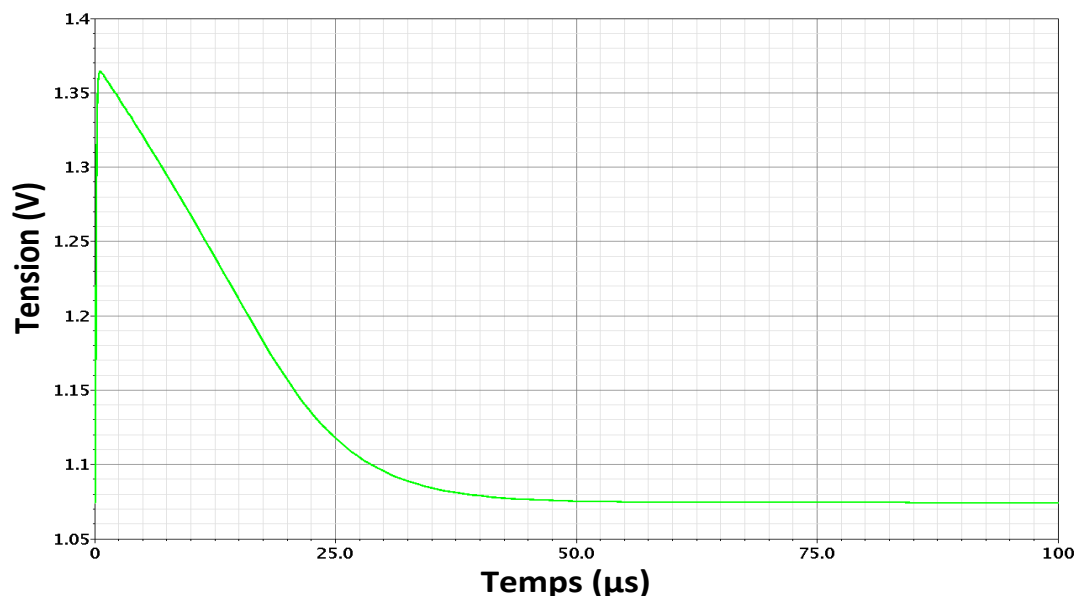


Figure II- 46 : Tension de sortie en fonction du temps du 2<sup>ème</sup> prototype du préamplificateur de charges

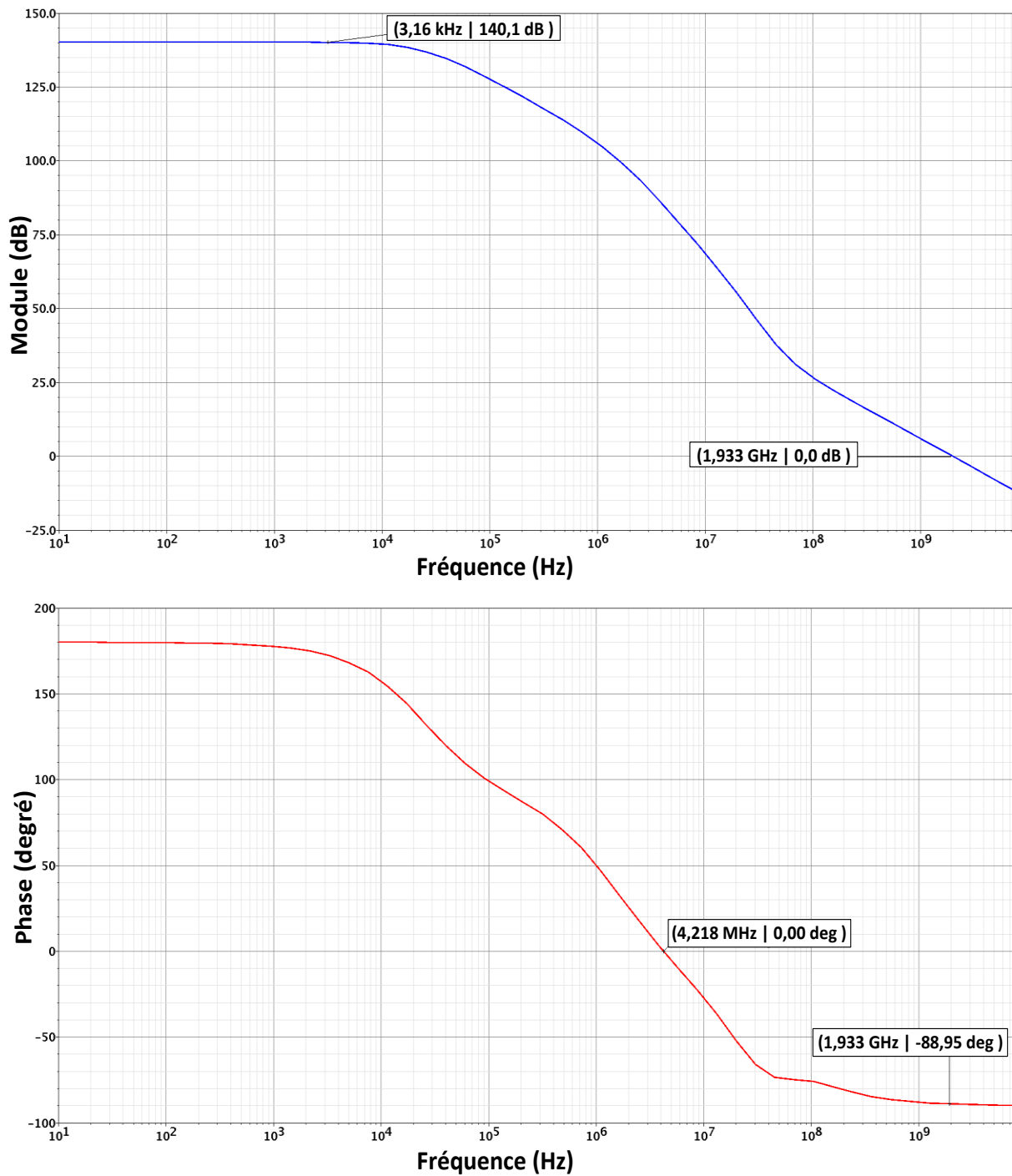


Figure II- 47 : Comportement fréquentiel (gain et phase) du 2<sup>ème</sup> prototype du préamplificateur de charges

La Figure II- 48 montre l'amélioration au niveau du gain avec une augmentation importante de la bande passante (environ 1 décade) et présente une comparaison entre les comportements fréquentielles de deux prototypes.

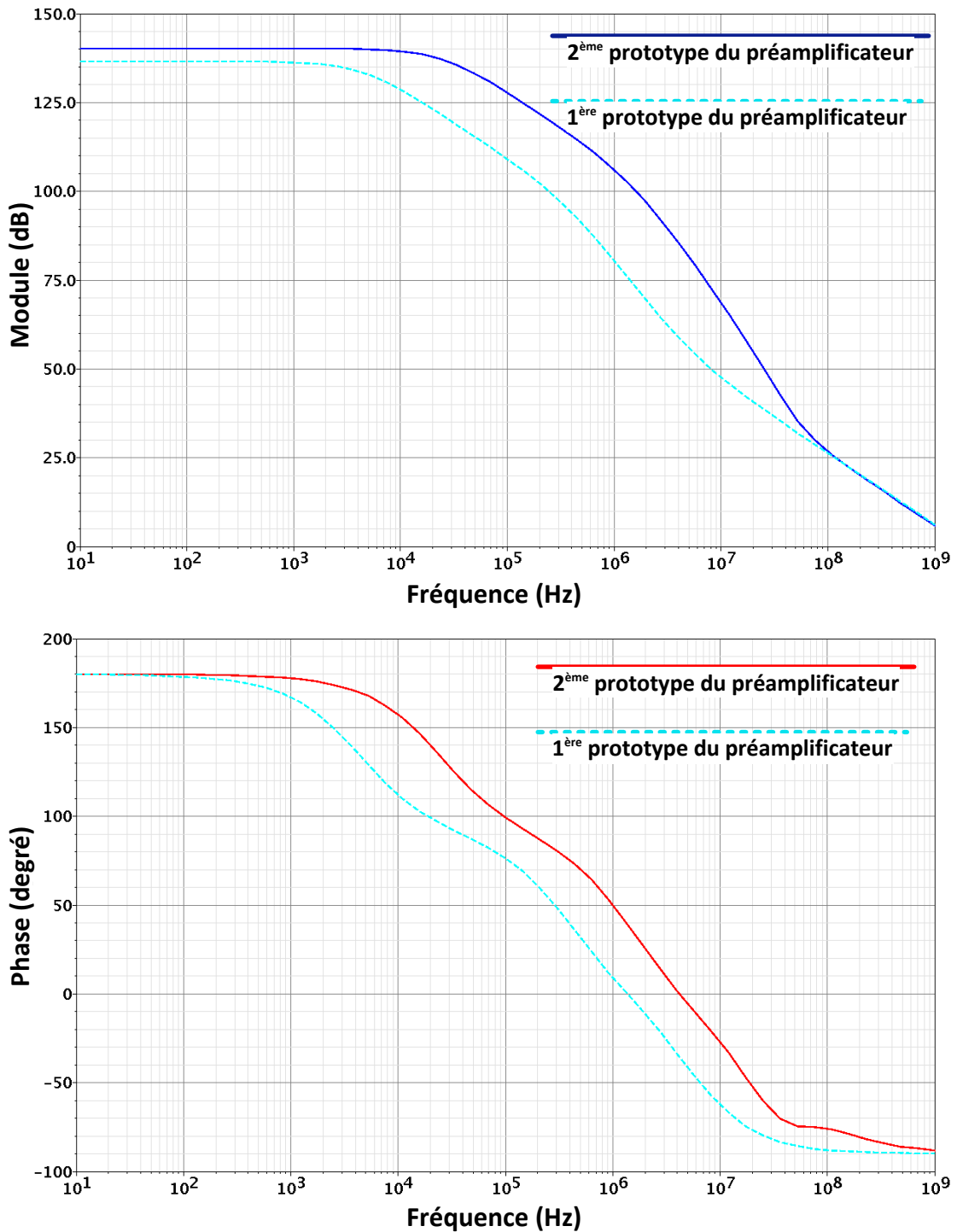


Figure II- 48 : Comparaison du comportement fréquentiel de deux prototypes du préamplificateur de charges

Une étude de la linéarité du préamplificateur de charges sur la même gamme d'énergie que celle étudiée précédemment (de 1 MeV jusqu'au 10 MeV, cf Figure II- 43) est donnée sur la Figure II- 49.

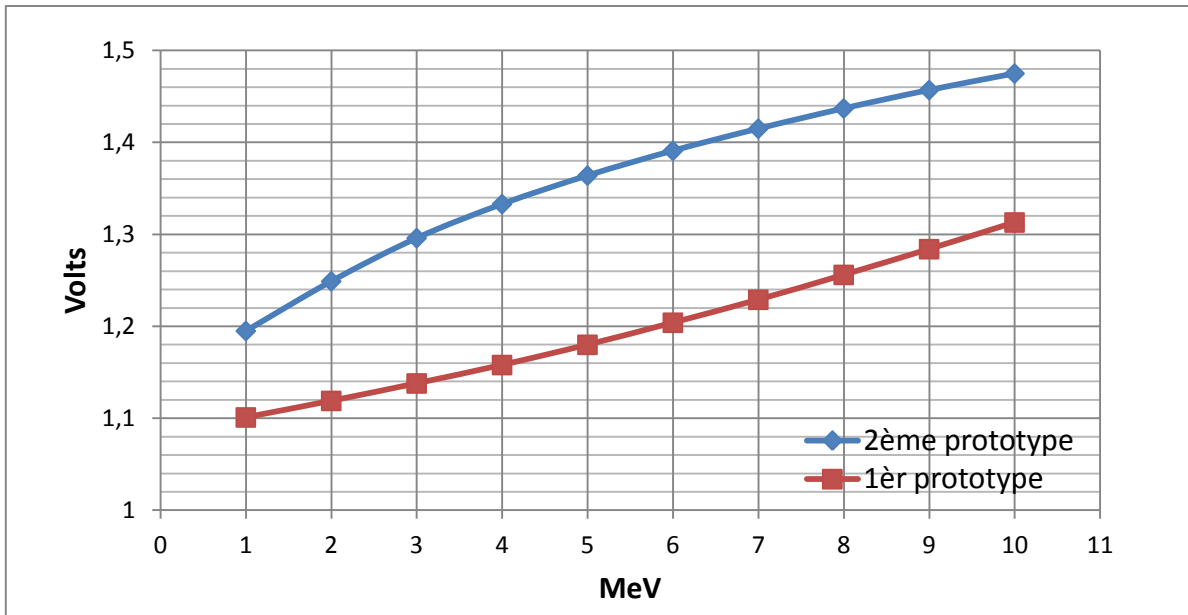


Figure II- 49 : Tension de sortie du préamplificateur (simulation) en fonction de l'énergie déposée

La Figure II- 50 montre l'amélioration importante de la dynamique du signal de sortie du deuxième prototype ainsi que de son encombrement temporel (durée de l'impulsion). Le Tableau II- 6 compare les caractéristiques du signal de sortie (amplitude, dynamique et encombrement temporel) des deux prototypes.

	<i>Premier prototype</i>	<i>Deuxième prototype</i>
<i>Amplitude</i>	<i>1,179 V</i>	<i>1,364 V</i>
<i>Dynamique</i>	<i>92 mV</i>	<i>290 mV</i>
<i>Encombrement temporel</i>	<i>≈ 120 μs</i>	<i>≈ 60 μs</i>

Tableau II- 6 : Comparaison des caractéristiques du signal de sortie de deux prototypes

Enfin, nous avons parlé d'une adaptation de ce préamplificateur avec une très grande gamme de valeur de capacité des diodes de détection qui atteint 400 pF. La Figure II- 51 donne la comparaison de la dynamique du signal de sortie des deux prototypes en fonction de cette gamme.

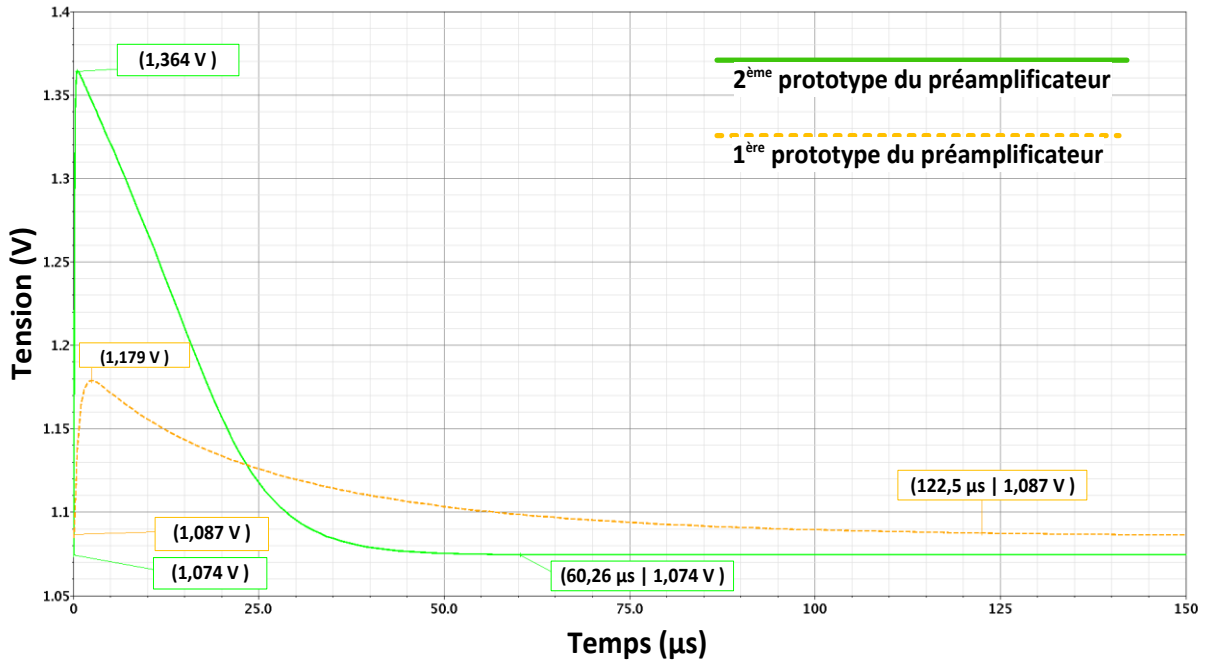


Figure II- 50 : Comparaison de la tension de sortie de deux prototypes du préamplificateur de charges

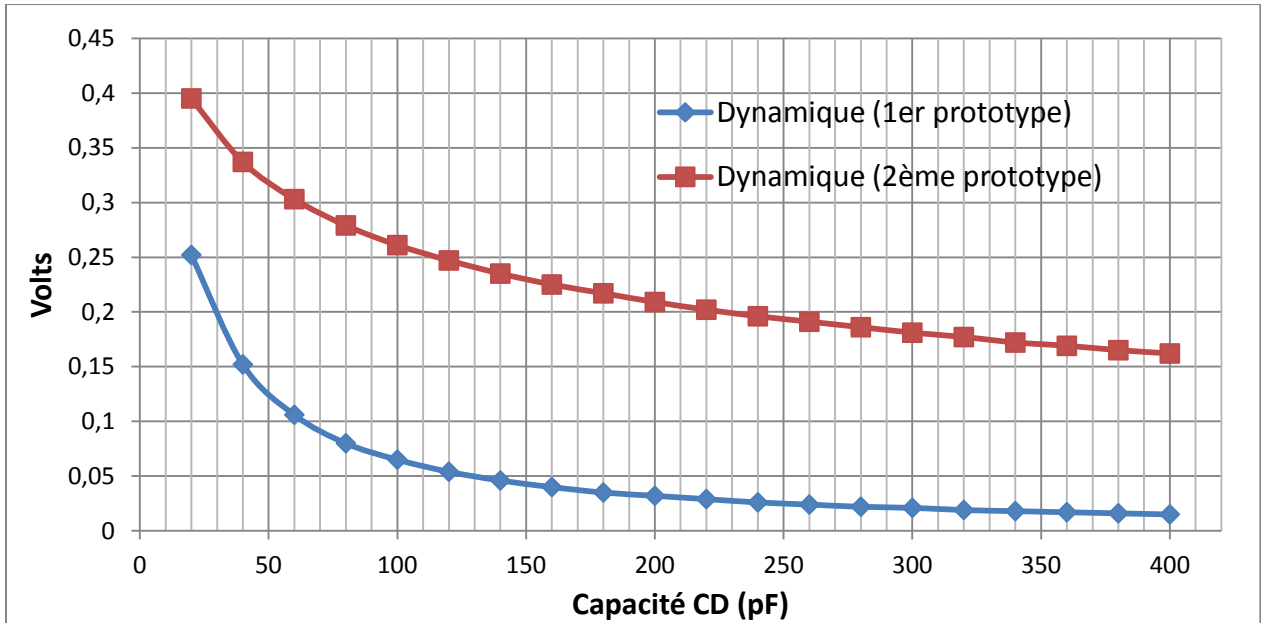


Figure II- 51 : Comparaison de la dynamique du signal de sortie des deux prototypes en fonction de la valeur de la capacité  $C_D$

## X. Réalisation du layout du préamplificateur de charges

Lors de la réalisation du layout, nous avons été très vigilant dans la conception de la résistance de contre réaction  $R_f$  qui a une très grande valeur. Cela a nécessité l'utilisation d'une couche de polysilicium de très haute résistivité. Le fondeur AMS nous propose d'utiliser pour la technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$ , la résistance RPOLYH qui présente une résistivité de 1,2  $\text{k}\Omega/\text{carré}$ . D'autre part, pour optimiser la surface nous utilisons la technique géométrique de forme « serpentín ».

Le layout du préamplificateur de charges a été réalisé à partir de son schéma électrique en respectant les règles de dessin relatif à la technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$  [24], [25]. La Figure II- 52 représente le layout du premier prototype du préamplificateur de charges. Il occupe une surface de 0,076  $\text{mm}^2$  (200  $\mu\text{m}$   $\times$  380  $\mu\text{m}$ ).

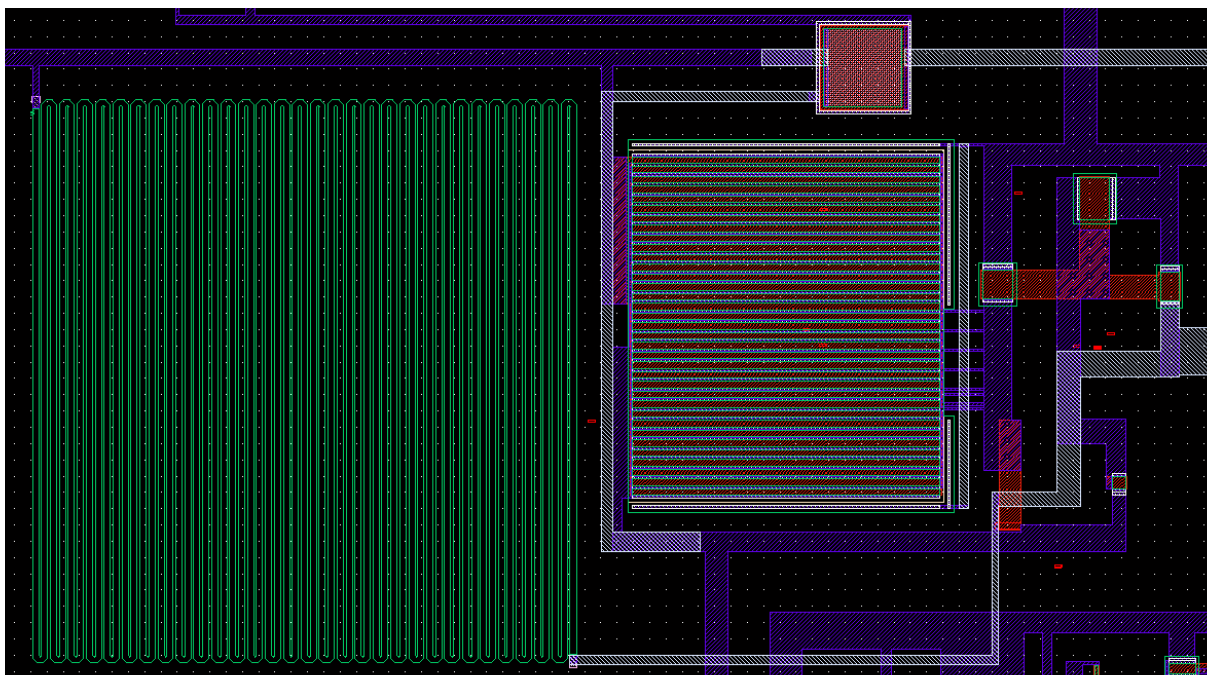


Figure II- 52 : Layout du 1<sup>er</sup> prototype du préamplificateur

La Figure II- 53 représente le layout du deuxième prototype du préamplificateur de charges. Lors de la réalisation du layout de la résistance  $R_f$ , les règles de dessin (DRC) impose une distance maximum de connexion entre les couches POLY2 et CONT de 22000  $\mu\text{m}$ . Cette



règle nous a obligé à diviser cette résistance en cinq résistances de  $2\text{ M}\Omega$  chacune (couleur vert dans le layout). Pour le transistor  $M_1$  qui est relativement grand, la polarisation homogène de sa grille impose que la distance entre les couches PGATE et SUBTAP soit inférieure à  $50\text{ }\mu\text{m}$ . La surface du silicium occupée de ce préamplificateur de charges est égale à  $0,114\text{ mm}^2$  ( $380\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$ ).

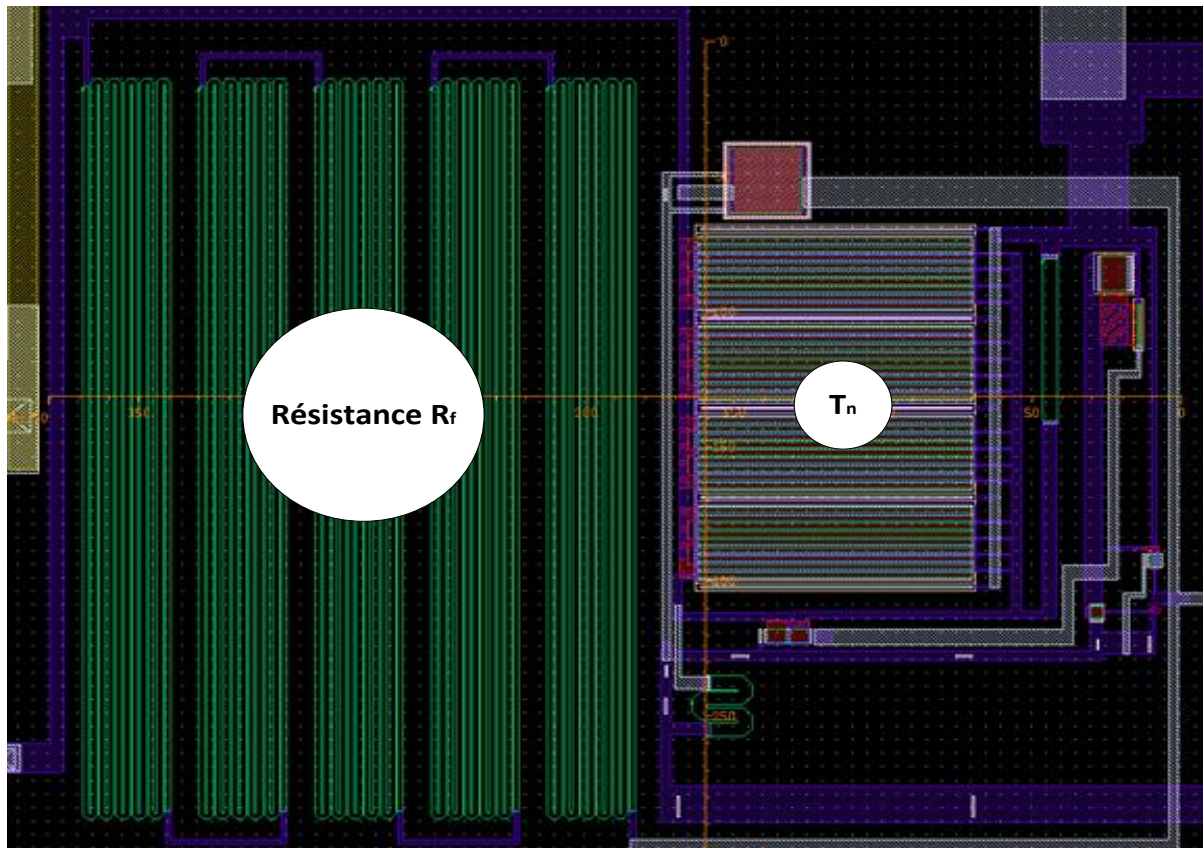


Figure II- 53 : Layout du 2<sup>ème</sup> prototype du préamplificateur

## **XI. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés aux études fondamentales des systèmes électroniques de détections et de mesures des rayonnements ionisants. Une bibliographie approfondie des détecteurs à semi-conducteurs ainsi que des étages d'entrée du traitement du signal a été réalisée.

La fonction principale de l'électronique de traitement du signal utilisée dans ces travaux est le préamplificateur de charges. Le choix de la technologie CMOS s'est fait en tenant compte des contraintes industrielles. Dans ce chapitre nous avons effectué une étude des différents types de transistors MOS. A l'issue de cette étude, nous avons pu concevoir, et donc, dimensionner de manière optimale les différents paramètres des composants. Le bruit a été considéré comme un facteur important pour obtenir une résolution adaptée. Nous avons donc étudié les caractéristiques générales du bruit, les différentes sources de bruit dans les transistors, la mesure de la charge électronique de bruit, le bruit thermique, etc....

Une comparaison entre les différents types de préamplificateurs a été réalisée et nous avons montré que les préamplificateurs de charges représentent le meilleur compromis par rapport à notre cahier des charges. La partie conception est présentée dans la dernière section de ce chapitre. L'étude bibliographique et le cahier des charges nous ont orientés vers une topologie de type cascode replié. Nous avons conçu deux prototypes de préamplificateur de charges. A chaque fois, notre étude a été guidée par la faible consommation, le faible bruit, le fort gain et une conversion charges-tension linéaire. La version finale de chaque prototype a été fabriquée. Les ASICs contiennent non seulement la fonction préamplificateur de charges mais également les autres fonctions de traitement de signal qui seront vues dans le chapitre suivant. Les résultats de caractérisation sont donnés dans le chapitre IV.

Situer la seule partie préamplificateur de charges par rapport à l'état de l'art est difficile. Nous pouvons dire que le deuxième prototype qui correspond à la version la plus aboutie prend en compte les problèmes de consommation, de bruit, de gain, de rapport signal à bruit, d'encombrement temporel du signal de sortie. En plus de ces paramètres, nous avons cherché à rendre cet étage le moins dépendant des caractéristiques des détecteurs. Ce point très important nous autorise l'utilisation de détecteurs silicium qui présentent une large gamme de capacités équivalentes qui arrive jusqu'au 400 pF.

## **XII. Bibliographie**

---

- [1] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer-Verlag, New York, 1999.
- [2] R. J. Baker, *CMOS Circuit Design, Layout, and Simulation*, Revised 2nd edition, Wiley-IEEE, 2007.
- [3] J. Cloute-Cazala, *Développement de procédés génériques pour des systèmes électroniques de mesure de radionucléides naturels*, Thèse de doctorat, Université de Limoges, n° 26-1996, 1996.
- [4] J. Jang, *Small-signal Modeling of RF CMOS*, Stanford University, 2004.
- [5] C. D. Motchenbacher, J. A. Connelly, *Low-Noise Electronic System Design*, Wiley-Interscience, New-York, 1993.
- [6] P. R. Gray, R. G. Meyer, *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*, Willey, New-York, 1993.
- [7] S. N. Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation Detection*, Academic Press, Elsevier, 2007.
- [8] R. L. Geiger, P. E. Allen, N. R. Strader, *VLSI Design Techniques for Analog and Digital Circuits*, McGraw-Hill, New-York, 1990.
- [9] Z. Y. Chang, W. M. C. Sansen, *Low-Noise Wide-Band Amplifiers in Bipolar and CMOS Technologies*, Kluwer Academic Publishers, Norwell, 1991.
- [10] H. Nyquist, *Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors*, *Phys. Rev.*, vol. 32, pp 110-113, 1928.
- [11] K. R. Laker, W. M. C. Sansen, *Design of Analog Integrated Circuits and Systems*, McGraw-Hill, New-York, 1994.
- [12] W. Sansen, *Integrated low noise amplifier in CMOS technology*, *Nucl. Instrum. and Methods*, section A, vol. 253, no3, pp 427-433, 1987.
- [13] G. Shani, *Electronics for Radiation Measurements*, vol. 1, CRC Press, New-York, 1996.

- [14] A. Lavaure De Graffanaud, Conception de blocs analogiques et mixtes dédiés à un capteur intégré de rayonnement, Thèse de doctorat, Université de Limoges, n° 10-2000, 3 février 2000.
- [15] I. Perić, A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage CMOS technology, Nucl. Instrum. and Methods, section A, vol. 582, n°3, pp 876-885, 2007.
- [16] C. Fiorini, A. Gola, et. al., A CMOS pulsed-reset preamplifier for silicon drift detectors with on-chip JFET, Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp., vol. 4, pp 2519-2521, 2007.
- [17] Z. Y. Chang, W. M. C. Sansen, Limits of Low Noise Performance of Detector Readout Front Ends in CMOS Technology, IEEE Transactions on Circuits and Systems, vol. 37, n°11, pp 1375-1382, 1990.
- [18] Z. Y. Chang, W. M. C. Sansen, Effect of 1/f noise on resolution of CMOS analog readout system for micro-strip and pixel detectors, Nucl. Instrum. and Methods, section A, vol. 305, n°3, pp 553-560, 1991.
- [19] G. Bertuccio, S. Caccia, Progress in ultra-low-noise ASICs for radiation detectors, Nuclear Instruments and Methods, section A, vol. 579, n°1, pp 243-246, 2007.
- [20] AMS (Austriamicrosystems), 0.35  $\mu\text{m}$  CMOS C35 Noise Parameters, Seven digit document, Eng-189, Rev. 5.0, 09-01-2008.
- [21] AMS (Austriamicrosystems), 0.35  $\mu\text{m}$  CMOS C35 Process Parameters, Eng-182, Rev. 5.0, 21-05-2007.
- [22] H. Fanet, Électronique associée aux détecteurs de rayonnements, Techniques de l'ingénieur, traité Génie Nucléaire, BN 3 485, juillet 2002.
- [23] H. K. Soltveit, Preamplifier-shaper prototype for the Fast Transition Detector of the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment at FAIR, Electronics for LHC and future experiments, pp 520-524, Valencia, 2006.
- [24] AMS (Austriamicrosystems), 0.35 $\mu\text{m}$  CMOS C35 DFM Rules, Seven digit document, Eng-301, Rev. 3.0, 25-05-2007.

- 
- [25] AMS (Austriamicrosystems), 0.35 $\mu$ m CMOS C35 Design Rules, Seven digit document, Eng-183, Rev. 6.0, 25-01-2007.



## **Chapitre III : Filtrage et mise en forme**





## I. Introduction

Le signal produit par le préamplificateur de charges ne peut pas être utilisé directement. Il faut effectuer une mise en forme et une amplification. L'objectif de ces traitements est d'optimiser le rapport signal sur bruit et de réduire les risques d'empilements des événements détectés. Le plus simple est d'étudier un préamplificateur de charges suivi par des circuits de filtrage R-C et d'amplification. Cet arrangement est montré dans la Figure III- 1. Cette chaîne contient un préamplificateur de charges (CSA) suivi par un dérivateur  $C_1R_1$  et un intégrateur  $R_2C_2$  avec un bloc d'amplification (AOP).

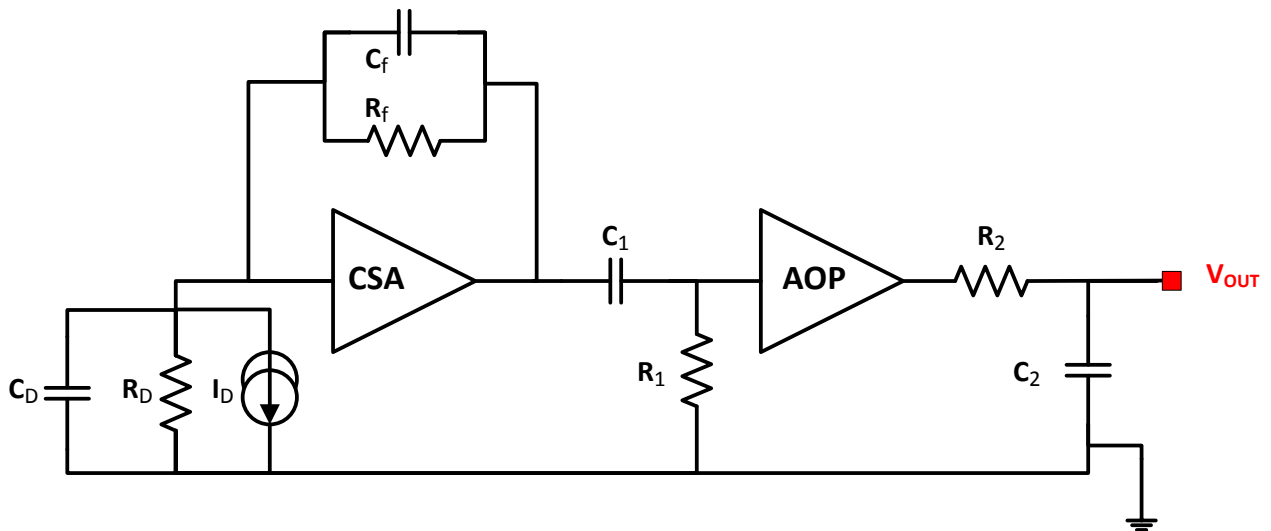


Figure III- 1 : Montage d'une chaîne de mesure contenant le circuit de mise en forme

Dans ce chapitre, nous allons détailler le principe de fonctionnement du filtrage dédié à la dosimétrie pour la mise en forme de l'impulsion. Ce travail contient une étude exhaustive du filtrage RC (intégrateur) et CR (dérivateur) ainsi que l'intérêt d'utiliser ce type de circuits dans une chaîne de mesure. Nous réalisons également un étage d'amplification en expliquant son rôle dans notre chaîne, son gain et ses caractéristiques. Enfin nous réalisons un discriminateur qui fonctionne comme un comparateur à seuil pour discriminer les impulsions et produire une sortie binaire.

## II. Mise en forme des impulsions

Dans les systèmes de détections des rayonnements nucléaires, la mise en forme prend une place importante car la performance de la mesure en dépend.

En effet, le signal sortant d'une jonction est rapide (quelques ns) et il n'est pas très pratique d'en extraire des informations telles que la hauteur de l'impulsion. Ce signal doit d'abord être pré-amplifié et mis en forme. Une impulsion relativement large temporellement est nécessaire pour réduire le bruit et le sommet arrondi est nécessaire pour mesurer l'amplitude avec précision.

### II.1. But de la mise en forme

En général, il y a deux objectifs pour transformer le signal de la jonction en une impulsion bien définie :

- Augmenter le rapport signal sur bruit,
- Diminuer le risque d'empilement des impulsions.

Comme mentionné précédemment, ces deux exigences sont contradictoires, donc une solution optimisée est demandée et dépend de l'application visée. Pour les applications spectrométriques, il est souhaitable d'avoir un excellent rapport signal sur bruit (S/N). Cela peut être réalisé en augmentant la largeur des impulsions. L'arrondi de l'amplitude maximale (Figure III- 2) facilite la mesure de la hauteur de l'impulsion qui représente la mesure de l'énergie absorbée par le milieu de détection.

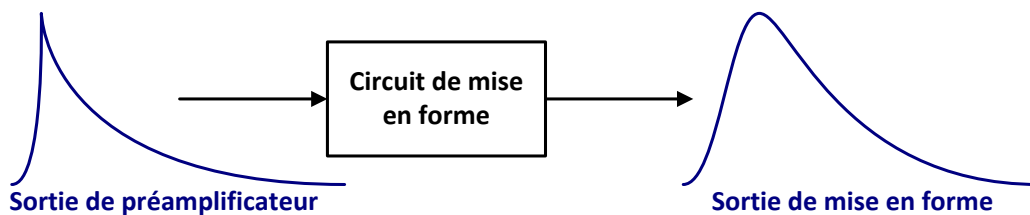


Figure III- 2 : Le circuit de mise en forme transforme l'impulsion venant du préamplificateur en une impulsion mise en forme avec l'arrondi de l'amplitude maximale

Si le taux de rayonnements incidents est très élevé, l'augmentation de la largeur de l'impulsion n'est pas un bon choix, les impulsions consécutives pouvant s'empiler les unes sur les autres (Figure III- 3). Dans une telle situation, l'encombrement temporel de l'impulsion doit être diminué de telle sorte que le rapport signal sur bruit soit toujours acceptable. Nous détaillerons cette partie dans les paragraphes suivants.

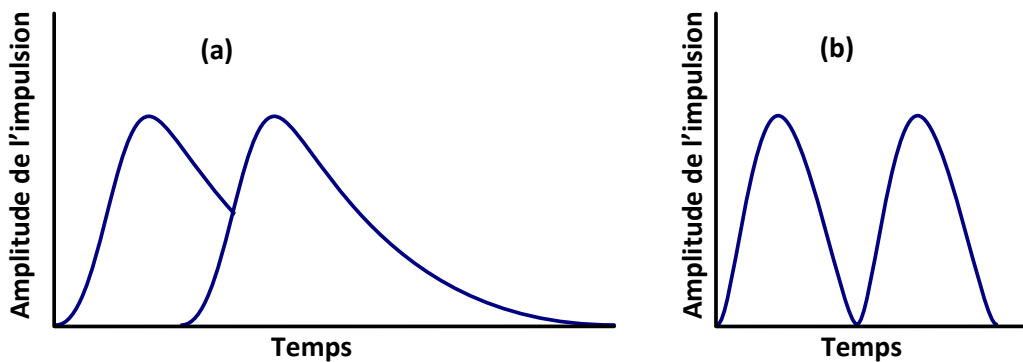


Figure III- 3 : Dégradation de la résolution par le phénomène d'empilement (a), élimination du phénomène d'empilement par la diminution de la largeur de l'impulsion (b)

Plusieurs méthodes de mise en forme existent avec des avantages et des inconvénients. Le choix de la mise en forme est lié à l'application visée. Dans ce mémoire nous sommes intéressés par la mise en forme avec des filtres de type CR-RC.

## **II.2. Mise en forme par des circuits R-C**

La mise en forme par des circuits R-C est la méthode la plus simple et la plus largement utilisée. Ce traitement de signal se compose de deux parties : un dérivateur CR et un intégrateur RC (Figure III- 4).

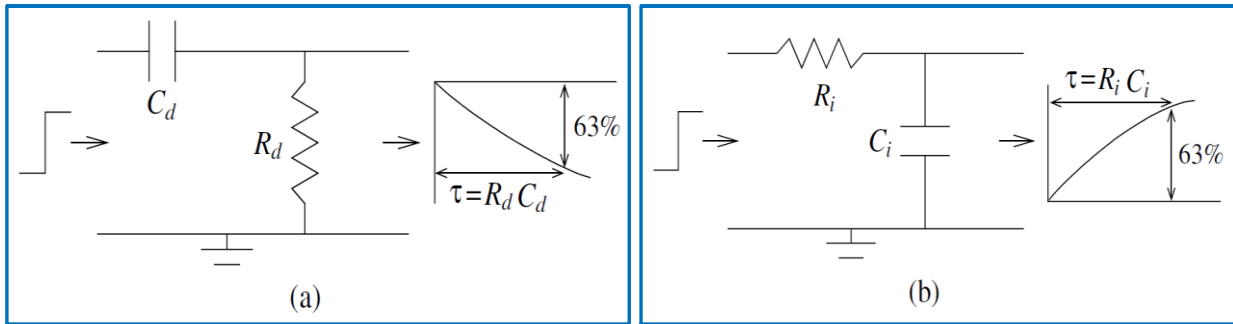


Figure III- 4 : Réponse à un échelon d'un simple (a) dérivateur CR (filtre passe haut), (b) intégrateur RC (filtre passe bas)

### II.2.1. Le dérivateur CR et l'intégrateur RC

Le dérivateur CR (Figure III- 4 (a)) joue le rôle d'un filtre passe-haut avec une amplitude d'impulsion donnée par [1] :

$$V_{out} = V_{in} - Q/C_d \quad (III- 1)$$

En dérivant cette équation par rapport au temps, nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dV_{out}}{dt} - \frac{dV_{in}}{dt} + \frac{V_{out}}{R_d C_d} = 0 \quad (III- 2)$$

$R_d C_d$  dans l'équation ci-dessus est la constante de temps du dérivateur qui détermine principalement le temps de décroissance du signal de sortie. L'encombrement temporel de l'impulsion à la sortie du préamplificateur est généralement plus grand que cette constante de temps. Cela implique que le signal de sortie du préamplificateur de charges entrant dans le dérivateur est considéré comme une fonction échelon.

La fonction de transfert du dérivateur est de la forme suivante [2], [3], [4], [5] :

$$H(s) = \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{\tau_d s}{\tau_d s + 1} \quad (III- 3)$$

avec  $\tau_d = R_d C_d$  la constante de temps du dérivateur,  $s$  est une variable complexe de la transformée de Laplace.

La réponse temporelle de l'impulsion de sortie est obtenue à partir de la transformée de Laplace inverse :

$$V_{out} = e^{-t/\tau_d} \quad (III-4)$$

L'équation précédente (équation III-4) montre que l'impulsion de sortie décroît exponentiellement. Sa largeur peut être contrôlée par la constante de temps  $\tau_d$ . Dans les systèmes de mesures de rayonnements, l'objectif principal est de mesurer la hauteur de l'impulsion. Cependant, comme illustré dans la Figure III- 5, l'impulsion de sortie d'un dérivateur CR a une amplitude maximale correspondant à un pic, ce qui rend difficile la mesure de la hauteur de l'impulsion. L'autre inconvénient est que ce type de signal est plus affecté par le bruit à haute fréquence. Pour résoudre ce problème, nous faisons suivre la sortie du dérivateur CR par un intégrateur RC.

L'intégrateur RC avec sa constante de temps  $\tau_i = R_i C_i$  est montré dans la Figure III- 4 (b). La figure illustre également la réponse du circuit à un échelon. Dans un tel cas, la réponse temporelle de l'impulsion de sortie est obtenue en utilisant la transformation de Laplace inverse de la fonction de transfert de l'intégrateur, tel que :

$$H(s) = \frac{1}{\tau_i s + 1} \quad (III-5)$$

La réponse temporelle devient :

$$V_{out} = 1 - e^{-t/\tau_i} \quad (III-6)$$

Dans le paragraphe suivant, nous étudions le filtrage par l'ensemble CR-RC.

### II.3. Filtrage CR-RC

Le bloc de filtrage CR-RC est composé d'un dérivateur CR suivi d'un intégrateur RC. La fonction de transfert est :

$$H(s) = \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{\tau_d s}{\tau_d s + 1} \frac{1}{\tau_i s + 1} \quad (III-7)$$

Si nous supposons que la sortie du préamplificateur délivre un échelon de tension d'amplitude  $V_0$ , la forme de l'impulsion après son passage dans le bloc de filtrage CR-RC est obtenue par [6] (Figure III- 5 et Figure III- 6) :

$$V_{out} = V_0 \frac{\tau_d}{(\tau_d - \tau_i)} \left( e^{-t/\tau_d} - e^{-t/\tau_i} \right) \quad (III-8)$$

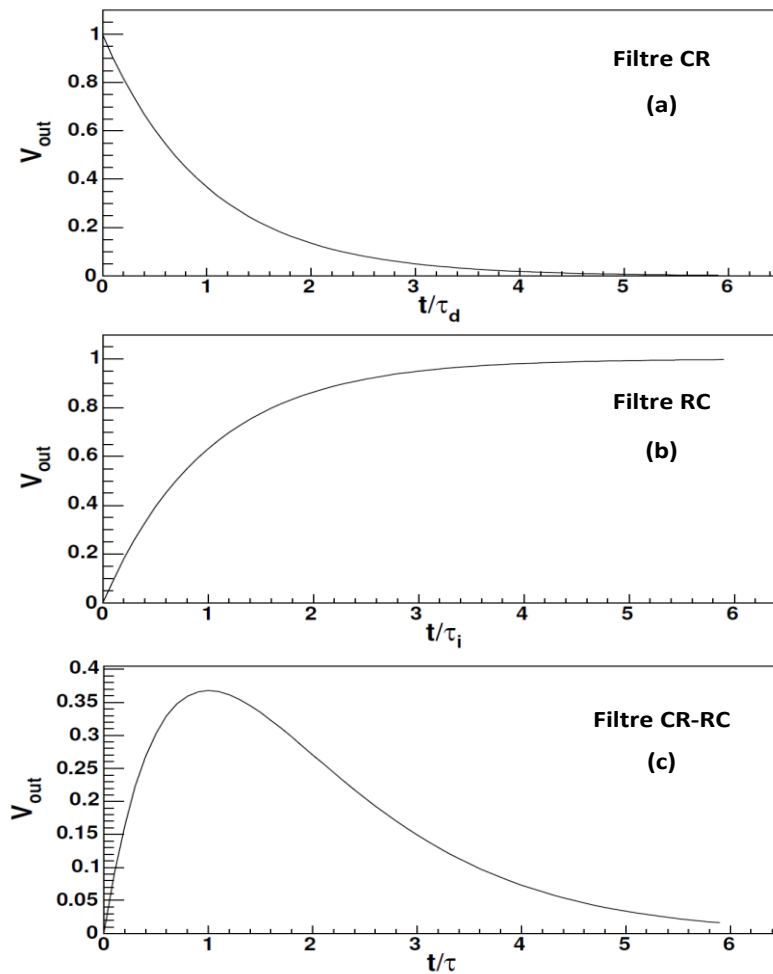


Figure III- 5 : Réponse d'un filtre, CR (a), RC (b), CR-RC (c) à un échelon

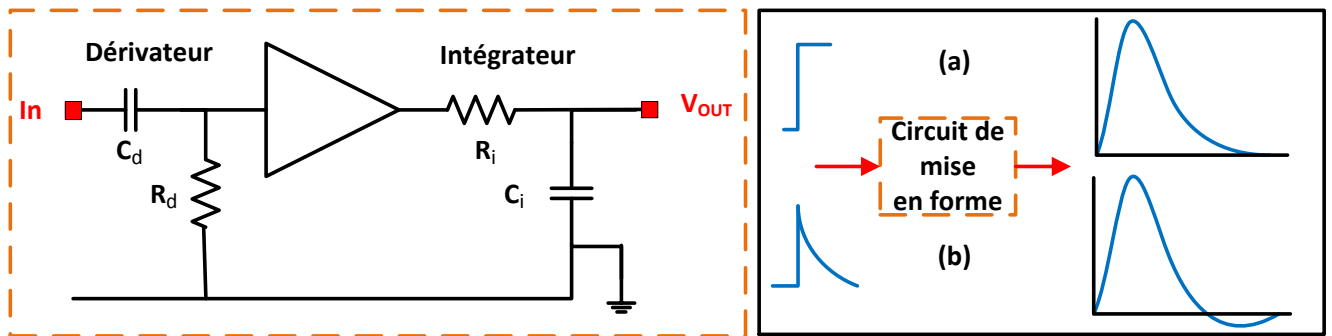


Figure III- 6 : Réponse d'un circuit de mise en forme à un échelon (a) et à une impulsion à décroissance exponentielle (b)

Selon l'équation III-8, le temps du monté ( $t_i$ ) et le temps de la décroissance ( $t_d$ ) de l'impulsion dépendent des constantes de temps des circuits CR et RC. En général, les constantes de temps sont choisies de sorte que l'impulsion de sortie ait un temps de monté très court et de descente compatible avec nos besoins. Le sommet de l'impulsion doit être arrondi. La théorie montre que lorsque les deux constantes de temps sont égales, le rapport signal sur bruit est meilleur et le retour à zéro de l'impulsion est plus rapide [7], [8], c'est-à-dire quand  $\tau_d = \tau_i = \tau$ . Dans ce cas, la réponse temporelle sera :

$$V_{out} = V_0 \frac{t}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (III-9)$$

Les explications précédentes sont basées sur un signal de sortie issu du préamplificateur de charges assimilé à un échelon de tension. Hors, nous ne sommes pas dans cette configuration. Les préamplificateurs produisent des impulsions à décroissance exponentielle ressemblant au signal de sortie d'un filtre CR. Si cette impulsion est injectée dans un bloc de mise en forme CR-RC, nous obtiendrons à la sortie une impulsion qui décroît exponentiellement avec une partie qui passe sous la ligne de base. Cela crée un « undershoot » (Figure III- 6 (b)). Ce phénomène pose deux problèmes importants. L'amplitude maximale n'est plus optimale car une partie de l'information va être perdue (partie passant sous la ligne de base). De plus, si deux événements (deux impulsions) se produisent dans un laps de temps très court [7], [8] (lorsque l'undershoot existe), le dernier événement va être impacté du fait que son point de départ ne soit plus sur la ligne de base. La stricte proportionnalité entre la quantité de charges et l'amplitude de l'impulsion n'est plus conservée et la résolution du système de mesure est dégradée [9].

Deux facteurs doivent être pris en compte, la largeur de l'impulsion et le retour à la ligne de base dans un temps très bref. Ces précautions pour la mesure de fort taux de comptage ne sont pas obligatoires dans notre cas, car nous travaillons avec un taux de comptage relativement faible (les détails se trouvent dans le paragraphe III). Afin de minimiser ces inconvénients nous utilisons un circuit d'annulation de pôle-zéro.

#### **II.4. Annulation du pôle-zéro**

Comme nous l'avons vu précédemment, le signal de sortie du préamplificateur de charges ne peut pas être assimilé à un échelon. En fait, nous avons une impulsion de décroissance exponentielle qui est très similaire à la réponse d'un filtre CR. Cela implique que la réponse du filtrage CR-RC peut être étudiée en supposant un circuit CR-CR-RC attaqué par un échelon. La transformation de Laplace de la fonction de transfert du circuit CR-CR-RC à un échelon est donné par :

$$H(s) = \frac{\tau_p}{(\tau_p s + 1)} \frac{\tau_d s}{(\tau_d s + 1)(\tau_i s + 1)} \quad (\text{III- 10})$$

Les indices d, i, et p dans  $\tau$  correspondent respectivement au dérivateur CR, à l'intégrateur RC et au préamplificateur de charges.

Il est évident que la fonction précédente a des singularités en  $s = -1/\tau_p, -1/\tau_d, -1/\tau_i$ . Ces points correspondent aux pôles de la fonction. Un des effets de ces pôles est l'apparition de l'undershoot de l'impulsion (Figure III- 7).

La suppression de l'undershoot peut être réalisée si le pôle responsable est en quelque sorte retiré de la fonction. Pour déterminer quel pôle doit être supprimé, nous avons déjà remarqué (Figure III- 6 (b)) que l'undershoot apparaît lorsque le signal de sortie du préamplificateur est une impulsion à décroissance exponentielle. Par conséquent, nous concluons que le pôle qui doit être enlevé est  $s = -1/\tau_p$ .



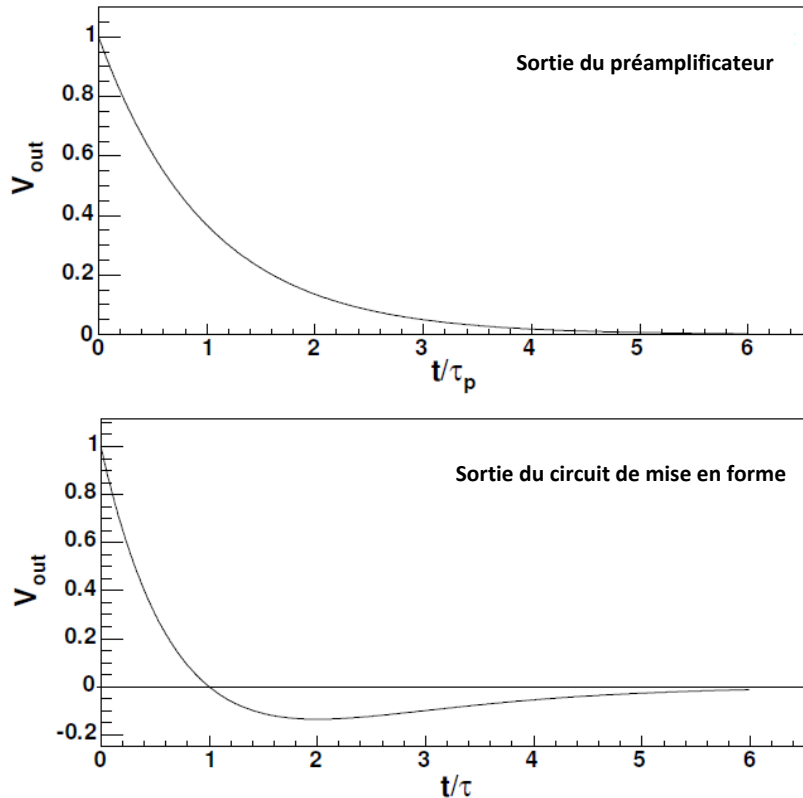


Figure III- 7 : Apparition de l'undershoot à la sortie du circuit de mise en forme

Une méthode simple pour enlever ce pôle est donnée sur la Figure III- 8 qui montre un montage CR-RC avec une résistance  $R_{pz}$  montée en parallèle avec  $C_d$ . L'inclusion de cette résistance modifie la fonction de transfert précédente, nous obtiendrons :

$$H(s) = \frac{\tau_p s}{(\tau_p s + 1)} \frac{\tau_d (R_{pz} C_d s + 1)}{(\tau_d R_{pz} C_d s + R_{pz} C_d + \tau_d)} \frac{1}{(\tau_i s + 1)} \quad (III- 11)$$

Afin de simplifier le calcul, nous retirons de la fonction de transfert la partie correspondant à l'intégrateur car ce dernier n'a pas d'influence sur l'undershoot. Dans ce cas là, notre étude s'arrête après le dérivateur. La fonction de transfert avec la résistance  $R_{pz}$  deviendra :

$$H(s) = \frac{\tau_p s}{(\tau_p s + 1)} \frac{\tau_d (R_{pz} C_d s + 1)}{(\tau_d R_{pz} C_d s + R_{pz} C_d + \tau_d)} = \frac{\tau_p s}{(\tau_p s + 1)} \frac{C_d R_d (R_{pz} C_d s + 1)}{(C_d R_d R_{pz} C_d s + R_{pz} C_d + C_d R_d)} \quad (III- 12)$$

Supposons que  $\tau_1 = C_d R_{pz}$ . La fonction de transfert sera :

$$H(s) = \frac{\tau_p s}{(\tau_p s + 1)} \frac{s + 1/\tau_1}{s + K/\tau_1} \quad (\text{III-13})$$

avec  $K = (R_{pz} + R_d)/R_d$

Si on choisit  $\tau_p = \tau_1 = \tau$  (c'est-à-dire :  $R_p C_p = R_{pz} C_d$ ), la fonction de transfert s'écrit :

$$H(s) = \frac{s}{s + K/\tau} \quad (\text{III-14})$$

La réponse temporelle à un échelon de tension d'amplitude  $V_0$  sera :

$$V_{out} = V_0 e^{-Kt/\tau} \quad (\text{III-15})$$

Il ressort de cette fonction que le temps d'occupation est réduit par un facteur  $K$  et par conséquent, la bande passante augmente d'un facteur  $K$ . Donc, le bruit augmente et le rapport signal sur bruit diminue. La compensation du pôle du préamplificateur permet donc d'augmenter les performances en taux de comptage mais au détriment du rapport signal sur bruit. Cette stratégie d'annulation du pôle-zéro fonctionne parfaitement, mais uniquement pour une hauteur d'impulsion donnée (amplitude). La gamme d'énergie des rayonnements ionisants que nous devons détecter est relativement restreinte. ( $E_{\alpha(Po218)} \approx 6,00$  MeV et  $E_{\alpha(Po214)} \approx 7,69$  MeV). Donc, les différences d'amplitudes en tension obtenues après le traitement du signal sont faibles. Cette fonction d'annulation du pôle-zéro a été réalisée uniquement pour le premier prototype.

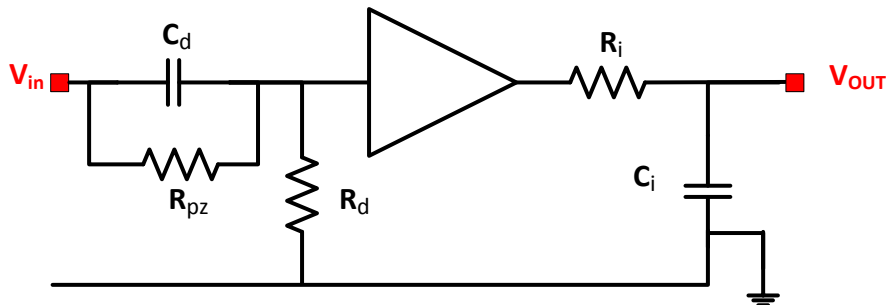


Figure III- 8 : Circuit d'annulation de pôle-zéro

## II.5. Impulsion semi-gaussienne

Les circuits CR-RC que nous avons vu précédemment fonctionnent bien pour des applications où une résolution élevée n'est pas nécessaire et le rapport signal sur bruit n'est pas le paramètre le plus important. Pour les systèmes où ce rapport est une priorité, ces circuits doivent être remplacés par un réseau qui assemble plusieurs cellules CR et RC et qui améliore non seulement le rapport signal-bruit, mais également diminue la largeur de l'impulsion de sortie. La Figure III- 9 montre plusieurs méthodes de filtrages.  $\eta/\eta_{\text{idéal}}$  représente le rapport entre le rapport bruit sur signal du filtre considéré sur le rapport bruit sur signal du filtre idéal<sup>1</sup>.

Les méthodes « b », « c » et « d » de la Figure III- 9 ont le même principe de fonctionnement, elles représentent n intégrateurs et un seul dérivateur. Selon la valeur de n, nous pouvons obtenir une impulsion de forme gaussienne. Le passage d'un intégrateur à un réseau d'intégrateurs (n intégrateurs) produit une amélioration du rapport signal sur bruit de 17 à 19 % [7]. La fonction de transfert du réseau est :

$$H(s) = \frac{\tau_d s}{(\tau_d s + 1)} \left( \frac{1}{(\tau_i s + 1)} \right)^n \quad (\text{III- 16})$$

Après avoir mis n intégrateurs, la forme gaussienne ou semi gaussienne et le meilleur rapport signal sur bruit sont obtenues pour  $\tau_d = \tau_i = \tau$  [6], [7]. La nouvelle fonction de transfert devient :

$$H(s) = \frac{\tau s}{(\tau s + 1)^{n+1}} \quad (\text{III- 17})$$

En supposant que  $Q/C_f$  est la sortie de préamplificateur de charges. La réponse temporelle à la sortie du montage devient :

$$V_{out} = \frac{Q}{C_f} \frac{1}{n!} \left( \frac{t}{\tau} \right)^n e^{-t/\tau} \quad (\text{III- 18})$$

<sup>1</sup> La réponse percussionnelle correspond à la transformée de fourrier de la fonction de transfert du filtre.

Chaîne de mesure	Réponse percussive normalisée $h(u)$	$\eta/\eta_{\text{idéal}}$
<b>a) filtre idéal</b> 		1
<b>b) 1 intégration et 1 dérivation</b> 		1,36
<b>c) 5 intégrations et 1 dérivation</b> 		1,15
<b>d) gaussienne</b> 		1,12
<b>e) 4 intégrations et 2 dérivations</b> 		1,36
<b>f) trapézoïdale</b> 		1,34
<b>g) triangulaire</b> 		1,07

Figure III- 9 : Méthodes de filtrage pour la mesure de l'énergie [10]

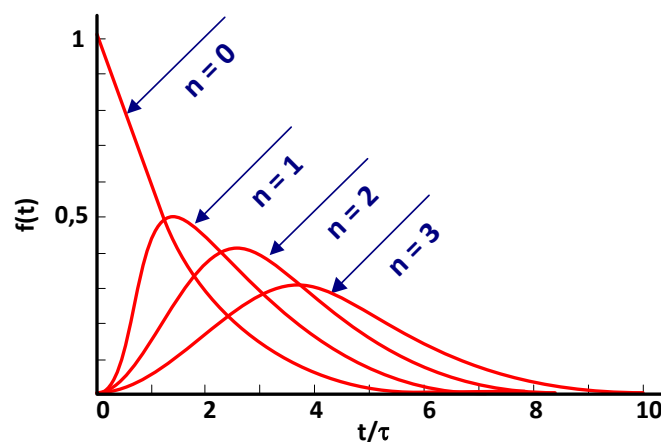


Figure III- 10 : Forme de l'impulsion en fonction de l'ordre n d'intégrateurs [7]

### **III. Phénomène d'empilement**

Le circuit intégré est destiné à traiter toute impulsion issue d'un détecteur électronique, quel que soit le type de rayonnement ayant produit cette impulsion. Cependant, dans l'application à l'étude de la chaîne de désintégration du radon 222 qui est notre objectif premier, la détection des particules alpha émises par les atomes de polonium est primordiale puisque ce sont ces particules qui constituent le risque pour l'homme et pour lesquelles on a défini la notion d' « énergie alpha potentielle ».

Toutefois, on note que parmi les descendants à vie courte du radon 222, le polonium 214 possède une période radioactive de 162,3  $\mu\text{s}$ . La probabilité de désintégration de cet atome dans un temps très court après la désintégration bêta du Bismuth 214 est donc élevée et risque de provoquer un phénomène d'empilement. Le phénomène peut s'étudier à l'aide du programme SRAD<sup>2</sup> qui permet de simuler les instants de désintégration successifs des atomes de la filière radioactive du radon 222. À titre d'exemple, le Tableau III- 1 fournit les résultats d'une simulation des désintégrations des descendants à vie courte de 190622 atomes de radon-222 dans un  $\text{dm}^3$  d'air correspondant à une activité volumique initiale de 400  $\text{Bq/m}^3$ . Ils s'analysent ainsi :

- On considère qu'il y a possibilité d' « empilement » si deux désintégrations successives, quel que soit leur type, sont séparées par un temps inférieur à une valeur constituant un paramètre du calcul (200  $\mu\text{s}$  dans cet exemple),
- les divers « types d'empilements » correspondent aux 4 possibilités de successions de désintégration,
- Dans cet exemple, il existe 61 cas où deux désintégrations alpha successives sont séparées par moins de 200  $\mu\text{s}$ , soit 0,0106% des cas et 0,0064 % des successions de désintégrations quel que soient leur type. Comme la chaîne ne comporte pas naturellement deux atomes

---

<sup>2</sup> SRAD – Simulation of radioactive decay. Programme développé par Pe@rL pour simuler par Monte Carlo la désintégration des chaînes radioactives.

successifs se désintégrant par émission alpha, le phénomène est à attribuer à l'aspect aléatoire des instants de désintégration nucléaire,

- Toutes les autres lignes du tableau s'analysent de façon similaire, et l'on constate que le seul cas susceptible de poser un réel problème de fonctionnement est celui de l'empilement bêta-alpha. Il correspond à la transition Bi-Po précédemment évoquée.

Type de l'empilement	Nombre d'empilement	% empilement (même type)	% empilement (tous les types)
Alpha → Alpha	61	0.0106	0.0064
Alpha → Beta	42	0.0073	0.0044
Beta → Alpha	109330	28.677	11.470
Beta → Beta	34	0.0089	0.0035

Tableau III- 1 : Empilements de divers types calculés par SRAD

Dans ces conditions, on comprend la nécessité d'introduire avant l'amplificateur un discriminateur dont le seuil permet d'éliminer les impulsions dues au rayonnement bêta dont on sait qu'elles ont une amplitude très inférieure aux impulsions alpha ; l'étude des impulsions alpha n'est alors que très faiblement perturbée par les phénomènes d'empilement.

Le phénomène étant purement aléatoire, il ne peut que s'accroître avec l'activité volumique du radon et diminuer avec le temps séparant deux désintégrations alpha. C'est ce que confirme le Tableau III- 2 obtenu à l'aide de SRAD.

nombre absolu					pourcentage par rapport aux désintégrations $\alpha$				
Temps de réponse ( $\mu$ s)	$\alpha - \alpha$	$\alpha - \beta$	$\beta - \alpha$	$\beta - \beta$	Temps de réponse ( $\mu$ s)	$\alpha - \alpha$	$\alpha - \beta$	$\beta - \alpha$	$\beta - \beta$
5	1	0	983	0	5	0.0010	0.0000	1.0314	0.0000
10	1	0	1966	0	10	0.0010	0.0000	2.0627	0.0000
20	1	0	3877	0	20	0.0010	0.0000	4.0678	0.0000
30	1	0	5747	0	30	0.0010	0.0000	6.0298	0.0000
40	1	1	7526	0	40	0.0010	0.0010	7.8963	0.0000
50	2	1	9229	0	50	0.0021	0.0010	9.6831	0.0000
60	2	1	10869	0	60	0.0021	0.0010	11.4038	0.0000
70	2	1	12399	0	70	0.0021	0.0010	13.0091	0.0000
80	3	1	13877	0	80	0.0031	0.0010	14.5599	0.0000
90	3	1	15291	0	90	0.0031	0.0010	16.0434	0.0000
100	3	1	16664	0	100	0.0031	0.0010	17.4840	0.0000
200	3	2	27327	1	200	0.0031	0.0021	28.6717	0.0010
300	6	4	34460	3	300	0.0063	0.0042	36.1557	0.0031
400	7	6	39060	4	400	0.0073	0.0063	40.9821	0.0042
500	8	6	42075	4	500	0.0084	0.0063	44.1454	0.0042

Tableau III- 2 : Empilements dans une activité volumique initiale de 100 Bq/m<sup>3</sup>

## IV. Conception de l'intégrateur et du dérivateur

Comme nous avons vu précédemment, le dérivateur et l'intégrateur travaillent respectivement comme filtre passe-haut et passe-bas, ils peuvent être combinés pour former un filtre passe-bande produisant l'impulsion mise en forme. La conception de cet étage est composée de ces deux cellules (Tableau III- 3) :

- Le dérivateur CR,
- L'intégrateur RC.

<i>Cellule</i>	<i>Fonction de transfert</i>	<i>Réponse à un échelon unité</i>
<i>CR</i>	$H(s) = \frac{\tau s}{\tau s + 1}$	$V_{out} = V_0 e^{-t/\tau}$
<i>RC</i>	$H(s) = \frac{1}{\tau s + 1}$	$V_{out} = V_0 (1 - e^{-t/\tau})$

Tableau III- 3 : Caractéristiques du dérivateur et de l'intégrateur

### IV.1. Caractéristiques des circuits CR-RC

Le choix de la constante de temps du circuit de mise en forme CR-RC dépend des exigences particulières du système de détection. La résolution de la mesure et la capacité de taux de comptages sont deux facteurs contradictoires qui doivent être considérés pour trouver une solution optimale [8, p171]. La bonne résolution exige que la constante de temps soit suffisamment large. Cependant, une impulsion d'encombrement temporel relativement long peut être problématique dans les situations de taux élevé. Dans un tel cas, la constante de temps est réduite au détriment de la résolution. Le choix de cette constante de temps détermine la fréquence de coupure des cellules de filtrage RC et CR. La fréquence de coupure est déterminée par :

$$f_c = 1/2\pi RC \quad (III- 19)$$

La constante de temps de mise en forme  $\tau$  pour le premier prototype de circuit intégré a été choisie à 3  $\mu$ s, cela correspond à une fréquence de coupure de 53 kHz, avec  $C = 20$  pF et  $R = 150$  k $\Omega$ .

Pour le premier prototype de circuit intégré, nous avons fixé l'ordre d'intégration à 2 pour avoir une forme semi-gaussienne et une ENC optimale (cf Figure II-29). Les différents étages du circuit de mise en forme ont été conçus et simulés. Une validation a été effectuée, nous avons injecté une impulsion de tension à décroissance exponentielle d'amplitude 200 mV à l'entrée du bloc de filtrage constitué d'un dérivateur CR avec une résistance de compensation de pôle et de deux intégrateurs RC. Les résultats de simulation obtenus à la sortie des différents étages sont représentés sur la Figure III- 11.

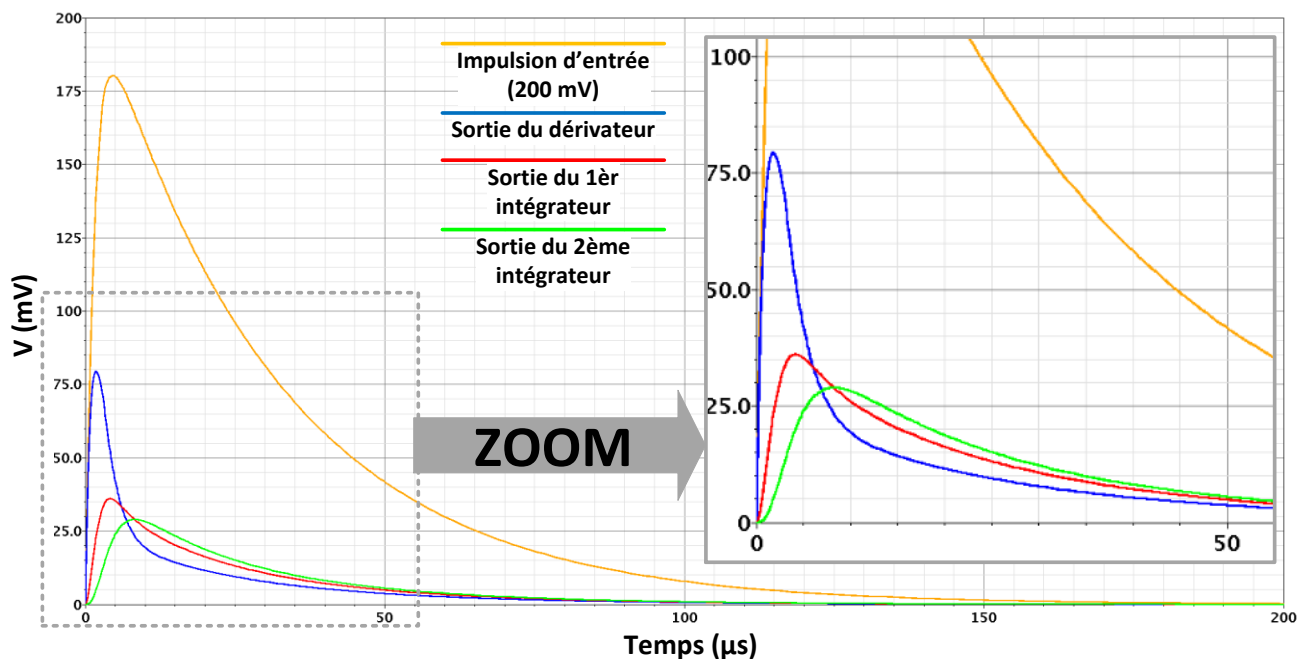


Figure III- 11 : Simulations obtenues à la sortie des différents étages du bloc de filtrage

Les dessins de masque (layout) constituant l'intégrateur et le dérivateur accompagné d'une résistance d'annulation du pôle-zéro sont représentés sur la Figure III- 12 . La surface du silicium occupée par chaque cellule (intégrateur ou dérivateur) est égale à  $0,04 \text{ mm}^2$  ( $190 \text{ μm} \times 220 \text{ μm}$ ).



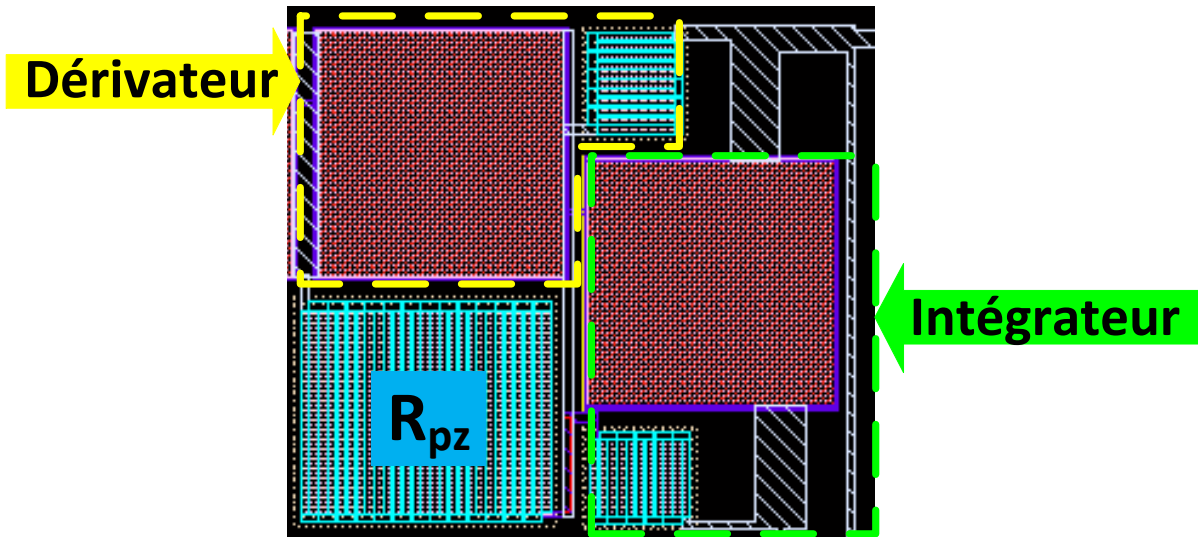


Figure III- 12 : Layout de l'intégrateur et du dérivateur avec la résistance d'annulation de pôle-zéro

## V. Conception de l'étage d'amplification (OTA Miller)

Le montage suppose qu'on mette entre les intégrateurs R-C un étage d'amplification composé d'un OTA Miller et qui possède une boucle de contre réaction pour augmenter l'amplitude de l'impulsion afin d'assurer l'isolation entre les filtres. Le cahier de charges de l'amplificateur doit répondre à nos besoins et être en accord avec l'étude bibliographique que nous avons décrite précédemment.

### V.1. Gain de l'amplificateur

Avant de débiter la conception de l'amplificateur opérationnel, il est important de prévoir la valeur du gain de l'amplification nécessaire. Ce gain doit être calculé en prenant en compte les éléments constituant le circuit de mise en forme surtout l'ordre n d'intégration.

D'après le chapitre II, nous pouvons calculer la charge correspondant à l'énergie déposée dans la jonction (énergie  $\alpha$  égale à 5,5 MeV), l'équation II-25 donne :

$$Q_D = \frac{qE}{\varepsilon} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 5,5 \cdot 10^6}{3,61} \approx 2,45 \cdot 10^{-13} C$$

L'ordre  $n$  de l'intégrateur a été fixé à 2 dans le paragraphe précédent. La tension de polarisation de la puce électronique est égale à 3 V, nous choisissons la tension maximale en sortie du CMF est égale à 2,5 V. Le gain nécessaire de l'amplificateur est obtenu par [8] :

$$A = \sqrt[n]{\frac{n!C_f e^n V_{max}}{n^n Q}} \quad (III- 20)$$

La valeur du gain minimal obtenue à partir de cette équation est égale à 4,34. Pour le deuxième prototype de circuit intégré ( $n = 1$ ), la valeur du gain nécessaire de l'amplificateur est égale à 13,9.

## V.2. Vitesse de balayage

La vitesse de balayage est un critère très important surtout lorsque l'on travaille avec des signaux impulsionnels. Il faut prendre en compte ce critère lors de la conception de l'amplificateur opérationnel. La vitesse de balayage représente la vitesse maximale à laquelle la sortie  $V_{OUT}$  de l'amplificateur peut varier. Si  $V_{OUT}$  dépasse cette vitesse, l'amplificateur ne fonctionne plus dans sa zone linéaire. Par conséquent, il montre une limitation du signal de sortie.

La vitesse de balayage est généralement exprimée en V/ $\mu$ s. Elle est dépendante de l'intensité des courants de polarisation des divers étages de l'amplificateur opérationnel. On peut calculer la vitesse de balayage [8] en prenant en compte la pente maximale de l'impulsion de forme semi-gaussienne :

$$\left| \frac{dV_{OUT}(t)}{dt} \right|_{MAX} = \frac{V_{max} n e^{\sqrt{n}}}{\tau} \left[ \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{n}} \right)^{n-1} - \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{n}} \right)^n \right] \quad (III- 21)$$

avec  $n = 2$ ,  $V_{max} = 2,5$  V,  $\tau = 3$   $\mu$ s, nous obtenons :  $SR = 1,419$  V/ $\mu$ s.

Pour notre application, nous avons fixé la valeur de SR à 1,7 V/ $\mu$ s.

### V.3. Conception et caractéristiques d'un OTA Miller

Ce type d'amplificateur [11], [12], [13], [14] est constitué de trois étages : l'étage différentiel d'entrée, l'étage de polarisation et l'étage de sortie.

En général, un amplificateur opérationnel doit être polarisé par deux sources d'alimentations continu,  $V_{DD}$  qui génère la tension positive et  $V_{SS}$  qui génère la tension négative, autrement dit la polarisation est bipolaire. La technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$  de AMS n'accepte qu'une polarisation unipolaire (0 à +3,3 V). Nous n'aurons que la tension  $V_{DD} = 3$  V et la masse. Le montage de ce type d'amplificateur est schématisé sur la Figure III- 13. Dans ce paragraphe, nous allons rappeler les principes de base d'un tel amplificateur ainsi que le jeu d'équations liant les caractéristiques de l'amplificateur aux dimensions et courants de polarisation du circuit.

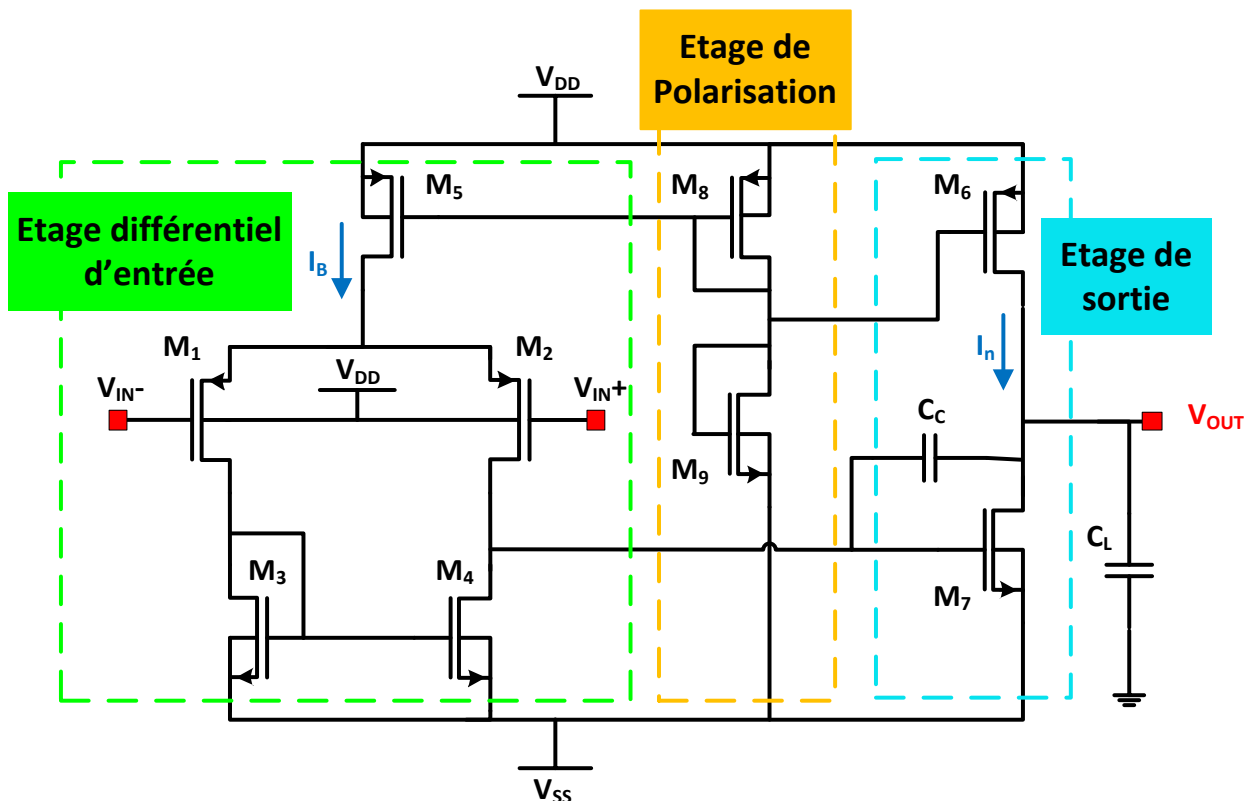


Figure III- 13 : Schéma électrique de l'amplificateur

Pour ne pas alourdir le mémoire, nous allons seulement mettre les équations utiles. Le jeu de caractéristiques d'un OTA Miller peut être le suivant :

- Gain statique de l'étage différentiel,

L'intérêt fondamental d'un étage différentiel est de rejeter le mode commun et d'amplifier le mode différentiel, il est donnée par :

$$A_{Vd} = \frac{V_{out}}{\varepsilon} = -\frac{g_{m1}}{g_{ds2} + g_{ds4}} \quad (III-22)$$

Le gain différentiel doit rester très élevé (infini) et le gain de mode commun rester très faible (nul).

- Gain statique de l'étage de sortie,

$$A_{VSO} = -\frac{g_{m7}}{g_{ds7} + g_{ds6}} \quad (III-23)$$

- Dynamique d'entrée en mode commun,

Elle est déterminée par la dynamique d'entrée en mode commun de l'étage différentiel :

$$CMR_+ = -\sqrt{2 \frac{I_B L_5}{K'_p W_5}} - \sqrt{\frac{I_B L_1}{K'_p W_1}} + V_{TP} + V_{DD} \quad (III-24)$$

$$CMR_- = \sqrt{\frac{I_B L_3}{K'_n W_3}} + V_{TN} + V_{SS} + V_{TP} \quad (III-25)$$

- Dynamique de sortie,

Elle est déterminée par la dynamique de l'étage de sortie :

$$OUT_+ = -\sqrt{2 \frac{I_n}{K'_p \frac{W_6}{L_6}}} + V_{DD} \quad (III-26)$$

$$OUT_- = \sqrt{2 \frac{I_n}{K'_n \frac{W_7}{L_7}}} + V_{SS} \quad (III-27)$$

- Offset systématique nul,

L'origine de l'offset systématique est le décalage entre le point de polarisation en sortie de l'étage différentiel et le point de basculement (de polarisation en entrée) de l'étage de sortie. Nous pouvons annuler cet offset en équilibrant correctement les deux étages :

$$I_n = \left( \frac{W_7}{L_7} \right) \frac{I_B}{2} \quad (\text{III- 28})$$

- Gain statique (différentiel),

Il est donné par le produit du gain statique de l'étage différentiel  $A_{Vd}$  avec celui de l'étage de sortie  $A_{VS0}$ .

$$A_{V0} = A_{Vd} \cdot A_{VS0} = \frac{g_{m1}}{g_{ds2} + g_{ds4}} \frac{g_{m7}}{g_{ds7} + g_{ds6}} \quad (\text{III- 29})$$

- Produit gain bande passante (GBW),

Il représente le produit du gain de l'amplificateur par sa bande passante à -3 dB. Le GBW d'un amplificateur en boucle ouverte est égal à celui en boucle fermée, il est indépendant du taux de contre réaction

$$GBW = \frac{g_{m1}}{2\pi C_C} \quad (\text{III- 30})$$

- Marge de phase,

La marge de phase d'un système correspond au déphasage supplémentaire négatif qu'il faut ajouter au signal de sortie pour qu'il présente un déphasage de  $-180^\circ$  à la fréquence unitaire (fréquence pour laquelle le gain vaut 1 ou 0 dB). Nous devons concevoir le système (en boucle ouverte) de telle sorte que sa marge de phase soit de  $67^\circ$ . On peut déterminer la marge de phase par l'expression suivante :  $MP = 90^\circ - \text{Arctg}(GBW/F_2) - \text{Arctg}(GBW/F_Z) = 67^\circ$ , où :

$$\left. \begin{aligned} F_2 &= \frac{g_{m7}}{2\pi C_L} = 3 \cdot GBW \\ F_Z &= \frac{g_{m7}}{2\pi C_C} = 10 \cdot GBW \end{aligned} \right\} \Rightarrow C_C = \frac{3}{10} C_L \quad (\text{III- 31})$$

- Slew-rate (SR),

La vitesse de balayage de l'amplificateur est déterminée par :

$$SR_{-} = \frac{dV_{OUT}}{dt} = \frac{I_B}{C_C} \quad (III-32)$$

- Charge ( $C_L$ ),

Nous avons vu que beaucoup d'expressions établies dépendent de  $C_L$  représentant la capacité de charge. Par conséquent, il est indispensable de déterminer la charge de sortie que l'amplificateur verra. Les caractéristiques d'un amplificateur opérationnel ne sont valables que pour une charge, ou une charge maximale donnée, la capacité de charge  $C_L$  doit être fournie par le cahier des charges.

### **V.3.1. Conception de l'OTA Miller**

Pour concevoir l'amplificateur opérationnel et donc effectuer le dimensionnement des transistors, nous définissons le cahier des charges en appliquant le jeu d'équations décrits précédemment :

- Tension d'alimentation : 3 V,  $V_{SS} = 0$  V (elle doit être connectée à la masse),
- Gain en boucle fermée  $\geq 4,34$ ,
- Produit gain bande passante  $\geq 15$  MHz,
- Vitesse de balayage  $\geq 1,5$  V/ $\mu$ s  $\Rightarrow$   $SR \approx 1,7$  V/ $\mu$ s
- Dynamique d'entrée en mode commun :  $CMR_{+} \geq 2,15$  V /  $CMR_{-} \leq 1$  V,
- Dynamique de sortie :  $OUT_{+} \geq 2,5$  V /  $OUT_{-} \leq 0,5$  V
- Capacité de charge :  $C_L = 6$  pF
- Marge de phase  $\geq 67^{\circ}$
- Consommation électrique de l'ordre de 0,65 mW,

### V.3.1.1. Détermination de la capacité $C_C$

La capacité de charge  $C_L$  a été fixée à 6 pF. La condition sur la marge de phase nous permet de calculer  $C_C$  tel que d'après l'équation III-31 :  $C_C = \frac{3}{10} C_L = \frac{3,6}{10} = 1,8$  pF

La condition sur la vitesse de balayage nous permet de calculer  $I_B$  tel que :

$$SR = \frac{I_B}{C_C} \Rightarrow I_B = 1,7 \cdot 10^6 \cdot 1,8 \cdot 10^{-12} \cong 3 \mu\text{A}$$

### V.3.1.2. Dimensionnement des transistors

La Figure III- 14 représente le schéma électrique de l'amplificateur conçu avec sa boucle de contre réaction en montrant les dimensions de chaque transistor. Le calcul des dimensions est le suivant :

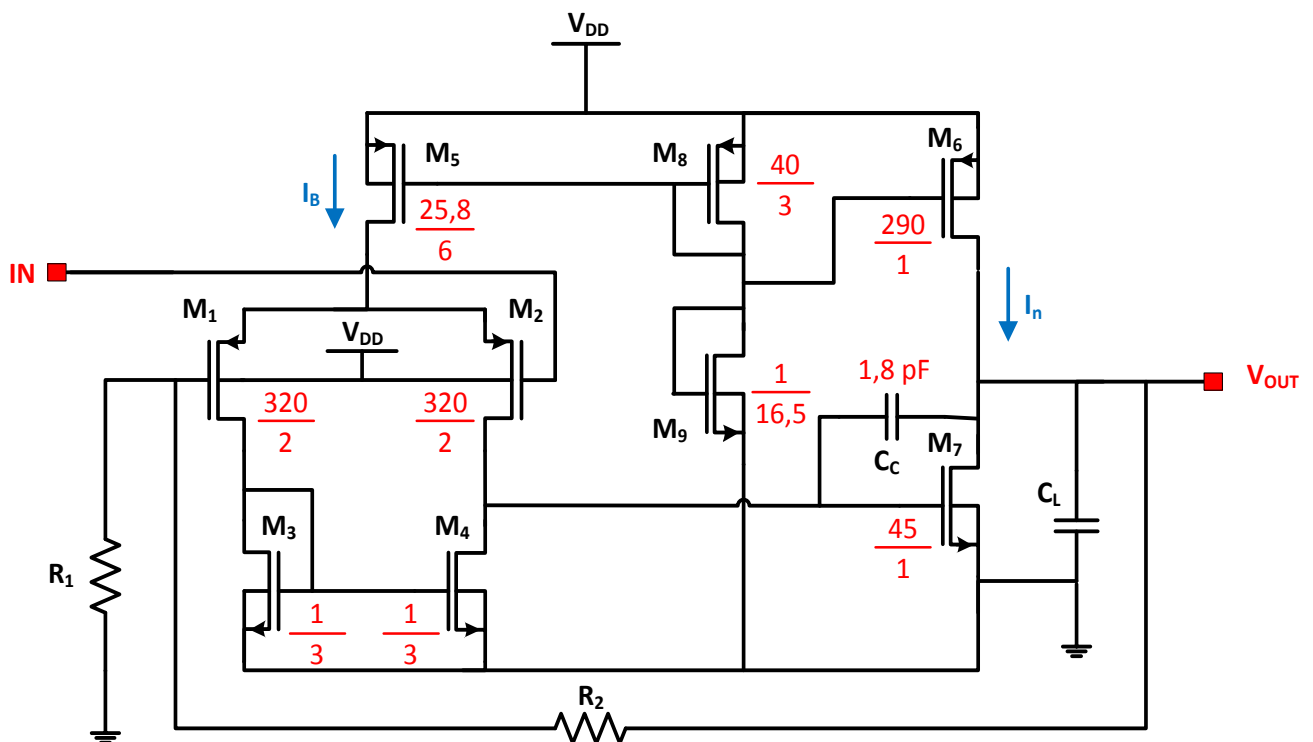


Figure III- 14 : Schéma électrique de l'amplificateur conçu avec sa boucle de contre réaction

- Transistor  $M_3$  :

Les dimensions du transistor  $M_3$  peuvent être déterminées à partir de la condition sur la borne inférieure de la dynamique d'entrée tel que :

$$CMR_- = \sqrt{\frac{I_B L_3}{K'_n W_3}} + V_{TN} + V_{TP} \leq 1 \Leftrightarrow \frac{L_3}{W_3} \leq 84,4$$

Avec  $V_{TN} = 0,46$  V et  $V_{TP} = -0,68$  V qui représentent respectivement les tensions seuils des transistors NMOS et PMOS,  $I_B = 3$   $\mu$ A et  $K'_n = 170$   $\mu$ A/V<sup>2</sup>.

En même temps on a :  $CMR_- \geq 0 \Leftrightarrow \frac{L_3}{W_3} \geq 2,74$

Ce qui donne à  $M_3$  les dimensions suivantes :  $W_3 = 1$   $\mu$ m,  $L_3 = 3$   $\mu$ m.

- Transistor  $M_1$  :

Les dimensions du transistor  $M_1$  peuvent être déterminées à partir de la condition sur le produit gain bande passante (GBW) tel que :

$$GBW = \frac{g_{m1}}{2\pi C_C} = \frac{\sqrt{K'_P \frac{W_1}{L_1} I_B}}{2\pi C_C} \Leftrightarrow \frac{W_1}{L_1} = \frac{(15 \cdot 10^6 \cdot 2,3,14,1,8 \cdot 10^{-12})^2}{60 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{-6}} \cong 160$$

Ce qui donne à  $M_1$  les dimensions suivants :  $W_1 = 320$   $\mu$ m,  $L_1 = 2$   $\mu$ m.

- Transistor  $M_5$  :

Les dimensions du transistor  $M_5$  peuvent être déterminées à partir de la condition sur la borne supérieure de la dynamique d'entrée tel que :

$$CMR_+ = -\sqrt{2 \frac{I_B L_5}{K'_P W_5}} - \sqrt{\frac{I_B L_1}{K'_P W_1}} + V_{TP} + V_{DD} \geq 2,15 \Leftrightarrow \frac{L_5}{W_5} \geq 0,232$$

Ce qui donne à  $M_5$  les dimensions suivantes :  $W_5 = 25,8$   $\mu$ m,  $L_5 = 6$   $\mu$ m.



- Transistor  $M_7$  et courant  $I_n$  :

Les dimensions du transistor  $M_7$  peuvent être déterminées à partir de la condition sur la stabilité en fréquence de l'OTA, tels que :

Condition sur le zéro à plus de 10 GBW :

$$GBW = \frac{g_{m7}}{2\pi C_C} \geq 10 \cdot GBW = 10 \frac{g_{m1}}{2\pi C_C} \Rightarrow g_{m7} \geq 10g_{m1}$$

$$\text{Autrement dit : } \sqrt{2K'_n \frac{W_7}{L_7} I_n} \geq 10 \sqrt{K'_P \frac{W_1}{L_1} I_B}$$

Nous remplaçant  $I_n$  par son expression en appliquant la condition sur l'offset nul :

$$I_n = \left( \frac{W_7}{L_7} \frac{W_3}{L_3} \right) \frac{I_B}{2}$$

$$\text{Nous pouvons écrire : } \frac{W_7}{L_7} \geq 10 \sqrt{\frac{K'_n W_1 W_3}{K'_P L_1 L_3}} \Rightarrow \frac{W_7}{L_7} \geq 10 \sqrt{\frac{60}{170} \frac{320}{2} \frac{1}{3}} \cong 44$$

Ce qui donne à  $M_7$  les dimensions suivantes :  $W_7 = 45 \mu\text{m}$ ,  $L_7 = 1 \mu\text{m}$ .

Le calcul de la valeur du courant  $I_n$  donne :

$$I_n = \left( \frac{W_7}{L_7} \frac{W_3}{L_3} \right) \frac{I_B}{2} = \left( \frac{45}{1} \frac{1}{3} \right) \frac{3}{2} \cong 202 \mu\text{A}$$

Ces résultats peuvent être vérifiés par la condition sur la borne inférieure de la dynamique de sortie, tel que :

$$OUT_- = \sqrt{2 \frac{I_n}{K'_n \frac{W_7}{L_7}}} \leq 0,5$$

$$\text{Où : } OUT_- = \sqrt{2 \frac{I_n}{K'_n \frac{W_7}{L_7}}} \cong 0,22 \leq 0,5 \text{ qui est toujours vrai.}$$

Donc les dimensions du transistor  $M_7$  sont suffisantes pour atteindre la valeur voulue.

- Transistor  $M_6$  :

Les dimensions du transistor  $M_6$  peuvent être déterminées à partir de la condition sur l'offset nul, en prenant en compte que  $M_5$  et  $M_6$  ont le même  $V_{GS}$  :

$$\frac{I_n}{I_B} = \frac{1}{2} \frac{\frac{W_7}{L_7}}{\frac{W_3}{L_3}} = \frac{\frac{W_6}{L_6}}{\frac{W_5}{L_5}} \Rightarrow \frac{W_6}{L_6} = \frac{1}{2} \frac{\frac{W_7}{L_7}}{\frac{W_3}{L_3}} \frac{W_5}{L_5} = 290$$

Ce qui donne à  $M_6$  les dimensions suivantes :  $W_6 = 290 \mu\text{m}$ ,  $L_6 = 1 \mu\text{m}$ .

Ces résultats peuvent être vérifiés par la condition sur la borne supérieure de la dynamique de sortie, tel que :

$$OUT_+ = - \sqrt{2 \frac{I_n}{K'_P \frac{W_6}{L_6}}} + V_{DD} \geq 2,5$$

$$\text{Où : } OUT_+ = - \sqrt{2 \frac{I_n}{K'_P \frac{W_6}{L_6}}} + V_{DD} \cong 2,97 \geq 2,5 \text{ qui est toujours vrai.}$$

- Transistor  $M_8$  :

Les transistors  $M_8$  et  $M_5$  sont montés en miroir de courant, en supposant que  $I_{DS8} = 9 \mu\text{A}$ , nous pouvons déduire d'après le principe de miroir de courant les dimensions du transistor  $M_8$  :

$$\frac{W_8}{L_8} = \frac{I_{DS8}}{I_B} \frac{W_5}{L_5} \cong 12,9$$

Ce qui donne à  $M_8$  les dimensions suivantes :  $W_8 = 40 \mu\text{m}$ ,  $L_8 = 3 \mu\text{m}$

- Transistor  $M_9$  :

Sachant que  $V_{G8} = V_{G9}$  et que nous avons le même courant qui circule dans les transistors  $M_8$  et  $M_9$ , nous pouvons déduire les dimensions du transistor  $M_9$  à partir de la détermination de  $V_{G8}$  de l'équation de courant du transistor  $M_8$  fonctionnant dans la zone de saturation :

$$I_{DS8} = \frac{1}{2} K_n' \frac{W_8}{L_8} (V_{GS8} - V_{TN})^2$$

Puis nous allons introduire cette valeur dans l'équation de courant du transistor  $M_9$  fonctionnant aussi dans sa zone de saturation, tel que :

$$I_{DS9} = \frac{1}{2} K_p' \frac{W_9}{L_9} (V_{GS9} - V_{TP})^2$$

Où  $V_{S9} = 0$  V, ce qui donne à  $M_9$  les dimensions suivantes :  $W_9 = 1$   $\mu\text{m}$ ,  $L_9 = 16,5$   $\mu\text{m}$ .

Les valeurs de  $R_1$  et  $R_2$  ont été choisies judicieusement en respectant la condition imposé dans le cahier de charge (gain en boucle fermé  $\geq 4,34$ ) telles que :  $R_1 = 2,5$  k $\Omega$  et  $R_2 = 12$  k $\Omega$ . Ces valeurs nous permettent d'obtenir un gain en boucle fermée est égale 5,8. La Figure III- 15 représente la courbe de la linéarité de l'amplificateur mesurée à partir du schéma électrique.

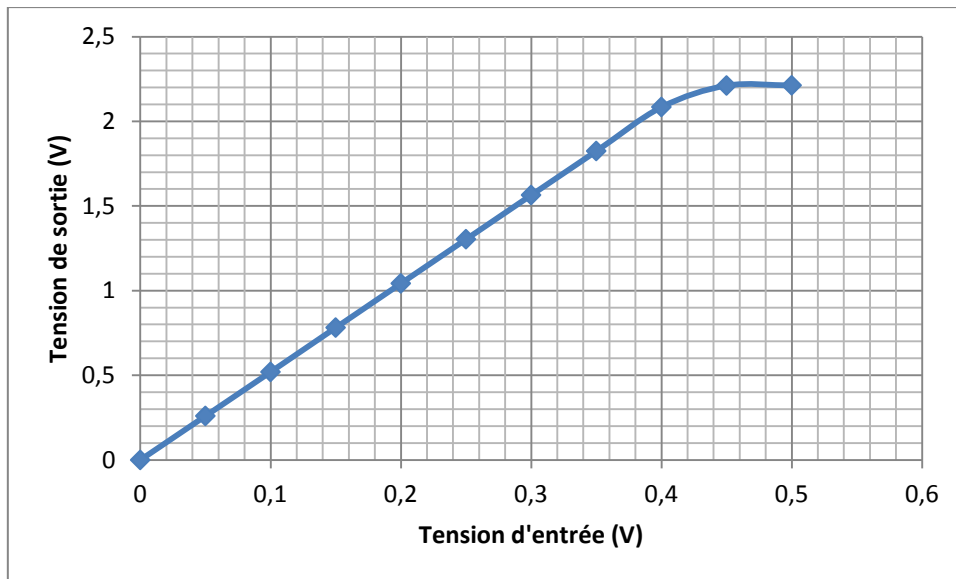


Figure III- 15 : Linéarité de l'amplificateur

Le dessin de masque de l'amplificateur est schématisé dans la Figure III- 16 représentant une surface de silicium de l'ordre de  $0,042$   $\text{mm}^2$ . La somme de courants qui passent dans les trois étages de l'amplificateur est égale à  $170$   $\mu\text{A}$ , cette valeur est équivalent

à une consommation électrique de  $510 \mu\text{W}$  et respecte bien la condition imposée dans le cahier de charge (Consommation de l'ordre de  $650 \mu\text{W}$ ).

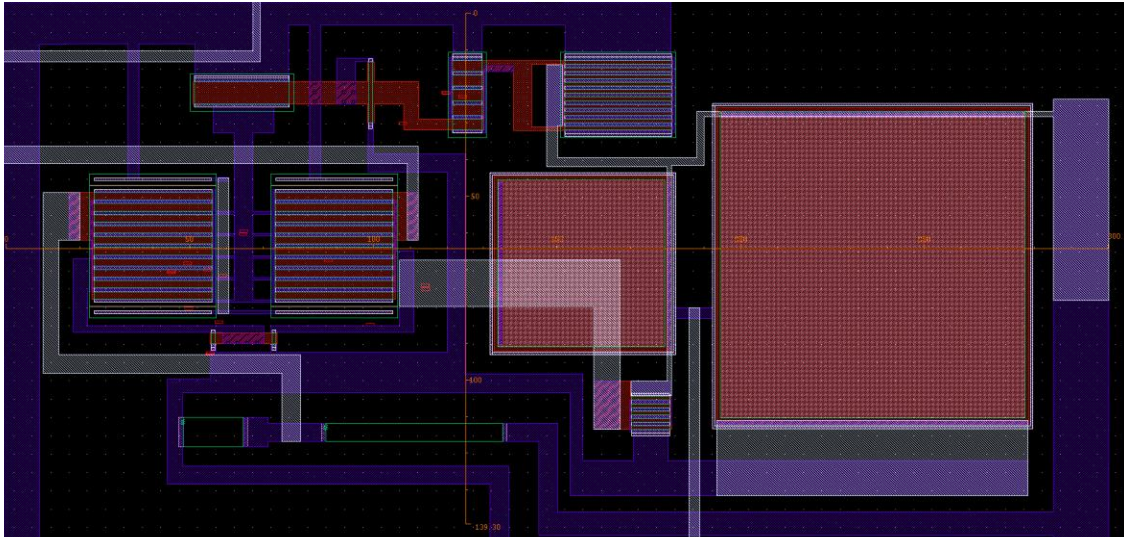


Figure III- 16 : Layout de l'amplificateur ( $300 \mu\text{m} \times 140 \mu\text{m}$ )

## **VI. Conception de l'étage de discrimination**

Le discriminateur joue le rôle d'un comparateur à seuil pour déterminer l'existence d'une impulsion et éliminer le bruit. Souvent, il est souhaitable de vérifier si le signal de sortie analogique est au-dessus d'un seuil prédéfini ou non. Ceci est fait grâce à un étage de discrimination, qui accepte une entrée analogique et compare cette tension d'entrée à une tension de référence en produisant une tension de sortie binaire. La tension de référence est appelée aussi le seuil discriminant. Si l'amplitude de l'impulsion d'entrée est supérieure à ce seuil, le niveau logique de sortie devient actif (est égale à  $+3 \text{ V}$  dans notre cas), sinon elle reste dans son état précédent (Figure III- 17). La sortie d'un discriminateur est binaire

Pour réaliser ce discriminateur, nous allons utiliser un amplificateur opérationnel monté en comparateur. La tension de référence  $V_{\text{REF}}$  est contrôlée extérieurement. Dans ce cas, il est possible de faire correspondre  $V_{\text{REF}}$  et l'énergie équivalente de la particule. La vitesse de balayage de cet amplificateur devra être importante pour de problème de précision. Cela nous donne à la sortie des fronts de montée et de descente les plus abruptes possibles. Pour la

conception de cet étage, nous utilisons l'amplificateur réalisé précédemment (Figure III- 14). Nous gardons les mêmes caractéristiques et les mêmes dimensionnements des transistors. La valeur de la capacité  $C_C$  a été minimisée afin d'augmenter la vitesse de balayage. Nous avons fixé la valeur de  $C_C$  à 10 fF.

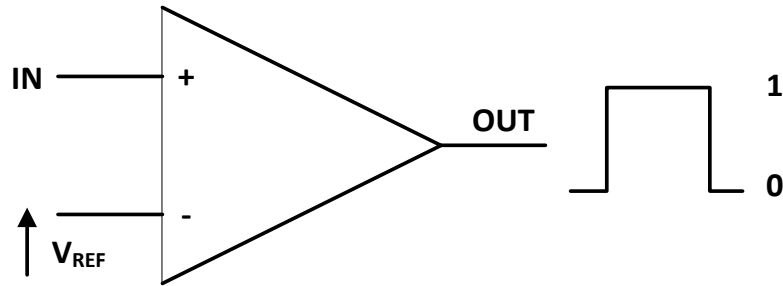


Figure III- 17 : Principe de fonctionnement du discriminateur

Le discriminateur est schématisé sur la Figure III- 18. La réponse de l'étage de discriminateur à une impulsion d'amplitude 1,5 V en fixant la valeur de  $V_{REF}$  à 750 mV est représentée sur la Figure III- 19. Le layout du discriminateur est représenté dans la Figure III- 20. La surface du silicium occupée par le discriminateur est de l'ordre de  $0,018 \text{ mm}^2$ .

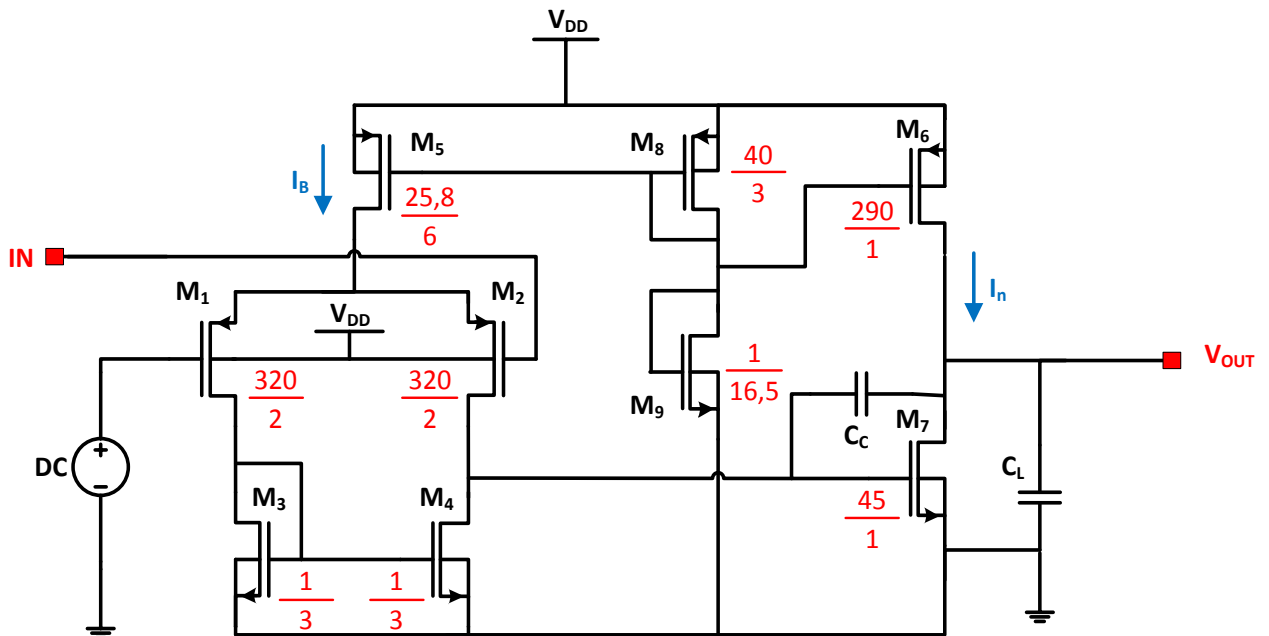


Figure III- 18 : Schéma électrique du nouvel amplificateur constituant le discriminateur

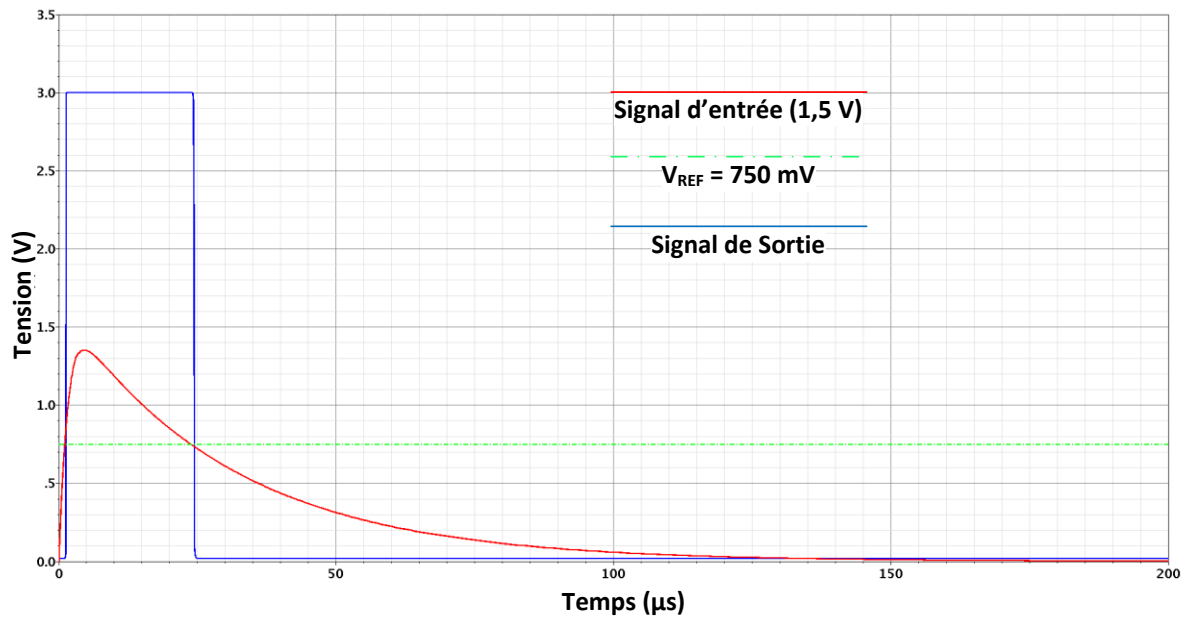


Figure III- 19 : Sortie de discriminateur en fixant  $V_{REF}$  à 750 mV

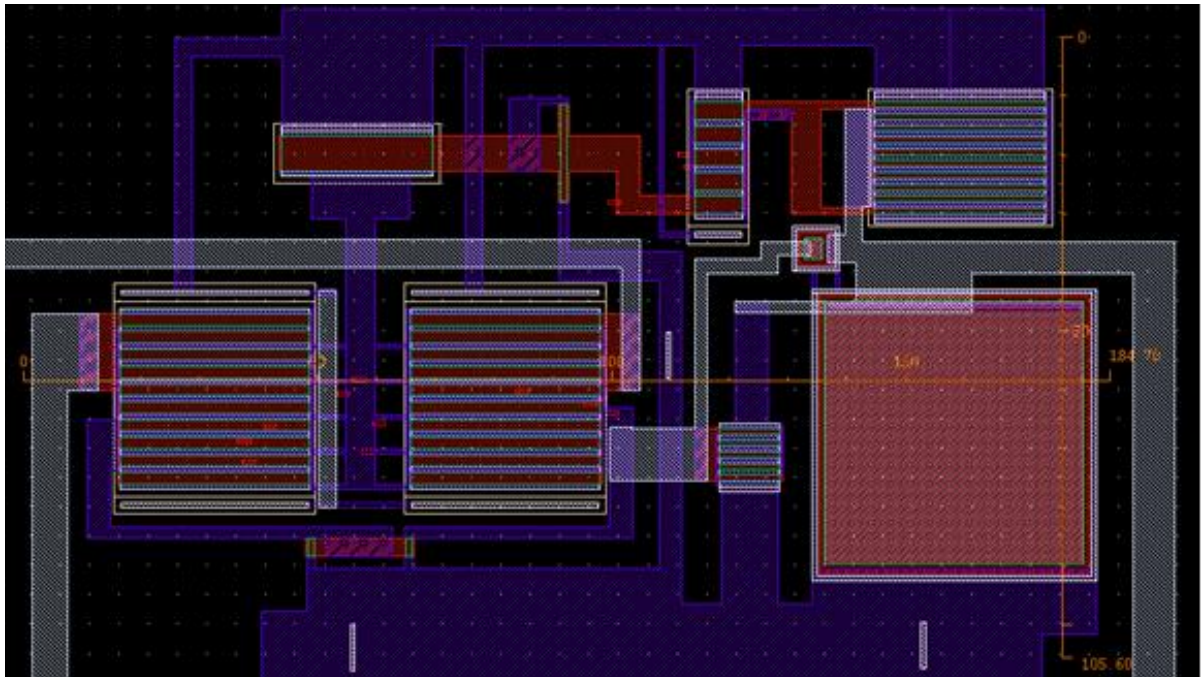


Figure III- 20 : Layout du discriminateur (180 μm × 100 μm)

## **VII. Conclusion**

Dans ce travail, une description générale du circuit de mise en forme de l'impulsion est présentée ainsi que le principe de fonctionnement du filtrage en utilisant les circuits CR-RC. Nous avons aussi trouvé la topologie qui donne les performances optimales par rapport à nos besoins en présentant une étude concernant l'effet du phénomène d'empilement et en précisant le pourcentage pour différents types d'empilements.

Les blocs de filtrage CR-RC ont été réalisés et nous avons présenté les dessins des masques ainsi que les résultats de simulation de ces blocs. Le but était aussi de réaliser les étages d'amplification et de discrimination. Pour cela, nous avons étudié théoriquement l'OTA Miller qui représente la partie principale de ces étages. Ces deux étages ont été réalisés et nous avons présenté ces schémas électriques et ces dessins des masques ainsi que les résultats de simulation. La consommation du circuit de mise en forme est raisonnable et répond bien à notre cahier de charge. La linéarité de ce circuit est très bonne (Figure III- 15).

En conclusion, nous pouvons dire que nous avons validé cette étape de conception concernant le circuit de mise en forme. Deux prototypes de circuits intégrés ont été fabriqués contenant chacun des préamplificateurs ainsi que le circuit de mise en forme. Ces deux prototypes sont présentés dans le chapitre IV. Nous présentons également les résultats de caractérisations électriques ainsi que les résultats de mesure en présence de radon.

## VIII. Bibliographie

---

- [1] S. N. Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation Detection*, Academic Press, Elsevier, 2007.
- [2] C. K. Alexander, M. N. O. Sadiku, *Fundamentals of Electric Circuits*, 3rd edition, McGraw-Hill, 2007.
- [3] W. L. Faissler, *Introduction to Modern Electronics*, Wiley, 1991.
- [4] P. Horowitz, W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press, New-York, 1989.
- [5] J. L. Schiff, *The Laplace Transform: Theory and Applications*, Springer, New-York, 1999.
- [6] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, JohnWiley and Sons, 3rd edition, New-York, 1999.
- [7] G. Shani, *Electronics for Radiation Measurements*, Vol. 1, CRC press, New-York, 1996.
- [8] Z. Y. Chang, W. M. C. Sansen, *Low-Noise Wide-Band Amplifiers in Bipolar and CMOS Technologies*, Kluwer Academic Publishers, Noewell, 1991.
- [9] A. Lavaure De Graffanaud, *Conception de blocs analogiques et mixtes dédiés à un capteur intégré de rayonnement*, Thèse de doctorat, Université de Limoges, n° 10-2000, 3 février 2000.
- [10] H. Fanet, *Électronique associée aux détecteurs de rayonnements*, Techniques de l'ingénieur, traité Génie Nucléaire, BN 3 485, juillet 2002.
- [11] P. E. Allen, D. Rholberg, *CMOS Analog Circuit Design*, 2nd edition, New-York, 2002.
- [12] K. R. Laker, W. M. C. Sansen, *Design of Analog Integrated Circuits and Systems*, McGraw-Hill, New-York, 1994.
- [13] L. Hebrard, *Architectures intégrées de base en analogique*, cours Master Physique, Université Louis Paster Strasbourg.



- 
- [14] R. L. Geiger, P. E. Allen, N. R. Strader, VLSI Design Techniques for Analog and Digital Circuits, McGraw-Hill, New-York, 1990.



## **Chapitre IV : Mesures et manipulations**



## **I. Introduction**

Dans les chaînes électroniques de détection des rayonnements ionisants, la spectrométrie est certainement le mode de traitement le plus utilisé. Un traitement dérivé de ce dernier est le comptage simple. Notre application nous situe entre ces deux méthodes. Nous avons besoin, dans un premier temps, de faire de la spectrométrie afin d'identifier les descendants du radon. Dans un second temps, seul le nombre d'événements dus au  $^{218}\text{Po}$  et au  $^{214}\text{Po}$  nous est nécessaire. La conception de notre circuit est basée sur cette méthode de traitement. Nous nous affranchissons également du bruit.

Dans les chapitres précédents (II et III), nous avons montré la conception de deux prototypes de circuit de traitement. Pour chaque fabrication, nous avons inclus une chaîne complète du traitement ainsi que des blocs individuels. Nous trouvons un préamplificateur de charges, un circuit de mise en forme, des amplificateurs et des discriminateurs. Dans ce chapitre, nous caractérisons ces deux prototypes.

Nous abordons également les techniques de dosimétrie. Nous étudions les méthodes qui peuvent être utilisées pour mesurer les rayonnements alpha en donnant des exemples sur ces méthodes. Plusieurs diodes de détection ont été étudiées et caractérisées afin de choisir les diodes qui sont adaptées à notre application. Nous allons décrire les caractérisations avec une chaîne de mesure électronique au standard NIM et notre circuit. Enfin, nous faisons une étude comparative entre l'électronique de standard NIM et nos circuits intégrés en donnant les résultats de mesure obtenus avec la diode de détection.

## **II. Fonctions intégrées**

L'étude a consisté à améliorer les fonctions analogiques en technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$  effectuant le traitement de signal et le comptage des impulsions (détection alpha) provenant de la jonction. Le premier élément de la chaîne de traitement de signal est le préamplificateur

de charges dont la fonction est la conversion des charges (courant) en tension et délivrant à la sortie une impulsion de tension d'amplitude proportionnelle à l'énergie perdue par le rayonnement alpha issu des atomes de polonium de la chaîne de désintégration du radon dans le détecteur. L'élément suivant est la fonction de filtrage de type RC qui effectue une mise en forme de l'impulsion afin d'obtenir un rapport signal à bruit optimisé et un encombrement temporel réduit. Le troisième élément de type amplificateur linéaire permet de mettre à niveau l'amplitude de l'impulsion avant la fonction de conversion analogique/numérique (discriminateur).

Avant d'entrer dans les détails concernant les deux circuits fabriqués, nous allons parler brièvement de la conception d'un régulateur de tension que nous avons réalisé. Le but de ce régulateur est de s'affranchir des variations de tension de polarisation. En supposant une tension d'alimentation de 4,5 V, nous avons souhaité que les divers blocs composant la chaîne de traitement de signal soient polarisés sous 3 V. Une variation de la tension d'alimentation de 4,2 V à 4,8 V donne en sortie du régulateur une tension fixée de 3 V. Par conséquent, l'effet de la variation de la tension de polarisation du circuit a été pris en compte. Le principe de fonctionnement d'un tel régulateur est simple [1], [2], le montage le plus simple est de prendre un montage qui ressemble à un pont diviseur de tension.

La conception de l'électronique intégrée a été réalisée à l'aide de l'outil de CAO Cadence. Ce flot de conception analogique a suivi une procédure classique :

- définition de la topologie (saisie du schéma électrique) en fonction de la technologie choisie,
- simulation des différents blocs indépendamment les uns des autres (un intégrateur, un dérivateur, un amplificateur, un préamplificateur de charges, un discriminateur et un régulateur de tension),
- simulation des différents blocs associés,
- édition du dessin des masques (layout) avec les plots d'entrées/sorties,
- post-simulation (version extracted) prenant en compte toutes les parties du circuit (cœur et périphérie).

La conception du premier prototype de circuit intégré a permis d'inclure une chaîne de mesure complète, contenant par ordre, le premier prototype du préamplificateur de charges accompagné d'une capacité de découplage, un intégrateur, un dérivateur, un bloc d'amplification avec  $R_1 = 2,5 \text{ k}\Omega$  et  $R_2 = 12 \text{ k}\Omega$  (Gain en boucle fermée = 5,8), un deuxième intégrateur, un deuxième bloc d'amplification avec le même gain que l'amplificateur précédent.

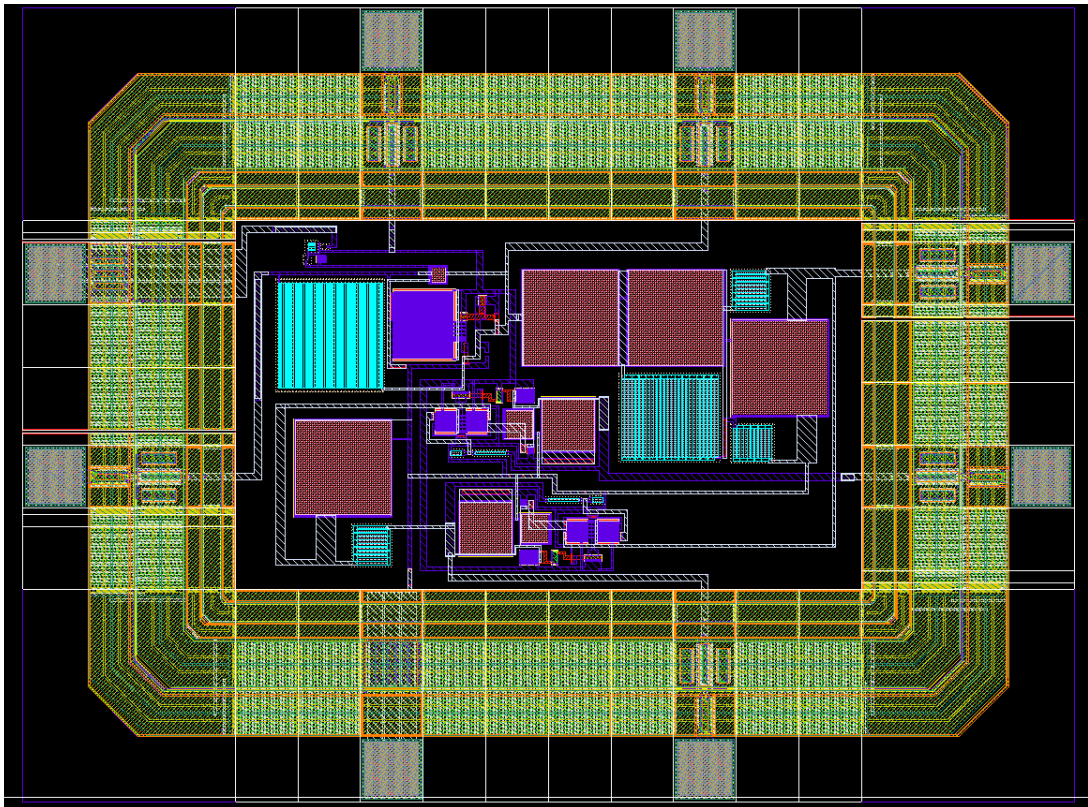


Figure IV- 1 : Layout du premier prototype de l'électronique intégrée

Le layout du premier prototype est schématisé dans la Figure IV- 1. La Figure IV- 2 montre une image microscopique du circuit après la fabrication. La consommation électrique est de  $570 \mu\text{A}$  dont  $76 \mu\text{A}$  pour le préamplificateur de charges,  $164,5 \mu\text{A}$  pour chacun des amplificateurs OTA Miller. La surface globale du circuit en comptant la périphérie est de  $2,3 \text{ mm}^2$ .

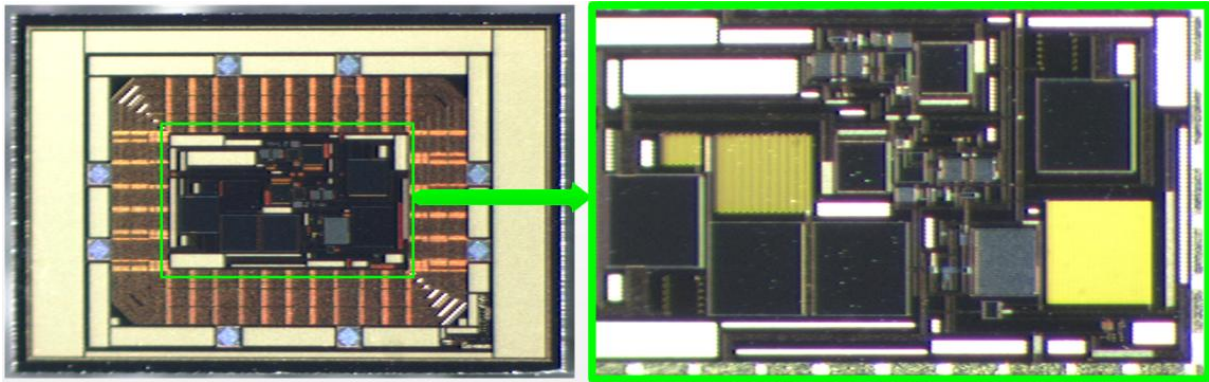


Figure IV- 2 : Image microscopique du circuit fabriqué avec et sans la périphérie

Ce prototype doit être encapsulé dans un boîtier DIL8 afin de pouvoir caractériser le circuit, le schéma du circuit encapsulé est le suivant (Figure IV- 3) :

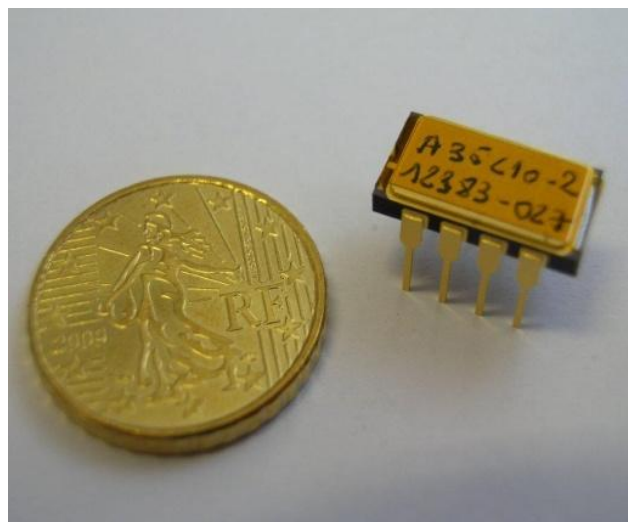


Figure IV- 3 : Circuit encapsulé dans un boîtier DIL8

Le deuxième prototype de circuit intégré a été envoyé durant la troisième année de thèse. Dans ce prototype, il y a un nombre conséquent de broches d'entrée et de sortie. En plus de la chaîne complète, nous avons souhaité ajouter tous les blocs de traitement de manière indépendante. Cela nous permet de les caractériser indépendamment. Cette nouvelle version de circuit a pris en compte l'amélioration du gain du préamplificateur de charges et son adaptabilité avec des caractéristiques différentes de diodes, le choix du gain de l'amplification, la possibilité d'étudier chaque fonction de manière indépendante ainsi que



l'opportunité de modifier les caractéristiques de chaque fonction après sa fabrication. Ce prototype contient les blocs suivants :

- Un préamplificateur de charges (deuxième prototype expliqué dans le chapitre II) avec la possibilité de changer la sensibilité,
- Un intégrateur,
- Un dérivateur,
- Un bloc d'amplification avec  $R_1 = 2,5 \text{ K}\Omega$  et  $R_2$  à définir. Ce qui permet de choisir un gain compatible avec la chaîne de mesure utilisée,
- Deux discriminateurs à seuil réglable,
- Un régulateur de tension,
- Une chaîne complète de traitement de signal.

Le layout du deuxième prototype est schématisé dans la Figure IV- 4. Cette puce a été fabriquée comme la précédente par le fondeur AMS (par l'intermédiaire de CMP [3]) en 25 exemplaires dont 5 puces "packagées" en boîtier DIL40 (Figure IV- 6) afin de pouvoir caractériser le circuit. La surface occupée par le circuit complet est  $2060,8 \mu\text{m} \times 1875,8 \mu\text{m} \approx 3,9 \text{ mm}^2$ . Les surfaces de chacune des fonctions sont :

- préamplificateur de charges :  $380 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ ,
- amplificateur :  $300\mu\text{m} \times 140 \mu\text{m}$ ,
- discriminateur :  $180 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ,
- intégrateur (ou dérivateur) :  $190 \mu\text{m} \times 220 \mu\text{m}$ ,
- régulateur de tension :  $80 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ .

La Figure IV- 5 montre une image microscopique du circuit après la fabrication.

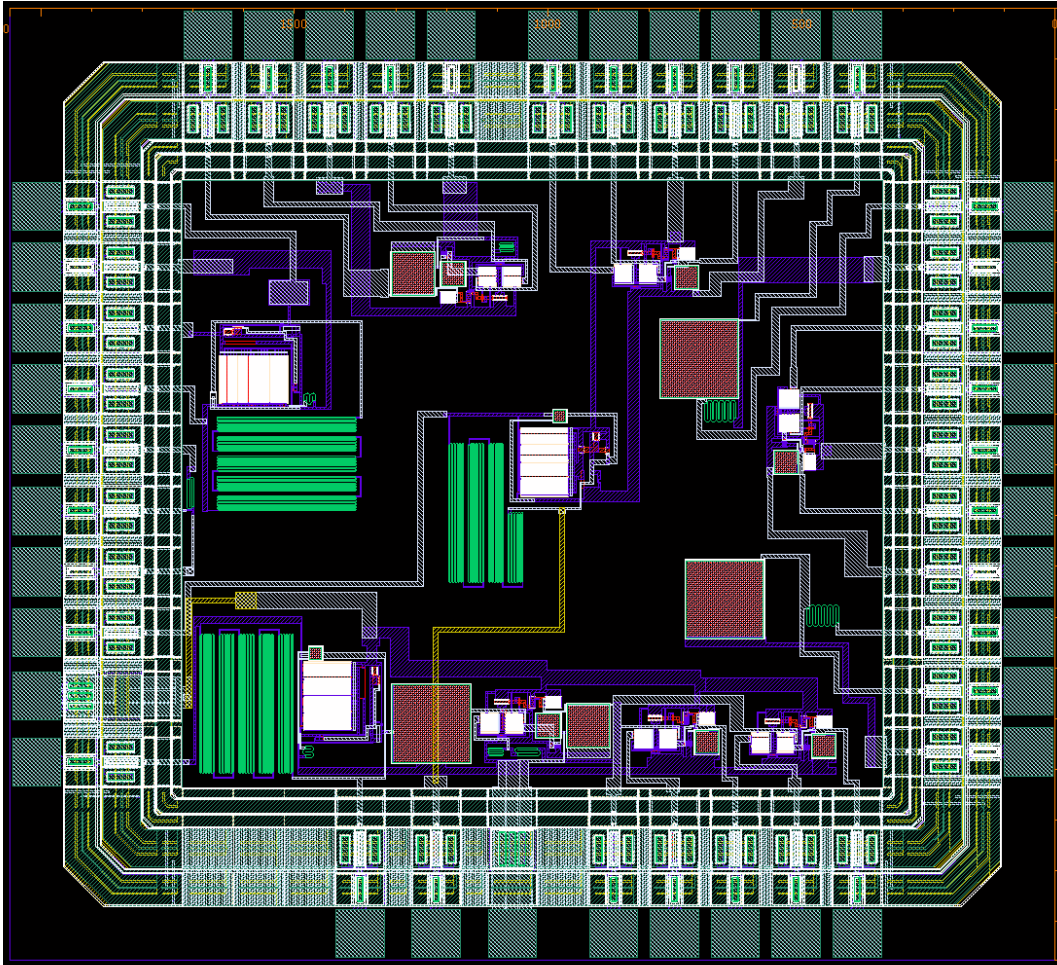


Figure IV- 4 : Layout du deuxième prototype de l'électronique intégrée

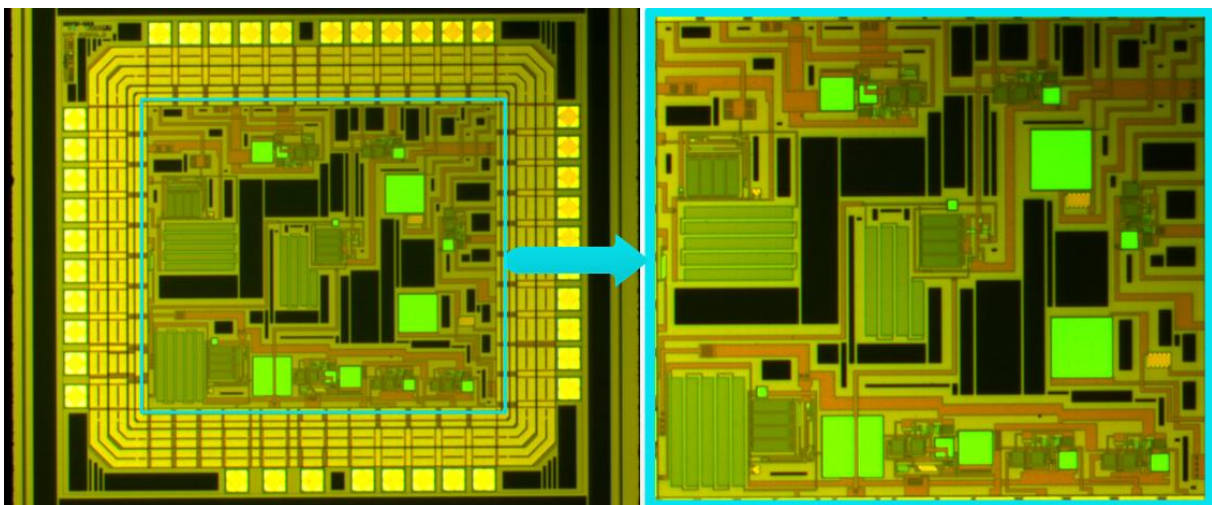


Figure IV- 5 : Image microscopique du circuit fabriqué avec et sans la périphérie



Figure IV- 6 : Circuit emballé dans un boîtier DIL40

## II.1. Description générale des deux prototypes

Pour résumer le travail effectué, nous avons réalisé deux schémas de principe représentant les deux prototypes des circuits intégrés fabriqués. Le premier prototype est schématisé sur la Figure IV- 7. Nous montrons les deux intégrateurs, la résistance d'annulation du pôle-zéro ( $R_{PZ} = 900 \text{ k}\Omega$ ), les valeurs des résistances de la boucle de l'amplificateur, la boucle du préamplificateur ainsi que les différentes valeurs des résistances et des capacités constituant l'intégrateur et le dérivateur.

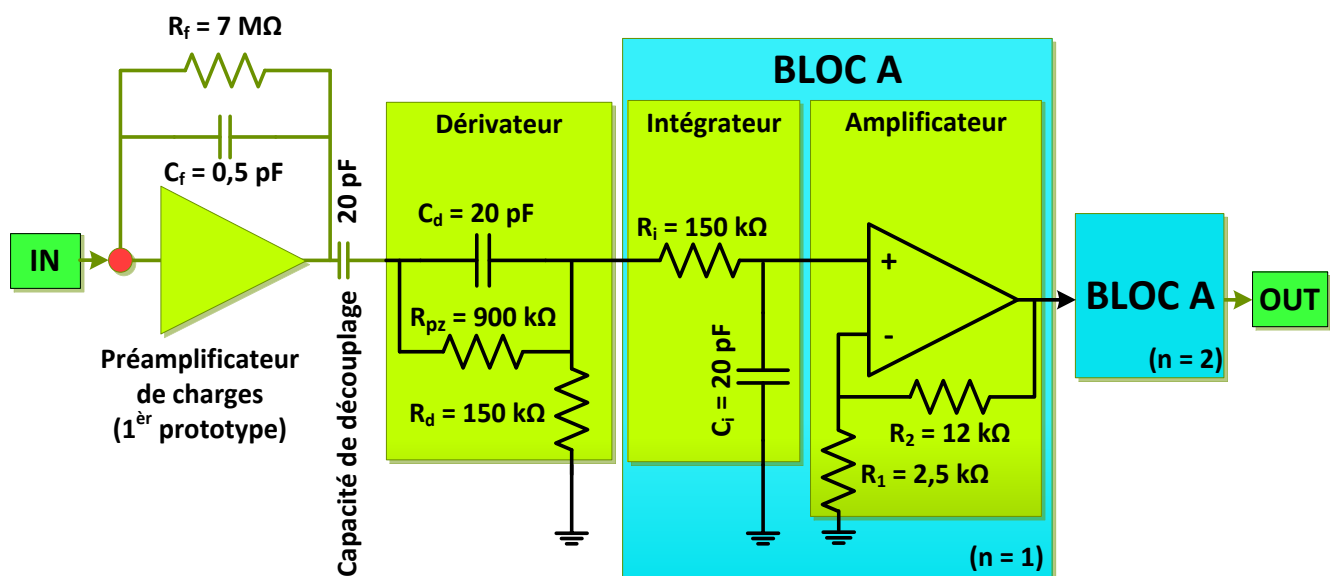


Figure IV- 7 : Montage du premier prototype de l'électronique intégrée

Le deuxième prototype est schématisé sur la Figure IV- 8. Le nombre d'intégrateurs a été fixé à 1 ( $n = 1$ ) afin d'augmenter l'amplitude de l'impulsion. Dans ce prototype, nous n'avons pas besoin d'utiliser une résistance d'annulation du pôle-zéro. Ceci est dû à la diminution de l'encombrement temporel que nous avons optimisé suite à la réalisation du deuxième prototype du préamplificateur de charges ( $\Delta t \approx 60 \mu s$  où  $\Delta t$  : la différence d'encombrements temporels obtenus entre les des deux prototypes, cf Figure II- 50 et Tableau II- 6).

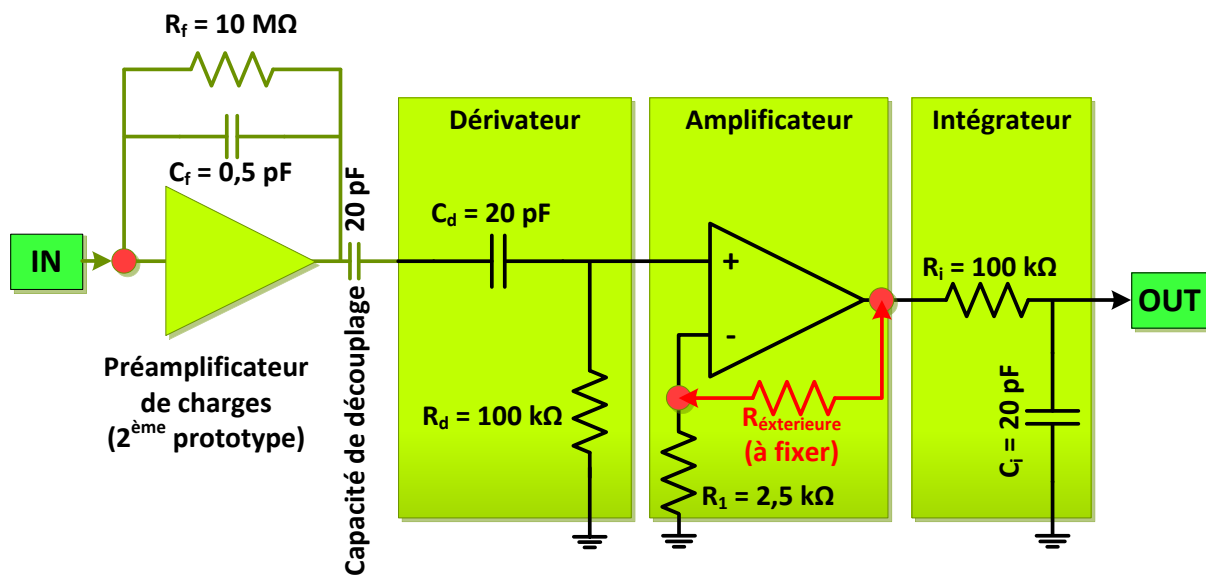
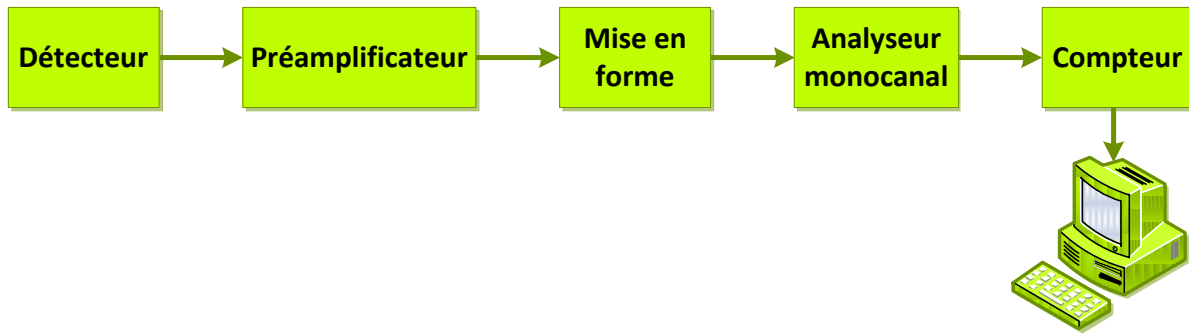


Figure IV- 8 : Montage du deuxième prototype de l'électronique intégrée

### III. Méthodologie expérimentale

#### III.1. Comptage d'impulsions

Dans la majorité des applications faisant appel à des détecteurs de rayonnements, un simple comptage d'impulsion est suffisant.



**Figure IV- 9 : Montage d'un système de comptage simple des impulsions**

Les divers blocs d'un tel système de comptage sont représentés dans la Figure IV- 9. L'impulsion du détecteur est d'abord préamplifiée. Le préamplificateur doit être placé au plus près de la diode pour minimiser les problèmes d'adaptation et les problèmes liés aux perturbations électromagnétiques. L'impulsion préamplifiée est ensuite transportée vers le bloc de mise en forme. L'impulsion mise en forme est introduite dans un analyseur monocanal qui comprend un discriminateur pour générer une impulsion numérique. L'étape suivante est le comptage de cette impulsion numérique. La sortie du compteur peut alors être introduite dans un ordinateur pour l'analyse approfondie et le stockage.

### **III.2. Analyse spectrométrique**

La méthode utilisée pour ce genre d'analyse est l'emploi d'un analyseur multicanal (MCA). Un analyseur multicanal [4] contient un ensemble d'analyseurs monocanal avec des fenêtres adjacentes. Il peut être considéré comme une version modifiée de l'analyseur monocanal car il remplit essentiellement la même tâche mais avec un certain nombre de fenêtres dont chacune a un seuil individuel. Ainsi, le processus devient plus rapide et moins vulnérable aux incertitudes liées aux variations de temps dans le flux de rayonnement. La Figure IV- 10 montre un schéma simple d'un analyseur multicanal. L'impulsion analogique est d'abord amplifiée et mise en forme. La hauteur de l'impulsion amplifiée est ensuite numérisée. Après la numérisation, un comptage dans le bloc de mémoire correspondant est incrémenté.

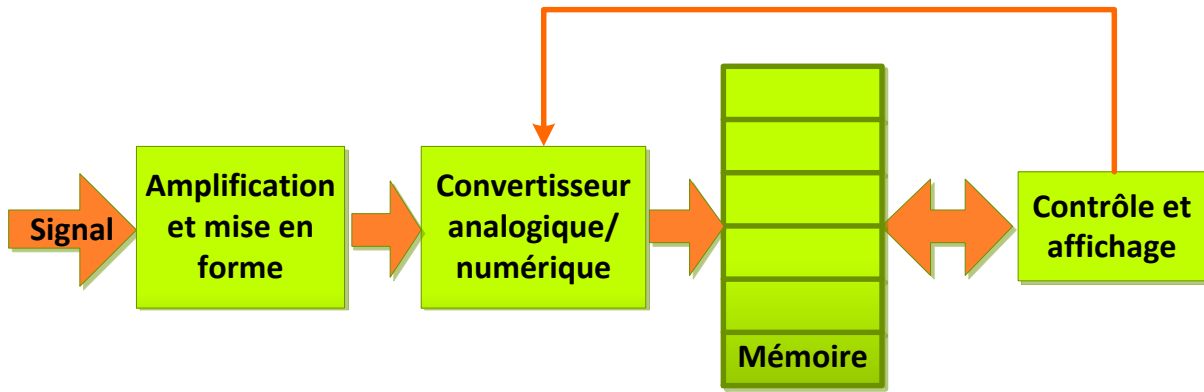


Figure IV- 10 : Schéma de principe d'un simple analyseur multicanal conçu pour l'analyse spectrométrique

En règle générale, les analyseurs multicanaux ont un certain nombre de canaux, tels que 512, 1024, ou plus (en général il est égale à  $2^n$ ). Dans notre cas, nous avons utilisé un Quad-ADC d'ITECH-INSTRUMENT, avec le logiciel de traitement Interwinner. Ce Quad permet d'analyser des impulsions jusqu'à 10 V d'amplitude sur 65536 canaux ( $n_{\max} = 16$ ). Chaque canal correspond à une gamme spécifique de hauteurs d'impulsion, donnant à l'utilisateur un choix de la résolution appropriée. Pour compter une impulsion, il suffit que sa hauteur corresponde à l'un de ces canaux. Chacun de ces canaux correspond à des emplacements mémoire. De cette manière, l'ensemble du spectre d'impulsions est enregistrée par l'analyseur. La hauteur de l'impulsion est proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement incident, le spectre obtenu correspond au spectre d'énergie du rayonnement. Le système peut être aussi réglé de telle sorte que toute la gamme dynamique soit recouverte. Le schéma de principe d'un système d'analyse spectrométrique est montré dans la Figure IV- 11.

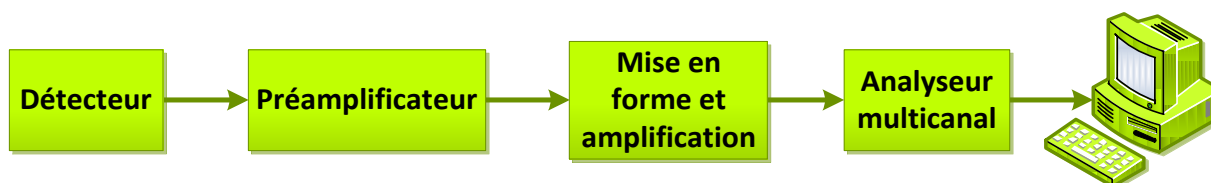


Figure IV- 11 : Schéma de principe d'un système d'analyse spectrométrique.



### III.3. Etudes expérimentales de la spectrométrie alpha

Une configuration typique de la spectrométrie des particules  $\alpha$  est montrée dans la Figure IV- 12. La chaîne de détection se compose d'une chambre pour la source radioactive avec la photodiode et son alimentation (photodiode polarisée en inverse), d'une pompe permettant de travailler sous vide, d'un préamplificateur de charges avec un accès pour un générateur d'impulsions (pulseur), d'un système de mise en forme et d'amplification, d'un oscilloscope et d'un analyseur multicanal relié à un ordinateur.

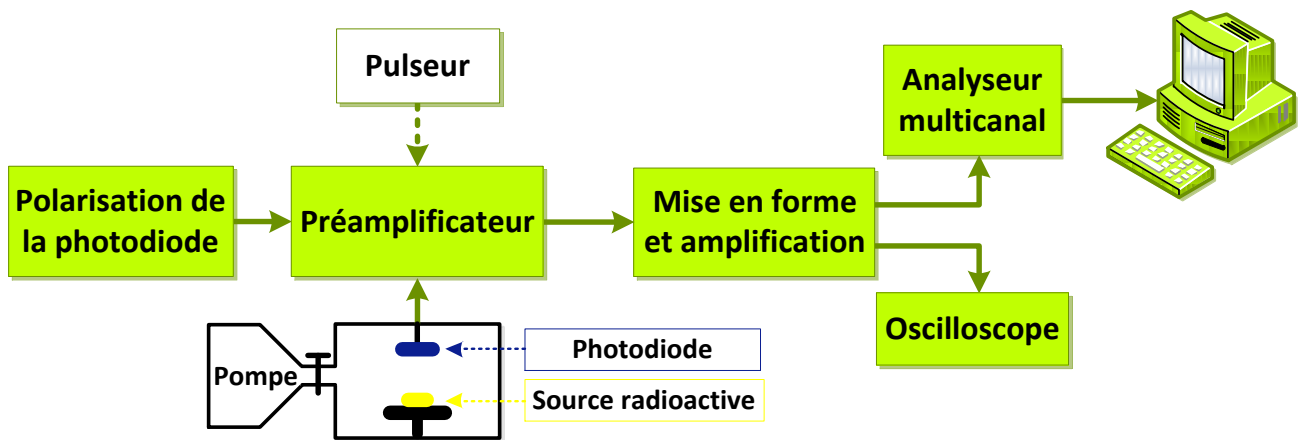


Figure IV- 12 : Schéma d'un montage d'analyse spectrométrique pour les particules  $\alpha$

En l'absence de vide, les particules alpha rentrent en collision avec les molécules d'air dans l'espace entre la source et la photodiode. La perte d'énergie dans l'air des particules  $\alpha$  est très élevée. Il y a une absorption importante menant à une perte d'informations. Ceci engendre une diminution du nombre de coups (d'événements) par canal lors du stockage de l'information par l'analyseur multicanal. Un décalage spectral des canaux vers les basses énergies est enregistré et la largeur à mi-hauteur du spectre est élargie. Il y a deux façons d'éviter l'absorption des particules alpha [1]. La première consiste à placer la source à l'intérieur du volume actif du détecteur, ce qui permettrait d'assurer une absorption totale de l'énergie. L'autre technique, comme indiquée sur la Figure IV- 12, est de placer la source et le détecteur dans une enceinte sous vide. Nous trouvons dans l'annexe un tableau de calcul de la perte d'énergie de particules alpha dans l'air.

### III.3.1. Étalonnage en énergie

Avant d'obtenir un spectre d'une source inconnue, le système de détection doit être étalonné en énergie. Cela se fait habituellement à l'aide d'un générateur d'impulsions et de sources radioactives connues. Les sources couramment utilisées pour l'étalonnage sont énumérées dans le Tableau IV- 1. Il convient de noter que la majorité de ces sources émettent des particules  $\alpha$  avec une gamme d'énergie très réduite. Ceci nous oblige à effectuer l'étalonnage avec une de ces sources et le pulseur.

<i>Source</i>	<i>Isotope</i>	<i>Energie (MeV)</i>	<i>Rapport de branchement (%)</i>
<i>Polonium</i>	<i>Po-210</i>	<i>5,30451</i>	<i>100</i>
<i>Plutonium</i>	<i>Pu-239</i>	<i>5,1554</i>	<i>73,3</i>
		<i>5,1429</i>	<i>15,1</i>
		<i>5,146</i>	<i>11,5</i>
<i>Americium</i>	<i>Am-241</i>	<i>5,48574</i>	<i>85,2</i>
		<i>5,44298</i>	<i>12,8</i>
<i>Uranium</i>	<i>U-233</i>	<i>4,7835</i>	<i>13,3</i>
		<i>4,8242</i>	<i>84,4</i>
<i>Curium</i>	<i>Cm-244</i>	<i>5,80496</i>	<i>76,4</i>
		<i>5,762835</i>	<i>23,6</i>

Tableau IV- 1 : Caractéristiques de quelques émetteurs  $\alpha$  utilisées pour les étalonnages [5]

L'étalonnage de l'analyseur multicanal (MCA) est extrêmement important pour effectuer des mesures précises. Nous allons décrire la méthode d'étalonnage. La meilleure technique consiste à utiliser deux sources radioactives d'énergies très différentes. Cela permet de s'assurer que les deux points relevés permettent la définition de la droite d'étalonnage avec des paramètres précis (pente, ordonnée à l'origine). Dans un système idéal, le canal zéro du MCA doit correspondre à l'énergie zéro. Autrement dit, la droite d'étalonnage entre l'énergie et le canal du MCA doit passer par l'origine. Certains analyseurs multicanaux permettent aux utilisateurs de réinitialiser le canal zéro pour correspondre à l'énergie zéro. En général, cela se fait avant l'étalonnage.

Nous venons de montrer que deux sources sont nécessaires pour le calibrage du MCA. Cependant, il est également possible d'étalonner l'appareil à l'aide d'une source et d'un générateur d'impulsions. Une configuration d'étalonnage typique est montrée dans la Figure IV- 12. La connexion entre le préamplificateur et le pulseur (générateur d'impulsions) est représentée par une ligne pointillée car il s'agit d'un instrument facultatif. Tous les



préamplificateurs sont équipés d'un circuit d'injection de charge externe. L'oscilloscope est utilisé pour visualiser les impulsions et ajuster le gain du préamplificateur. Les étapes suivantes sont généralement nécessaires pour effectuer cet étalonnage.

- Etape 1 : la source est placée dans la chambre  $\alpha$ . Un vide primaire est effectué.
- Etape 2 : la chaîne de mesure est mise sous tension puis le détecteur est polarisé lentement jusqu'à sa valeur nominale.
- Etape 3 : une impulsion est observée sur l'oscilloscope. L'amplitude de cette dernière est notée.
- Etape 4 : le MCA est réinitialisé et l'acquisition des données commence.
- Etape 5 : le canal correspondant au pic est identifié.
- Etape 6 : le système étant linéaire, l'énergie des particules  $\alpha$  est liée au numéro de canal N par :

$$E_{\alpha} = C(N - N_0)$$

Où C est le facteur d'étalonnage en unités d'énergie par canal,  $N_0$  est le canal pour l'énergie zéro. Idéalement, l'énergie zéro doit correspondre au canal zéro.

Avant de connecter le générateur d'impulsions au préamplificateur, la source doit être retirée de l'enceinte. Les impulsions sont injectées dans le préamplificateur de charges et l'amplitude du signal est modifiée jusqu'à ce que l'oscilloscope montre la même hauteur d'impulsion que précédemment. Le spectre est ensuite enregistré par le MCA et nous vérifions que le pic dû au pulseur correspond au même numéro de canal que le pic dû à la source. L'étalonnage du générateur d'impulsion est réalisé.

- Etape 7 : l'utilisation du pulseur étalonné nous permet de générer plusieurs points sur une gamme d'énergie allant de 0 jusqu'à 10 MeV.
- Etape 8 : l'enregistrement de ces points de mesure nous permet d'étalonner le MCA. Nous donnons une table de correspondance (numéro canal, énergie).

- Étape 9: Une optimisation de ces points est effectuée. S'il n'y a pas de décalage, la droite d'étalonnage passe à l'origine. Si non, le décalage doit être inclus. La pente de la droite donne la constante d'étalonnage  $C$  requis en termes d'énergie par canal (Figure IV- 13).

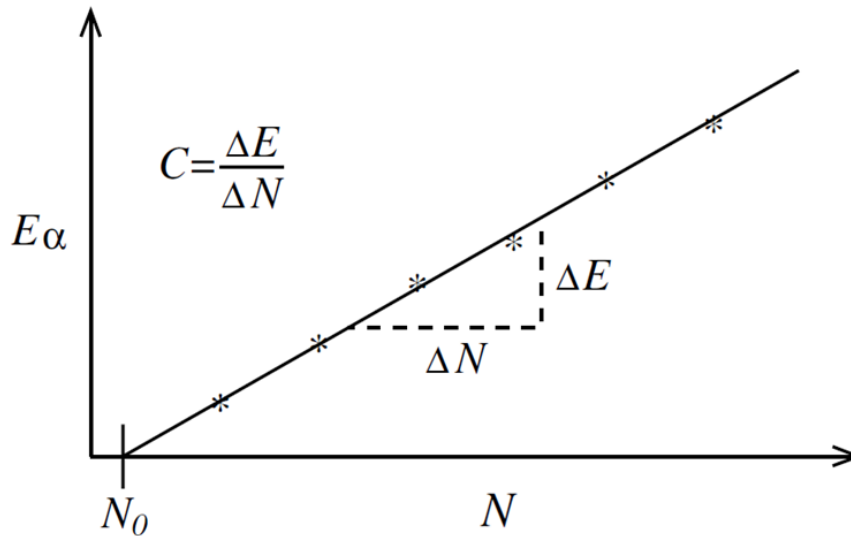


Figure IV- 13 : Exemple d'une courbe d'étalonnage obtenu à partir d'une source  $\alpha$  connue et un générateur d'impulsions

Nous avons mentionné précédemment qu'un pulseur n'est pas toujours nécessaire pour calibrer le système. On peut aussi utiliser deux ou plusieurs sources. Un étalonnage a été effectué à l'aide de deux sources radioactives, Uranium 233 et Américium 241, présentant toutes deux 2 raies principales. On peut obtenir les spectres des deux sources, puis tracer la courbe d'étalonnage.

#### **IV. Caractérisations des jonctions**

Les critères de sélection des photodiodes ont porté sur leur capacité à détecter les particules  $\alpha$  d'énergie comprise entre 3 et 8 MeV. Les photodiodes ne doivent pas avoir de fenêtre de protection (en silice ou résine) de manière à minimiser la perte d'énergie des particules  $\alpha$  avant leur passage dans la zone désertée. Plusieurs types de photodiodes (ou diodes) silicium sont susceptibles de convenir :

- Diode PN : ce type correspond à une jonction PN,
- Photodiode PIN : dédiée à la détection des photons, ce type de photodiodes présente l'avantage de posséder une zone désertée relativement épaisse sans l'application d'une tension de polarisation élevée.
- Diode PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon) : ce type de diode assure une haute résolution, une grande sensibilité et un très bas bruit grâce à une fenêtre d'entrée ultra mince (50 nm) et un courant de fuite très faible.

### IV.1. Caractérisations électriques

La caractérisation électrique de la jonction porte sur deux facteurs principaux. Le premier consiste à mesurer le courant de fuite de la jonction qui est en relation directe avec le niveau de bruit. Le deuxième est de mesurer la capacité équivalente de la jonction qui est en relation directe avec la profondeur de la zone désertée ainsi que l'impédance d'entrée de la chaîne électronique de traitement. Cette capacité est inversement proportionnelle à la profondeur de la zone désertée. Ceci permet de déterminer cette profondeur et, par conséquent, le dépôt d'énergie totale ou partielle dans cette zone. Ces deux facteurs doivent être mesurés en fonction de la tension de polarisation inverse de la jonction.

Plusieurs fabricants ont été contactés, seuls trois d'entre eux étaient susceptibles de fournir les produits recherchés : Canberra, Hamamatsu et IRD. Les essais de détection consistent à déterminer la gamme de photodiodes choisies (Tableau IV- 2).

<i>Fournisseur</i>	<i>Photodiode /Diode</i>	<i>Type</i>	<i>Fenêtre de protection</i>	<i>Détection</i>
<i>Canberra</i>	<i>PD450-16-300AM</i>	<i>PIPS</i>	<i>NON</i>	<i>OUI</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S3590-02</i>	<i>PIN</i>	<i>NON</i>	<i>OUI</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S1227-16</i>	<i>PIN</i>	<i>NON</i>	<i>Pas concluant</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S1227-10BQ</i>	<i>PIN</i>	<i>OUI</i>	<i>NON</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S8559</i>	<i>PIN</i>	<i>Scintillateur</i>	<i>NON</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S8193</i>	<i>PIN</i>	<i>Scintillateur</i>	<i>NON</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S8650</i>	<i>PIN</i>	<i>OUI</i>	<i>Pas concluant</i>
<i>Hamamatsu</i>	<i>S4011-04</i>	<i>PN</i>	<i>OUI</i>	<i>NON</i>
<i>IRD</i>	<i>AXUV4</i>	<i>PIN</i>	<i>NON</i>	<i>OUI</i>

Tableau IV- 2 : Diodes ou photodiodes testées en détection alpha

Une gamme de photodiodes IRD a été testée (AXUV4, AXUV12, AXUV20, AXUV100), les numéros : 4, 12, 20 et 100 représentent la surface active de la photodiode en  $\text{mm}^2$ . Malgré le fait que cette série de photodiodes puisse détecter les particules alpha, la profondeur de la zone désertée, qui ne dépassent pas  $20 \mu\text{m}$ , est insuffisante pour une particule alpha d'énergie supérieure à  $4 \text{ MeV}$  (voir annexe). Par conséquent, nous ne sommes pas intéressés par cette série de photodiodes. Le seul avantage de cette photodiode est son prix. La photodiode Canberra est utilisée généralement dans les matériels de laboratoire. Elle servira dans la suite de notre travail de référence et sera nommée diode de référence. Son mode de fabrication (PIPS) diffère des autres jonctions (PN et PIN) et lui confère une qualité de détection remarquable avec une très large zone désertée. Les caractéristiques des deux photodiodes (Canberra et Hamamatsu) qui détectent les particules alpha sont représentés dans les figures suivantes (Figure IV- 14 et Figure IV- 15 pour la photodiode Hamamatsu-S3590-02, Figure IV- 16 et Figure IV- 17 pour la photodiode Canberra-PD450-16-300AM) :

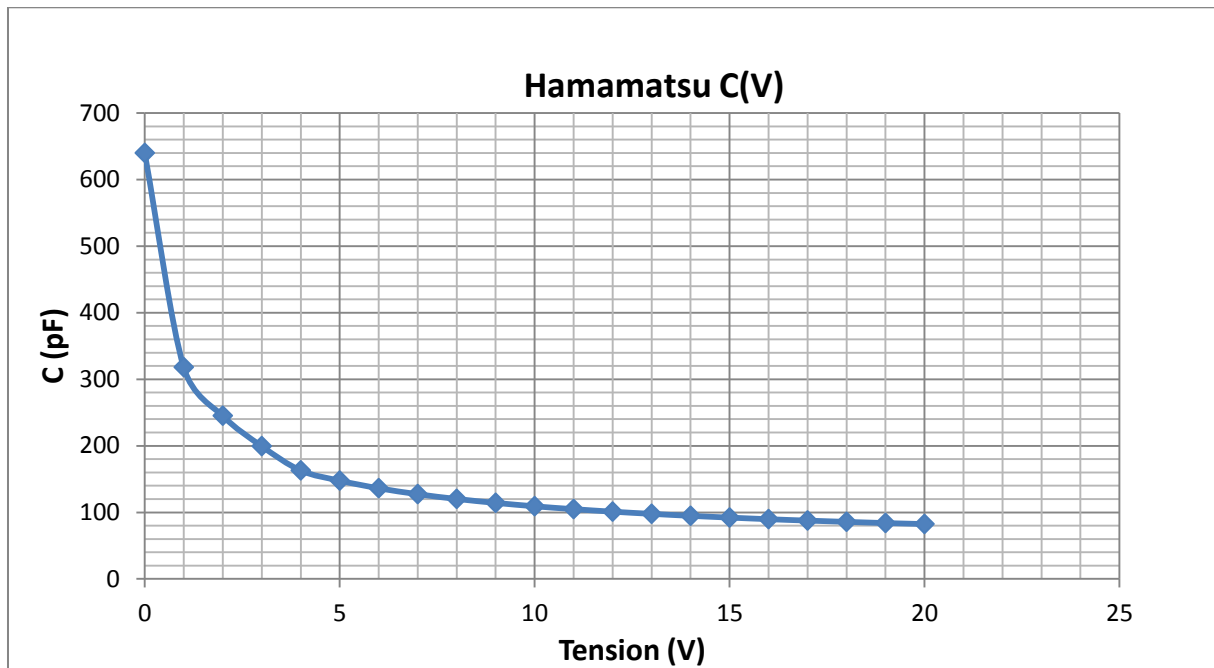


Figure IV- 14 : Capacité de la jonction en fonction de la tension de polarisation inverse de la photodiode Hamamatsu

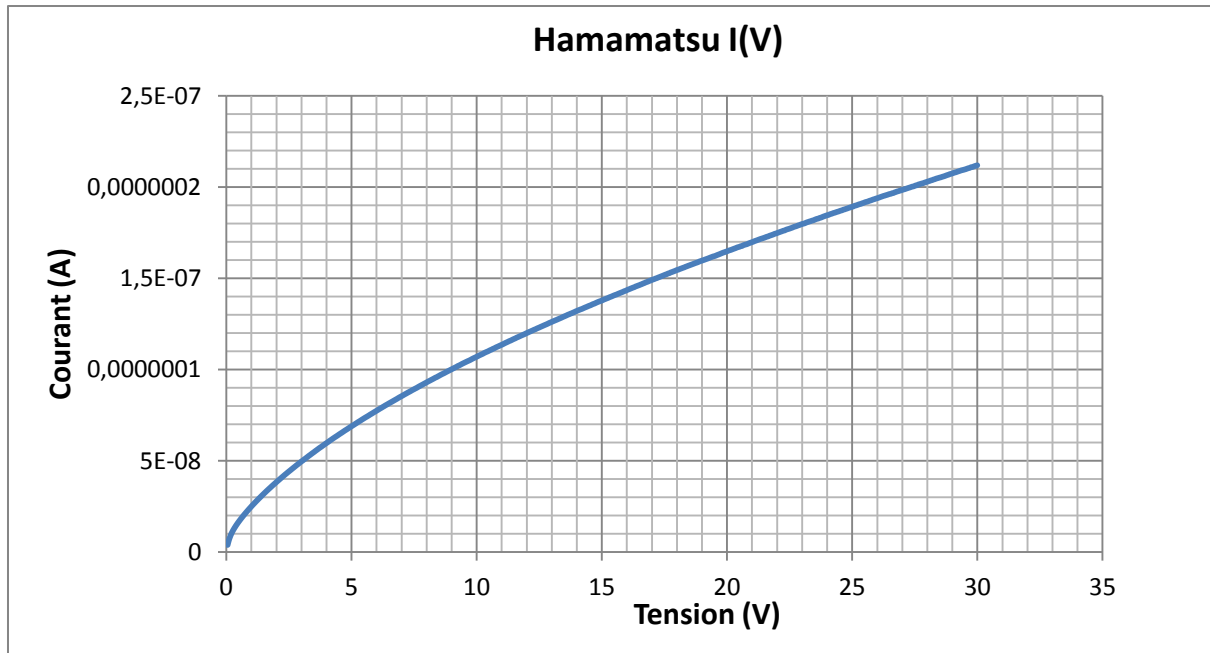


Figure IV- 15 : Courant de fuite en fonction de la tension de polarisation inverse de la photodiode Hamamatsu

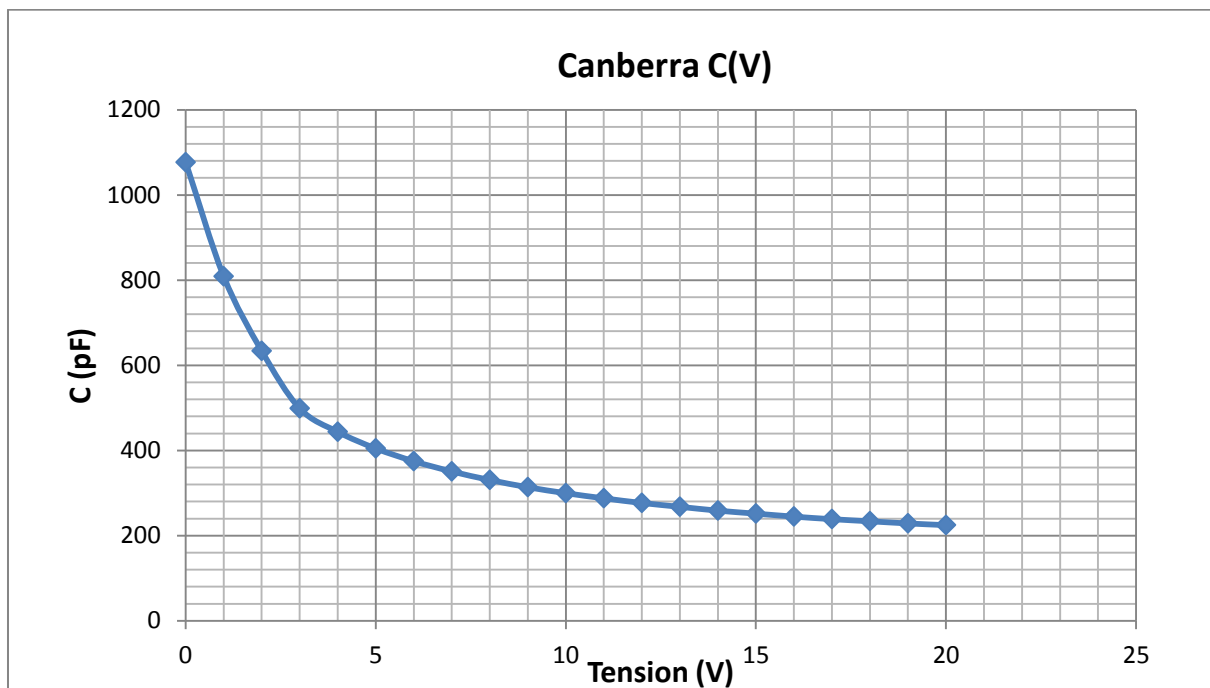


Figure IV- 16 : Capacité de la jonction en fonction de la tension de polarisation inverse de la diode Canberra

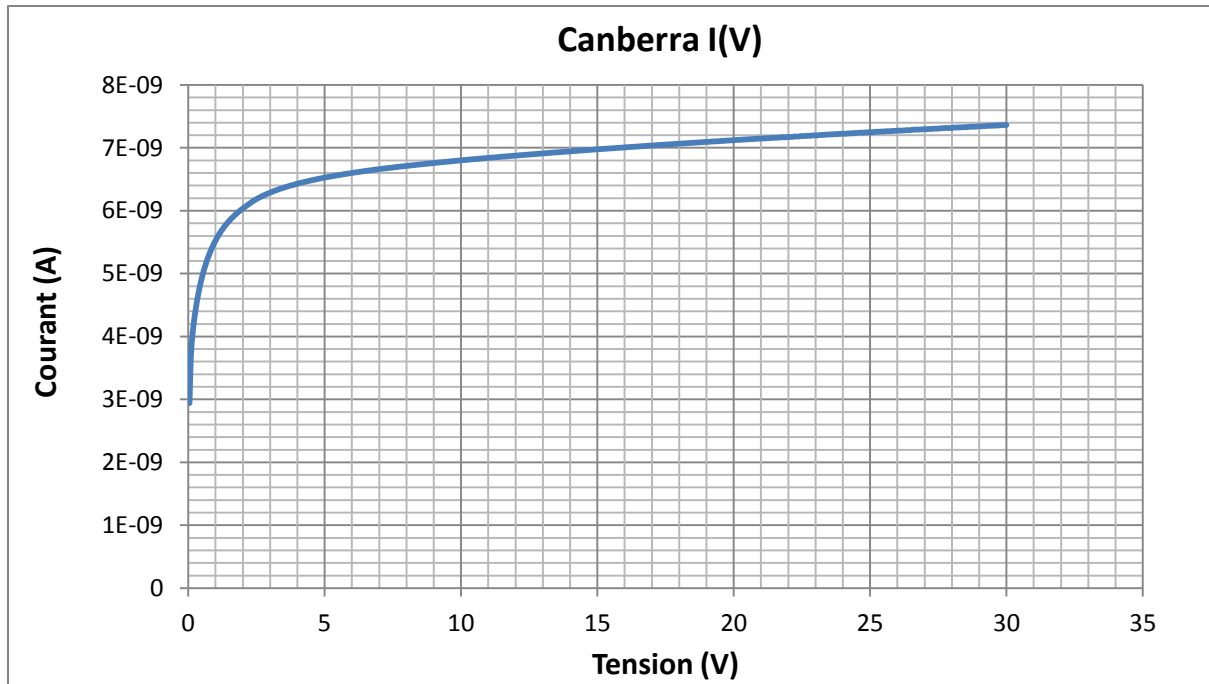


Figure IV- 17 : Courant de fuite en fonction de la tension de polarisation inverse de la diode Canberra

## IV.2. Caractérisations spectrométriques

Pour conduire les caractérisations spectrométriques avec les jonctions, plusieurs paramètres d'influence doivent être étudiés. Ces éléments sont :

- Le temps d'acquisition : plus le temps d'acquisition est élevé, plus le nombre d'événements par canal est important et plus l'incertitude relative est faible,
- La tension de la polarisation inverse : plus la tension de polarisation de la jonction est faible, plus la profondeur de la zone désertée est faible. Par conséquent, la particule  $\alpha$  détectée ne pourra pas laisser toute son énergie dans cette zone. Les raies du spectre en énergies se décalent vers les basses énergies de la fenêtre spectrale (décalage des raies vers la gauche).
- La présence ou l'absence de vide dans la chambre de détection : (cf paragraphe III.3) et la distance source/jonction : plus la source est éloignée de la surface de détection de la jonction, moins le nombre d'événements sur un canal est élevé. Le nombre d'événements par canal évolue linéairement en fonction de l'angle solide.
- La présence ou l'absence de Mylar sur la surface de détection de la jonction : l'utilisation d'une couche fine de Mylar assure l'isolation de la surface de détection contre la lumière

extérieure. La présence de cette couche a pour effet de décaler les raies vers les faibles énergies. Il provoque un élargissement de la largeur à mi-hauteur de la raie principale. Plus l'épaisseur de mylar est importante, plus le spectre est aplati et s'élargit et se décale vers les basses énergies,

- La présence ou non d'un collimateur : la présence d'un collimateur a pour effet de fixer l'angle solide sous lequel les particules  $\alpha$  vont atteindre la surface de détection de la jonction. Cela permet de vérifier la résolution de la chaîne de mesure. La largeur à mi-hauteur de la raie principale n'est due, dans ce cas, uniquement qu'au bruit électronique. Le temps d'acquisition nécessaire, pour obtenir une bonne statistique se trouve augmenté car le flux de particules a diminué.

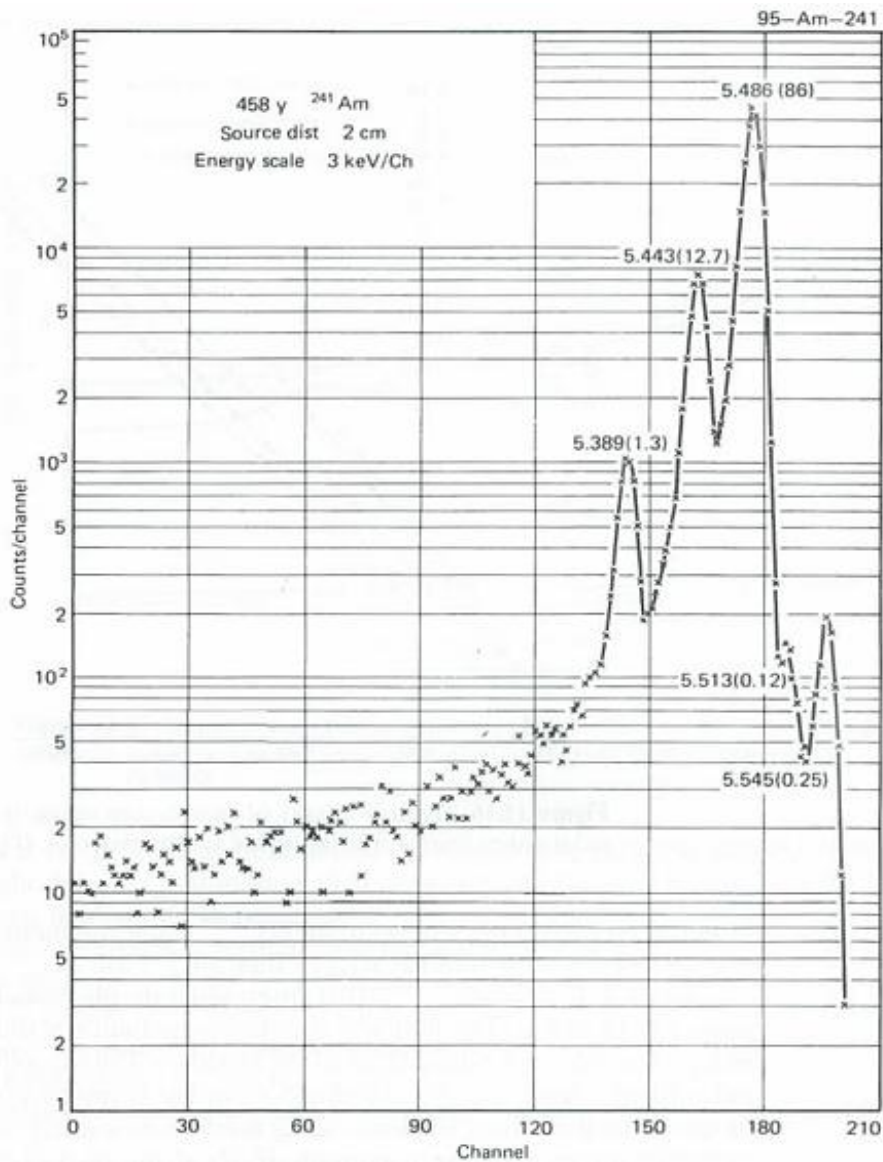


Figure IV- 18 : Différents raies d'énergies d'un spectre d'américium 241 [6]

Des mesures ont été réalisées en utilisant les photodiodes Hamamatsu S3590-02 et les diodes Canberra (PIPS). Nous avons fait varier la tension de polarisation des diodes (ou photodiodes) afin de mettre en évidence son impact sur le spectre d'énergie enregistré. Nous constatons que la quantité d'énergie déposée dans la zone désertée de la jonction est proportionnelle à sa profondeur. Les particules  $\alpha$  provenant de la source d'Américium 241 dont le spectre en énergie est référencé (Figure IV- 18) laissent, donc, en totalité ou partiellement leur énergie dans cette zone. Le résultat obtenu est conforme. Nous avons relevé le nombre maximum d'événements et l'énergie correspondante. La Figure IV- 19 montre le résultat obtenu avec la diode Canberra et la Figure IV- 21 avec la photodiode Hamamatsu. Nous observons le décalage du spectre vers la gauche (énergie décroissante) obtenu en faisant décroître les valeurs de tensions de polarisation de 60 V à 0 V par pas de 10 V en présence de vide. La Figure IV- 20 et la Figure IV- 22 montrent celle en absence de vide. Nous remarquons bien que le nombre d'événements obtenu pendant le même temps d'acquisition a fortement diminuée en absence de vide.

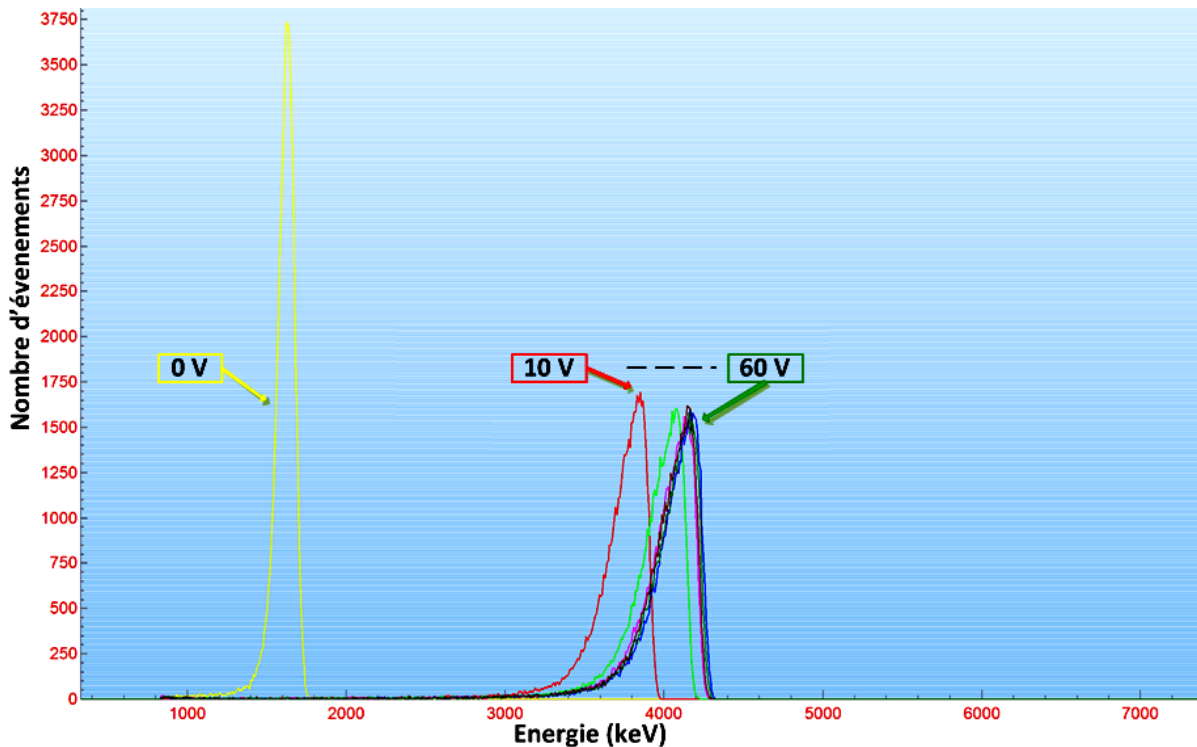


Figure IV- 19 : Décalage des spectres vers la gauche en fonction de la tension de polarisation de la diode Canberra en présence de vide (temps d'acquisition : 1h30 – Diode recouverte d'un film de mylar « 1 $\mu$ m »)



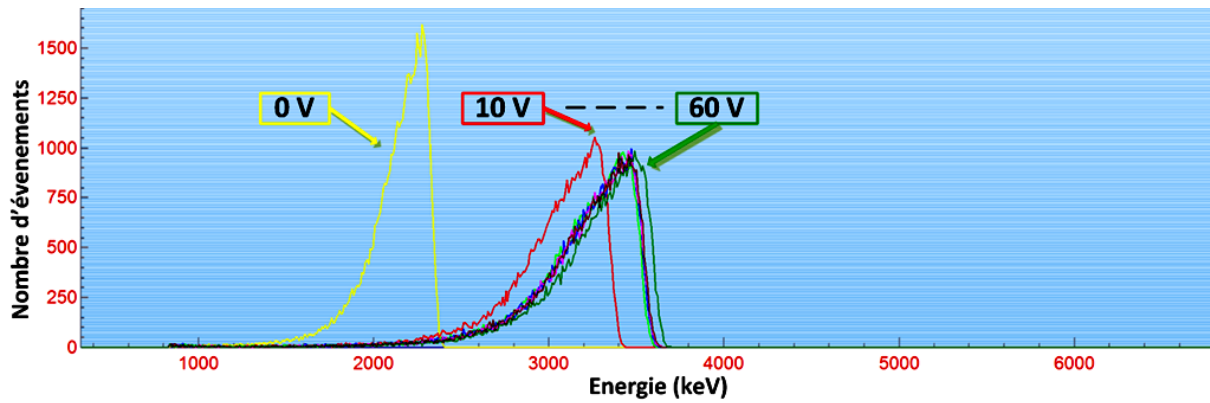


Figure IV- 20 : Décalage des spectres vers la gauche en fonction de la tension de polarisation de la diode Canberra en absence de vide (temps d'acquisition : 1h30 – Diode recouverte d'un film de mylar « 1 $\mu$ m »)

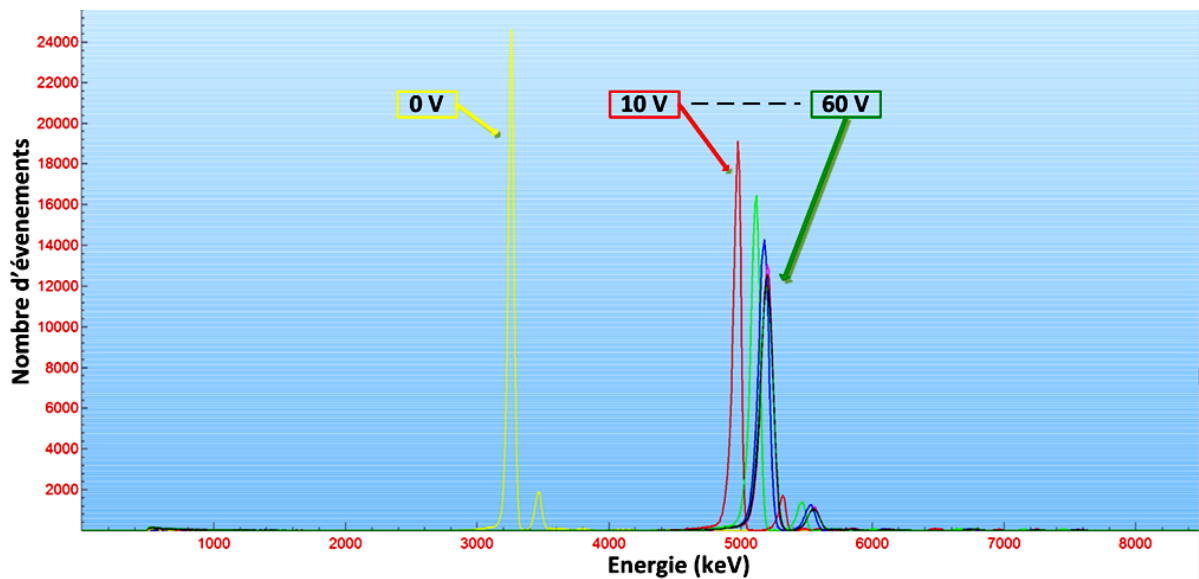


Figure IV- 21 : Décalage des spectres vers la gauche en fonction de la tension de polarisation de la photodiode Hamamatsu sans le film de mylar et en présence de vide (temps d'acquisition : 50 min)

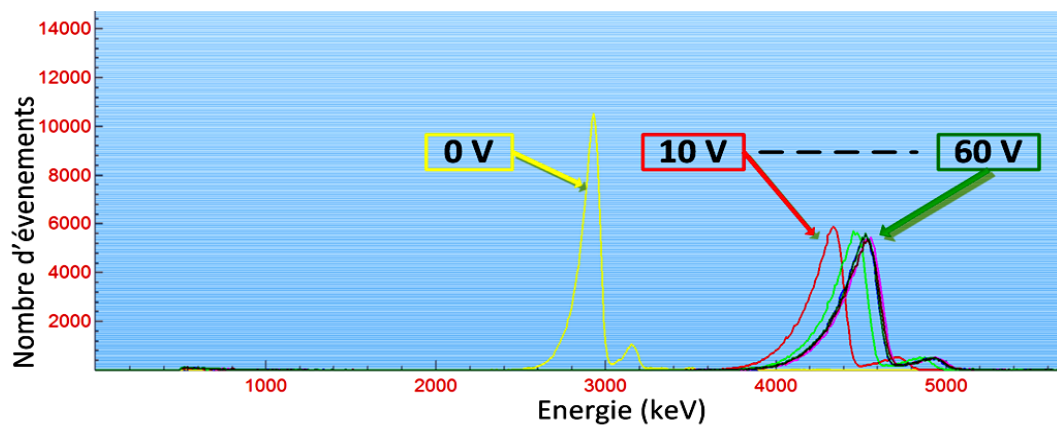
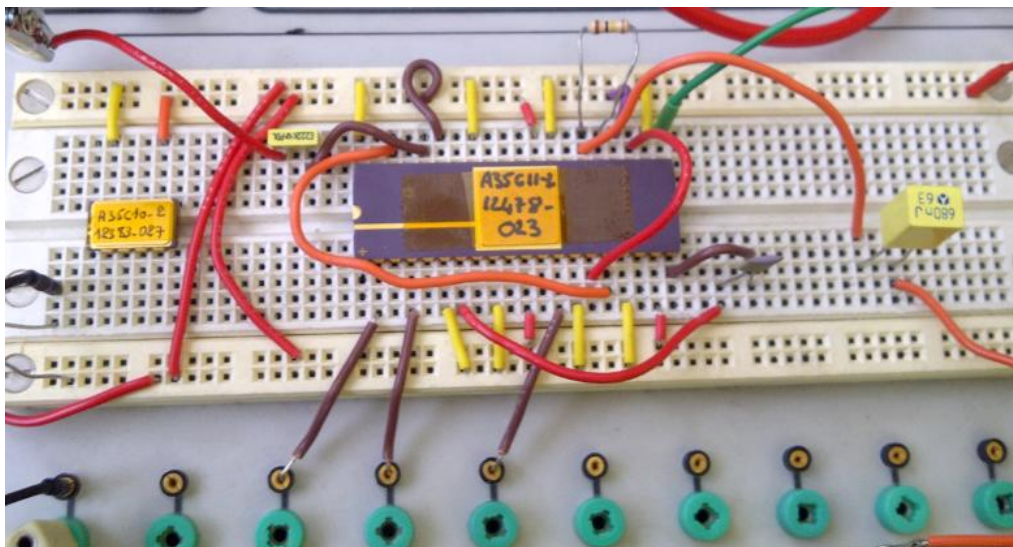


Figure IV- 22 : Décalage des spectres vers la gauche en fonction de la tension de polarisation de la photodiode Hamamatsu sans le film de mylar et en absence de vide (temps d'acquisition : 50 min)

## V. Mesures et caractérisations de l'électronique intégrée

Dans cette partie, nous allons décrire les tests effectués sur les prototypes de la chaîne électronique intégrée et de la chaîne électronique au standard NIM (ITECH). Les tests concernant la chaîne de l'électronique intégrée ont été réalisés sur une plaquette de type « Breadboard » (Figure IV- 23) qui permet d'avoir des accès à la masse et aux alimentations et un nombre suffisant de connexions d'entrées et de sorties. Les différentes connexions ont été assurées par des fils de type « bnc, microdot, banane et strap ».



**Figure IV- 23 : Test de la chaîne électronique intégrée sur « Breadboard »**

Nous avons la possibilité d'appliquer à l'entrée de l'électronique deux types de signaux :

- Les signaux provenant du détecteur lorsque ce dernier est soumis à l'activité d'une source  $\alpha$ . Ce type de mesure est fondamental lorsque l'on souhaite connaître l'activité d'une source, lorsque l'on souhaite étalonner en énergie une chaîne de spectrométrie ou tout simplement vérifier le bon fonctionnement des différents étages ou blocs constituant la chaîne de traitement. La source est placée à une distance « D » connue de la photodiode comme indiqué dans la Figure IV- 24 ( $D = 1$  cm dans notre cas). Le spectre est capturé pour une période de temps connue. Ce spectre permet de caractériser l'activité d'une source  $\alpha$ .

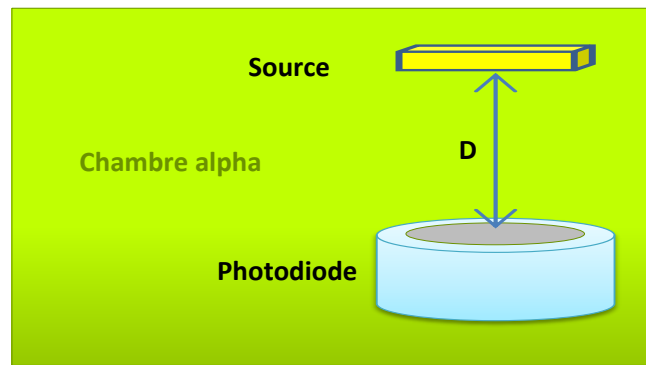


Figure IV- 24 : Ensemble photodiode-source dans une chambre à vide

- Les signaux provenant du générateur d'impulsion (pulseur) qui est connecté à l'électronique par l'intermédiaire d'un convertisseur tension/charge comme le montre la Figure IV- 25. Notons que la résistance de  $50 \Omega$  permet l'adaptation d'impédance avec le câble coaxial.

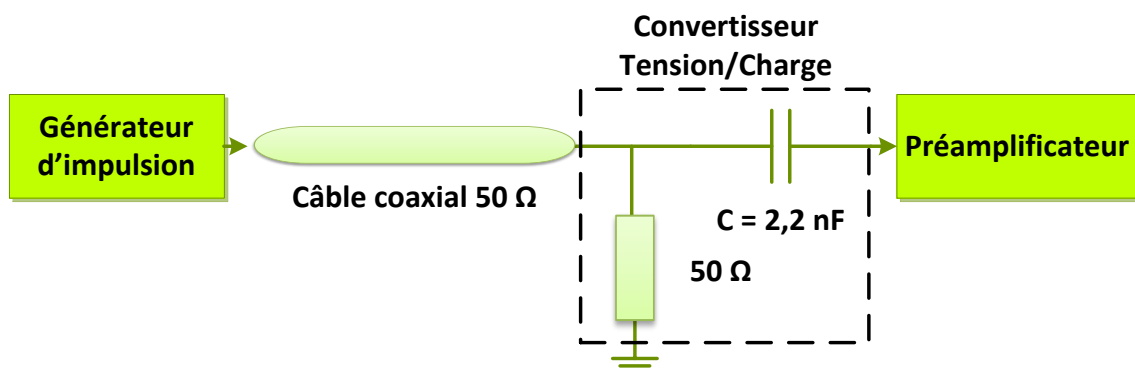


Figure IV- 25 : Schéma électrique de l'entrée de la plaquette de test

L'oscilloscope a une impédance d'entrée constituée en générale par une résistance de  $1 \text{ M}\Omega$  et d'une capacité en parallèle de  $15$  à  $50 \text{ pF}$ .

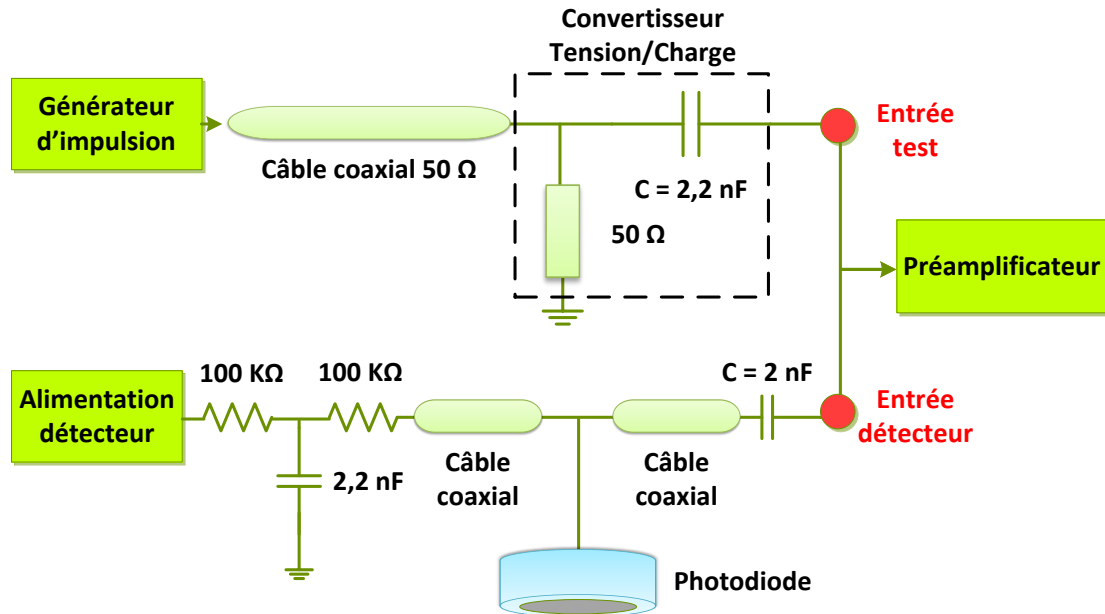


Figure IV- 26 : Montage du circuit de polarisation de la photodiode ainsi que les deux blocs d'entrée du préamplificateur

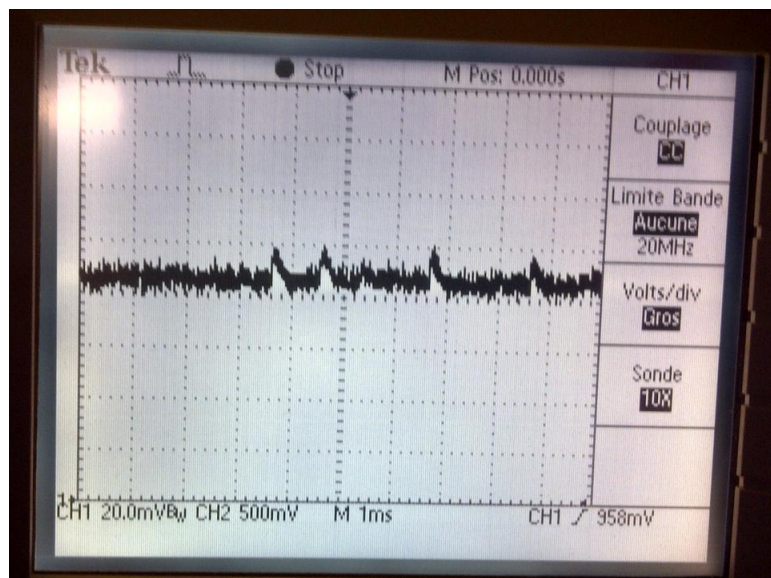
La Figure IV- 26 représente le schéma du bloc d'entrée du préamplificateur en montrant les deux possibilités de connexions. La capacité de  $2 \text{ nF}$  est une capacité de découplage. La photodiode est alimentée par une source de tension continue, cette alimentation doit passer par un filtre avec des résistances de fortes valeurs pour limiter ses bruits thermiques et une capacité de  $2,2 \text{ nF}$ , l'ensemble forme un filtre passe bas qui présente une fréquence de coupure de  $1,4 \text{ Hz}$  et assure un filtrage de l'ondulation résiduelle de la tension d'alimentation et empêche la quantité de charge venant du détecteur de passer par la source continue. La diode (ou photodiode) étant polarisée en inverse, nous avons une chute plus ou moins importante due au courant de fuite (inverse). Ce paramètre est pris en compte lors de la polarisation de la diode (ou photodiode).

### V.1. Caractérisation du 1<sup>er</sup> prototype

Concernant le premier prototype de circuit intégré, il a été optimisé pour une photodiode Hamamatsu S3590-02. La modélisation électrique de cette photodiode a été réalisée en utilisant des paramètres physiques erronés. Le fabricant n'ayant pas souhaité communiquer plus précisément, nous nous sommes basés sur les informations techniques disponibles qui se rapprochent plus de documentations commerciales. Les paramètres utilisés pour la source de

courant impulsionnel inclus dans notre modèle se sont montrés inexacts. (Impulsions rectangulaire de durée de 3 ns environ et d'amplitude de 70  $\mu\text{A}$  correspondent à une quantité de charge déposée par une particule  $\alpha$  de 5,5 MeV).

Ce mauvais choix de paramètres nous a conduits à concevoir le premier étage de traitement (préamplificateur de charges) avec une désadaptation en entrée. Les résultats sont quasiment inexploitable. La Figure IV- 27 montre le signal obtenu à la sortie du préamplificateur de charges lorsque la photodiode est mise en présence d'une source  $\alpha$  d'Américium 241 ( $E_\alpha = 5,486$  MeV). La faible amplitude du signal ( $\approx 20$  mV) donne un rapport signal sur bruit très mauvais et n'est pas suffisant pour attaquer l'étage de traitement suivant (perte complète du signal).



**Figure IV- 27 : Impulsions obtenues à la sortie du préamplificateur du 1<sup>er</sup> prototype en utilisant la source d'Américium 241**

Un autre type de mesure avec ce circuit a été réalisé en utilisant le générateur d'impulsion (Pulseur ORTEC-480) avec le convertisseur tension/charge (Figure IV- 26). Ce pulseur permet d'obtenir des impulsions de tension réglable (valeur maximale = 10 V) avec un temps de montée plus petit que 10 ns et une décroissance exponentielle avec un encombrement temporelle qui peut varier entre 200  $\mu\text{s}$  et 400  $\mu\text{s}$ .

Ce pulseur, avec le convertisseur, a été connecté à l'entrée du préamplificateur de charges. La Figure IV- 28 représente la tension de sortie de préamplificateur avec une amplitude de 100 mV et un temps  $\approx 150 \mu\text{s}$ , la Figure IV- 29 représente la tension de sortie d'un étage de mise en forme (amplitude : 100 mV, durée : 75  $\mu\text{s}$ ).

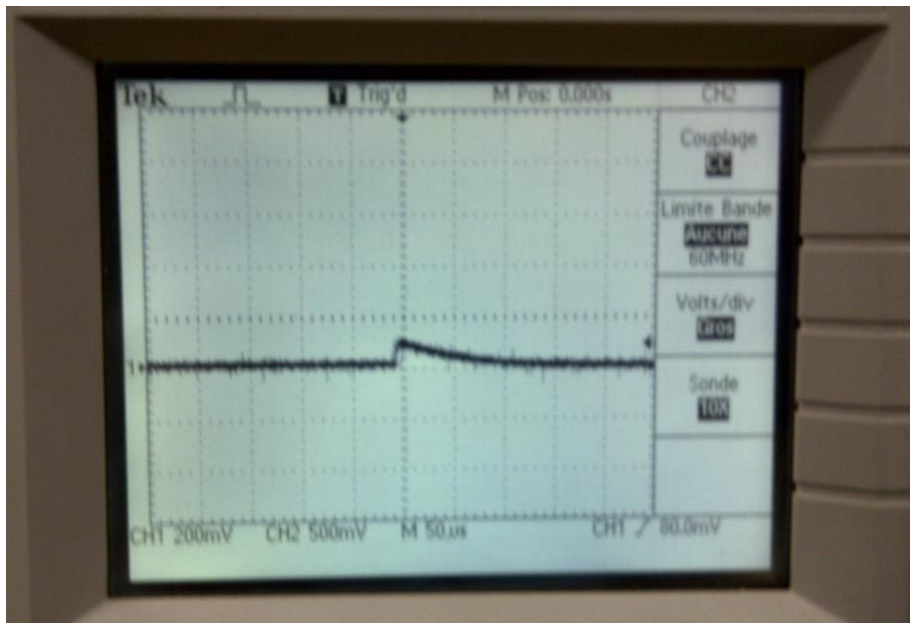


Figure IV- 28 : Tension à la sortie du préamplificateur (200 mV/Div, 50  $\mu\text{s}$ /Div)

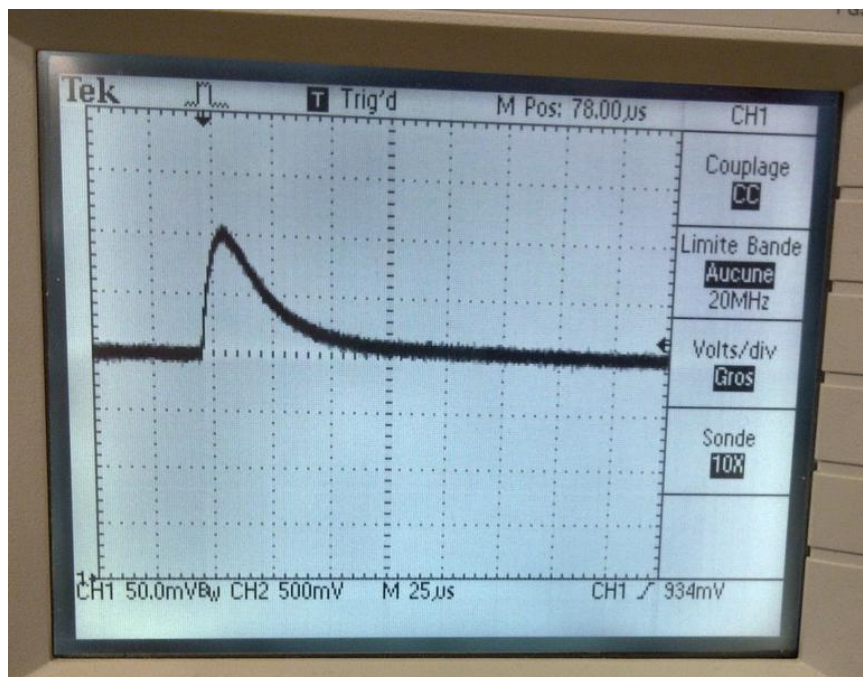


Figure IV- 29 : Tension à la sortie du 1<sup>er</sup> bloc A de mise en forme (cf Figure IV- 7) (50 mV/Div, 25  $\mu\text{s}$ /Div)



Ce deuxième type de mesure nous permet de vérifier que les différents étages ou blocs de notre circuit fonctionnent correctement. Le pulseur nous permet d'appliquer un signal d'entrée adapté à notre préamplificateur de charges.

## V.2. Caractérisation du 2<sup>ème</sup> prototype

Dans ce paragraphe nous allons décrire la caractérisation du deuxième prototype de circuit intégré en comparant les résultats de mesures et de simulations.

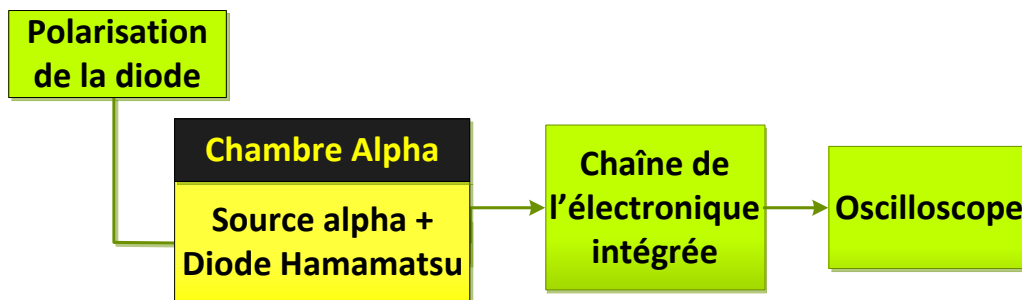
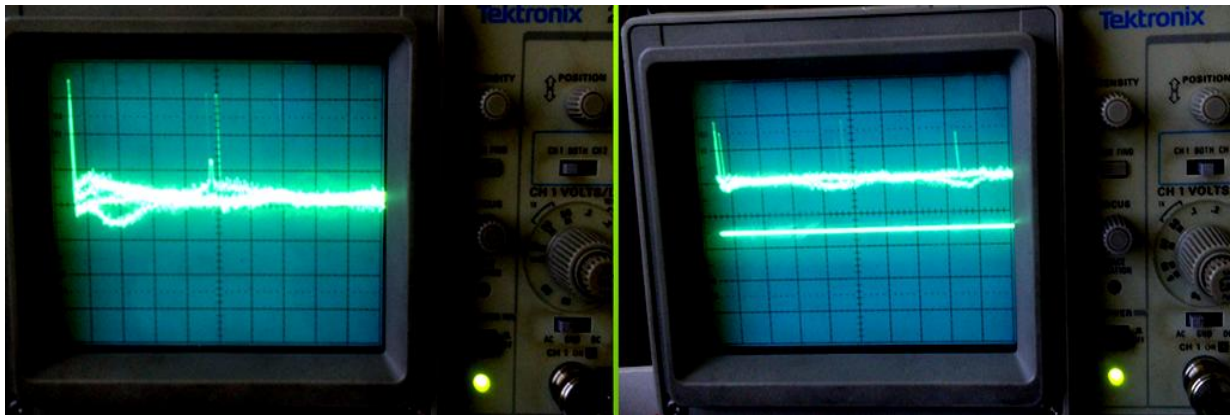


Figure IV- 30 : Montage de la chaîne de traitement électronique

La caractérisation de l'électronique intégrée a été effectuée en utilisant la photodiode Hamamatsu S3590-02 non polarisée dans une enceinte à vide en présence d'une source radioactive (Américium 241) comme montré sur la Figure IV- 30. Cette photodiode est connectée à l'entrée du préamplificateur de charges. Nous obtenons à la sortie du préamplificateur des impulsions d'amplitudes de 60 mV. Lorsqu'on polarise la photodiode sous une tension de 30 V, cette amplitude est de 90 mV (Figure IV- 31).

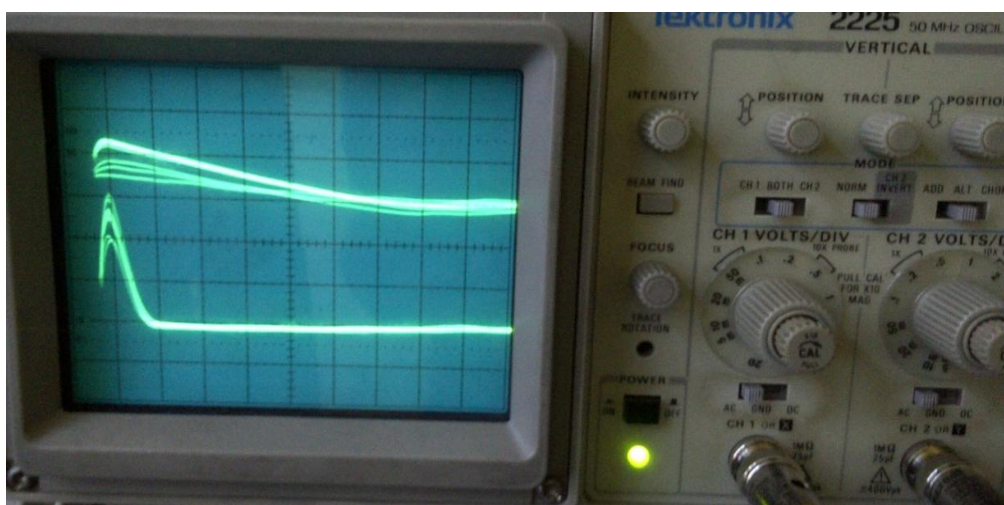
Les résultats de simulation donnaient une valeur d'environ 100 mV. Cette différence entre mesures et simulations provient de la perte dans le câble coaxial qui réalise la liaison entre la photodiode et le préamplificateur de charges, de la perte d'énergie des particules alpha dans l'air entre la photodiode et la source où la distance entre les deux est égale à 1 cm environ et de la modélisation électrique de la photodiode que nous avons réalisée. Notons

qu'il est très difficile d'obtenir de la part des fabricants des données technologiques précises, cela nous empêche d'élaborer un modèle avec des paramètres exacts.



**Figure IV- 31 : Signal à la sortie du préamplificateur de charges ; (à gauche : 20 mV/Div) sans polarisation de la photodiode, (à droite : 50 mV/Div) avec polarisation de la photodiode**

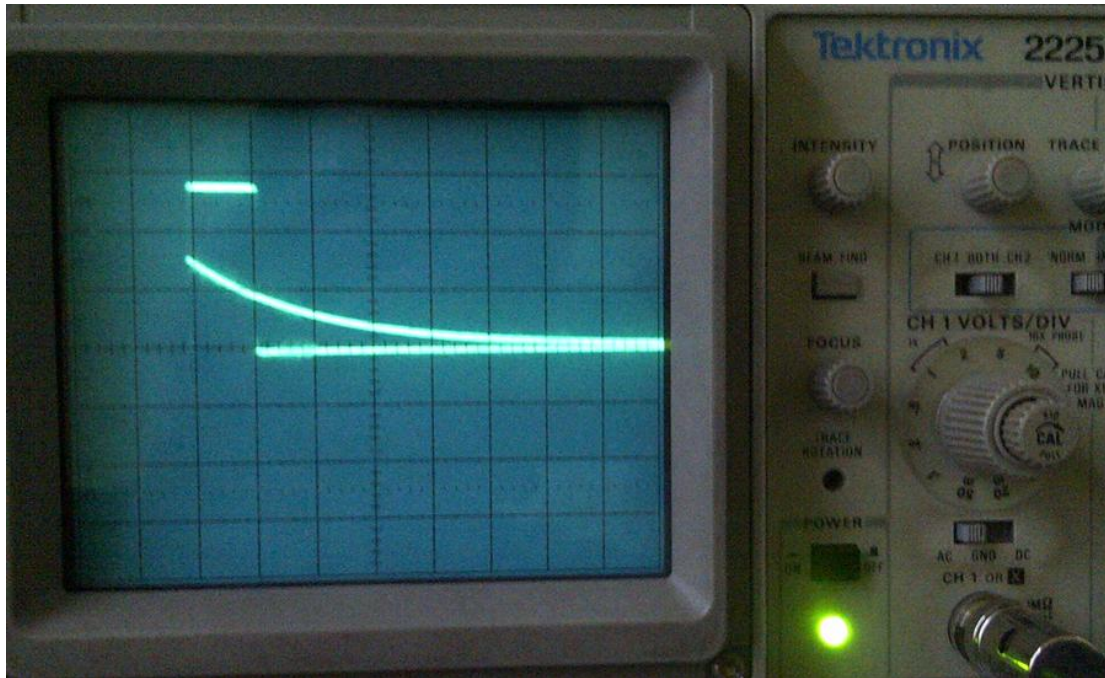
Une résistance  $R_2$  de 100 k $\Omega$  a été ajoutée à l'électronique intégrée dans le bloc de l'amplification afin d'optimiser la valeur de son gain ( $\approx 40$  en boucle fermée). Nous obtenons des impulsions très nettes d'amplitudes 900 mV (photodiode polarisée). La Figure IV- 32 montre le signal à la sortie du préamplificateur de charges et de l'amplificateur sans polarisation de la photodiode. Cette figure montre aussi l'encombrement temporel de l'impulsion à la sortie du préamplificateur de charges (trace sup. : 10  $\mu$ s/Div) qui est de l'ordre de 90  $\mu$ s et à la sortie de l'amplificateur (trace inf.) qui est de l'ordre de 15  $\mu$ s.



**Figure IV- 32 : (trace sup. : 50 mV/Div) signal à la sortie du préamplificateur de charges, (trace inf. : 200 mV/Div) signal à la sortie de l'amplificateur**



Avant de connecter cette sortie à l'entrée du discriminateur, nous avons caractérisé cet étage de manière indépendante en utilisant un générateur d'impulsion (Ortec-480). Il a été testé sous une tension de polarisation de 3 V et une tension de référence  $\approx 1$  V et une impulsion en entrée d'amplitude 1,5 V (Figure IV- 33).



**Figure IV- 33 : (trace inf. : 1 V/Div) signal à l'entrée du discriminateur, (trace sup. : 1 V/Div) signal à la sortie du discriminateur**

Nous obtenons une impulsion de 150 mV ( $\infty$  5,5 MeV) d'amplitude avec 60  $\mu$ s d'encombrement temporel. L'intégrateur est connecté à l'entrée du discriminateur à un seuil ( $V_{REF}$ ) fixé à 70 mV ( $\infty$  2,6 MeV). Le résultat obtenu à la sortie du discriminateur est schématisé dans la Figure IV- 34 où on voit les signaux de sortie numériques (amplitude 3 V, temps 40  $\mu$ s).

Ces résultats obtenus en mesure confirment les résultats obtenus en simulation comme la montre la Figure IV- 35. Nous identifions les principales sorties de la chaîne afin de faciliter la comparaison entre la simulation et la mesure. Nous remarquons que les différents blocs fabriqués réalisant les traitements nécessaires comme prévu par la conception.

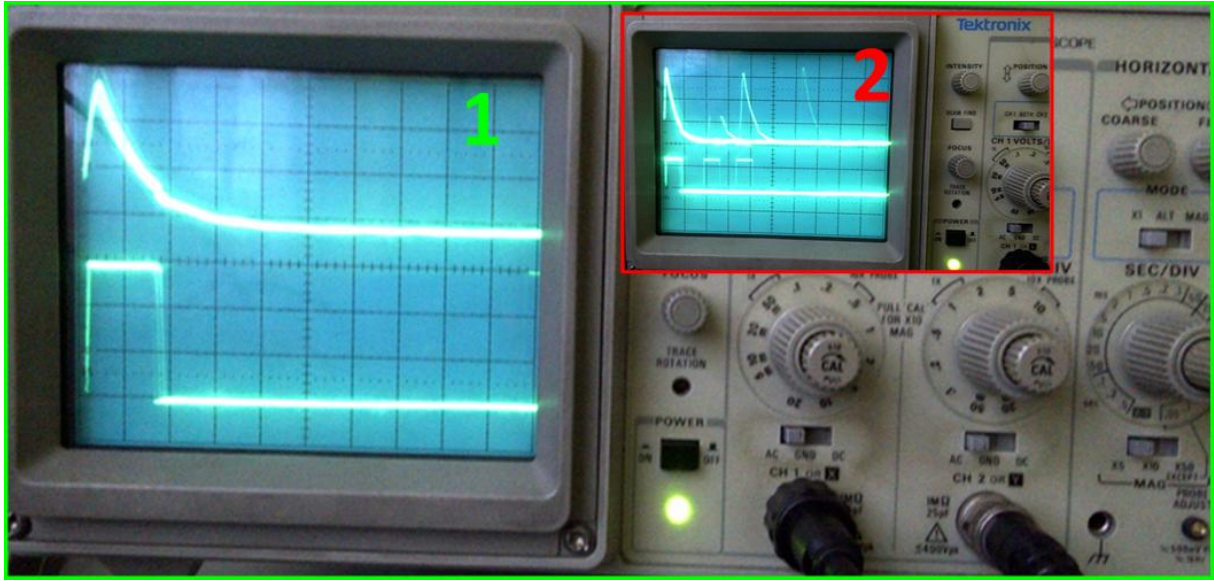


Figure IV- 34 : (écran 1, temps : 20  $\mu\text{s}/\text{Div}$ , trace sup. : 50 mV/ Div, trace inf. : 1 V/Div) signal à l'entrée et à la sortie du discriminateur, (écran 2, temps : 50  $\mu\text{s}/\text{Div}$ , trace sup. : 50mV/ Div, trace inf. : 2 V/ Div) les impulsions successives qui sortent du discriminateur représentant l'activité d'une source alpha

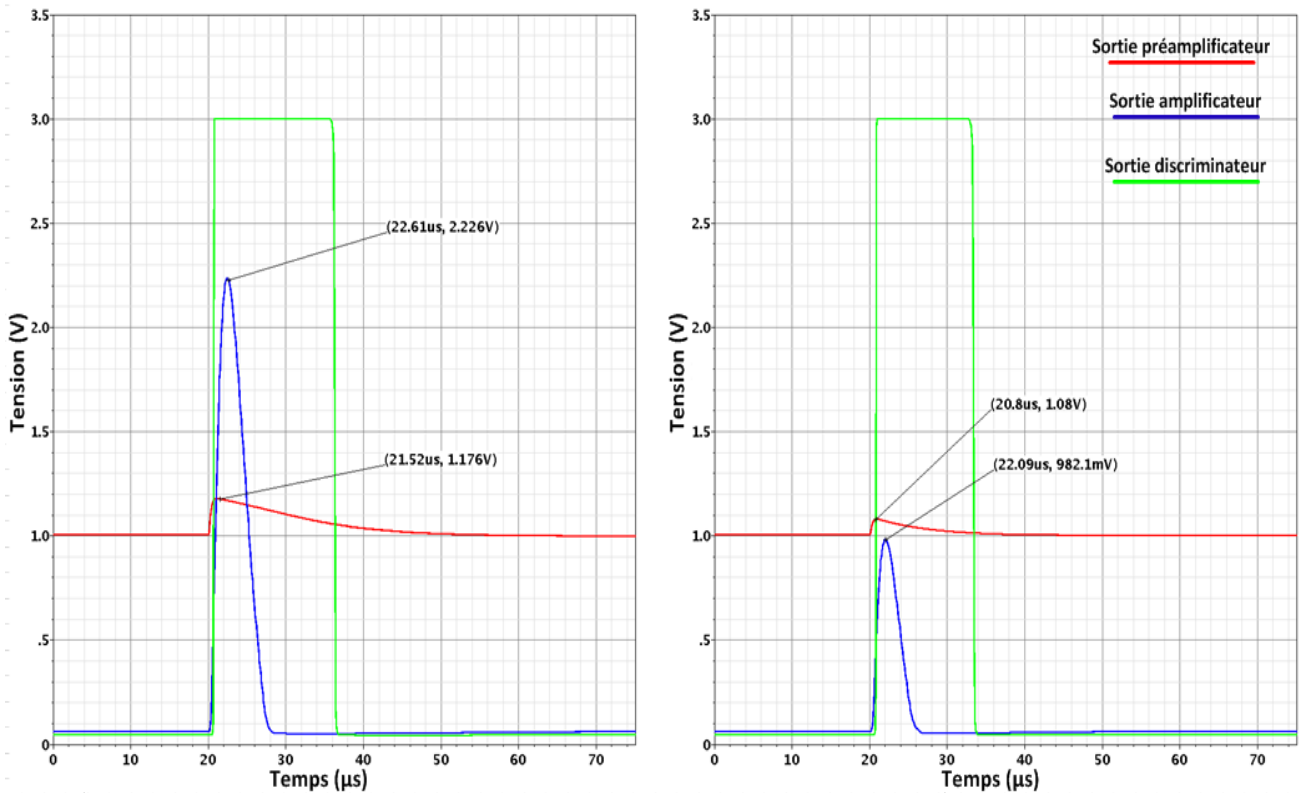
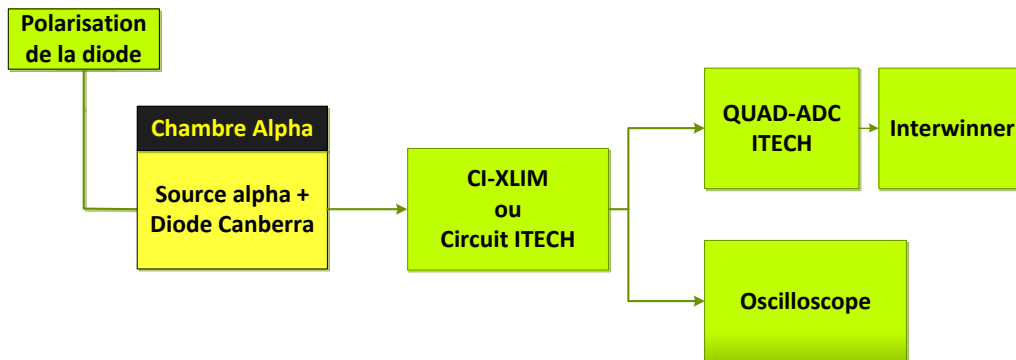


Figure IV- 35 : Résultats obtenus en simulation, (à gauche) sans modélisation électrique du câble coaxial, (à droite) avec modélisation électrique du câble coaxial, dans les deux cas la photodiode a été polarisée en inverse sous une tension de 30 V

Le circuit a été également caractérisé avec succès en utilisant la diode Canberra. Dans la suite, nous allons faire de la caractérisation avec de la spectrométrie alpha avec notre circuit intégré et la diode Canberra. Pour valider les réponses, les mêmes mesures spectrométriques ont été effectuées avec l'électronique standard ITECH afin de comparer les résultats. Nous polarisons la diode Canberra avec une tension de 30V. Les spectres d'énergies sont traités et analysés sur l'ordinateur grâce au logiciel Interwinner spécialisé pour la spectrométrie.



**Figure IV- 36 : Montage de mesure de l'activité d'une source alpha en permettant l'analyse spectrométrique**

Dans un premier temps nous plaçons la diode dans l'enceinte à vide en la polarisant à 30 V et en présence d'air. Nous faisons une acquisition avec le circuit ITECH connecté à l'oscilloscope d'une part et à un convertisseur analogique-numérique (ADC) et puis l'ordinateur d'autre part (Figure IV- 36). Dans un second temps, l'acquisition est faite en utilisant notre circuit intégré. Chaque acquisition dure 10 minutes, la source utilisée est l'Américium ( $Am\ 241 : 42300\ \alpha/min$ ). Les résultats obtenus sont représentés dans la Figure IV- 37 pour l'électronique ITECH et dans la Figure IV- 38 pour l'électronique intégrée. Le nombre d'impulsions de particules alpha obtenues pendant ce temps d'acquisition de 10 minutes est égal à 246000 impulsions alpha traitées par l'électronique ITECH et 232000 impulsions alpha traitées par l'électronique intégrée. Notons que la déformation du spectre obtenue par la chaîne électronique intégrée vient de la désadaptation entre l'entrée de l'ADC et la sortie de l'électronique intégrée (sortie de l'amplificateur). Cette désadaptation conduit à une saturation de l'impulsion de sortie de l'amplificateur. Ce dernier se sature à 500 mV et par conséquent le spectre va présenter une ou deux raies principales qui contiennent la majorité des événements dus aux particules alphas.

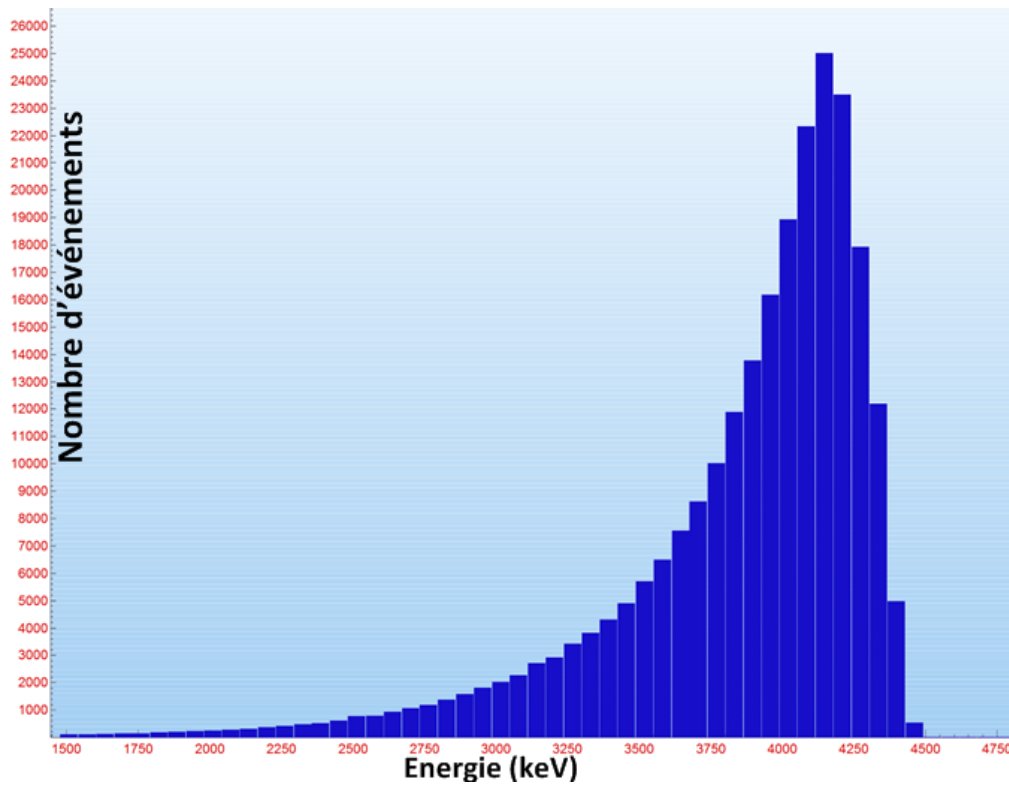


Figure IV- 37 : Spectre obtenu avec une source d'américium 241 (42300  $\alpha$ /min) placée contre la diode Canberra ; temps d'acquisition 10 min ; électronique ITECH

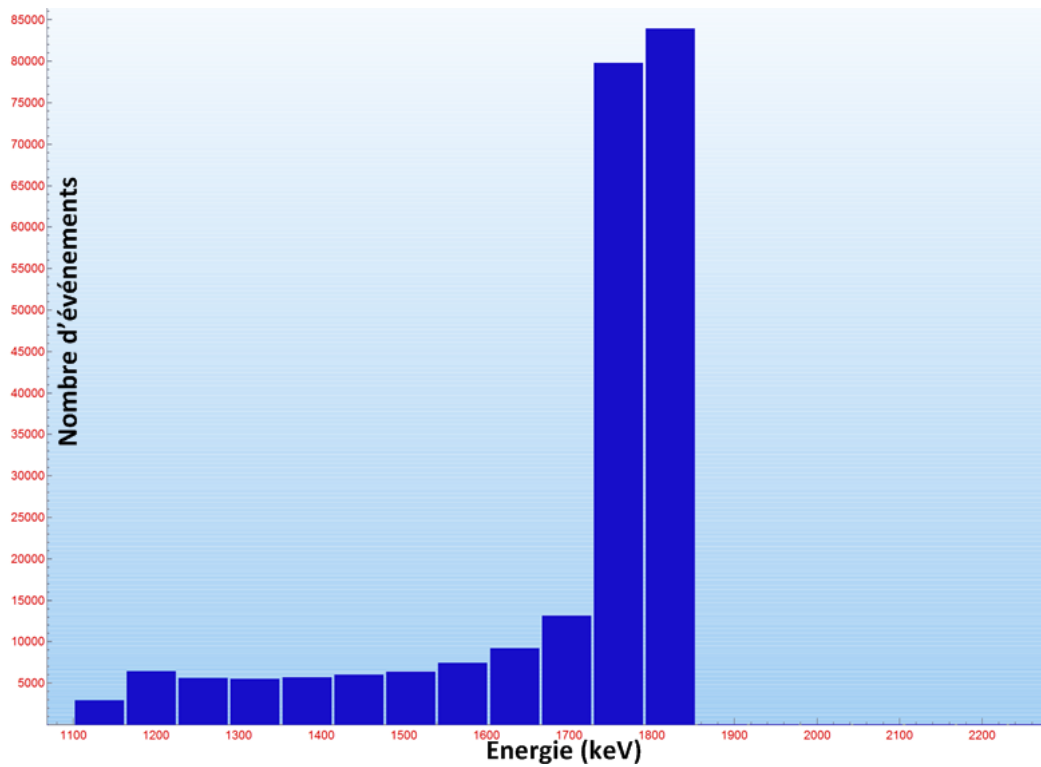


Figure IV- 38 : Spectre obtenu avec une source d'américium 241 (42300  $\alpha$ /min) placée contre la diode Canberra ; temps d'acquisition 10 min ; électronique intégrée

Deux autres acquisitions ont été réalisées de manière identique à celles réalisées précédemment en changeant la source Am-241 par une autre source Am-241 avec une activité de 92000  $\alpha$ /min. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure IV- 39 qui représente le spectre obtenu par l'électronique ITECH en obtenant 317000 événements et sur la Figure IV- 40 qui représente le spectre obtenu par l'électronique intégrée en obtenant 331000 événements.

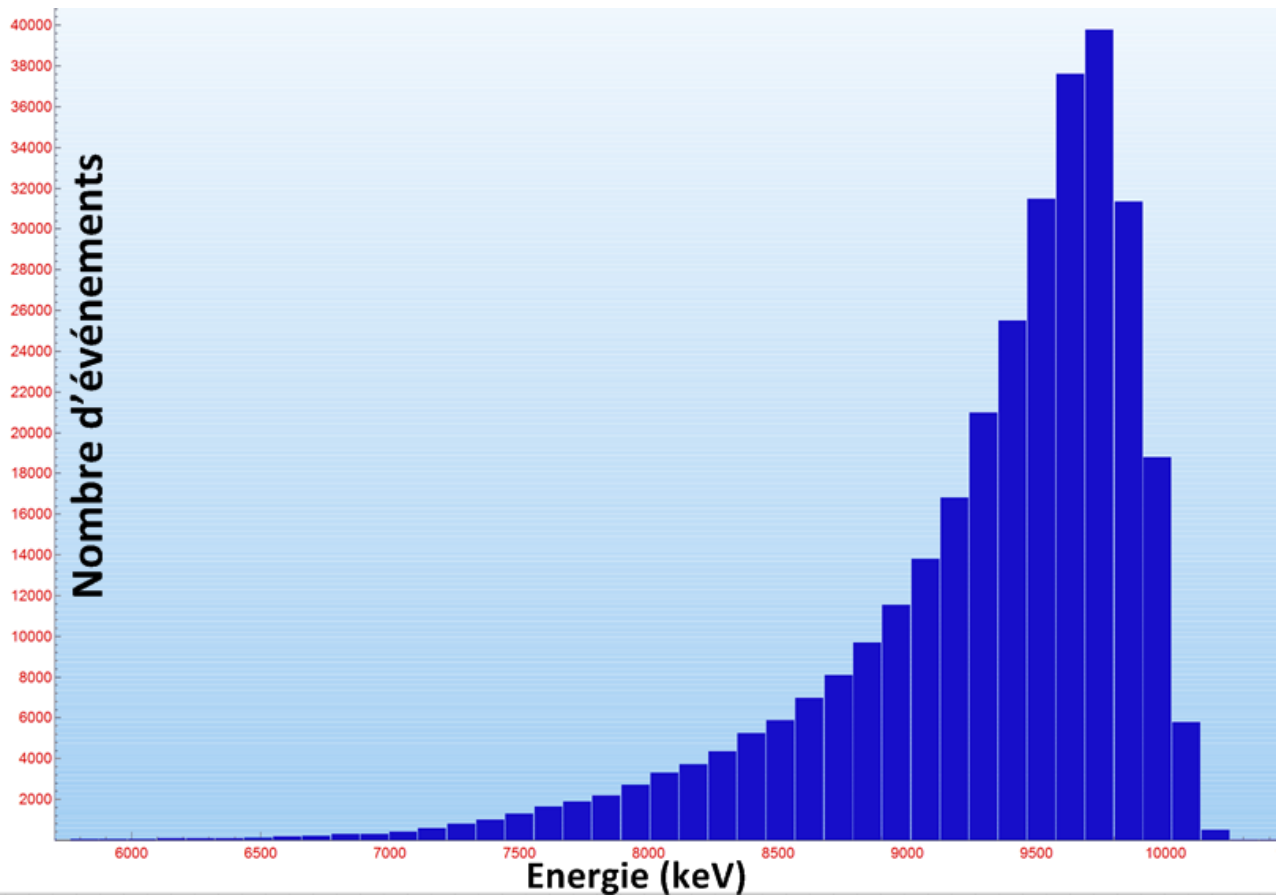


Figure IV- 39 : Spectre obtenu avec une source d'américium 241 (92000  $\alpha$ /min) placée contre la diode Canberra ; temps d'acquisition 10 min ; électronique ITECH

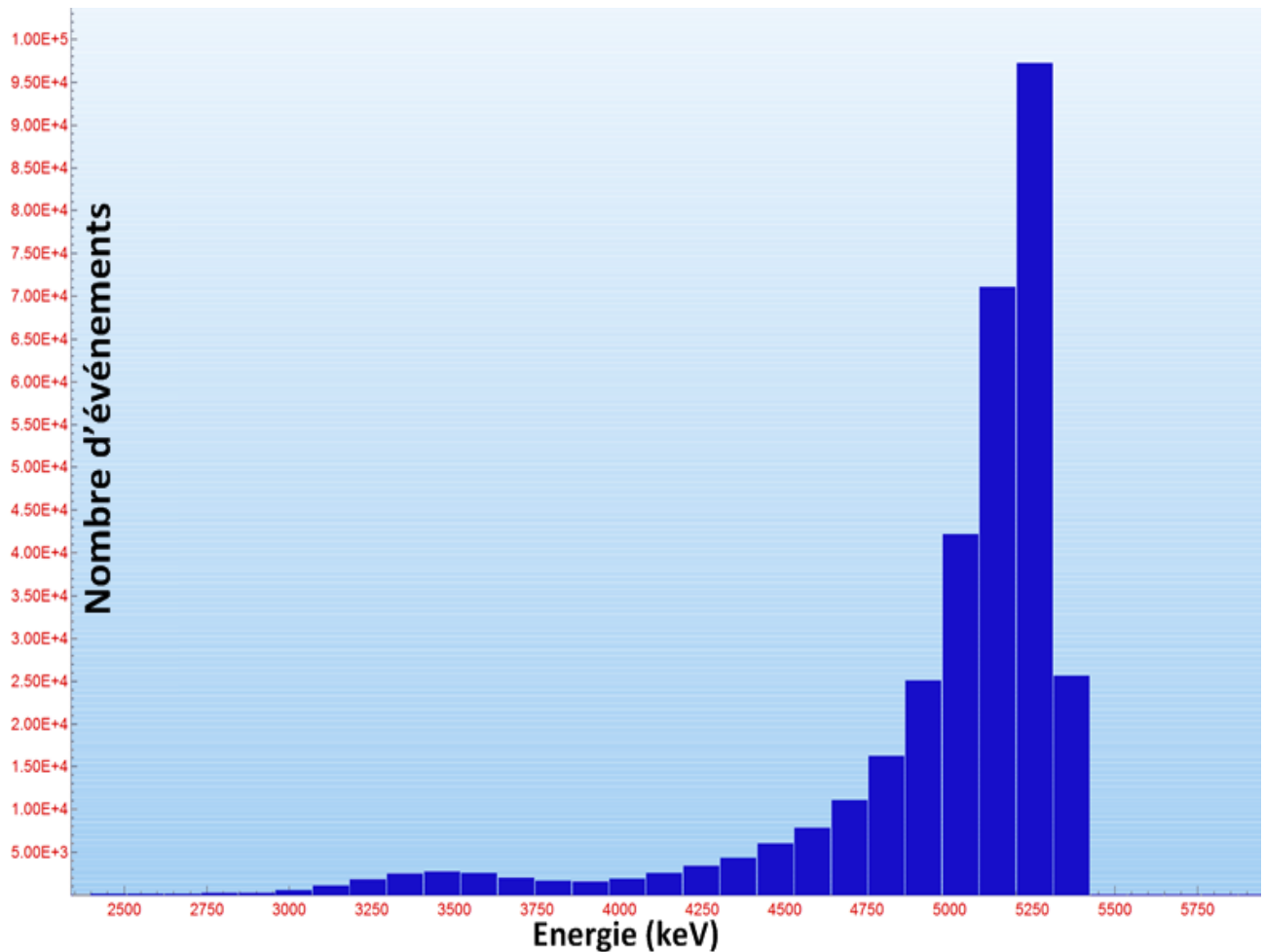


Figure IV- 40 : Spectre obtenu avec une source d'américium 241 (92000  $\alpha$ /min) placée contre la diode Canberra ; temps d'acquisition 10 min ; électronique intégrée

### **V.3. Expérimentation en présence de gaz radon**

Un dispositif complet destiné à des tests en atmosphère radon a été réalisé conjointement par la société Pe@rL et l'institut XLIM. Cet ensemble comprend :

- Une chambre radon (Pe@rL) simple permettant l'obtention d'une atmosphère radon,
- un système de collection optimisé (XLIM/Pe@rL) avec un choix de diodes ou de photodiodes et deux électrodes de collection,
- une chaîne de mesure (ITECH et/ou XLIM) permettant l'acquisition des informations et le traitement des données (stockage, visualisation,...).





**Figure IV- 41 : Chambre radon**



**Figure IV- 42 : Système de collection**

La chambre radon se compose de 2 parties distinctes (Figure IV- 41) : une pour les sources (conteneur bleu) où nous avons mis une source naturelle du radium ( $^{226}\text{Ra}$ ) et une pour le système de mesure (conteneur blanc de volume de 27 litres). Des vannes ainsi qu'un ventilateur permettent de contrôler le flux dans la chambre de mesure.

Le système de collection (Figure IV- 42) a été étudié dans le cadre de projet XRAD (projet collaboratif labellisé par le pôle de compétitivité ELOPSYS-Région Limousin),

J. BERGES, Ingénieur, a réalisé cette étude [6]. Le système de collection permet de collecter de manière optimisée les aérosols dans la chambre de mesure grâce à un champ électrostatique (Figure IV- 43). La photodiode au centre du système de collection est recouverte de mylar aluminisé de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur permettant d'aveugler la photodiode et de réaliser l'électrode centrale. Un capot, en matériau isolant, percé au centre recouvre le tout afin d'isoler électriquement la partie de l'électrode ne servant pas à la collection. L'électrode périphérique est en aluminium de 5 mm de largeur et 1 mm d'épaisseur. Une série d'électrodes de diamètre variant de 40 mm à 190 mm a été réalisée afin d'affiner les mesures.

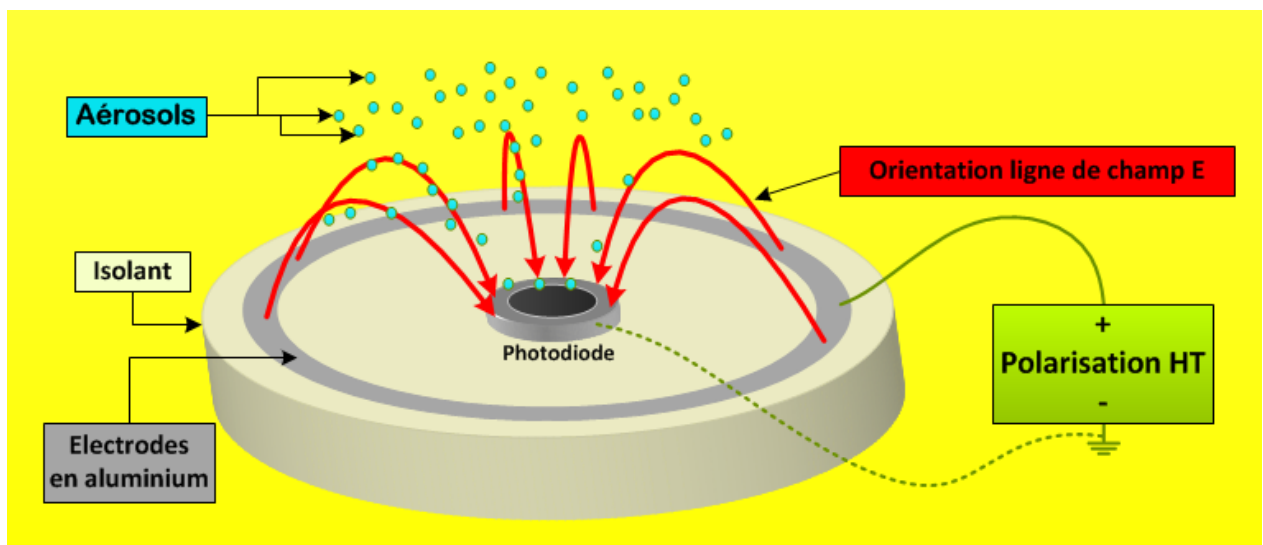


Figure IV- 43 : Système de collection d'aérosols

Les tests avec une diode Canberra 450-16-300AM (PIPS de référence) ont été effectués. Le but de cette expérimentation avec la chambre radon est de détecter les événements dus aux  $\alpha$  émis par les descendants du radon. Nous comparons les résultats effectués avec l'électronique intégrée et l'électronique standard (Figure IV- 44). Les mesures doivent conduire aux spectres des descendants du radon qui sont le Polonium 218 avec une énergie alpha égale à 6114,68 (9) keV et le polonium 214 avec une énergie alpha égale à 7833,46 (6) keV [7].



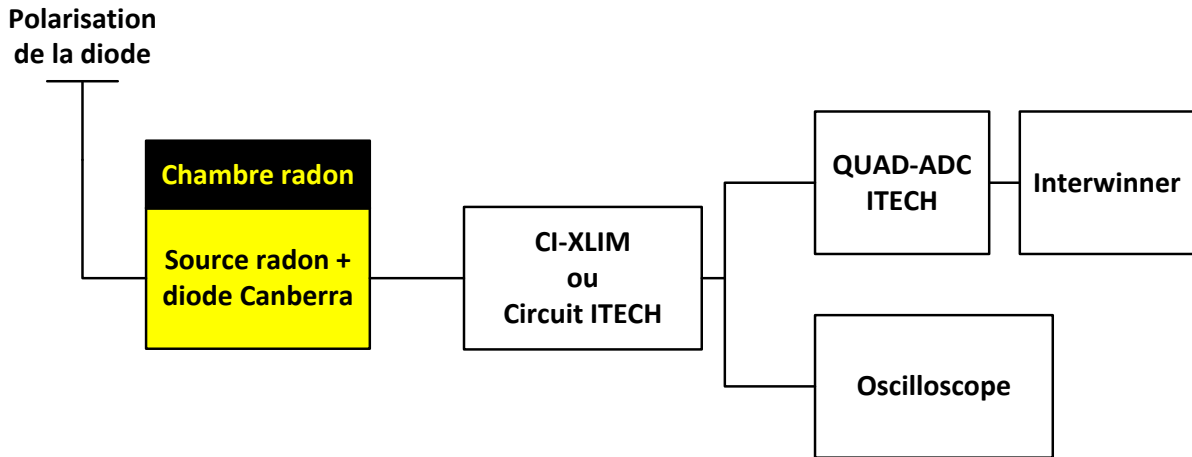


Figure IV- 44 : Montage de mesure de l'activité du radon dans la chambre radon

Le premier test a été réalisé avec un temps d'acquisition de 10 minutes (sans application de la haute tension sur les électrodes). La chaîne de l'électronique ITECH a permis d'obtenir 1810 événements dus aux particules alpha des descendants de radon (Figure IV- 45). Pour la même durée, nous avons compté 1634 événements en utilisant la chaîne de l'électronique intégrée (Figure IV- 46). Le spectre obtenu par notre circuit intégré est déformé à cause de la désadaptation entre l'électronique intégrée et l'ADC. Par conséquent, les impulsions à la sortie de l'amplificateur saturent à 500 mV. Le spectre obtenu présente une raie principale.

Afin de résoudre ce problème et pour que l'on puisse discriminer le polonium 218 du polonium 214, nous avons rajouté entre la sortie de l'électronique intégrée et l'ADC une résistance en série de 1,5 k $\Omega$ . Par conséquent, les impulsions ne saturent plus. Cette amélioration nous permet de faire apparaître les événements dus au polonium 218 et au polonium 214. Cette amélioration a été prise en compte pendant le deuxième test qui a une durée d'acquisition de 30 minutes. Nous avons obtenu 4121 événements dus aux particules  $\alpha$  avec la chaîne de l'électronique standard (Figure IV- 47). Pour la même durée, nous avons compté 4460 impulsions de particules  $\alpha$  en utilisant la chaîne de l'électronique intégrée (Figure IV- 48) en remarquant bien les deux spectres qui représentent le Po-218 et le Po-214.

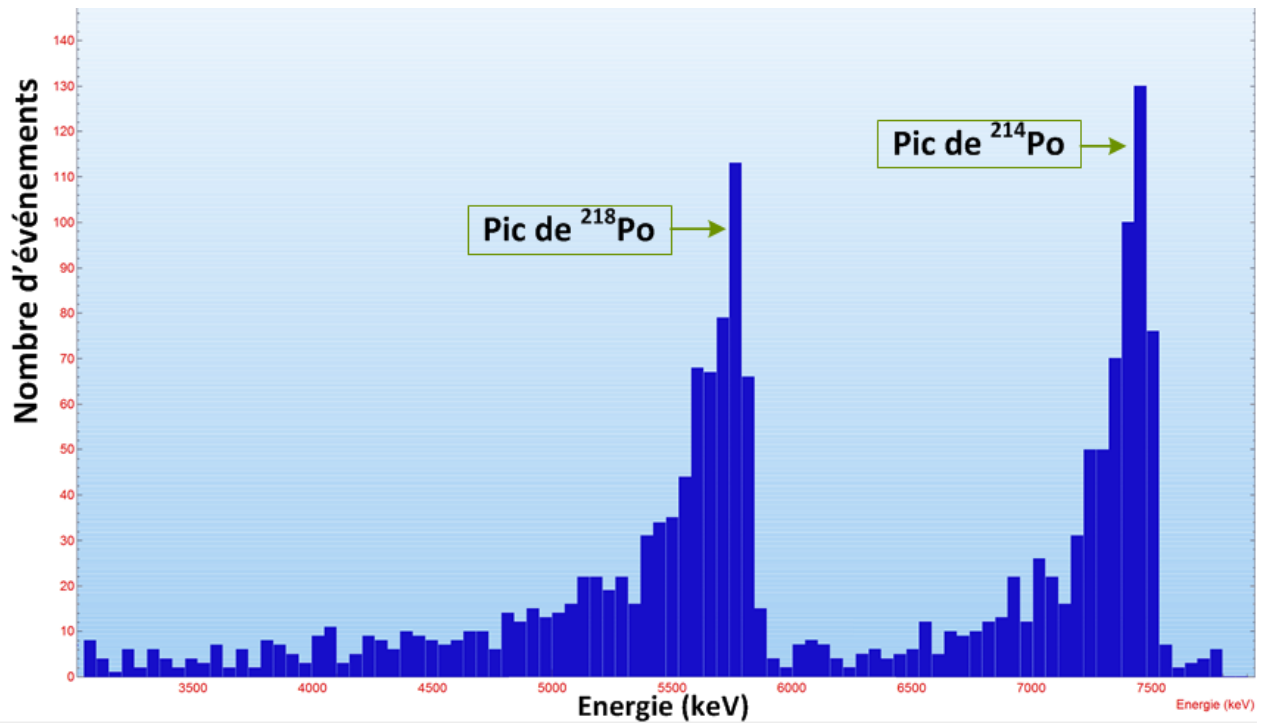


Figure IV- 45 : Spectre du Po-218 et du Po-214 obtenu avec une source naturelle du radium 226 placée dans la chambre radon avec la diode Canberra ; temps d'acquisition 10 min ; électronique ITECH

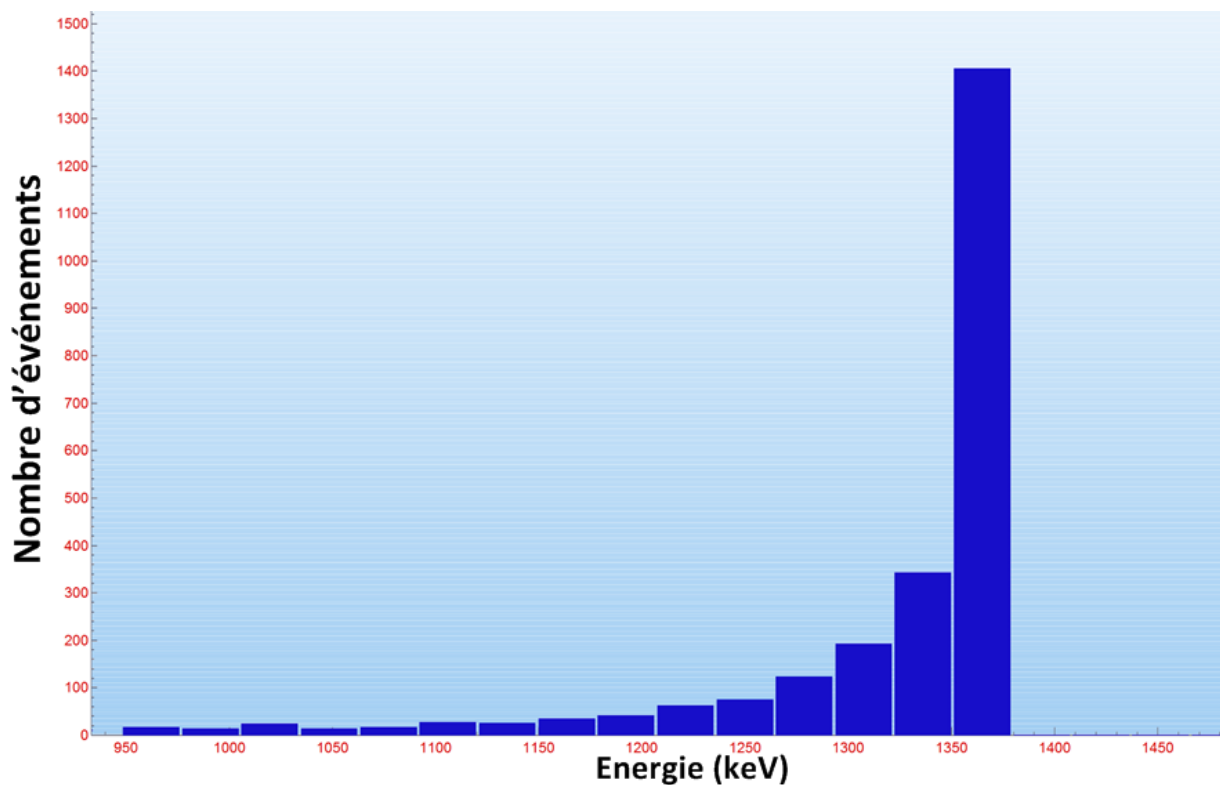


Figure IV- 46 : Spectre du Po-218 et du Po-214 confondu à cause de la désadaptation entre l'électronique intégrée et l'ADC ; source naturelle placée dans la chambre radon avec la diode Canberra ; temps d'acquisition 10 min ; électronique intégrée

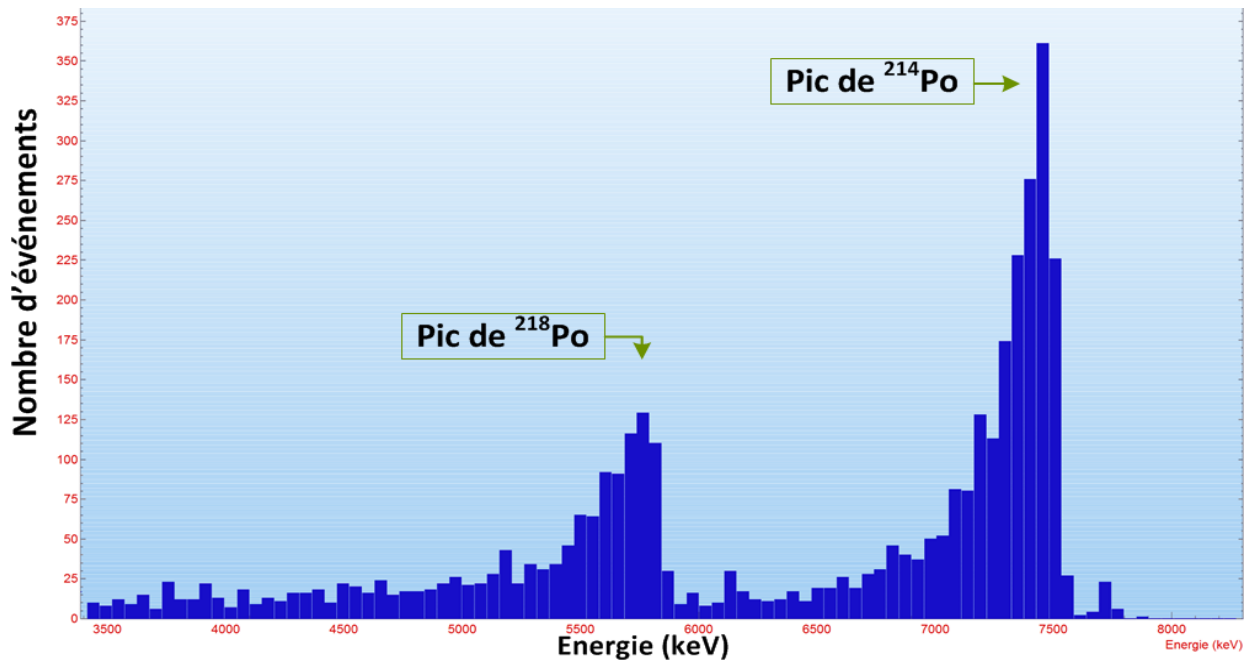


Figure IV- 47 : Spectre du Po-218 et du Po-214 obtenu avec une source naturelle placée dans la chambre radon avec la diode Canberra ; temps d'acquisition 30 min ; électronique ITECH

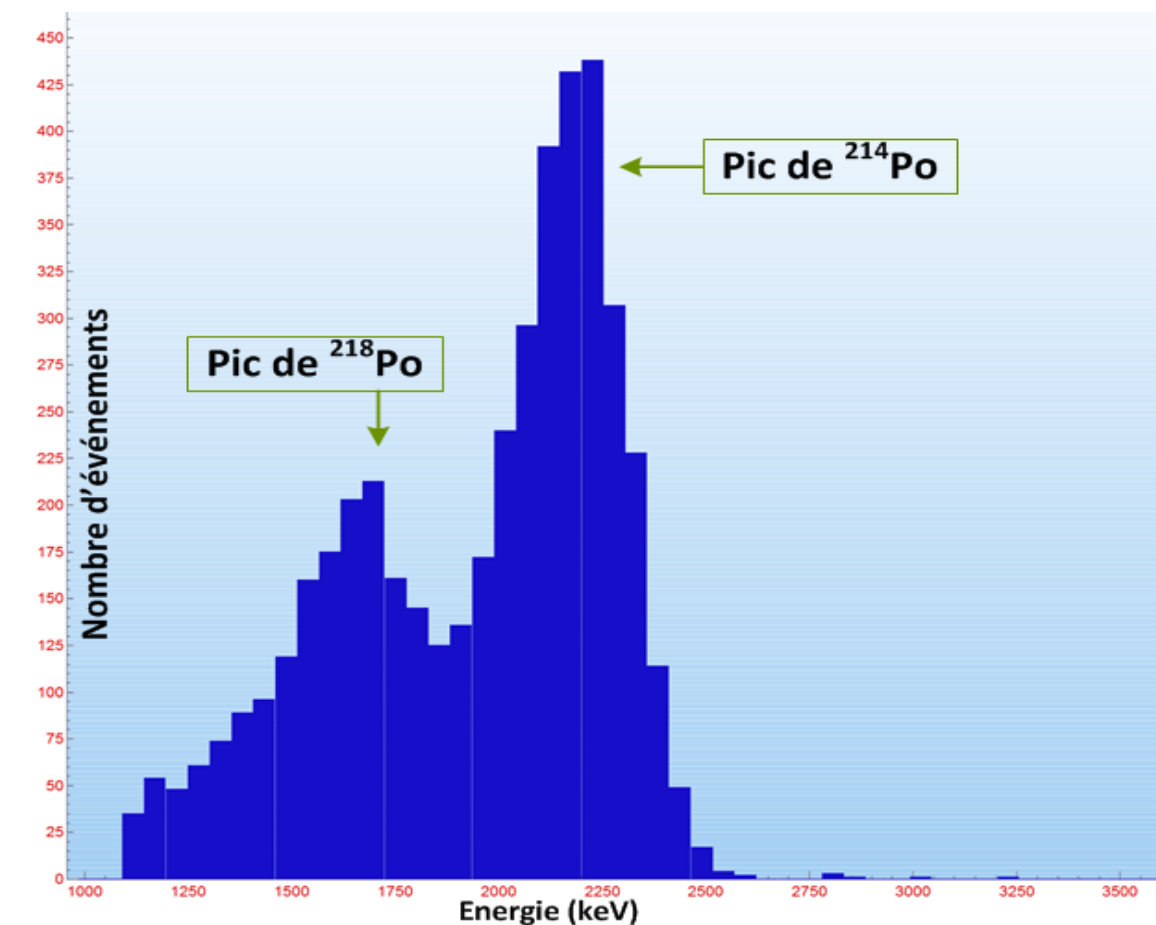


Figure IV- 48 : Spectre du Po-218 et du Po-214 obtenu avec une source naturelle placée dans la chambre radon avec la diode Canberra ; temps d'acquisition 30 min ; électronique intégrée

Dans cette expérimentation, nous nous sommes intéressés au comptage des impulsions (nombre d'événements détectés) et non pas à une mesure spectrométrique. Le but de notre projet est de faire un comptage des impulsions en discriminant les impulsions du Po-218 et les Po-214. Afin de réaliser cette discrimination, nous avons conçu deux discriminateurs en parallèle avec deux seuils différents. Ces deux étages sont placés à la sortie de l'amplificateur. Le premier seuil pour éliminer le bruit et compter le Po-218 et le Po-214. Le deuxième pour discriminer le Po-214 du Po-218 et par conséquent compter seulement le Po-214. La Figure IV- 49 donne le schéma de principe.

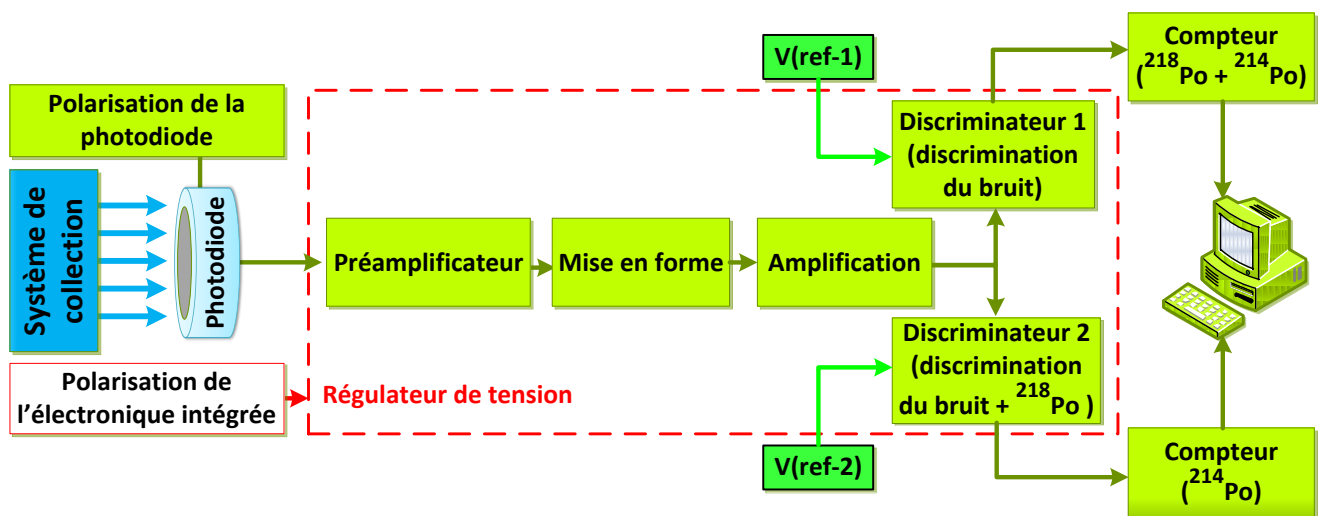


Figure IV- 49 : Montage final du projet

Nous terminons ce paragraphe avec les résultats obtenus lorsqu'on utilise ou pas le système de collection. La Figure IV- 50 nous permet de faire une comparaison entre les deux résultats obtenus sans et avec activation de ce système.

Le protocole de mesure utilisé pour obtenir les résultats montrés dans la Figure IV- 50 est le suivant :

- Utilisation de la diode Canberra 450-16-300AM, polarisée à 30V (zone déserte  $\approx 230 \mu\text{m}$ ) et recouverte d'un film de mylar aluminisé (épaisseur  $1 \approx \mu\text{m}$ ) et collimatée (la zone active est à  $90 \text{ mm}^2$  environ)
- L'électrode périphérique de diamètre moyen égale à 100 mm,

- La tension appliquée sur l'électrode périphérique égale à 0 V et à 110 V,
- La durée des mesures égale à 22 heures,

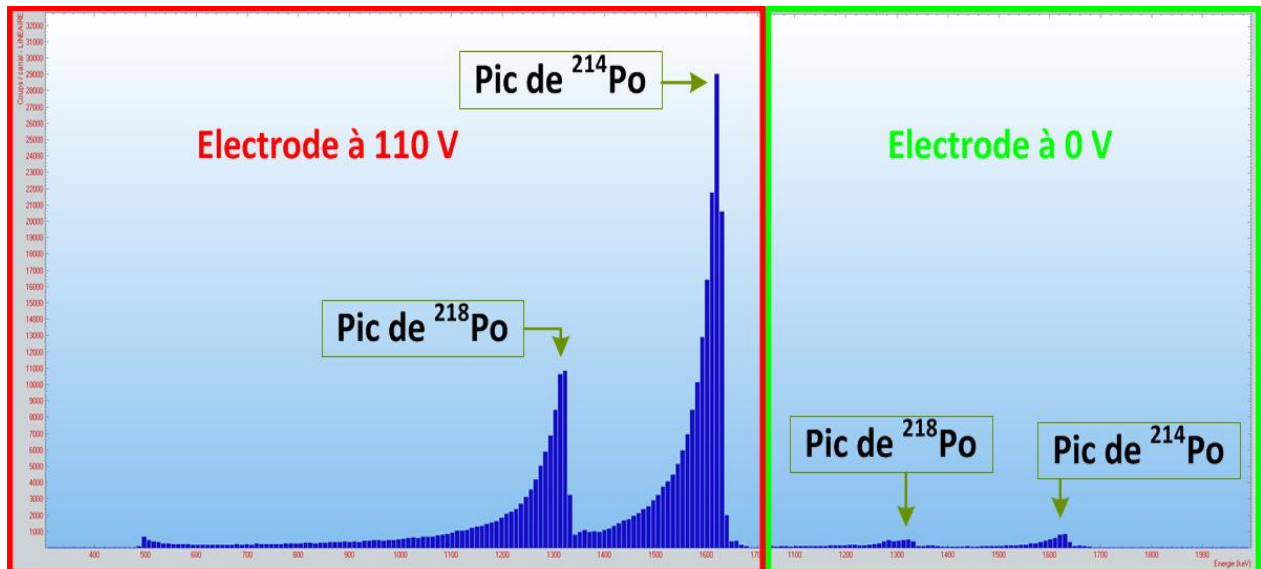


Figure IV- 50 : Mesure du radon avec le système de collection, (à gauche) la tension de l'électrode est de 110 V, (à droite) la tension de l'électrode est 0 V

## VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le fonctionnement des circuits électroniques fabriqués. Nous avons caractérisé la chaîne électronique intégrée. Deux types de tests ont été effectués : des tests électroniques et des tests sous rayonnements. Les différentes diodes dédiées à la détection des particules  $\alpha$  ont été caractérisées. L'électronique intégrée a montré un bon fonctionnement au niveau du comptage. Nous avons réussi à obtenir un spectre dû au radon. Ce spectre a montré la possibilité de discriminer le polonium 214 et le polonium 218. Par conséquent, un comptage simple suivi d'une discrimination devient réalisable. Les résultats obtenus avec l'électronique intégrée sont homogènes avec les résultats de référence obtenus avec l'électronique standard. Les spectres de différentes sources ont été obtenus en mettant en évidence l'influence de plusieurs paramètres comme la présence du vide, la distance entre la source et le détecteur, des réglages de polarisation différents, etc....

L'électronique intégrée destinée à la dosimétrie est validée. Sa source d'alimentation est fixée à 3 V, peut être réalisée grâce à deux piles de 1,5 V. Le circuit obtenu permet la réalisation d'un prototype de capteur électronique de radon.

Dans sa version actuelle, le circuit intégré (2<sup>ème</sup> prototype) nous permet l'assemblage des différents blocs pour obtenir une chaîne de traitement complète. Les mesures expérimentales ont montré la grande sensibilité aux perturbations électromagnétique. Cela ne nous a pas permis de faire des mesures d'ENC.

## VII. Bibliographie

---

- [1] P. E. Allen, D. Rholberg, CMOS Analog Circuit Design, 2nd edition, New-York, 2002.
- [2] R. L. Geiger, P. E. Allen, N. R. Strader, VLSI Design Techniques for Analog and Digital Circuits, McGraw-Hill, New-York, 1990.
- [3] Circuits Multi-Projets, <http://cmp.imag.fr/>
- [4] S. N. Ahmed, Physics and Engineering of Radiation Detection, Academic Press, Elsevier, 2007.
- [5] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, JohnWiley and Sons, 3rd edition, New-York, 1999.
- [6] J. Berges, B. Barelaud, I. Niort, J. L. Decossas, Optimization of the collection of sprays by an enhanced electronic sensor, Conf. COMSOL, Paris, 17-19 novembre 2010.
- [7] M. M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galán, A. Pearce, X. Huang, Table of Radionuclides, vol. 4-A, pp 133 - 252, Bureau international des poids et mesures, 2008.





## **Conclusion et perspectives**



L'inhalation du radon et de ses descendants forme la majorité de l'exposition aux rayonnements ionisants naturels par la population. Cette exposition est considérée comme deuxième source de cancer du poumon après le tabagisme. Dans les maisons et la plupart des lieux de travail, l'activité du gaz radon est étroitement corrélée avec ses filiations. Le radon peut être mesuré par plusieurs types de détecteurs. Ainsi, les autorités de santé publique dans la plupart des pays ont émis des recommandations pour limiter et réduire la concentration de l'activité du radon dans les maisons et les lieux de travail.

Ce travail correspond à un besoin lié à une nouvelle loi (actuellement proposition n° 4390 du 21 février 2012) relative à la protection des personnes contre l'exposition au radon dans les habitations. Il est destiné à la mesure de l'activité volumique du radon. Plus précisément, XLIM et Pe@rL SAS ont réalisé un capteur intégré de radon. Nous avons choisi la détection par des semi-conducteurs. A l'issue de ce travail, nous disposons d'une chaîne électronique intégrée sur puce silicium qui est l'élément de base de notre étude et qui sert à traiter les impulsions provenant d'une diode ou d'une photodiode. Après une étude bibliographique, plusieurs blocs de traitement dans cette chaîne ont été réalisés en technologie CMOS 0,35  $\mu\text{m}$ .

Le premier élément de cette chaîne est le préamplificateur de charges, il a été réalisé et caractérisé à l'aide d'un générateur d'impulsion. La caractérisation de cette version avec une source alpha n'a pas abouti. Un deuxième prototype amélioré de préamplificateur de charges a été réalisé. Dans cette nouvelle version, nous avons modifié le modèle électrique ainsi que les valeurs des paramètres de la diode ou photodiode utilisée, nous avons pris en compte l'augmentation du gain et de la sensibilité. Ce préamplificateur de charges a présenté une consommation électrique de 410  $\mu\text{W}$  avec une surface occupée de silicium de l'ordre de 0,114  $\text{mm}^2$ . L'ENC a été calculé autour de 5,5 keV. Nous n'avons pas pu le mesurer à cause d'un environnement électromagnétique non maîtrisé. Les résultats lors des mesures spectrométriques ne présentent que très peu d'événements dans les bas canaux de l'analyseur. Ce constat permet de dire que l'électronique possède une charge électronique de bruit faible. Ce préamplificateur a montré une bonne linéarité sur une plage d'énergie comprise entre 1 MeV et 10 MeV.

Les autres étages de la chaîne de traitement ont été réalisés et présentés dans le troisième chapitre. Le premier bloc est un étage de mise en forme qui représente un système de filtrage avec des éléments de type R-C. Il est constitué d'un intégrateur qui représente un filtre passe-bas pour améliorer le temps de montée de l'impulsion et élimine le bruit haute fréquence et d'un dérivateur qui représente un filtre passe-haut pour améliorer le temps de descente de l'impulsion et coupe le bruit basse fréquence. La constante de temps de mise en forme a été fixée à 2  $\mu\text{s}$ . Un étage d'amplification a été réalisé et a montré une bonne linéarité. Il est constitué d'un OTA Miller qui consomme 510  $\mu\text{W}$  avec une surface de silicium de 0,042  $\text{mm}^2$ . Dans la réalisation de cet amplificateur, nous nous laissons le choix de fixer son gain. Sa résistance de contre réaction qui n'est pas intégrée, a été choisie égale à 100  $\text{k}\Omega$ . Ceci permet d'obtenir un gain en tension en boucle fermée est égale à 40. Un étage de discrimination a été réalisé, il est constitué d'un discriminateur bas réalisé par le même OTA Miller et qui permet de fixer un seuil de détection et donc d'éliminer le bruit et discriminer les événements dus au Po-218 et du Po-214 pour obtenir à la sortie des signaux numériques. Il consomme 510  $\mu\text{W}$  et occupe une surface de silicium de l'ordre de 0,018  $\text{mm}^2$ .

Tous ces étages réalisés ont montré un bon fonctionnement. Ils ont été assemblés pour former l'électronique intégrée destinée à équiper un dispositif de mesure de l'activité volumique du radon. La caractérisation de la chaîne a été faite. L'ensemble composé de la jonction, du système de collection et de la chaîne de traitement a montré un bon accord entre les résultats de simulations et les résultats expérimentaux. Le prototype réalisé a également été testé en effectuant une mesure spectrométrique. Là encore, les résultats obtenus sont en concordance avec ceux d'une chaîne au standard NIM (ITECH). Notre système répond bien au cahier de charges que nous nous étions fixés et il est en mesure de compter les événements (impulsions  $\alpha$ ) reçus par les descendants à vie courte du radon. Ces travaux de thèse nous ont permis de réaliser un dispositif innovant de mesure de l'activité volumique du radon. Le système de collection de charges associé à l'électronique intégrée en fait un système qui n'a pas d'équivalent sur le marché.

Les perspectives sont liées au projet XRAD évoqué précédemment. À très court terme un prototype de capteur complet doit voir le jour. Cela passe par une encapsulation de la jonction et du deuxième prototype de l'électronique intégrée dans un même boîtier avec un

accès aux connexions via un PCB. Enfin, une version finale contenant uniquement une chaîne complète de traitement avec un étage assurant l'adaptation entre la sortie et les dispositifs d'analyse et de stockage doit être réalisée. Des caractérisations finales devront être effectuées afin de valider cette version. La suite de ce projet correspond à la phase d'industrialisation.



## **Annexes**





# Annexe A Perte d'énergie $\alpha$ dans l'air calculée sous SRIM

```
=====  
Calculation using SRIM-2006  
SRIM version ---> SRIM-2008.04  
Calc. date ---> mars 06, 2012  
=====
```

```
Disk File Name = SRIM Outputs\Helium in C- O- N-Ar (gas)  
Ion = Helium [2] , Mass = 4,003 amu  
Target Density = 1,2048E-03 g/cm3 = 4,9022E+19 atoms/cm3  
Target is a GAS
```

```
===== Target Composition =====
```

Atom Name	Atom Numb	Atomic Percent	Mass Percent
C	6	000,01	000,01
O	8	023,18	025,06
N	7	075,53	071,48
Ar	18	001,28	003,45

```
=====  
Bragg Correction = 0,00%  
Stopping Units = MeV / mm  
See bottom of Table for other Stopping units
```

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10,00 keV	3,766E-02	7,274E-03	181,24 um	75,38 um	65,85 um
11,00 keV	3,950E-02	6,902E-03	198,22 um	79,57 um	70,33 um
12,00 keV	4,125E-02	6,572E-03	214,92 um	83,47 um	74,60 um
13,00 keV	4,294E-02	6,278E-03	231,35 um	87,11 um	78,67 um
14,00 keV	4,456E-02	6,012E-03	247,53 um	90,52 um	82,55 um
15,00 keV	4,612E-02	5,771E-03	263,45 um	93,73 um	86,25 um
16,00 keV	4,764E-02	5,552E-03	279,12 um	96,74 um	89,81 um
17,00 keV	4,911E-02	5,351E-03	294,56 um	99,59 um	93,21 um
18,00 keV	5,053E-02	5,166E-03	309,77 um	102,28 um	96,48 um

20,00 keV	5,327E-02	4,837E-03	339,54 um	107,27 um	102,66 um
22,50 keV	5,651E-02	4,488E-03	375,60 um	112,85 um	109,77 um
25,00 keV	5,957E-02	4,192E-03	410,49 um	117,82 um	116,30 um
27,50 keV	6,248E-02	3,938E-03	444,30 um	122,29 um	122,32 um
30,00 keV	6,527E-02	3,716E-03	477,11 um	126,32 um	127,90 um
32,50 keV	6,795E-02	3,521E-03	509,02 um	130,00 um	133,11 um
35,00 keV	7,052E-02	3,348E-03	540,07 um	133,36 um	137,97 um
37,50 keV	7,300E-02	3,193E-03	570,34 um	136,45 um	142,53 um
40,00 keV	7,541E-02	3,053E-03	599,88 um	139,30 um	146,83 um
45,00 keV	8,000E-02	2,812E-03	656,96 um	144,50 um	154,72 um
50,00 keV	8,434E-02	2,610E-03	711,64 um	149,02 um	161,82 um
55,00 keV	8,847E-02	2,438E-03	764,19 um	153,01 um	168,26 um
60,00 keV	9,242E-02	2,289E-03	814,84 um	156,55 um	174,14 um
65,00 keV	9,619E-02	2,160E-03	863,77 um	159,74 um	179,54 um
70,00 keV	9,982E-02	2,045E-03	911,16 um	162,62 um	184,53 um
80,00 keV	1,067E-01	1,853E-03	1,00 mm	167,85 um	193,48 um
90,00 keV	1,131E-01	1,697E-03	1,09 mm	172,27 um	201,32 um
100,00 keV	1,191E-01	1,567E-03	1,17 mm	176,08 um	208,26 um
110,00 keV	1,247E-01	1,458E-03	1,25 mm	179,40 um	214,49 um
120,00 keV	1,301E-01	1,364E-03	1,32 mm	182,34 um	220,12 um
130,00 keV	1,351E-01	1,283E-03	1,40 mm	184,97 um	225,25 um
140,00 keV	1,400E-01	1,211E-03	1,47 mm	187,33 um	229,95 um
150,00 keV	1,446E-01	1,148E-03	1,53 mm	189,48 um	234,30 um
160,00 keV	1,490E-01	1,092E-03	1,60 mm	191,44 um	238,33 um
170,00 keV	1,533E-01	1,041E-03	1,66 mm	193,24 um	242,08 um
180,00 keV	1,573E-01	9,954E-04	1,73 mm	194,90 um	245,60 um
200,00 keV	1,650E-01	9,160E-04	1,85 mm	198,24 um	252,00 um
225,00 keV	1,738E-01	8,343E-04	1,99 mm	202,05 um	259,06 um
250,00 keV	1,818E-01	7,670E-04	2,13 mm	205,34 um	265,28 um
275,00 keV	1,891E-01	7,105E-04	2,26 mm	208,25 um	270,84 um
300,00 keV	1,957E-01	6,624E-04	2,39 mm	210,86 um	275,87 um
325,00 keV	2,017E-01	6,209E-04	2,52 mm	213,21 um	280,46 um
350,00 keV	2,070E-01	5,847E-04	2,64 mm	215,37 um	284,69 um
375,00 keV	2,118E-01	5,527E-04	2,76 mm	217,36 um	288,61 um
400,00 keV	2,161E-01	5,244E-04	2,87 mm	219,21 um	292,27 um
450,00 keV	2,232E-01	4,761E-04	3,10 mm	223,71 um	298,96 um
500,00 keV	2,286E-01	4,366E-04	3,32 mm	227,78 um	304,98 um
550,00 keV	2,324E-01	4,035E-04	3,53 mm	231,54 um	310,49 um
600,00 keV	2,349E-01	3,754E-04	3,74 mm	235,07 um	315,61 um
650,00 keV	2,363E-01	3,513E-04	3,96 mm	238,43 um	320,41 um

700,00 keV	2,367E-01	3,302E-04	4,17 mm	241,65 um	324,98 um
800,00 keV	2,350E-01	2,953E-04	4,59 mm	251,42 um	333,57 um
900,00 keV	2,311E-01	2,675E-04	5,01 mm	260,89 um	341,68 um
1,00 MeV	2,256E-01	2,448E-04	5,45 mm	270,27 um	349,50 um
1,10 MeV	2,194E-01	2,258E-04	5,90 mm	279,72 um	357,17 um
1,20 MeV	2,127E-01	2,098E-04	6,36 mm	289,31 um	364,78 um
1,30 MeV	2,059E-01	1,960E-04	6,84 mm	299,13 um	372,41 um
1,40 MeV	1,992E-01	1,840E-04	7,33 mm	309,20 um	380,11 um
1,50 MeV	1,927E-01	1,735E-04	7,84 mm	319,57 um	387,94 um
1,60 MeV	1,865E-01	1,642E-04	8,37 mm	330,24 um	395,91 um
1,70 MeV	1,806E-01	1,559E-04	8,91 mm	341,22 um	404,07 um
1,80 MeV	1,750E-01	1,485E-04	9,47 mm	352,52 um	412,43 um
2,00 MeV	1,648E-01	1,356E-04	10,65 mm	393,95 um	429,82 um
2,25 MeV	1,537E-01	1,225E-04	12,21 mm	457,14 um	452,96 um
2,50 MeV	1,442E-01	1,119E-04	13,89 mm	520,02 um	477,77 um
2,75 MeV	1,360E-01	1,030E-04	15,67 mm	583,06 um	504,33 um
3,00 MeV	1,287E-01	9,555E-05	17,56 mm	646,48 um	532,67 um
3,25 MeV	1,223E-01	8,914E-05	19,55 mm	710,44 um	562,82 um
3,50 MeV	1,166E-01	8,358E-05	21,64 mm	775,04 um	594,77 um
3,75 MeV	1,115E-01	7,871E-05	23,83 mm	840,34 um	628,51 um
4,00 MeV	1,068E-01	7,440E-05	26,12 mm	906,37 um	664,01 um
4,50 MeV	9,874E-02	6,713E-05	30,98 mm	1,15 mm	740,25 um
5,00 MeV	9,188E-02	6,122E-05	36,22 mm	1,38 mm	823,28 um
5,50 MeV	8,598E-02	5,631E-05	41,84 mm	1,60 mm	912,88 um
6,00 MeV	8,084E-02	5,217E-05	47,84 mm	1,82 mm	1,01 mm
6,50 MeV	7,632E-02	4,862E-05	54,19 mm	2,05 mm	1,11 mm
7,00 MeV	7,230E-02	4,555E-05	60,92 mm	2,27 mm	1,22 mm
7,69 MeV	6,759E-02	4,193E-05	70,78 mm	2,68 mm	1,38 mm

-----  
Multiply Stopping by

for Stopping Units

-----  
1,0000E-01

eV / Angstrom

1,0000E+00

keV / micron

1,0000E+00

MeV / mm

8,3001E+00

keV / (ug/cm2)

8,3001E+00

MeV / (mg/cm2)

8,3001E+03

keV / (mg/cm2)

2,0399E+02

eV / (1E15 atoms/cm2)

1,7806E+01

L.S.S. reduced units



# Annexe B Perte d'énergie $\alpha$ dans le silicium

## calculée sous SRIM

=====  
 Calculation using SRIM-2006

SRIM version ---> SRIM-2008.04

Calc. date ---> juin 03, 2012  
 =====

Disk File Name = SRIM Outputs\Helium in Silicon

Ion = Helium [2] , Mass = 4,003 amu

Target Density = 2,3212E+00 g/cm3 = 4,9770E+22 atoms/cm3

=====  
 Target Composition =====

Atom Name	Atom Numb	Atomic Percent	Mass Percent
Si	14	100,00	100,00

=====  
 Bragg Correction = 0,00%

Stopping Units = MeV / (mg/cm2)

See bottom of Table for other Stopping units

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10,00 keV	2,310E-01	4,434E-02	1040 A	605 A	502 A
11,00 keV	2,421E-01	4,246E-02	1141 A	642 A	536 A
12,00 keV	2,526E-01	4,076E-02	1240 A	676 A	569 A
13,00 keV	2,628E-01	3,922E-02	1338 A	708 A	601 A
14,00 keV	2,730E-01	3,780E-02	1436 A	739 A	632 A
15,00 keV	2,831E-01	3,651E-02	1532 A	768 A	662 A
16,00 keV	2,933E-01	3,531E-02	1627 A	795 A	690 A
17,00 keV	3,035E-01	3,420E-02	1721 A	821 A	718 A
18,00 keV	3,138E-01	3,317E-02	1813 A	846 A	744 A
20,00 keV	3,343E-01	3,131E-02	1994 A	891 A	794 A
22,50 keV	3,596E-01	2,931E-02	2212 A	943 A	852 A
25,00 keV	3,843E-01	2,758E-02	2422 A	988 A	905 A
27,50 keV	4,082E-01	2,608E-02	2625 A	1029 A	953 A

30,00 keV	4,315E-01	2,475E-02	2820 A	1065 A	998 A
32,50 keV	4,540E-01	2,357E-02	3010 A	1099 A	1040 A
35,00 keV	4,758E-01	2,251E-02	3193 A	1129 A	1078 A
37,50 keV	4,970E-01	2,156E-02	3372 A	1156 A	1114 A
40,00 keV	5,176E-01	2,069E-02	3545 A	1182 A	1148 A
45,00 keV	5,570E-01	1,918E-02	3878 A	1227 A	1210 A
50,00 keV	5,945E-01	1,790E-02	4194 A	1266 A	1265 A
55,00 keV	6,301E-01	1,680E-02	4497 A	1300 A	1314 A
60,00 keV	6,641E-01	1,585E-02	4788 A	1330 A	1359 A
65,00 keV	6,965E-01	1,501E-02	5067 A	1357 A	1400 A
70,00 keV	7,275E-01	1,426E-02	5336 A	1382 A	1438 A
80,00 keV	7,856E-01	1,300E-02	5850 A	1424 A	1505 A
90,00 keV	8,390E-01	1,196E-02	6335 A	1459 A	1564 A
100,00 keV	8,883E-01	1,109E-02	6795 A	1490 A	1616 A
110,00 keV	9,339E-01	1,036E-02	7236 A	1516 A	1662 A
120,00 keV	9,760E-01	9,721E-03	7658 A	1539 A	1704 A
130,00 keV	1,015E01	9,167E-03	8066 A	1560 A	1742 A
140,00 keV	1,051E01	8,679E-03	8462 A	1578 A	1777 A
150,00 keV	1,085E01	8,246E-03	8845 A	1595 A	1809 A
160,00 keV	1,116E01	7,858E-03	9219 A	1611 A	1839 A
170,00 keV	1,145E01	7,508E-03	9584 A	1625 A	1867 A
180,00 keV	1,172E01	7,191E-03	9942 A	1638 A	1894 A
200,00 keV	1,219E01	6,639E-03	1,06 um	1663 A	1942 A
225,00 keV	1,270E01	6,067E-03	1,15 um	1691 A	1996 A
250,00 keV	1,311E01	5,594E-03	1,23 um	1715 A	2045 A
275,00 keV	1,345E01	5,196E-03	1,31 um	1737 A	2089 A
300,00 keV	1,373E01	4,855E-03	1,39 um	1757 A	2130 A
325,00 keV	1,395E01	4,560E-03	1,46 um	1776 A	2168 A
350,00 keV	1,413E01	4,301E-03	1,54 um	1793 A	2204 A
375,00 keV	1,426E01	4,073E-03	1,61 um	1809 A	2238 A
400,00 keV	1,436E01	3,870E-03	1,69 um	1824 A	2271 A
450,00 keV	1,448E01	3,523E-03	1,83 um	1859 A	2332 A
500,00 keV	1,452E01	3,238E-03	1,98 um	1891 A	2389 A
550,00 keV	1,449E01	2,999E-03	2,13 um	1921 A	2443 A
600,00 keV	1,441E01	2,795E-03	2,27 um	1951 A	2495 A
650,00 keV	1,430E01	2,619E-03	2,42 um	1979 A	2545 A
700,00 keV	1,416E01	2,466E-03	2,57 um	2007 A	2594 A
800,00 keV	1,384E01	2,211E-03	2,88 um	2084 A	2689 A
900,00 keV	1,349E01	2,007E-03	3,19 um	2160 A	2782 A
1,00 MeV	1,312E01	1,839E-03	3,51 um	2237 A	2874 A

1,10 MeV	1,276E01	1,700E-03	3,84 um	2314 A	2967 A
1,20 MeV	1,240E01	1,581E-03	4,18 um	2392 A	3060 A
1,30 MeV	1,206E01	1,479E-03	4,53 um	2471 A	3153 A
1,40 MeV	1,172E01	1,390E-03	4,89 um	2551 A	3249 A
1,50 MeV	1,141E01	1,312E-03	5,26 um	2633 A	3345 A
1,60 MeV	1,111E01	1,243E-03	5,65 um	2716 A	3444 A
1,70 MeV	1,082E01	1,181E-03	6,04 um	2801 A	3544 A
1,80 MeV	1,055E01	1,126E-03	6,44 um	2888 A	3647 A
2,00 MeV	1,005E01	1,030E-03	7,27 um	3176 A	3858 A
2,25 MeV	9,495E-01	9,320E-04	8,37 um	3605 A	4135 A
2,50 MeV	9,002E-01	8,522E-04	9,53 um	4031 A	4426 A
2,75 MeV	8,564E-01	7,857E-04	10,75 um	4456 A	4732 A
3,00 MeV	8,172E-01	7,294E-04	12,04 um	4883 A	5053 A
3,25 MeV	7,821E-01	6,811E-04	13,38 um	5312 A	5388 A
3,50 MeV	7,503E-01	6,391E-04	14,78 um	5744 A	5737 A
3,75 MeV	7,214E-01	6,024E-04	16,24 um	6180 A	6101 A
4,00 MeV	6,950E-01	5,698E-04	17,76 um	6619 A	6478 A
4,50 MeV	6,486E-01	5,148E-04	20,96 um	8162 A	7272 A
5,00 MeV	6,090E-01	4,700E-04	24,38 um	9630 A	8118 A
5,50 MeV	5,747E-01	4,327E-04	28,02 um	1,11 um	9013 A
6,00 MeV	5,448E-01	4,012E-04	31,86 um	1,25 um	9955 A
6,50 MeV	5,184E-01	3,743E-04	35,90 um	1,39 um	1,09 um
7,00 MeV	4,949E-01	3,509E-04	40,15 um	1,53 um	1,20 um
8,00 MeV	4,548E-01	3,123E-04	49,21 um	2,02 um	1,42 um
9,00 MeV	4,204E-01	2,817E-04	59,05 um	2,48 um	1,65 um
10,00 MeV	3,885E-01	2,569E-04	69,69 um	2,93 um	1,90 um

-----  
 Multiply Stopping by      for Stopping Units  
 -----

2,3211E+01	eV / Angstrom
2,3211E+02	keV / micron
2,3211E+02	MeV / mm
1,0000E+00	keV / (ug/cm <sup>2</sup> )
1,0000E+00	MeV / (mg/cm <sup>2</sup> )
1,0000E+03	keV / (mg/cm <sup>2</sup> )
4,6637E+01	eV / (1E15 atoms/cm <sup>2</sup> )
4,2914E+00	L.S.S. reduced units

=====





## **Résumé :**

Ce mémoire présente le travail de thèse effectué au sein de l'équipe C<sup>2</sup>S<sup>2</sup> de l'institut de recherche XLIM. Il est destiné à la protection des personnes contre l'exposition au radon dans les habitations. Les dispositifs actifs conçus doivent permettre la mesure de l'activité volumique du radon dans l'atmosphère. Ce travail comporte une présentation bibliographique des détecteurs des rayonnements nucléaires et s'attache plus particulièrement aux détecteurs à semi-conducteurs. La conception micro électronique est l'élément de base de notre étude. La tâche principale est la conception des blocs analogiques en électronique intégrée dédiés au traitement de signal. Pour ce faire, nous avons utilisé la technologie CMOS 0,35 µm de AMS et l'outil de CAO Cadence pour la simulation et la conception. Les blocs conçus sont : un préamplificateur sensible à la charge, un intégrateur, un dérivateur, un amplificateur et un discriminateur à seuil. La conception de ces blocs a pris en compte la faible consommation et le faible bruit. Un prototype a été testé en atmosphère radon.

- Mots clés : Radon, Microélectronique analogique, Capteur, Préamplificateur de charges, Rayonnements, Détecteurs semi-conducteurs, Faible bruit, Faible consommation

---

## **Integration of silicon sensors and signal processing functions generated by nuclear radiations. application on radon measurement**

### **Abstract:**

This work presented in this thesis was realized in the laboratory XLIM C2S2 team. It is oriented towards protecting people against exposure to radon at their places. The designed active devices should permit measuring the concentration activity of radon in the atmosphere. This work presents a literature overview of nuclear radiation detectors, and presents specially the semiconductor detectors. This work is based on the microelectronics design. The main task is to design analog blocks of integrated circuits for signal processing. To achieve this goal, we had to use AMS 0.35 µm CMOS technology, as for simulation and design, Cadence CAD tool was mainly used. The designed blocks are: a charge sensitive preamplifier, an integrator, a differentiator, an amplifier and a threshold discriminator. The design of these blocks took into account the low power and the low noise. A prototype was tested in radon's atmosphere.

- Key Words: Radon, Analog Microelectronics, Sensor, Charge Sensitive Preamplifier, Radiations, Semiconductor Detectors, Low Noise, Low Consumption.