HAL
open science

Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds

Hassen Hamrita

To cite this version:

Hassen Hamrita. Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00010145

HAL Id: tel-00010145

https://theses.hal.science/tel-00010145v1

Submitted on 14 Sep 2005

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

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

UNIVERSITE PIERRE & MARIE CURIE
LA SCIENCE A PARIS

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité
Physique

présentée par

M. Hassen HAMRITA

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds

soutenue le 11 Juillet 2005

devant le jury composé de :

M.	Murat BORATAV	Examinateur
M.	Bernard BORDERIE	Directeur de thèse
M.	Roland DAYRAS	Rapporteur
Mme.	Laurence LAVERGNE	Invitée
M.	Marian PARLOG	Examinateur
M.	Elio ROSATO	Rapporteur
M.	Bernard TAMAIN	Examinateur

REMERCIEMENTS

C'est avec mon enthousiasme le plus vif et le plus sincère que je voudrai rendre mérite à tous ceux qui, plus ou moins, à leur manière, m'ont aidé à mener à bien cette thèse.

Je désire en premier lieu exprimer ma profonde gratitude à mon Directeur de thèse Monsieur **Bernard Borderie**, Directeur de recherches au CNRS, de m'avoir accueilli dans son groupe et d'avoir dirigé ma thèse. Sa disponibilité, ses conseils, ses réflexions ainsi que la grande indépendance qu'il a su m'accorder m'ont été très utiles tout au long de cette thèse.

Je souhaite remercier Monsieur **Roland Dayras**, Ingénieur Chercheur au CEA Saclay (DAPNIA), et Monsieur **Elio Rosato**, Professeur à l'Université de Naples, pour avoir accepté d'être Rapporteurs de ce mémoire et faire partie du jury de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur **Murat Boratav**, Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), de me faire l'honneur de s'intéresser à ce travail et de faire partie du jury.

Je remercie également Monsieur **Bernard Tamain**, Professeur à l'ENSI de Caen, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie particulièrement Monsieur **Marian Parlog**, Chercheur à GANIL, qui s'est investi entièrement dans la partie simulation de cette thèse, pour les discussions et les débats scientifiques, ainsi que pour son amitié et son aide constante tout au long de cette thèse.

J'aimerai remercier très chaleureusement Madame **Laurence Lavergne**, Ingénieur de recherches au CNRS. Ses conseils, sa disponibilité ainsi que ses encouragements ont été pour moi une source de motivation.

Je dois aussi une grande reconnaissance à Madame **Marie France Rivet**, Directeur de recherche au CNRS et Monsieur **Nicolas Le Neindre**, Chargé de recherches au CNRS, pour leur disponibilité ainsi que pour leur temps passé à interpréter les données expérimentales et pour les discussions que nous avons pu avoir.

Un remerciement spécial va à Monsieur **Emmanuel Rauly**, Ingénieur de recherches au CNRS, pour sa disponibilité, sa compétence et son aide précieuse dans la partie électronique de ce travail.

J'adresse mes remerciements à Messieurs. **Xavier Grave**, **Jean François Clavelin** et **Gérard Lalu** ainsi qu'au personnel du Tandem d'Orsay et au personnel du GANIL pour leur collaboration à la réalisation des différentes expériences.

Je tiens à remercier aussi Monsieur **Marin Chabot** et Madame **Karine Wohrer** pour m'avoir donné la possibilité de participer aux expériences AGAT.

Je ne manquerai de rappeler la constante sympathie que j'ai toujours trouvée auprès du personnel de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et spécialement Messieurs **Serge Barbey**, **Jean Le Bris**, **Christophe Oziol** et **Pierre Edelbruck** ainsi que Mesdames **Valérie Le Ven**, **Rollande Bzyl** et **Nicole Degouy** qui ont entretenu une ambiance de travail très agréable grâce à des relations quotidiennes très amicales.

Je voudrai aussi remercier spécialement **Eric Bonnet** pour les moments d'amitié et de complicité que nous avons partagés pendant ces trois années. Je lui souhaite bonne chance pour la fin de sa thèse et toute la suite.

Enfin, je remercie du fond du cœur mes parents qui m'ont soutenu et encouragé durant toute ces années et qui m'ont permis d'aller aussi loin dans mes études ainsi que ma femme **Thouraya** pour son aide précieuse et son amour et pour avoir répondu présent quand j'en avais besoin, et de m'avoir remonté le moral dans les moments de doute.

À mes parents et à Thouraya

Table des matières

Introduction **13**

I Théorie et rappels : Principe de détection dans le silicium **15**
I.1 Introduction 15
I.2 Rappel 15
I.2.1 Les semi-conducteurs 15
I.2.2 La jonction PN 16
I.2.2.1 Définition 16
I.2.2.2 Courant électrique dans une jonction PN polarisée en inverse 16
I.3 Principe de la détection dans les détecteurs semi-conducteurs 18
I.3.1 Le principe 18
I.3.2 La résistivité dans les détecteurs silicium 18
I.3.3 Caractéristiques des différents types de détecteurs 20
I.3.3.1 Diode à barrière de surface 20
I.3.3.2 Diode passivée et implantée ou planar 20
I.3.4 Schéma électrique équivalent du détecteur 21
I.4 Modèle de base 22
I.4.1 La méthode 25
I.4.2 Calcul du courant électrique créé par le mouvement d'un électron et d'un trou 26
I.4.2.1 Faisceau entrant par la face arrière 26
I.4.2.2 Faisceau entrant par la face avant 27
I.4.3 Résultat du calcul 28
I.4.3.1 Calcul du courant créé par une particule 28
I.4.3.2 Effet de l'énergie et donc du parcours de la particule incidente sur la forme du signal 31
I.4.3.3 Effet de la tension de polarisation sur la forme du signal . 32
I.4.3.4 Effet de la résistivité du détecteur sur la forme du signal . 32
I.5 Conclusion 34

II Un nouveau type de préamplificateur **35**
II.1 Introduction 35
II.2 Spécifications des préamplificateurs hybrides 35

II.3 Les éléments de la simulation analogique 36
II.4 Mesure de l'impédance des détecteurs 36
II.4.1 Méthode 36
II.4.2 Résultats des mesures 38
II.4.2.1 Exemple : Cas du détecteur AZ200 38
II.4.2.2 Résultats obtenus pour tous les détecteurs 40
II.5 Sortie courant des PACI : mesure des gains 40
II.5.1 Introduction 40
II.5.2 Méthode 40
II.5.3 Résultats de la mesure sur un cas particulier 41
II.5.3.1 Gains des PACI utilisés 42
II.6 Calcul de la capacité parasite des PACI 43
II.6.1 Introduction 43
II.6.2 Méthode 43
II.6.3 Résultats 45
II.7 Calcul de la fonction de transfert des PACI 45
II.8 Conclusion 50

III Signaux de courant produits par les particules chargées et les ions lourds 51
III.1 Introduction 51
III.2 L'expérience au TANDEM d'Orsay 51
III.2.1 Introduction 51
III.2.2 Principe de fonctionnement de l'accélérateur 51
III.2.3 Description du dispositif expérimental 53
III.2.4 Electronique et acquisition 55
III.2.5 Les résultats obtenus 57
III.2.5.1 Calibration en énergie et calcul de la résolution des détecteurs 58
III.2.5.2 Effet de la tension de polarisation et du champ électrique sur la forme du signal de courant 61
III.2.5.3 Effet de la surface du détecteur sur la forme du signal de courant 63
III.2.5.4 Effet de l'énergie et du parcours de l'ion incident sur la forme du signal 64
III.3 Identification des particules et des ions par leurs formes d'impulsions . . . 65
III.3.1 Discrimination par comparaison d'amplitude et de la durée du signal 66
III.3.2 Discrimination par comparaison des moments centrés d'ordre 2 et 3 70
III.3.2.1 Formules mathématiques et significations physiques 70
III.3.2.2 Application de la méthode de comparaison des moments centrés aux signaux de courant des particules chargées légères 71
III.3.2.3 Application de la méthode de comparaison des moments centrés aux signaux de courant des isotopes de carbone . . 72
III.4 L'expérience LISE 73
III.4.1 L'accélérateur GANIL 73

III.4.2 Fonctionnement d'un cyclotron 74
III.4.3 Description de la ligne LISE 76
III.4.4 Description du dispositif expérimental 78
III.4.5 Electronique et acquisition 80
III.4.6 Identification des ions par les méthodes $(TOF, \Delta E)$ et $(E, \Delta E)$ . . 83
III.4.6.1 Calibration en énergie des différents détecteurs au silicium 83
III.4.6.2 Identification des ions détectés 86
III.4.6.3 Différentes formes de signaux observés 91
III.4.6.4 Identification en Z des ions par leurs formes de signaux de courant 91
III.5 Conclusion 98

IV Modélisation et simulation des signaux de courant 99
IV.1 Introduction 99
IV.2 Résultats du modèle de base pour les particules chargées 99
IV.2.1 Cas des protons et deutons de 3 MeV 100
IV.2.2 Cas des protons et deutons de 5 MeV 100
IV.2.3 Cas du deuton de 7 MeV 101
IV.3 Limitation du modèle de base avec les ions lourds 102
IV.4 Modèles existants pour les ions lourds 103
IV.4.1 Le modèle de diffusion 103
IV.4.2 Le modèle de Pausch 105
IV.5 Une nouvelle approche : variation de la polarisation diélectrique 107
IV.5.1 Le formalisme 108
IV.5.2 L'équation de Poisson 109
IV.5.3 Le résultat 110
IV.5.4 La polarisation diélectrique et la diffusion 111
IV.6 Un nouveau modèle 112
IV.7 Evolution du paramètre p de la simulation 118
IV.8 Application du nouveau modèle au deuton de 3 MeV 120
IV.9 Conclusion 121

Conclusion 123

A Mesure des impédances des détecteurs 125

B Circuit analogique complet des deux PACI 131

C Récapitulatif des différents ions détectés 133

Table des figures

I.1 Représentation des bandes énergétiques dans une jonction PN 17
I.2 Jonction PN polarisée en inverse 17
I.3 Variation de la résistivité dans un silicium standard et un silicium n-TD [13] 19
I.4 Fabrication d'une diode à barrière de surface [14] 20
I.5 Fabrication d'une diode planar [14] 21
I.6 Schéma électrique équivalent du détecteur associé à un préamplificateur [14] 22
I.7 La jonction PN 23
I.8 Variation des vitesses des porteurs de charge en fonction du champ électrique [15] 24
I.9 Détecteur divisé en tranches le long du parcours de la particule 25
I.10 Configuration du champ électrique dans le cas où le faisceau entre par la face arrière du détecteur (champ faible) 26
I.11 Configuration du champ électrique dans le cas où le faisceau entre par la face avant du détecteur (champ fort) 27
I.12 (gauche) signaux induits par la collection d'une paire électron-trou créée à la distance $x_0 = 60\mu m$ et (droite) signal résultant du mouvement des deux porteurs de charge (Faisceau entrant par la face arrière). 29
I.13 (gauche) signaux induits par la collection de chaque porteur de charge créé à la distance $x_0 = 60\mu m$ et (droite) signal résultant du mouvement des deux porteurs de charge (faisceau entrant par la face avant). 29
I.14 Signal de courant issu d'un proton de 3 MeV (faisceau entrant par la face arrière) 30
I.15 Signal de courant issu d'un proton de 3 MeV (faisceau entrant par la face avant) 30
I.16 Signaux induits par la collection d'une paire électron-trou créée à la distance $x_0 = 61\mu m$, $x_0 = 137\mu m$ et $x_0 = 239\mu m$. (gauche) contribution de chaque porteur de charge et (droite) signal résultant du mouvement des deux porteurs de charge (faisceau entrant par la face arrière). 31
I.17 Effet de l'énergie et du parcours de la particule sur la forme du signal de courant 32
I.18 Effet de la tension de polarisation sur la collection d'une paire électron-trou 33
I.19 Effet de la résistivité du détecteur sur la collection d'une paire électron-trou 34

II.1 Schéma simplifié du PACI 36

II.2 Circuit de mesure de l'impédance du détecteur 37
II.3 Impédance équivalente du circuit de mesure 37
II.4 Courbe $C_{eq} = f(U)$ 39
II.5 Impédance de la boîte de polarisation 39
II.6 Circuit de mesure des gains des PACI 41
II.7 Forme de l'impulsion fournie par le générateur 41
II.8 Courbe $Q_{out} = f(Q_{in})$ 42
II.9 Schéma équivalent du PACI avec capacité parasite 44
II.10 Les lieux de Bode du PACI destiné aux détecteurs AZ200 et AZ200b . . . 46
II.11 Les lieux de Bode du PACI destiné aux détecteurs MU300 et MU500 . . . 47
II.12 Signal d'entrée pour la comparaison entre la FT et le circuit électronique simulé 49
II.13 Comparaison entre la FT et le circuit électronique simulé 49

III.1 Photo du Tandem d'Orsay 52
III.2 Schéma du principe du fonctionnement de l'accélérateur 52
III.3 La ligne 320 54
III.4 Le dispositif expérimental 55
III.5 L'électronique utilisée pendant l'expérience 56
III.6 Calibration en énergie des détecteurs MU300 et MU500 58
III.7 Calibration en énergie des détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700 associés à leur PACI 59
III.8 Spectre en énergie obtenu avec la chaîne électronique seule 60
III.9 Signaux moyens d'un proton de 5 MeV obtenus avec le détecteur MU300 polarisé à 70 V et 90 V 61
III.10 Signaux moyens du ^{12}C de 80 MeV obtenus avec le détecteur AZ200 polarisé à 140 V et 190 V 62
III.11 Signaux moyens du ^{12}C de 80 MeV obtenus par le détecteur AZ200 polarisé à 190 V : face avant et face arrière 63
III.12 Signaux moyens du ^{12}C de 80 MeV obtenus avec les détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700 en face arrière et polarisés à 190 V 64
III.13 Signaux moyens d'un deuton à 3, 5 et 7 MeV obtenus avec le détecteur MU300 polarisé à 90 V (face arrière) 65
III.14 Variation de l'observable à chercher en fonction de l'énergie et la nature de l'ion incident 66
III.15 Superposition des signaux bruts issus du détecteur AZ200 polarisé à 190 V et obtenus avec ^{12}C et ^{13}C 66
III.16 Histogramme d'amplitude des signaux du ^{12}C et ^{13}C obtenus avec le détecteur AZ200 67
III.17 Signaux moyens du ^{12}C et ^{13}C issus du détecteur AZ200 67
III.18 Signaux moyens obtenus en injectant un proton et un deuton de 5 MeV dans le détecteur MU300 par la face arrière et polarisé à 90 V 68
III.19 Signaux bruts issus du détecteur AZ1700 et obtenus avec ^{12}C et ^{13}C . . . 69

III.20 Histogramme d'amplitude des signaux du ^{12}C et ^{13}C obtenus avec le détecteur AZ1700 69
III.21 Signaux moyens du ^{12}C et ^{13}C issus du détecteur AZ1700 70
III.22 Signaux bruts issus du détecteur MU300 et obtenus avec proton et deuton de 5MeV 71
III.23 Moments d'ordre 2 des signaux du proton et du deuton obtenus avec le détecteur MU300 72
III.24 Moments d'ordre 2 et 3 des signaux des isotopes de carbone obtenus avec le détecteur AZ200 72
III.25 Moments d'ordre 2 et 3 des signaux des isotopes de carbone obtenus avec le détecteur AZ1700 73
III.26 Architecture du GANIL 74
III.27 Principe de fonctionnement d'un cyclotron 75
III.28 Cyclotron à secteurs séparés 76
III.29 Architecture de la ligne LISE 76
III.30 Dispositif de sélection de noyaux dans LISE 77
III.31 Dispositif expérimental de l'expérience LISE 78
III.32 Vue générale des dégradeurs et des détecteurs ΔE_1 et ΔE_2 80
III.33 Vue générale de la chambre de détection 81
III.34 Schéma général de l'électronique utilisée pour l'expérience LISE 82
III.35 Calibration en énergie du détecteur ΔE_1 83
III.36 Calibration en énergie du détecteur ΔE_2 84
III.37 Calibration en énergie du détecteur AZ200 84
III.38 Calibration en énergie du détecteur AZ200b 84
III.39 Calibration en énergie du détecteur AZ600b 85
III.40 Carte (TOF, ΔE_1) pour le détecteur AZ200 86
III.41 Carte (TOF, ΔE_1) pour le détecteur AZ200b 87
III.42 Carte (TOF, ΔE_1) pour le détecteur AZ600b 87
III.43 Carte de perte d'énergie $(E, \Delta E_2)$ pour le détecteur AZ200 88
III.44 Carte de perte d'énergie $(E, \Delta E_2)$ pour le détecteur AZ200b 89
III.45 Carte de perte d'énergie $(E, \Delta E_2)$ pour le détecteur AZ600b 89
III.46 Problème d'états de charges 90
III.47 Identification des ions détectés sur le détecteur AZ200b 90
III.48 Quelques signaux moyens obtenus lors de l'irradiation du détecteur AZ200b 91
III.49 Séparation des ions de Li, C et N par le moment d'ordre 2 92
III.50 Séparation des ions de Z supérieur à 10 93
III.51 Moment d'ordre 1 en fonction de l'énergie des ions détectés 93
III.52 Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{36}Cl à 317 MeV 94
III.53 Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{58}Fe à 618 MeV 94
III.54 Spectres d'amplitude et d'intégrale obtenus avec les signaux de courant de l'ion ^{36}Cl à 317 MeV 95
III.55 Amplitude en fonction de l'intégrale (gauche) et intégrale en fonction de l'énergie (droite) des signaux obtenus pour l'ion ^{36}Cl à 317 MeV 95

III.56 Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{58}Fe à 618 MeV avec le détecteur AZ200b avec un collimateur de diamètre 5 mm 96
III.57 Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{36}Cl à 317 MeV et l'ion ^{58}Fe à 618 MeV avec le détecteur AZ600b (faisceau entrant par la face arrière) 97
III.58 Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{36}Cl à 317 MeV et l'ion ^{58}Fe à 618 MeV avec le détecteur AZ200 (faisceau entrant par la face avant) 97
III.59 Variation de l'écart-type du moment d'ordre 2 en fonction du numéro atomique Z pour des énergies comprises entre 6 et 10 MeV/A 98

IV.1 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un proton (à gauche) et un deuton (à droite) de 3 MeV en utilisant le détecteur Mu300 irradié par la face arrière 100
IV.2 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un proton (à gauche) et un deuton (à droite) de 5 MeV en utilisant le détecteur Mu300 irradié par la face arrière 101
IV.3 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un deuton de 7 MeV en utilisant le détecteur Mu300 irradié par la face arrière 101
IV.4 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation avec le modèle de base pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 80 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière 103
IV.5 Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de diffusion pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 317 MeV 105
IV.6 Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Pausch pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 317 MeV 106
IV.7 Détecteur silicium et trace de l'ion divisée en tranches 110
IV.8 Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de la polarisation couplé à la diffusion pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 317 MeV . 111
IV.9 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{8}Li de 33 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) 114
IV.10 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{12}C de 80 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) 114
IV.11 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{12}C de 123 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) . . 115
IV.12 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{31}Si de 344 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) 115
IV.13 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{33}P de 305 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) . . 116

IV.14 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{34}S de 376 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) . . 116
IV.15 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{36}Cl de 317 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) 117
IV.16 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{37}Ar de 388 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) 117
IV.17 Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{53}Cr de 747 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus) 118
IV.18 Variation du paramètre p en fonction de la densité d'énergie linéaire moyenne (E/R) 119
IV.19 Evolution du champ électrique dans le temps à l'intérieur du détecteur AZ200b lorsque ce dernier est irradié par un ^{53}Cr de 747 MeV 119
IV.20 Signaux de courant calculés en utilisant le nouveau modèle avec le deuton de 3 MeV injecté par la face arrière du détecteur MU300 polarisé à 90 V . 120

A.1 Circuit de mesure de l'impédance du détecteur 125
A.2 Schéma "petits signaux" simplifié 126
A.3 Représentation de Fresnel de l'impédance totale 126
A.4 Variation de la capacité équivalente en fonction de la tension de polarisation des détecteurs 129

B.1 Circuit du PACI faible dynamique (fort gain) 131
B.2 Circuit du PACI forte dynamique (faible gain) 132

Liste des tableaux

I.1 Valeurs de champ électrique pour les deux détecteurs de résistivités différentes et de tensions de polarisation identiques 33

II.1 Caractéristiques des différents détecteurs 38
II.2 Variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation 38
II.3 Mesure de l'impédance des différents détecteurs 40
II.4 Mesure du gain expérimental du PACI faible dynamique 42
II.5 Valeurs des gains des différents PACI 43
II.6 Mesure de la capacité parasite et celle du BUF600 pour les différents PACI 45
II.7 Les valeurs des pôles et des gains de deux types de PACI 48

III.1 Résolution des différents détecteurs 60
III.2 Valeurs des paramétres des droites de régressions pour la calibration en énergie des différents détecteurs 85

IV.1 Valeurs des paramètres pour le modèle de diffusion pour les ions de ^{12}C de 80 MeV et ^{36}Cl de 317 MeV 105
IV.2 Valeurs moyennes de la densité linéaire d'énergie, de concentration de porteurs, de distance relative et de champ d'interaction entre un électron et un trou pour un proton de 5 MeV et un ion ^{12}C de 80 MeV 107
IV.3 Valeurs des paramètres pour le modèle de la polarisation diélectrique couplée à la diffusion pour l'ion ^{12}C de 80 MeV et l'ion ^{36}Cl de 317 MeV 111
IV.4 Correspondance entre les figures et les ions testés 113
IV.5 Valeurs du paramètre p du nouveau modèle pour différents ions à différentes énergies 113

A.1 Variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation 128

C.1 Paramètres d'identification des différents ions détectés ayant $3 \leq Z \leq 18$. 133
C.2 Paramètres d'identification des différents ions détectés ayant $23 \leq Z \leq 28$. 134

Introduction

La détection de rayonnements fait toujours l'objet de nombreuses recherches. Les besoins de la physique nucléaire ont conduit à chercher des détecteurs permettant de couvrir un très grand angle solide avec une résolution en énergie la meilleure possible. Les détecteurs à semi-conducteur permettent de couvrir ces besoins. La recherche s'est particulièrement focalisée sur le silicium, pour ce qui concerne les particules chargées et les ions lourds.

Les futures expériences sous faisceau radioactif font naître un besoin encore plus marqué au niveau de l'identification isotopique des diverses particules et fragments produits. La caractérisation complète, en charge, en masse et en énergie, de ces particules devient indispensable. Actuellement deux méthodes sont utilisées.

- La méthode (ΔE, E) : elle consiste à utiliser un emplilement de deux détecteurs formant un télescope et à mesurer la perte d'énergie dans le premier (ΔE) et l'énergie résiduelle (E) dans le deuxième ; elle permet, à partir d'un certain seuil si E $\geq\Delta$E, de discriminer en numéro atomique Z et en masse atomique A (A$\leq$ 20-30) si le détecteur ΔE est suffisamment homogène en épaisseur.

- La méthode (E, TOF) : dans ce cas un seul détecteur silicium est utilisé pour mesurer l'énergie E de la particule incidente dans le détecteur ainsi que le temps de vol de la particule (TOF : Time Of Flight) qui correspond au temps mis par la particule pour arriver au détecteur ; cette méthode permet de connaître la masse atomique de la particule, son énergie et sa vitesse mais pas son numéro atomique. Elle nécessite de grandes distances entre le détecteur et la cible et un grand nombre de détecteurs pour couvrir l'espace, ce qui augmente singulièrement le coût de l'expérience.

La méthode d'identification en A et Z par reconnaissance de forme des signaux issus d'un seul détecteur silicium apparaît comme une voie possible à explorer. Cette méthode, proposée il y a plus de quarante ans [1], a été, il y a une dizaine d'années, étudiée en détail, en relation avec la conception d'un détecteur silicium 4π (RoSiB) [2, 3, 4, 5, 6, 7]. L'expérience utilisait des préamplificateurs de charge et les particules ou les ions étaient injectés par la face arrière des détecteurs totalement déplétés, là où le champ électrique est le plus faible. En effet ce type d'injection, proposé pour la première fois dans la référence [1], présente deux avantages : la densité d'ionisation est maximale dans la région de champ le plus fort et les signaux de courant générés, alors monotones en durée, doivent fournir l'identification [8]. Cette méthode d'analyse effectuée en utilisant la sortie

charge du préamplificateur a donné des résultats encourageants. Cependant elle présente quelques limites liées entre autre au temps de montée du préamplificateur [9].

L'idée de concevoir un préamplificateur de charge et de courant [10, 11] afin d'exploiter les forme des signaux de courant induits par le mouvement des charges créées dans les détecteurs silicium tout en conservant l'information en charge (énergie) apparaît alors séduisante.

Ce travail de thèse est consacré à l'obtention, pour la première fois, d'une base de données de signaux de courant induits par les particules chargées et les ions lourds ainsi qu'à une modélisation de ces signaux. Il se situe dans le cadre du programme de recherche et développement franco-italien AZ4π dont l'un des objectifs est d'établir un procédé d'identification d'ions lourds par reconnaissance de forme de signaux issus de détecteurs silicium. Notons que des signaux de courant ont été récemment employés dans des expériences de fragmentations d'agrégats de carbone. La forme des signaux a permis de discriminer les différents fragments émis [12].

Dans ce travail, nous commencerons par rappeler les propriétés des détecteurs silicium. Dans le même chapitre, nous présenterons également un calcul simple permettant d'accéder à la formation du signal de courant et de comprendre l'effet des différents paramètres du détecteur et de l'ion incident sur ce signal.

Dans le chapitre II, nous présenterons les deux prototypes de préamplificateurs de charge et de courant, développés à l'IPN d'Orsay, qui offrent à ce jour le meilleur reflet possible de signal de courant obtenu lors de l'interaction des particules ou des ions avec le détecteur, et ce dans une gamme d'énergie étendue. Nous les avons modélisés et caractérisés au mieux afin de les utiliser pour simuler les signaux de courant.

Le chapitre III sera consacré à l'analyse de la base de données obtenue à l'issue de deux expériences faites au TANDEM d'Orsay et auprès du GANIL. Nous présenterons pour chacune d'elles son dispositif expérimental, les méthodes d'analyse utilisées pour obtenir les signaux de courant ainsi que les premières tentatives de discrimination en A et Z.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous allons utiliser le calcul simple développé au premier chapitre pour simuler les signaux de courant obtenus avec des particules chargées. Nous montrerons les limites de ce calcul dans le cas des ions lourds ainsi que la défaillance des modèles existants pour reproduire fidèlement les signaux de courant. Ce constat nous a conduit à développer un modèle, novateur dans le domaine, et plus satisfaisant quand nous comparons les données expérimentales et les signaux simulés. Nous terminerons en évaluant les différents paramètres de ce modèle.

Chapitre I

Théorie et rappels : Principe de détection dans le silicium

I.1 Introduction

Ce travail de thèse est essentiellement fondé sur les détecteurs silicium utilisés en physique nucléaire. Avant toute chose, nous commencerons par rappeler les propriétés des semi-conducteurs ainsi que le principe de la détection dans les détecteurs silicium. Ensuite, nous expliquerons comment se forme un signal dans ce type de détecteur lors d'une interaction avec une particule chargée. Nous exposerons alors un modèle simple qui tiendra compte de l'ionisation sur toute la trace de la particule dans le silicium.

I.2 Rappel

I.2.1 Les semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des solides dont la structure est périodique et le réseau cristallin. Au zéro absolu, leur bande de conduction vide n'est séparée de la bande de valence pleine que par un intervalle relativement faible (de l'ordre de 1 eV) : une excitation thermique suffit aux électrons pour atteindre la bande de conduction, créant ainsi des trous dans la bande de valence.

La conductibilité peut être augmentée par le dopage, introduction d'atomes étrangers au réseau. Ces atomes sont de deux sortes. Les donneurs ont un électron de valence de plus que les atomes du cristal ; celui-ci, faiblement lié, peut facilement se trouver dans la bande de conduction. Les accepteurs ont un électron de valence en moins et en captent un dans la bande de valence, ce qui crée un trou dans cette bande. Dans le premier cas on a un semi-conducteur de type N, dans le second cas un semi-conducteur de type P.

I.2.2 La jonction PN

I.2.2.1 Définition

Si l'on dope une partie d'un cristal de silicium avec du phosphore (type N) et l'autre partie avec du bore (type P), l'interface entre les deux parties de conductivités différentes s'appelle une jonction P-N.

La présence à l'interface d'électrons en grand nombre dans la bande de conduction de la partie N, et de trous en grand nombre dans la bande de valence de la partie P, fait qu'aux abords de la jonction ces concentrations vont avoir tendance à s'équilibrer. Un champ électrique s'établit qui s'oppose au mouvement des charges. Une zone dépeuplée de porteurs libres apparaît, constituée de part et d'autre d'une zone de charge d'espace positive du coté N et négative du coté P.

La représentation des bandes énergétiques éclaire la situation. La figure I.1 représente le diagramme des bandes d'énergie du silicium. Le niveau E_C représente le bas de la bande de conduction, le niveau E_V le haut de la bande de valence et le niveau E_F l'énergie de Fermi.

Quand on met en contact le silicium de type P avec le silicium de type N, les niveaux de Fermi s'alignent dans les deux parties pour être constant à travers tout le semi-conducteur, et les niveaux E_C et E_V se courbent pour être continus à travers la jonction. La région où les niveaux E_C et E_V ne sont pas horizontaux correspond à la région de charge d'espace. La différence entre les deux zones de concentration en accepteurs, N_A, et en donneurs ionisés, N_D, fait apparaître une barrière de potentiel V_B.

I.2.2.2 Courant électrique dans une jonction PN polarisée en inverse

Quand la jonction est polarisée en inverse, c'est-à-dire quand on applique une tension V positive du côté N alors que le côté P est négatif (masse), elle s'ajoute à V_B et la barrière de potentiel devient infranchissable pour les porteurs majoritaires, seuls les porteurs minoritaires peuvent diffuser. La figure I.2 montre qu'à l'instant où le circuit est fermé, une partie des électrons se libère de la zone N du cristal et se dirige vers le pôle positif de l'alimentation. Un certain nombre de porteurs minoritaires réussit toujours à traverser la jonction, provoquant ainsi un remplacement partiel des électrons libres dans la zone N et des trous dans la zone P. On constate donc la présence d'un courant très faible, circulant de l'extrémité N à l'extrémité P du cristal. Ce courant est appelé courant inverse (Ii). Ce mode de fonctionnement, en inverse, est celui adopté pour le fonctionnement d'un détecteur silicium.

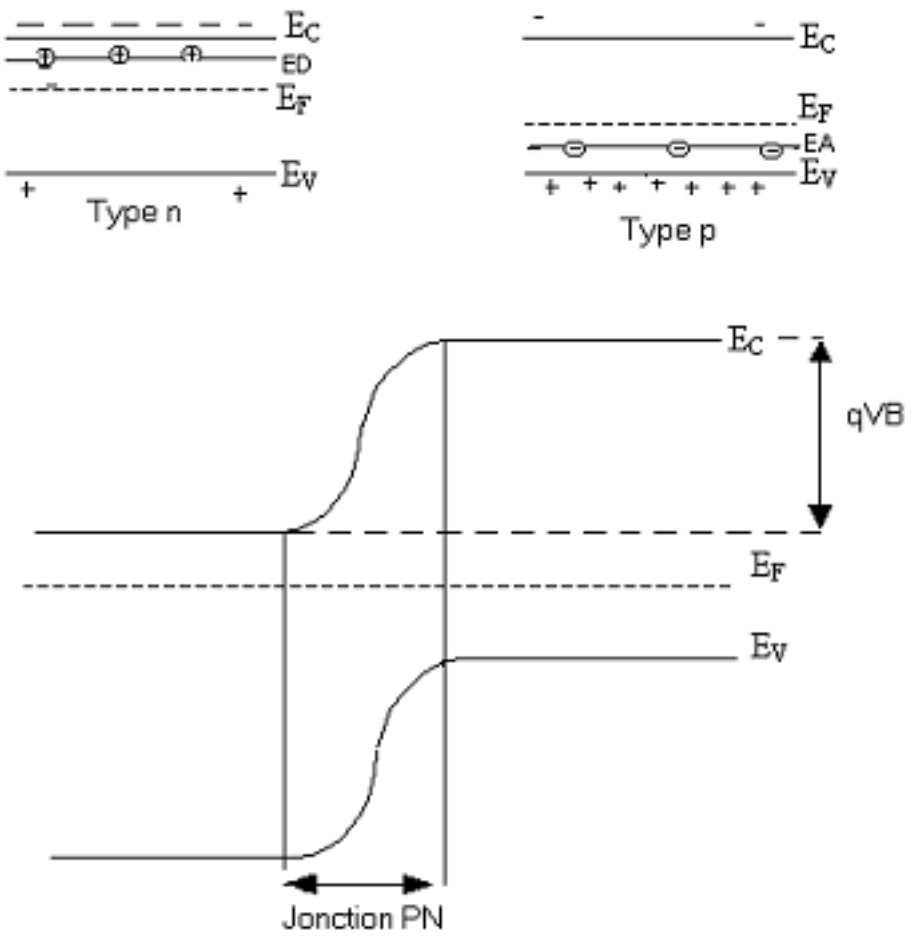

FIG. I.1 – *Représentation des bandes énergétiques dans une jonction PN*

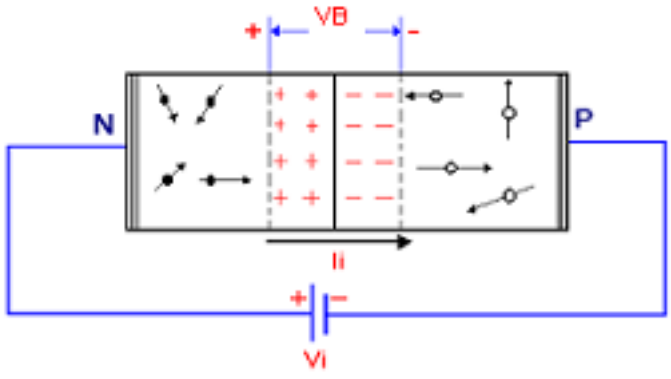

FIG. I.2 – *Jonction PN polarisée en inverse*

I.3 Principe de la détection dans les détecteurs semi-conducteurs

I.3.1 Le principe

Les détecteurs à semi-conducteurs fonctionnent en principe comme une chambre d'ionisation solide, c'est-à-dire que les porteurs de charges positifs et négatifs sont créés dans les détecteurs par ionisation du matériau. Ces porteurs de charges migrent vers les électrodes sous l'action du champ électrique régnant entre ces électrodes et créent une impulsion de courant dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de porteurs de charges libérés et ainsi à l'énergie. La différence par rapport à la chambre d'ionisation se trouve dans le fait que :

- Le détecteur est un solide et de ce fait les portées des particules chargées sont plus petites pour une même énergie, les interactions avec les atomes étant nombreuses.
- Les porteurs de charges ne se composent pas d'électrons et d'ions comme dans la chambre d'ionisation à gaz, mais d'électrons et de trous de masse très proches.

Les avantages sont les suivants :

- L'énergie nécessaire à la libération d'un électron dans le détecteur gazeux s'élève à environ 30 eV et elle est seulement de 3.6 eV pour une paire électron-trou.
- Les temps de collection des porteurs de charges sont courtes à cause des faibles dimensions du détecteur, ce qui entraîne la formation d'impulsions rapides.

Cependant, la zone utile à la détection reste la zone de déplétion de la jonction PN, désertée de porteurs libres qui pourraient se recombiner avec les porteurs créés par l'ionisation. L'accroissement du volume utile du détecteur est obtenu par l'élargissement de la zone de déplétion ce qui amène à polariser la jonction avec une tension inverse plus importante, tout en restant inférieure cependant à la tension de claquage. Afin de diminuer les zones où les charges ne sont pas collectées, considérées comme zones mortes, il est nécessaire que la zone de déplétion s'étende sur toute l'épaisseur du détecteur.

I.3.2 La résistivité dans les détecteurs silicium

La résistivité d'un détecteur représente la quantité de dopage dans le détecteur. En effet la valeur de la résistivité d'un détecteur de type N peut être calculée par la formule suivante :

$$\rho = \frac{1}{q \times N_D \times \mu_e} \tag{I.1}$$

avec :

- ρ la résistivité en $\Omega.cm$.

- N_D la densité de dopage en cm^{-3}.
- q la charge d'un électron en Coulomb.
- μ_e la mobilité de l'électron dans le silicium en $cm^2/V.s$.

Dans les deux expériences que nous avons menées et que nous présenterons par la suite, nous avons utilisé deux familles de détecteurs silicium : celle que nous appelons famille des silicium standard dans laquelle le silicium est dopé par des procédés physico-chimiques et la famille n-TD (Neutron Transmutation Doping) dans laquelle le silicium standard est à nouveau dopé par transmutation nucléaire dans un réacteur. Le dopage par transmutation par neutron est basée sur la réaction de capture suivante :

$$n+ {}^{30}Si \rightarrow {}^{31}Si \overset{\beta^-}{\rightarrow} {}^{31}P$$

Ainsi cette réaction de capture favorise une production homogène, dans le silicium, de phosphore qui est un dopant de type N. On obtient ainsi une distribution plus homogène de la résistivité du détecteur. La figure I.3 donne les variations de la résistivité dans les deux types de silicium. Nous remarquons que cette variation diminue considérablement dans le cas où le silicium est de type n-TD. En effet elle est de ± 15% dans le cas d'un silicium standard et de ± 3% dans le silicium n-TD. Ce dopage supplémentaire diminue bien évidemment la résistivité du silicium, ce qui est favorable pour produire un champ électrique élevé nécessaire pour la détection des ions lourds qui ont un fort pouvoir ionisant (voir équation (I.12)). Cependant elle diminue le seuil de claquage du détecteur. Il faut donc trouver un compromis entre tension de déplétion et tension de claquage.

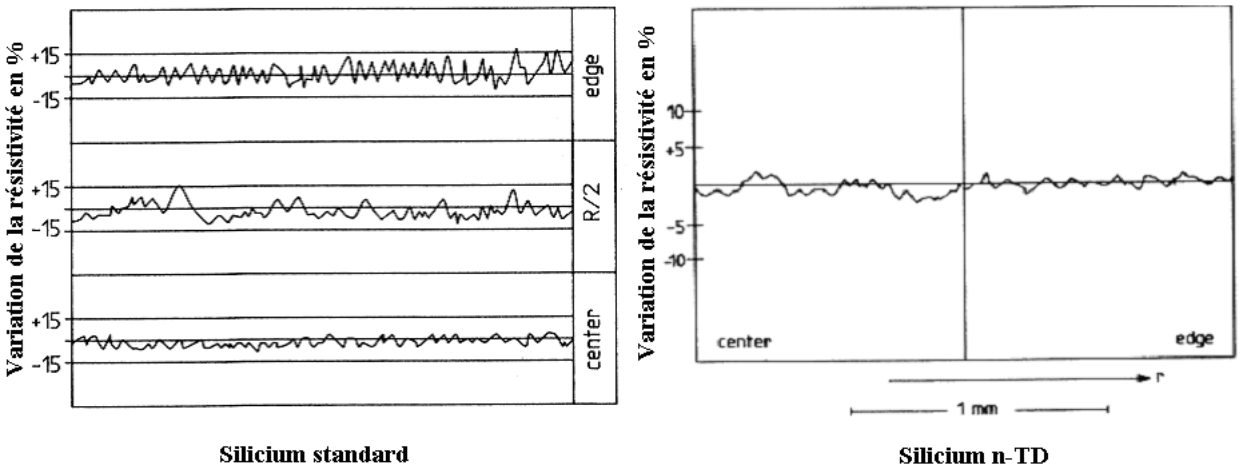

FIG. I.3 – *Variation de la résistivité dans un silicium standard et un silicium n-TD [13]*

I.3.3 Caractéristiques des différents types de détecteurs

Dans les expériences que nous avons menées, nous avons utilisé des détecteurs provenant de deux technologies différentes : les détecteurs à barrière de surface et les détecteurs passivés et implantés ou planar [14], l'étude des signaux se faisant uniquement sur ces derniers.

I.3.3.1 Diode à barrière de surface

Cette technologie, utilisée à l'IPN, dans le groupe Détecteurs, permet de réaliser une jonction PN par évaporation métallique. Le détecteur est réalisé à partir d'un substrat de silicium de type N. Puis on dépose, par évaporation sous vide, une fine couche ($\approx 40nm$) d'or sur une face qui conduit à la formation d'une jonction PN à cet endroit. Enfin on termine par une évaporation d'aluminium sur l'autre face pour former une électrode avec un bon contact ohmique (figure I.4). Les détecteurs, nommés ΔE_1 et ΔE_2 dans le troisième chapitre, sont de ce type.

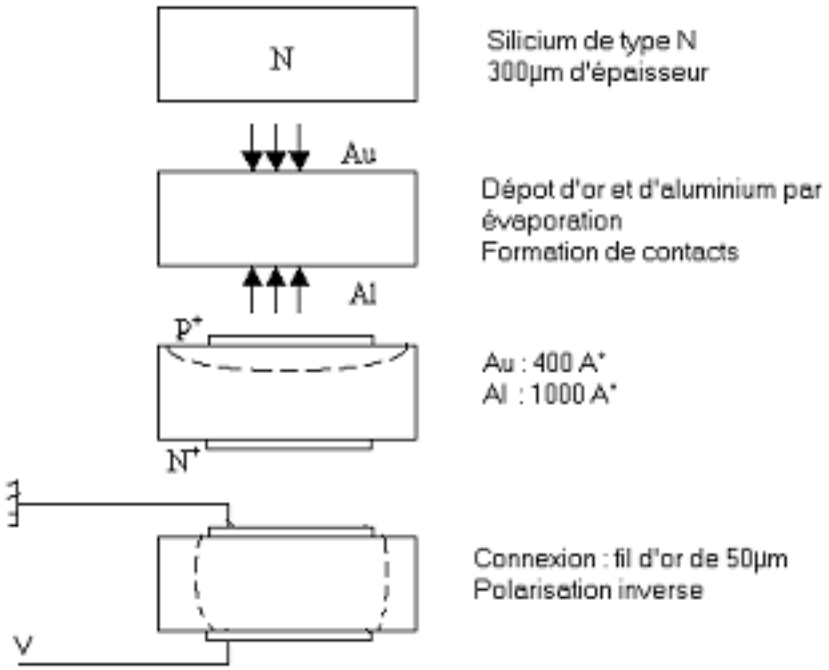

FIG. I.4 – *Fabrication d'une diode à barrière de surface [14]*

I.3.3.2 Diode passivée et implantée ou planar

Cette technologie, qui découle des process de microélectronique, est largement utilisée actuellement. Elle est produite essentiellement par l'industrie. La surface du silicium de type N est passivée par un dépôt de SiO_2. Une implantation de Bore forme la zone P et une

implantation d'Arsenic du côté opposé forme la zone N. Les procédés de photolithogravure permettent d'obtenir des structures très fines (voir figure I.5).

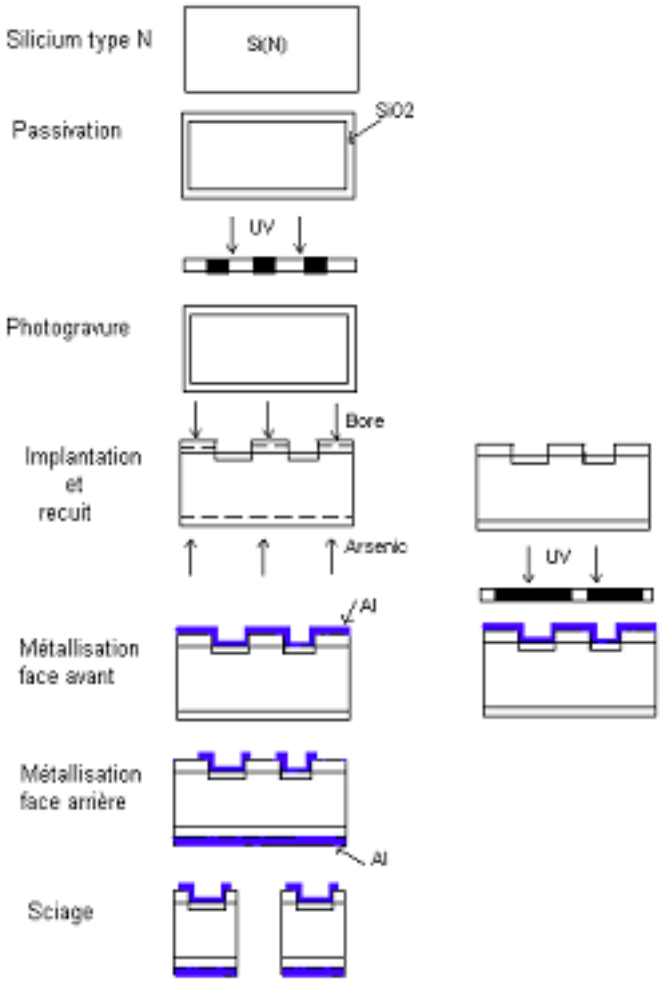

FIG. I.5 – *Fabrication d'une diode planar [14]*

I.3.4 Schéma électrique équivalent du détecteur

Lorsqu'une particule cède son énergie au détecteur, celui-ci agissant comme une source de courant, délivre l'impulsion i_d(t). La charge correspondante, Q_d, est convertie en une impulsion de tension d'amplitude V_S au moyen d'un préamplificateur de charge. Le schéma électrique du détecteur associé à un préamplificateur de charge est donné par la figure I.6.

On a ainsi :

$$V_S = \frac{Q_d}{C_r} \tag{I.2}$$

La charge Q_d peut être exprimée en fonction d'une part de l'énergie E cédée par la particule au détecteur et d'autre part de l'énergie nécessaire à la formation d'une paire

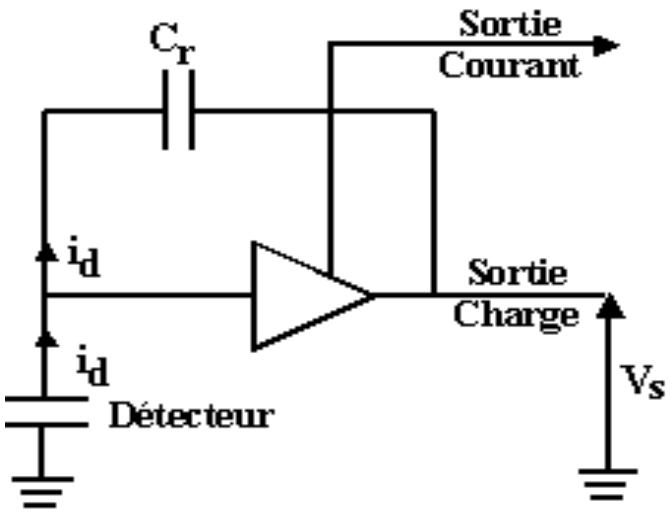

FIG. I.6 – *Schéma électrique équivalent du détecteur associé à un préamplificateur [14]*

électron-trou (3.6 eV pour le Si à 300K).

$$Q_d = \frac{E(eV)}{3.6(eV)} \times e(e = 1.6 \times 10^{-19}C) \tag{I.3}$$

D'où :

$$V_s = \frac{E}{3.6 \times C_r} \times e \tag{I.4}$$

Les préamplificateurs développés pour ce travail (PACI) sont dotés d'une sortie courant, homogène à une tension, qui est une image fidèle du courant $i_d(t)$ induit dans le détecteur. C'est cette sortie que nous allons utiliser pour l'étude des formes de signaux et pour l'identification des ions.

I.4 Modèle de base

Pour calculer le signal de courant, issu d'un détecteur silicium, lors de l'irradiation de ce dernier par des particules ou des ions, il faut :

- Connaître la distribution des électrons et des trous créés dans le détecteur par la perte d'énergie de l'ion le long de son parcours dans le silicium.
- Evaluer la loi de mouvement des électrons et des trous dans le champ électrique régnant dans la zone déplétée du détecteur, en tenant compte de ses caractéristiques.

Le champ électrique F dans un détecteur silicium est donné par $F = -\nabla\phi$, avec ϕ le potentiel électrique à l'intérieur du détecteur. Ce potentiel est calculé en résolvant l'équation de Poisson suivante :

$$\nabla^2\phi + \frac{\sigma}{\epsilon} = 0, \tag{I.5}$$

- σ est la densité de charge d'espaces,
- ϵ est la constante diélectrique du silicium : $\epsilon = 11.7 \times 8.85 \times 10^{-12} F/m$.

Dans un modèle mono-dimensionnel (voir figure I.7) et dans le cas où le détecteur est de type N la densité de charge d'espace σ est donnée par :
$\sigma(x) = -qN_A$, pour $x_n < x < x_p$; N_A étant la densité d'accepteurs dans la zone P,
$\sigma(x) = qN_D$, pour $0 < x < x_n$; N_D étant la densité de donneurs dans la zone N,

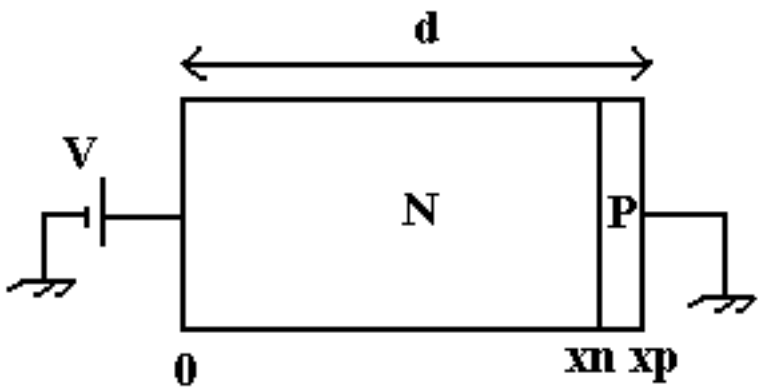

FIG. I.7 – *La jonction PN*

La solution de l'équation (I.5) est alors donnée par :

- $\phi_n(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon}(x - x_n)^2 + V_B$, pour $0 \leq x \leq x_n$
- $\phi_p(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon}(x - x_p)^2$, pour $x_n \leq x \leq x_p$

Ce qui conduit à :

- $F_n(x) = \frac{qN_D}{\epsilon}(x - x_n)$, pour $0 \leq x \leq x_n$
- $F_p(x) = \frac{-qN_A}{\epsilon}(x - x_p)$, pour $x_n \leq x \leq x_p$

La largeur de la zone désertée de porteurs libres ou zone déplétée est donnée par:
$X = \frac{2\epsilon}{qN_D x_n}V_B = \frac{2\epsilon}{qN_A x_p}V_B$.

Dans le cas où le détecteur est de type N, l'épaisseur de la partie P de la jonction est négligeable (zone implantée) de manière à considérer que $d \approx x_n$. Dans notre cas, pour

collecter toutes les charges créées par une particule ionisante, notre détecteur fonctionne en surdéplétion c'est à dire que la tension V appliquée à la jonction est supérieure à la tension de déplétion totale V_d et par conséquent nous avons $X = d$ et :

$$V_d(V) = \frac{qN_D}{2\epsilon}d^2, \tag{I.6}$$

$$F_{max} = \frac{V + V_d}{d}, \tag{I.7}$$

$$F_{min} = \frac{V - V_d}{d}. \tag{I.8}$$

F_{max} et F_{min} sont les valeurs du champ maximale et minimale respectivement.

Les lois de mouvement des électrons et des trous peuvent être calculées à partir des mobilités μ_- et μ_+ qui sont fonctions du champ électrique : $v = \mu F$. La figure I.8 donne la variation de la vitesse de l'électron et du trou en fonction du champ électrique [15, 16], notamment pour le silicium.

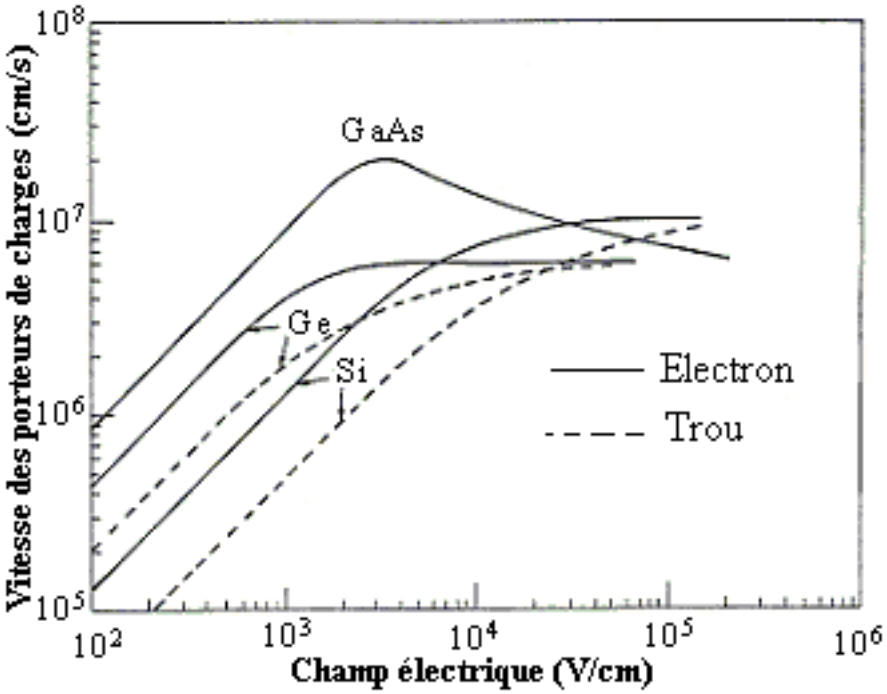

FIG. I.8 – *Variation des vitesses des porteurs de charge en fonction du champ électrique [15]*

On peut considérer que les mobilités des électrons et des trous dans le silicium sont constantes pour les valeurs de champ électrique inférieures à 4000 V/cm ce qui est le cas dans la suite de notre travail. Dans ce travail nous avons calculé les valeurs des mobilités en fonction du champ électrique F en utilisant la formule empirique suivante [17] :

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{[1 + (\frac{\mu_0 \times F(x)}{v_s})^m]^{\frac{1}{m}}} \tag{I.9}$$

- μ_{0+}=480 $cm^2/V.s$ pour le trou et μ_{0-}=1350 $cm^2/V.s$ pour l'électron.
- $m = 1$ pour le trou et $m = 2$ pour l'électron.
- $v_s = 1.05 \times 10^7 cm/s$ pour la vitesse de saturation de l'électron et $v_s = 10^7$ cm/s pour celle du trou.

I.4.1 La méthode

La méthode consiste à diviser le parcours de l'ion dans le détecteur en N tranches d'abscisse x_j (j=1...N) (Figure I.9). Dans chaque tranche on calcule le nombre de paires électron-trou créées en fonction de la perte d'énergie ΔE_j dans cette tranche. Ce nombre est donné par : $N_j = \frac{\Delta E_j(eV)}{3.6(eV)}$.

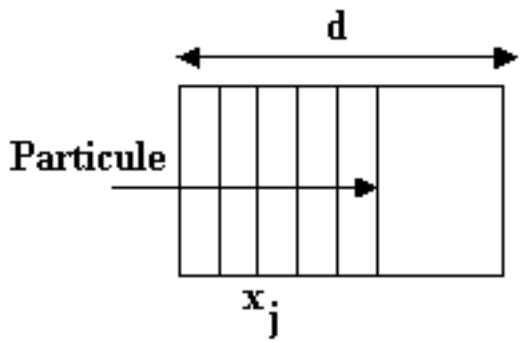

FIG. I.9 – *Détecteur divisé en tranches le long du parcours de la particule*

La perte d'énergie ΔE_j est fournie par le logiciel SRIM [18] qui est basé sur les tables de Ziegler et Biersack (particules) ou par le code INDRALOSS (ions lourds) qui, tous les deux, permettent, en liaison avec la formule de Bethe, d'évaluer la perte d'énergie d'une particule dans un matériau en MeV/(mg/cm^2) :

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_0}{m_0 v^2} \times z^2 \times \frac{Z}{A} \times B \tag{I.10}$$

Où

$$B = [Ln(\frac{2m_0 v^2}{I}) - Ln(1 - \frac{v^2}{c^2}) - \frac{v^2}{c^2}]$$

- v et z vitesse et charge de la particule incidente,
- A et Z masse atomique et numéro atomique du milieu ralentisseur,

- m_0 et e masse et charge de l'électron,
- I le potentiel moyen d'ionisation et d'excitation du milieu ralentisseur,
- c la vitesse de la lumière,
- N_0 le nombre d'Avogadro.

Dans le cas présent, le milieu ralentisseur est le silicium (Z=14).

I.4.2 Calcul du courant électrique créé par le mouvement d'un électron et d'un trou

Supposons qu'une paire électron-trou soit créée à un endroit donné du détecteur. Sous l'action du champ électrique ces charges vont migrer vers leurs électrodes respectives et leur mouvement va introduire dans le circuit extérieur un courant I. Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Ramo [19]. Dans tout le calcul suivant, on suppose que le détecteur est surdéplété ($V > V_d$).

I.4.2.1 Faisceau entrant par la face arrière

Dans ce cas, nous sommes dans la configuration du champ électrique montrée sur la figure I.10.

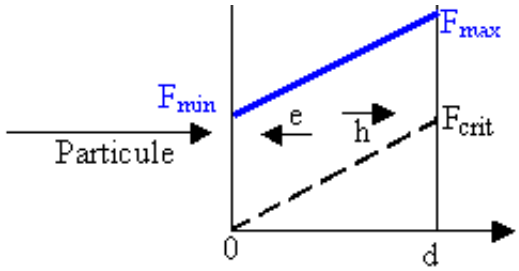

FIG. I.10 – *Configuration du champ électrique dans le cas où le faisceau entre par la face arrière du détecteur (champ faible)*

Le trou est collecté par l'électrode côté jonction, et l'électron par l'électrode opposée. Le champ électrique est donné par l'équation suivante :

$$F(x) = \frac{F_{crit}}{d}x + F_{min}, \tag{I.11}$$

avec :

$$F_{crit} = \frac{d}{\epsilon \times \rho \times \mu_-}, \tag{I.12}$$

F_{crit} est le champ qui correspond à la déplétion totale.

Les vitesses de l'électron et du trou sont données par les équations (I.13) et (I.14) respectivement.

$$v_- = \frac{dx}{dt} = -\mu_-(x) \times \frac{F_{crit}}{d}x - \mu_-(x) \times F_{min} \tag{I.13}$$

$$v_+ = \frac{dx}{dt} = \mu_+(x) \times \frac{F_{crit}}{d}x + \mu_+(x) \times F_{min} \tag{I.14}$$

Les courants issus des mouvements de chaque porteur de charge, électron et trou, sont donnés, d'après [15] par les équations (I.15) et (I.16) respectivement.

$$i_-(t) = -q\frac{v_-}{d} \tag{I.15}$$

$$i_+(t) = q\frac{v_+}{d} \tag{I.16}$$

Nous avons intégré numériquement les équations (I.13) et (I.14) pour calculer les courants issus de chaque porteur de charge. Le courant généré par le mouvement des deux porteurs de charge est la somme de ces deux courants.

I.4.2.2 Faisceau entrant par la face avant

Dans ce cas, la face par laquelle entre le faisceau est telle que le champ est maximal en entrée. On est alors dans la configuration donnée par la figure I.11.

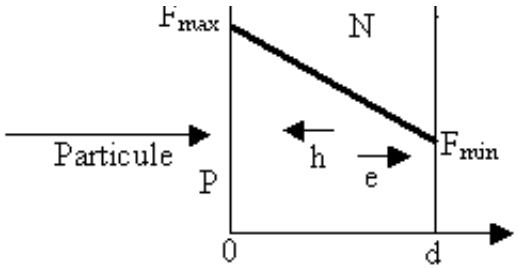

FIG. I.11 – *Configuration du champ électrique dans le cas où le faisceau entre par la face avant du détecteur (champ fort)*

Le champ électrique est maintenant égal à :

$$F(x) = \frac{-F_{crit}}{d}x + F_{max} \tag{I.17}$$

Par analogie avec le calcul précédent, les vitesses des deux porteurs de charges, dans cette configuration, sont données par les équations (I.18) et (I.19) pour l'électron et le trou respectivement.

$$v_- = \frac{dx}{dt} = \mu_-(x) \times \frac{F_{crit}}{d}x + \mu_-(x) \times F_{max} \tag{I.18}$$

$$v_+ = \frac{dx}{dt} = -\mu_+(x) \times \frac{F_{crit}}{d}x - \mu_+(x) \times F_{max} \tag{I.19}$$

De la même façon on calcule i_+ et i_- (I.15) et (I.16).

I.4.3 Résultat du calcul

Dans cette partie nous allons considérer un détecteur silicium qui a les caractéristiques suivantes :

- Epaisseur : d=300 μm
- Résistivité : ρ=12700 $\Omega.cm$
- Tension de polarisation : V=90 V.

Les caractéristiques de champ sont les suivantes :

- F_{crit} = 1682 V/cm
- F_{min} = 1492 V/cm
- F_{max} = 3174 V/cm

Considérons une paire électron-trou créée à la distance x_0 de la face arrière du détecteur. Les figures I.12 et I.13 donnent les signaux induits par la collection d'une paire électron-trou créée à la distance x_0=60 μm, qui correspond au parcours d'un deuton de 3 MeV, entré par la face arrière et la face avant respectivement.

D'après ces courbes on constate que la durée du signal issu du détecteur est dominée par le mouvement du trou dans le cas où le faisceau entre par la face arrière, et par le mouvement de l'électron dans le cas où le faisceau entre par la face avant.

I.4.3.1 Calcul du courant créé par une particule

Supposons que le détecteur, cité précédemment, soit irradié par un proton de 3 MeV (parcours R=91 μm). Nous calculons le signal de courant produit en considérant toutes les contributions de chaque porteur de charge créé dans chaque tranche tout au long de la trace de la particule dans le détecteur. Le résultat obtenu est donné par la figure I.14 lorsque nous supposons que la particule a pénétré par la face arrière et par la figure I.15 lorsque la particule est entrée par la face avant.

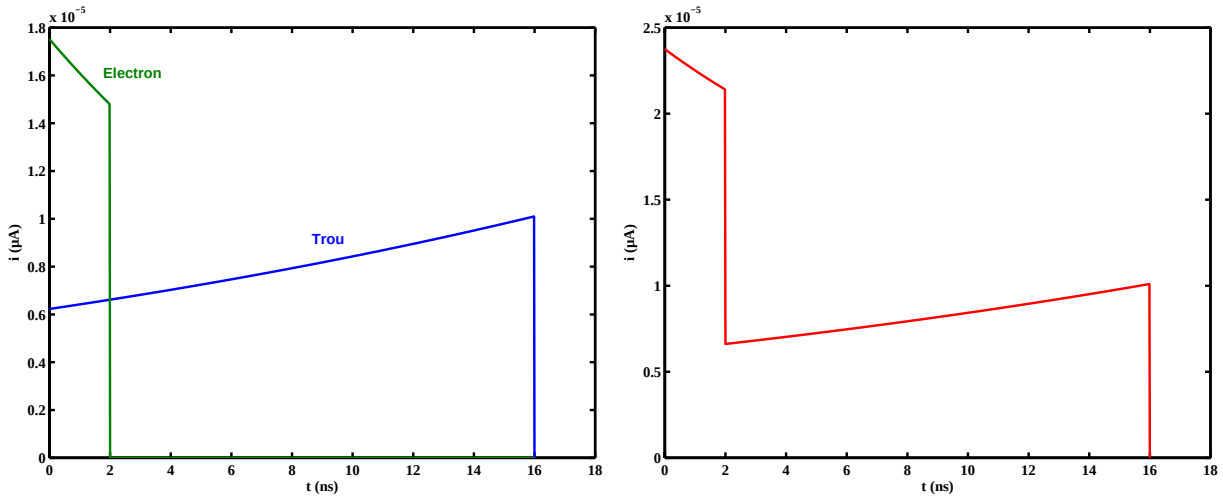

FIG. I.12 – *(gauche) signaux induits par la collection d'une paire électron-trou créée à la distance $x_0 = 60\mu m$ et (droite) signal résultant du mouvement des deux porteurs de charge (Faisceau entrant par la face arrière).*

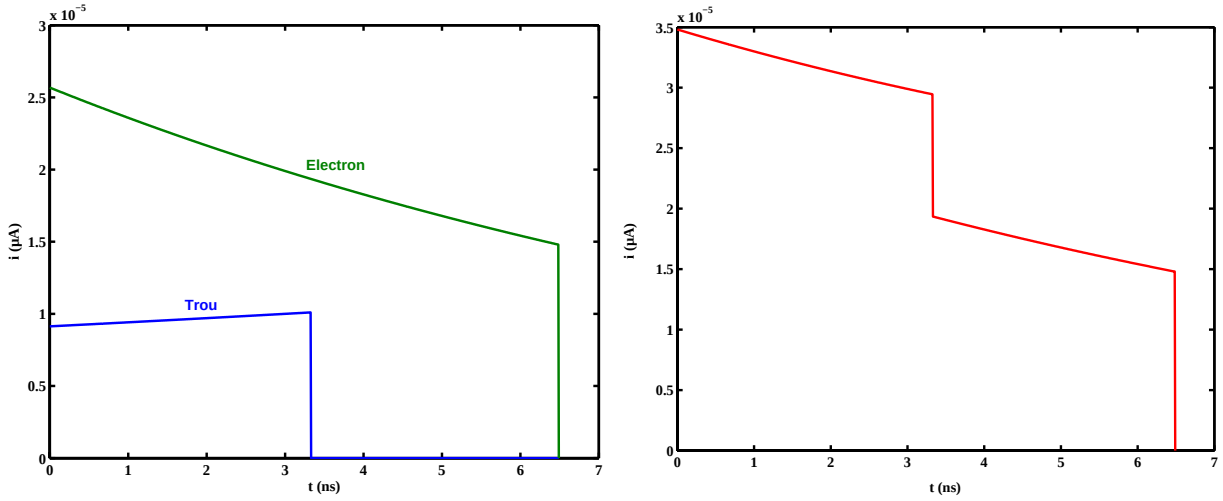

FIG. I.13 – *(gauche) signaux induits par la collection de chaque porteur de charge créé à la distance $x_0 = 60\mu m$ et (droite) signal résultant du mouvement des deux porteurs de charge (faisceau entrant par la face avant).*

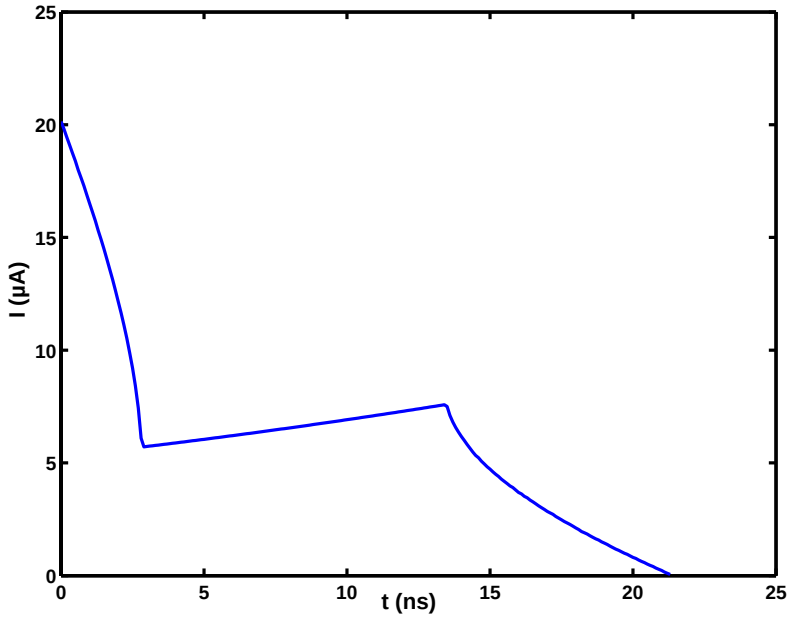

FIG. I.14 – *Signal de courant issu d'un proton de 3 MeV (faisceau entrant par la face arrière)*

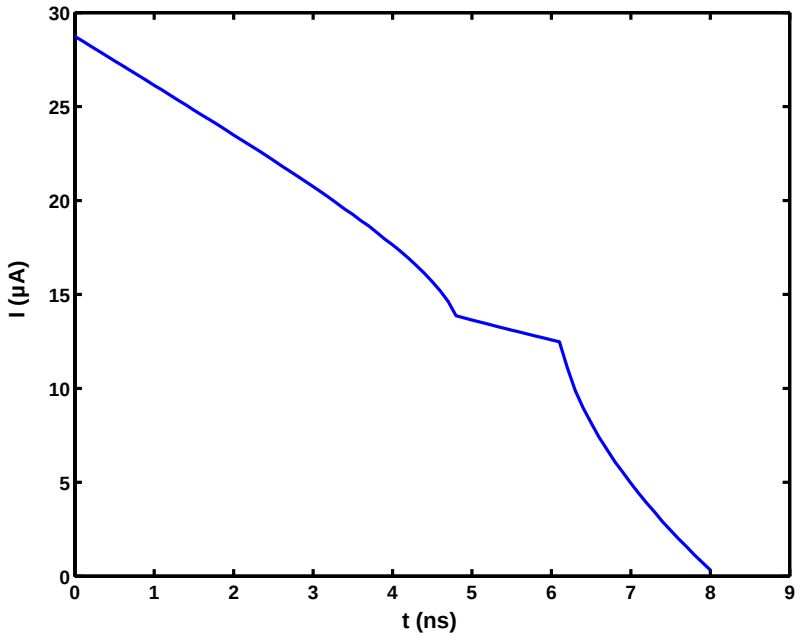

FIG. I.15 – *Signal de courant issu d'un proton de 3 MeV (faisceau entrant par la face avant)*

D'après ces formes de signaux on remarque l'effet du champ électrique sur les formes et sur le temps de collection des charges. En effet plus le champ est fort (face avant) plus le temps de collection est faible, car dans ce cas la vitesse des porteurs est grande. De même l'amplitude du signal augmente, puisque, dans les deux cas, l'intégrale de la courbe est la même car le nombre de porteurs créés dans le matériau reste inchangé. En outre, en face arrière, on distingue nettement la contribution des électrons qui ont au maximum 91 μm à parcourir alors que les trous, trois fois plus lents, doivent pratiquement parcourir une grande partie de l'épaisseur du détecteur (300 μm).

I.4.3.2 Effet de l'énergie et donc du parcours de la particule incidente sur la forme du signal

Supposons que le détecteur dont les caractéristiques sont citées au début de ce paragraphe soit irradié par un deuton à trois énergies différentes : 3, 5 et 7 MeV. Les parcours correspondants dans le silicium sont : 61 μm, 137 μm et 239 μm respectivement. Sachant que la particule perd le maximum de son énergie à la fin de son parcours, nous allons considérer trois paires électron-trou créées aux abscisses x_0 égales à ces trois valeurs de parcours. Les contributions de courant issues de ces trois paires sont présentées sur la figure I.16.

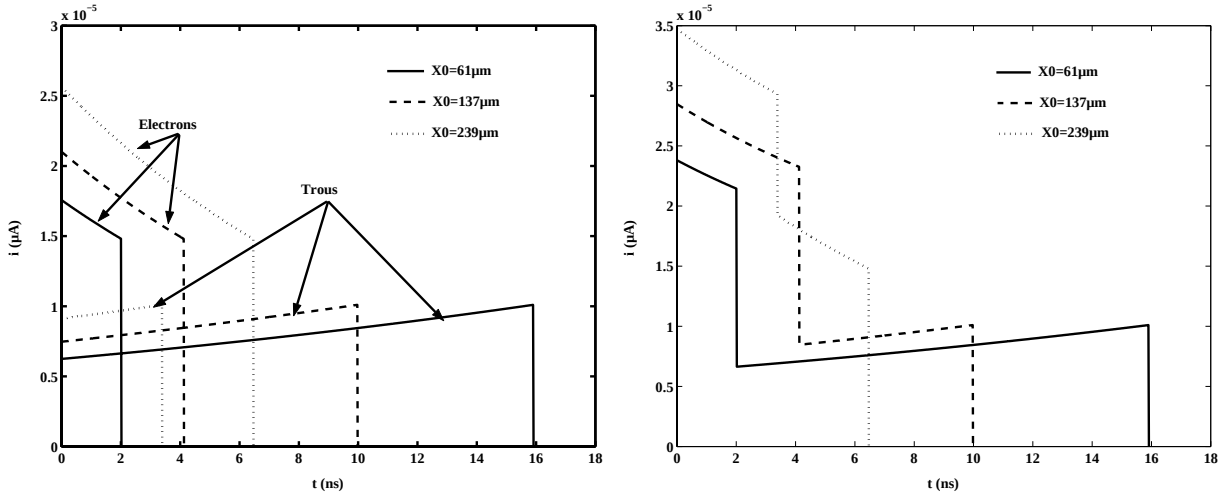

FIG. I.16 – *Signaux induits par la collection d'une paire électron-trou créée à la distance $x_0 = 61\mu m$, $x_0 = 137\mu m$ et $x_0 = 239\mu m$. (gauche) contribution de chaque porteur de charge et (droite) signal résultant du mouvement des deux porteurs de charge (faisceau entrant par la face arrière).*

Nous remarquons que les trois paires donnent trois formes de courant différentes. En effet plus la paire est créée loin de la face arrière plus le temps de collection du trou diminue et celui de l'électron augmente. Dans le cas où x_0=239 μm le temps de collection de l'électron est supérieur à celui du trou malgré la mobilité de l'électron trois fois plus

grande que celle du trou.

Considérons maintenant l'ensemble de la trace créée par l'ionisation du deuton dans le silicium aux trois énergies précédentes. Nous constatons que le temps total de collection des charges est le même indépendamment de l'énergie 3, 5 ou 7 MeV, soit 21 ns (figure I.17). En fait, le temps de collection total est donné par les premiers trous, ceux qui ont été créés au tout début du parcours. Ils ont pratiquement tout le détecteur à traverser et génèrent la contribution la plus longue du signal.

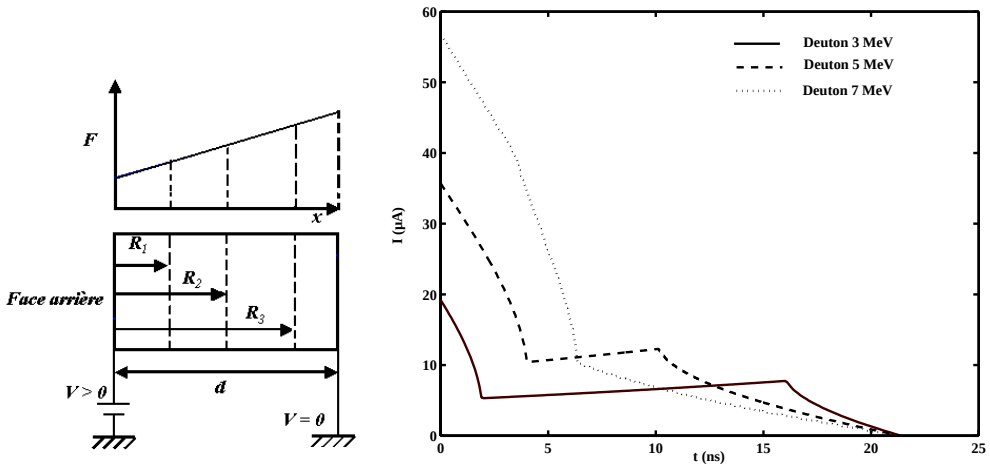

FIG. I.17 – *Effet de l'énergie et du parcours de la particule sur la forme du signal de courant*

I.4.3.3 Effet de la tension de polarisation sur la forme du signal

Si nous prenons une paire électron-trou créée à une distance x_0=60 μm de la face arrière d'un détecteur qui a la même résistivité et la même épaisseur que le détecteur considéré et que nous supposons qu'il est polarisé une fois à 70 V (F_{max}=2469 V/cm) et une autre fois à 90 V (F_{max}=3174 V/cm), nous remarquons que le temps total de la collection d'une paire est de 21 ns dans le cas où la tension est de 70 V alors qu'il est inférieur (16 ns) dans le cas d'une tension de 90 V (voir figure I.18). Ainsi plus le champ est élevé, plus la collection est rapide.

I.4.3.4 Effet de la résistivité du détecteur sur la forme du signal

Prenons maintenant deux détecteurs dont les résistivités sont respectivement 12700 $\Omega.cm$ (silicium standard) et 2500 $\Omega.cm$ (silicium n-TD). Nous allons supposer que ces deux détecteurs ont la même épaisseur de 300 μm et, pour les besoins de calcul, qu'ils sont polarisés avec la même tension de polarisation de 190 V. Les champs électriques sont assez différents. En effet, d'après les relations (I.7), (I.8) et (I.12), nous avons les valeurs données par le tableau I.1.

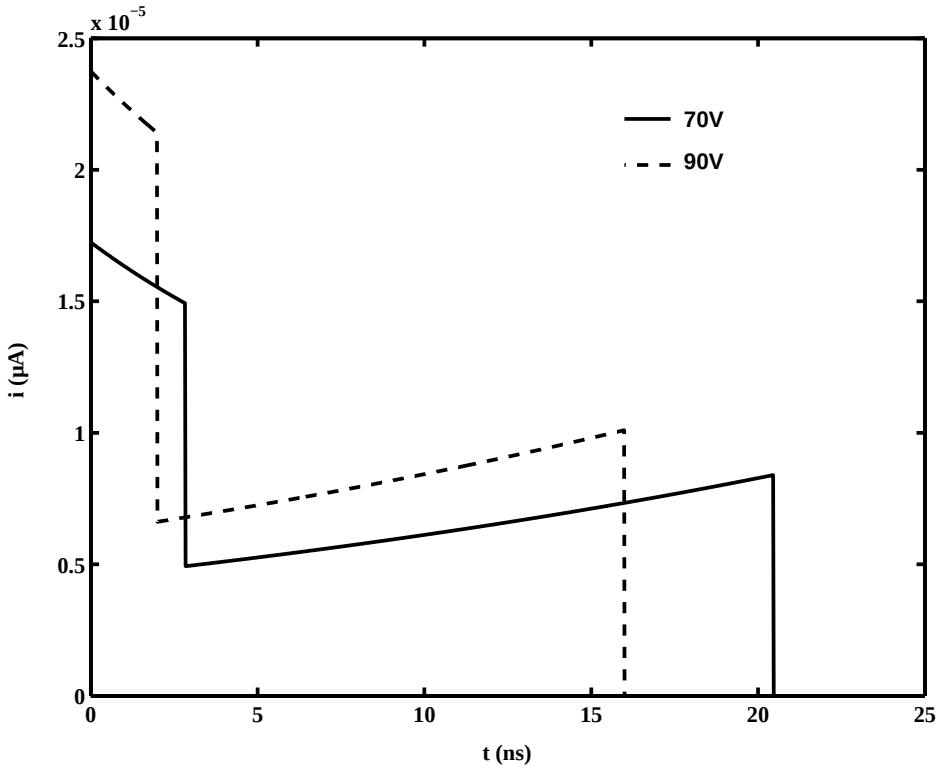

FIG. I.18 – *Effet de la tension de polarisation sur la collection d'une paire électron-trou*

Résistivité ($\Omega.cm$)	2500	12700
F_{crit} (V/cm)	8544	1682
F_{min} (V/cm)	2061	5492
F_{max} (V/cm)	10605	7174

TAB. I.1 – *Valeurs de champ électrique pour les deux détecteurs de résistivités différentes et de tensions de polarisation identiques*

Les résultats de calcul des signaux de courant issus d'une paire électron-trou, créée à une distance de 60 μm des faces arrières de ces deux détecteurs, sont présentés sur la figure I.19. Nous remarquons très bien l'effet de la résistivité sur la forme du signal de courant. Malgré un temps total de collection pratiquement identique pour les deux détecteurs (8 ns) les formes des deux signaux sont totalement différentes.

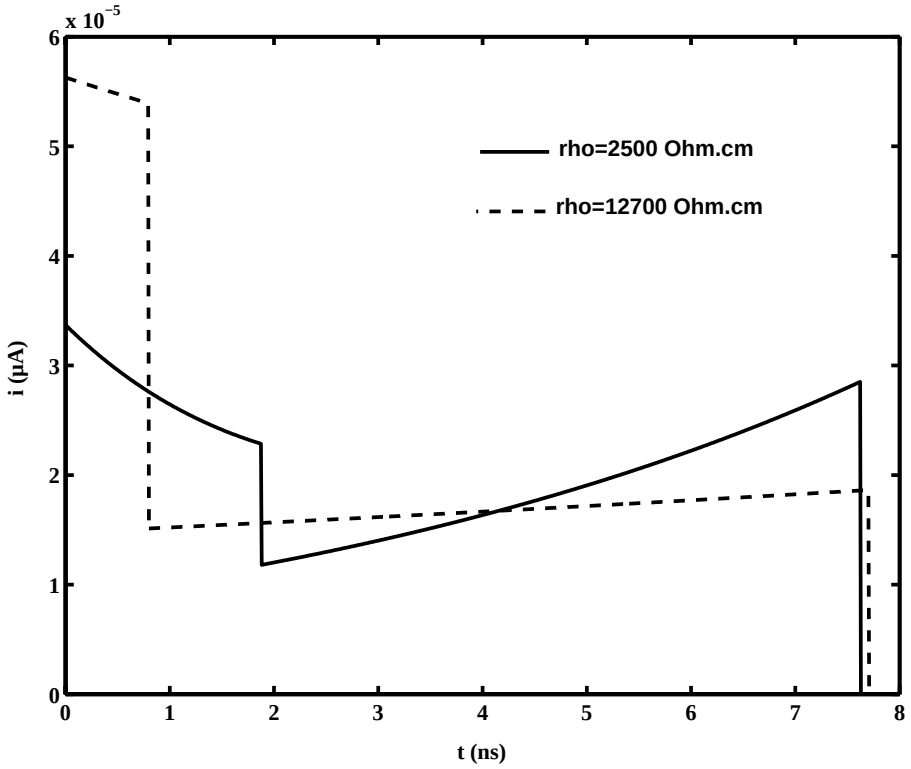

FIG. I.19 – *Effet de la résistivité du détecteur sur la collection d'une paire électron-trou*

I.5 Conclusion

Il apparaît clairement que les paramètres tels que parcours de la particule ou de l'ion détectés, résistivité et tension de polarisation et donc champ électrique dans le détecteur auront un effet primordial sur les temps de collection ainsi que sur les formes des signaux de courant issus des détecteurs silicium.

Chapitre II

Un nouveau type de préamplificateur

II.1 Introduction

Afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec les impulsions simulées issues des détecteurs, il est nécessaire de caractériser aussi parfaitement que possible l'ensemble préamplificateur et détecteur, de façon à obtenir une modélisation à introduire dans la simulation. Dans ce but, il faut mesurer l'impédance des détecteurs et les gains en courant des préamplificateurs.

II.2 Spécifications des préamplificateurs hybrides

Un nouveau concept de préamplificateur hybride comportant deux voies de sortie a été développé. En plus d'une sortie charge spécifique aux préamplificateurs de charge classiques, il est muni d'une sortie courant dont le signal, homogène à une tension, est une fidèle représentation du signal de courant issu du détecteur [20]. Il existe actuellement deux versions de préamplificateurs, destinés aux deux types d'expériences que nous décrirons par la suite, avec les spécifications suivantes :

- Version 1 : appelée "PACI faible dynamique" destiné principalement à la détection des particules chargées légères.

  - Gamme d'énergie : 0-120 MeV.
  - Gain en sortie charge (1 $M\Omega$) G_c = 12 mV/MeV.
  - Gain en sortie courant(50 Ω) G_I = 590 V/A.

- Version 2 : appelée "PACI forte dynamique" destiné principalement à la détection des ions lourds.

  - Gamme d'énergie : 0-2.5 GeV.

- Gain en sortie charge (1 $M\Omega$) $G_c = 1.4$ mV/MeV.
- Gain en sortie courant(50 Ω) $G_I = 140$ V/A.

II.3 Les éléments de la simulation analogique

La simulation de type "SPICE" [21] du PACI prend en compte essentiellement trois étages (figure II.1) :

- l'étage d'entrée constitué de l'impédance Z_{det} modélisant le détecteur à utiliser,
- l'étage d'amplification en charge; le gain en charge G_c est proportionnel à $\frac{1}{C_f}$, avec $G_c = \frac{V_{out}}{I_{in}}$ et C_f la capacité de contre-réaction. Le BUF 600 sert à l'adaptation d'impédance.
- l'étage avec la sortie courant dont l'amplification est le gain en courantG_I.

Le fonctionnement des différents PACI est détaillé dans la référence [11].

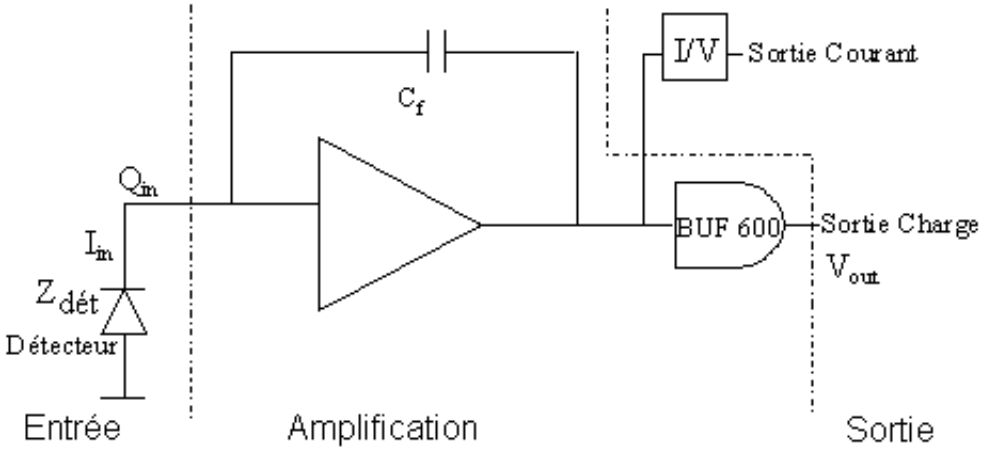

FIG. II.1 – *Schéma simplifié du PACI*

II.4 Mesure de l'impédance des détecteurs

II.4.1 Méthode

Pour mesurer l'impédance des différents détecteurs, nous avons utilisé un impédance mètre. Le circuit de mesure est donné par la figure II.2 et les détails de la mesure se trouvent en annexe A.

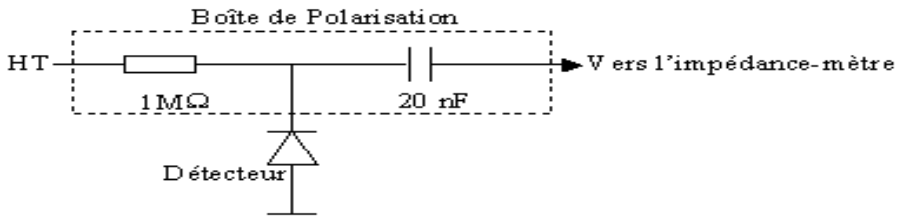

FIG. II.2 – *Circuit de mesure de l'impédance du détecteur*

Les mesures ont été faites pour différentes fréquences [1, 10, 30, 70 MHz], et pour différentes tensions de polarisation des détecteurs (HT). Le schéma équivalent de l'impédance mesurée est donné par la figure II.3,

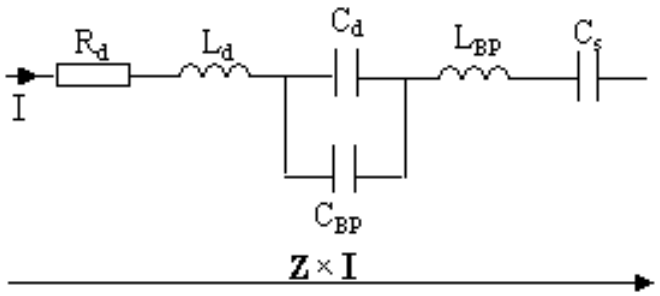

FIG. II.3 – *Impédance équivalente du circuit de mesure*

Dans ces conditions, nous avons :

- Z : Impédance totale du circuit,
- R_d : Résistance série d'accès au détecteur,
- L_d, L_{BP} : Inductance d'accès au détecteur et de la boîte de polarisation; $L_{eq} = L_d + L_{BP}$,
- C_d, C_{BP} : Capacité du détecteur et de la boîte de polarisation; $C_{eq} = C_d + C_{BP}$,
- C_s : Capacité série (capacité d'isolement entre l'impédance mètre et la haute tension) mesurée et égale à 20 nF.

Dans cette configuration, il est aisé de calculer R_d, L_{eq}, et C_{eq} à partir des équations suivantes (voir annexe A) :

$$R_d = |Z| \times \cos\theta, \tag{II.1}$$

$$L_{eq} \times \omega - \frac{1}{C_{eq} \times \omega} = |Z| \times \sin\theta + \frac{1}{C_s \times \omega}, \tag{II.2}$$

avec $\omega = 2 \times \pi \times f$, f étant la fréquence de mesure et θ l'argument de Z.

II.4.2 Résultats des mesures

Tous les détecteurs disponibles pour les expériences ont été mesurés ; leurs caractéristiques sont regroupées dans le tableau II.1.

Détecteur	Type du silicium	Surface (mm^2)	Epaisseur (μm)	Résistivité ($\Omega.cm$)
AZ200	nTD	200	300	2500
AZ600	nTD	600	300	2500
AZ1700	nTD	1700	300	2500
AZ200b	nTD	200 (Boîtier)	300	2500
AZ600b	nTD	600 (Boîtier)	300	2500
AZ1700b	nTD	1700 (Boîtier)	300	2500
MU300	Standard	64	300	12700
MU500	Standard	64	500	12800

TAB. II.1 – *Caractéristiques des différents détecteurs*

II.4.2.1 Exemple : Cas du détecteur AZ200

- Mesure de R_d, L_{eq} et C_{eq}

Nous avons procédé à la mesure de R_d, L_{eq} et C_{eq}. Le tableau ci-dessous donne la variation de la capacité calculée en fonction de la tension de polarisation.

U (V)	C_{eq} (pF)
50	103
100	75
140	73
170	73

TAB. II.2 – *Variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation*

La courbe $C_{eq} = f(U)$ est donnée par la figure II.4. La tension de déplétion est obtenue lorsque la capacité devient stable. Dans ce cas nous l'avons évaluée à 120 V, ce qui est en accord avec la valeur donnée par le fabricant.

– $L_{eq} = 47$ nH,

- $C_{eq} = 73$ pF,
- $R_d = 4\Omega$,

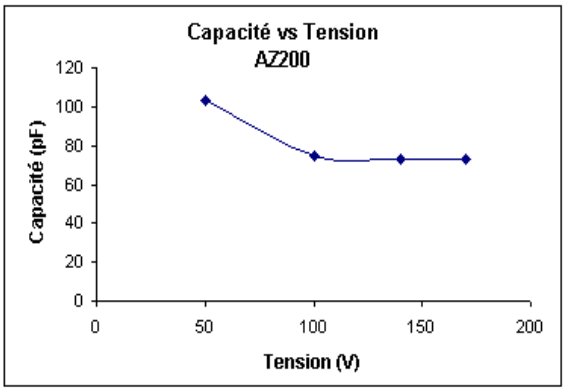

FIG. II.4 – *Courbe $C_{eq} = f(U)$*

- Mesure de C_{BP} et L_{BP}

Nous avons monté le circuit de la figure II.2 sans mettre le détecteur ni l'alimentation et nous avons mesuré comme précédemment $|Z|$ et θ pour différentes valeurs de fréquences. Nous supposons que le modèle de la boîte de polarisation est comme indiqué sur la figure II.5.

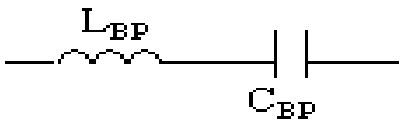

FIG. II.5 – *Impédance de la boîte de polarisation*

Nous avons :

$$L_{BP} \times \omega - \frac{1}{C_{BP} \times \omega} = |Z| \times \sin\theta \tag{II.3}$$

Nous obtenons $L_{BP} = 27nH$; $C_{BP} = 10pF$.
D'après les valeurs de L_{eq}, C_{eq}, L_{BP}, et C_{BP} nous déduisons les valeurs de L_d et de C_d.
$C_d = C_{eq} - C_{BP} = 73 - 10 = 63pF$.
$L_d = L_{eq} - L_{BP} = 47 - 27 = 20nH$.
La valeur calculée de L_d tient compte des inductances des connecteurs SMA et BNC présents sur les détecteurs et le circuit de mesure. Sachant que l'inductance d'une piste d'un circuit imprimé est de 10 nH/cm, nous estimons la valeur de l'inductance due aux

connecteurs à 17 nH. La valeur L_d du détecteur seul est donc de 3nH. Notons que ces deux valeurs (3 nH et 20 nH) n'ont pas d'influence en simulation sur la sortie courant qui nous intéresse. De plus l'inductance dépend de la configuration expérimentale.

II.4.2.2 Résultats obtenus pour tous les détecteurs

Tous les résultats de mesure concernant les différents détecteurs sont présentés dans le tableau II.3. Dans ce tableau, nous remarquons que le détecteur AZ600 a une résistance de 16Ω. Cette différence par rapport aux autres détecteurs est due à la résistance de contact créée par les connexions de type bonding. Ce détecteur, après réparation par le constructeur, a retrouvé une valeur de 4Ω. L'intérêt des mesures d'impédance est donc de mettre en évidence d'éventuels défauts de constructions des détecteurs.

Détecteur	$C_d(pF)$	R_d (Ω)	L_d (nH)
AZ200	63	4	3
AZ600	232	16	3
AZ1700	625	5	3
AZ200b	61	3	3
AZ600b	215	3	3
AZ1700b	646	2	3
MU300	16	2	3
MU500	12	2	3

TAB. II.3 – *Mesure de l'impédance des différents détecteurs*

II.5 Sortie courant des PACI : mesure des gains

II.5.1 Introduction

Afin de bien caractériser le PACI en simulation et pouvoir ainsi correctement comparer les signaux de courant mesurés à ceux calculés, il fallait mesurer le gain en sortie courant des différents PACI.

II.5.2 Méthode

Pour cette mesure, nous utilisons le circuit de la figure II.6. Un générateur d'impulsion délivre un signal V_{in}. C_{inj} est la capacité d'injection qui vaut 18 pF pour les PACI dédiés aux détecteurs MUX00 et 30 pF pour ceux dédiés aux détecteurs AZXX00. Pour le calcul de gain, nous mesurons l'intégrale du signal de sortie courant V_{Iout} en utilisant un codeur de charge dont la résolution est de 0.25pC/canal, qui divise cette valeur de l'intégrale par sa résistance interne R_{QDC} : $Q_{out} = \frac{1}{R_{QDC}} \int V_{Iout} dt$. Nous traçons la droite Q_{out} en fonction de $Q_{in} = V_{in} \times C_{inj}$. L'estimation du gain est donnée par la pente de la droite.

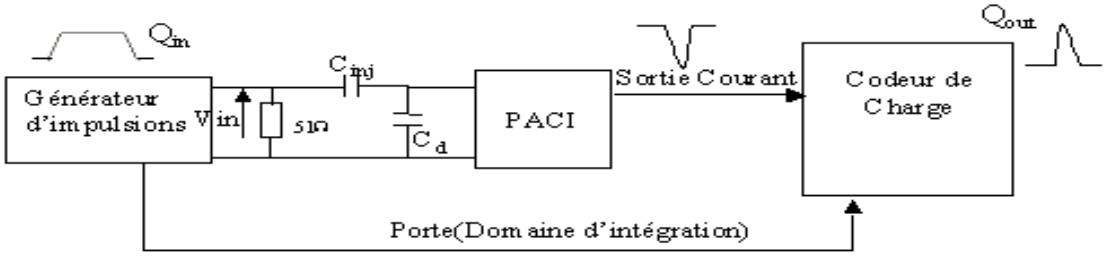

FIG. II.6 – *Circuit de mesure des gains des PACI*

Afin d'éviter tout empilement au niveau de la sortie charge du PACI, nous tenons compte de la période de l'impulsion délivrée par le générateur. Pour toutes les mesures la période a été choisie à 10 ms, ce qui nous garantit l'absence d'empilements. La forme de l'impulsion utilisée est donnée par la figure II.7.

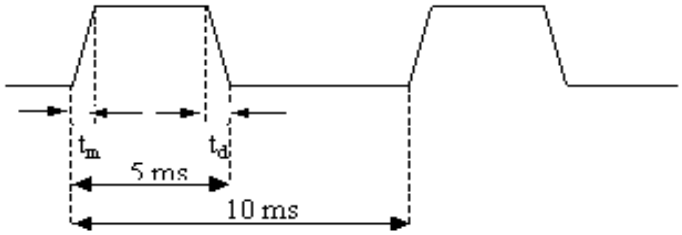

FIG. II.7 – *Forme de l'impulsion fournie par le générateur*

t_m et t_d sont les temps de montée et de descente de l'impulsion. t_m correspondrait sur un signal physique au temps de collection des charges.

II.5.3 Résultats de la mesure sur un cas particulier

- PACI faible dynamique, $C_{inj} = 18$ pF.
- Détecteur MU300.
- Temps de montée de l'impulsion d'entrée délivrée par le générateur $t_m = 40ns$.

Dans le tableau II.4, nous présentons les résultats de mesures faites dans ce cas particulier.

- V_{in} (Volt) est l'amplitude de l'impulsion,
- Q_{in} (pC) la quantité de charge d'entrée : $Q_{in} = V_{in} \times 18$ pF,
- Q_{out} (canal) la valeur de l'intégrale du signal de courant,

V_{in} (Volt)	Q_{in} (pC)	Q_{out} (Canal)	Q_{out} (pC)
0.01	0.18	41.81	10.45
0.012	0.21	42.83	10.70
0.014	0.25	43.94	10.98
0.016	0.28	45	11.25
0.018	0.32	46.14	11.53
0.02	0.36	47.37	11.84
0.025	0.45	50.24	12.56
0.03	0.54	53.4	13.35
0.06	1.08	73.64	18.41
0.08	1.44	87.6	21.9
0.1	1.8	101.82	25.45
0.2	3.6	176.01	44

TAB. II.4 – *Mesure du gain expérimental du PACI faible dynamique*

- Q_{out} (pC) la valeur de l'intégrale du signal de courant.

En traçant la courbe Q_{out} en fonction de Q_{in} (figure II.8), nous calculons la pente de la droite interpolée qui est la valeur du gain en courant de ce PACI. Soit G_{exp} cette valeur de gain, nous avons alors $G_{exp} = 9.78$.

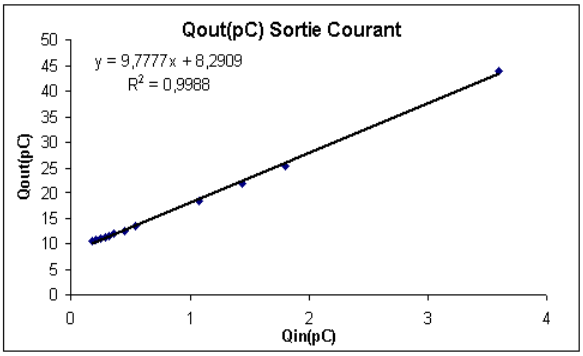

FIG. II.8 – *Courbe* $Q_{out} = f(Q_{in})$

II.5.3.1 Gains des PACI utilisés

Le tableau II.5 récapitule les valeurs de gains des différents PACI, obtenues expérimentalement pour quelques valeurs de temps de montée de l'impulsion, représentatives des temps de collections attendus. Pour obtenir le gain en V/A, il suffit de multiplier la valeur de gain en pC/pC par la valeur de la résistance (51Ω) en sortie courant. Nous remarquons que le gain des différents PACI dépend faiblement du temps de montée de l'impulsion.

Temps de montée(ns)	PACI destiné au détecteur	Gain(pC/pC)
100	AZ200 et AZ200b	2.94
	AZ600 et AZ600b	2.71
	AZ1700 et AZ1700b	2.65
40	MU300	9.77
	MU500	9.66
10	AZ200 et AZ200b	3.46
	AZ600 et AZ600b	3.14
	AZ1700 et AZ1700b	2.97
	MU300	10.34
	MU500	10.93
5	MU300	11.35
	MU500	11.03

TAB. II.5 – *Valeurs des gains des différents PACI*

II.6 Calcul de la capacité parasite des PACI

II.6.1 Introduction

Dans le modèle du préamplificateur, il faut en particulier tenir compte des connexions qui se traduisent par l'introduction d'une capacité parasite, qui vient modifier la valeur du gain à la sortie courant. Pour cela nous allons calculer les valeurs de la capacité parasite correspondant à chaque PACI.

II.6.2 Méthode

Le schéma simplifié du préamplificateur est donné par la figure II.9. Le schéma réel étant donné en annexe C.

- C_b est la capacité du BUF600 (voir figure II.1),
- C_{Pa} est la capacité parasite,
- C_f est la capacité de contre-réaction,

Dans un schéma idéal, le courant I_0 doit être égal au courant injecté I_i. En faisant la mesure, il s'avère que I_0 est supérieur au courant que nous avons injecté.

Nous avons alors :
$I_0 = I_i + I_c$,
or : $I_c = -(C_b + C_{pa}) \times \frac{dV_0}{dt}$ et $\frac{dV_0}{dt} = -\frac{I_i}{C_f}$,
donc,

$$I_0 = I_i \times (1 + \frac{C_b + C_{Pa}}{C_f}) \tag{II.4}$$

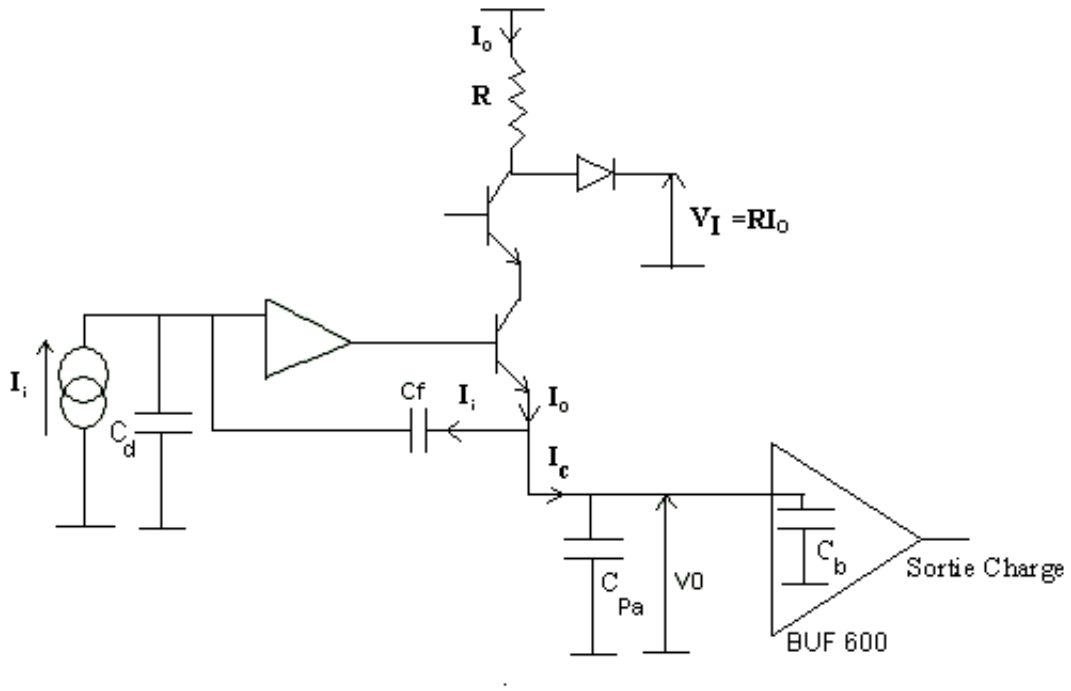

FIG. II.9 – *Schéma équivalent du PACI avec capacité parasite*

En premier lieu, nous allons calculer la capacité du BUF 600 par la simulation. Pour cela nous allons calculer les gains en sortie courant du PACI ($\frac{I_0}{I_i}$ avec et sans le BUF600.
A partir de l'équation (II.4), nous avons :

$$G_{simab} = G_{simsb} \times (1 + \frac{C_b}{C_f}) \tag{II.5}$$

$$G_{exp} = G_{simsb} \times (1 + \frac{C}{C_f}) \tag{II.6}$$

- G_{simsb} est le gain obtenu par simulation sans le BUF600,
- G_{simab} est le gain obtenu par simulation avec le BUF600,
- G_{exp} est le gain obtenu expérimentalement.

L'équation (II.5) nous donne :

$$C_b = C_f \times (1 + \frac{G_{simab} - G_{simsb}}{G_{simsb}}) \tag{II.7}$$

L'équation (II.6) nous donne :

$$C_b + C_{pa} = C_f \times (1 + \frac{G_{exp} - G_{simsb}}{G_{simsb}}) \tag{II.8}$$

soit

$$C_{pa} = C_f \times (1 + \frac{G_{exp} - G_{simsb}}{G_{simsb}}) - C_b \tag{II.9}$$

II.6.3 Résultats

En utilisant la méthode décrite dans le paragraphe précédent, nous avons calculé les valeurs de la capacité parasite, correspondant à chaque PACI, que nous avons regroupées dans le tableau II.6

Temps de montée(ns)	PACI destiné au détecteur	C_b (pF)	C_{pa} (pF)
100	AZ200	2.27	1.31
	AZ600	2.26	0.32
	AZ1700	2.3	0.61
40	MU300	1.76	1.92
	MU500	1.76	2
10	AZ200	1.9	4.14
	AZ600	2.04	1.69
	AZ1700	1.88	1.96
	MU300	1.78	2.7
	MU500	1.78	2.24
5	MU300	1.79	2.92
	MU500	1.79	2.68

TAB. II.6 – *Mesure de la capacité parasite et celle du BUF600 pour les différents PACI*

Nous constatons que la valeur de la capacité parasite introduite dans les PACI faible dynamique, destinés aux détecteurs MUX00, est du même ordre de grandeur que la capacité de contre-réaction (C_f=3.3 pF) ce qui va avoir un grand effet sur le gain théorique en courant. Pour les PACI forte dynamique, l'effet est négligeable puisque la capacité de contre-réaction est supérieure à 30 pF.

II.7 Calcul de la fonction de transfert des PACI

Le chapitre 4 sera consacré à la simulation que nous avons développée pour reproduire les signaux de courant issus des différents détecteurs silicium montés avec leurs PACI respectifs. Parmi les éléments nécessaires à cette simulation, il y a la fonction de transfert (FT) des PACI. Dans ce paragraphe nous aborderons la méthode utilisée pour aboutir à ces FT. En effet nous avons tracé les lieux de Bode des différents PACI et ce à partir du logiciel AWBHDL sur lequel sont simulés tous les PACI. En utilisant ces tracés, nous avons calculé

les pôles et le gain de chaque fonction de transfert. Les figure II.10 et II.11 montrent les lieux de Bode en amplitude (en Ohm et en dB) des PACI destinés aux détecteurs AZ200 et AZ200b, et MU300 et MU500 respectivement.

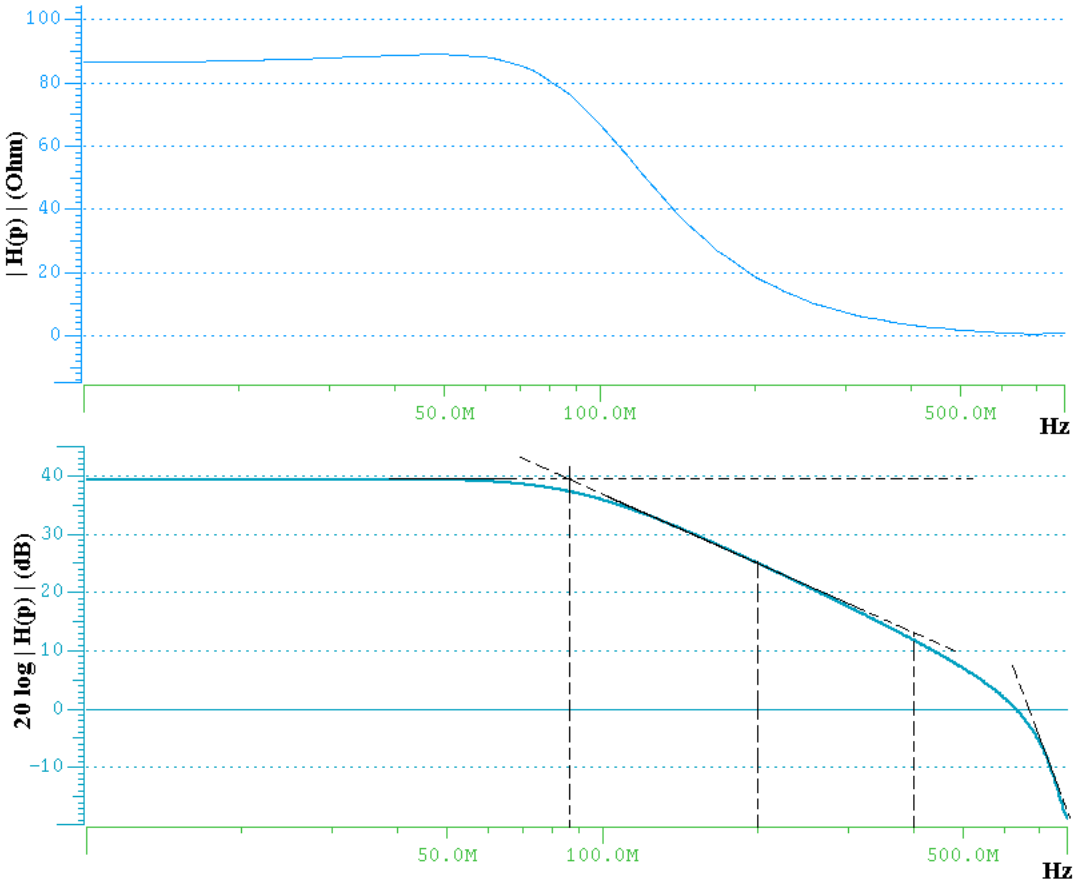

FIG. II.10 – *Les lieux de Bode du PACI destiné aux détecteurs AZ200 et AZ200b*

À partir de ces tracés de Bode, nous avons déterminé graphiquement la fonction de transfert et nous avons conclu qu'elle est de la forme suivante :

$$H(p) = \frac{V_{Iout}(p)}{I_i(p)} = \frac{k}{(p+p_1)(p+p_2)(p+p_3)} \tag{II.10}$$

Où p_1, p_2 et p_3 sont des pôles réels ou complexes. k est la valeur du gain de cette fonction de transfert et $p = j\omega = j2\pi f$.

Concernant le PACI destiné aux détecteurs AZ200 et AZ200b, nous constatons qu'il présente, comme le montre le lieu de Bode, une légère surtension Q=1.06 Ω (voir lieu de Bode en Ohm de la figure II.10) et au delà de cette surtension nous avons une assymptote de -12 dB/octave (-40 dB/décade) ce qui nous permet de conclure que nous avons deux pôles complexes conjugées p_1 et p_2. Au delà du pôle p_3, nous avons une autre assymptote

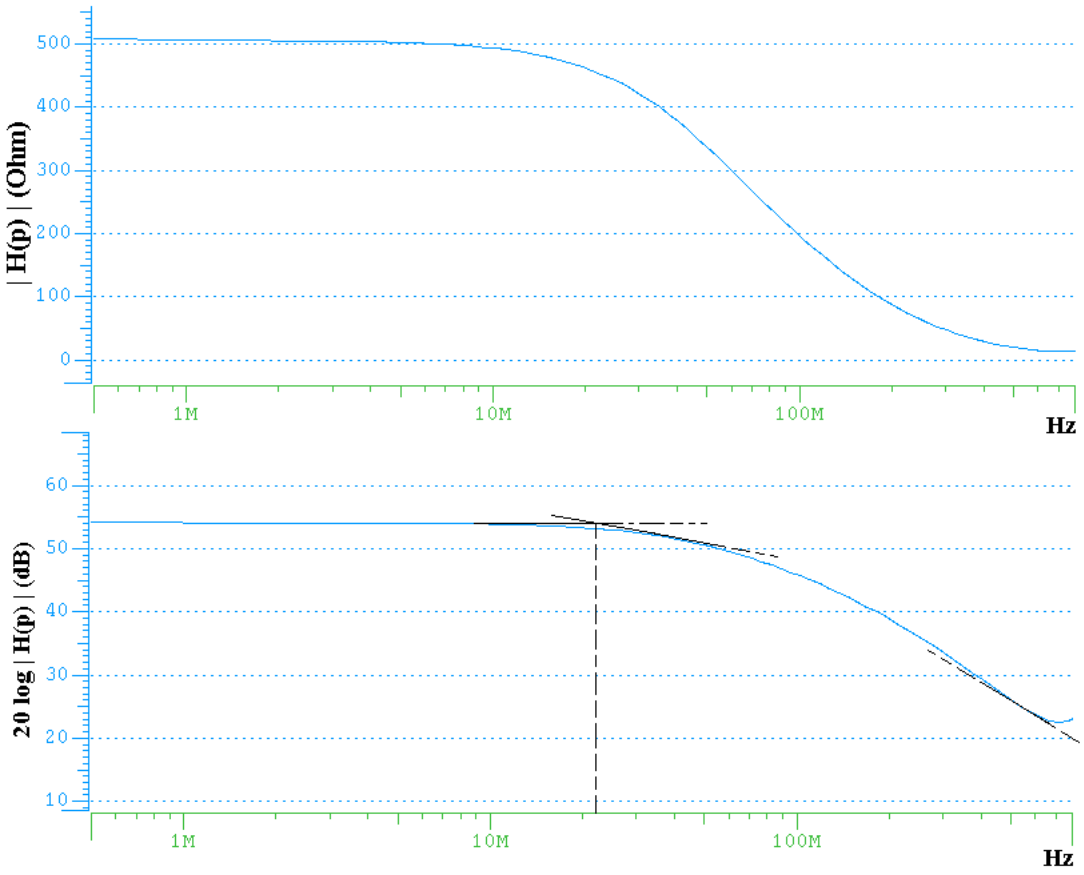

FIG. II.11 – *Les lieux de Bode du PACI destiné aux détecteurs MU300 et MU500*

de -18 dB/octave (-60 dB/décade) ce qui nous donne un autre pôle p_3 mais qui est réel cette fois ci (plus difficillement mesurable).

Ainsi nous pouvons réécrire l'équation II.10 en développant les pôles p_1 et p_2:

$$H(p) = \frac{k}{(p^2 + (p_1 + p_2)p + p_1 p_2)(p + p_3)} \tag{II.11}$$

ou encore:

$$H(p) = \frac{k}{(p^2 + 2m\omega_n p + \omega_n^2)(p + p_3)} \tag{II.12}$$

avec :

- $m = \frac{1}{2Q}$ le coefficient d'amortissement, et ω_n la pulsation de coupure.

- ω_n est telle que $\omega_p = \omega_n\sqrt{(}1 - 2m^2)$, et ω_p est la pulsation pour une amplitude maximale de $\mid H(p) \mid$.

À partir de la valeur de Q et la valeur de ω_p déterminées graphiquement, nous calculons m et ω_n, ce qui nous donne m =1.06 Ω et ω_n =502 $Mrad.s^{-1}$. Ainsi nous avons p_1 et p_2. Pour déterminer la valeur de k, nous faisons tendre ω vers des valeurs très faibles. ce qui nous donne $\mid H(\omega \to 0) \mid = 86\Omega$.

Concernant le PACI destiné aux détecteurs MU300 et MU500, nous avons choisi de le modèliser par trois pôles réels. Ceci est une approximation dûe à la résolution graphique du problème.

Le tableau II.7 contient les différentes valeurs de pôles et de gain pour les PACI destinés aux détecteurs AZ200, AZ200b, MU300 et MU500.

PACI destiné à	AZ200 et AZ200b	MU300 et Mu500
k $(\Omega.rad^3.s^{-3})$	7.544×10^{28}	167.711×10^{27}
p_1 $(rad.s^{-1})$	$-300 \times 10^6 + i510 \times 10^6$	-309.1×10^6
p_2 $(rad.s^{-1})$	$-300 \times 10^6 - i510 \times 10^6$	-781×10^6
p_3 $(rad.s^{-1})$	-2.5×10^9	-2.05×10^9

TAB. II.7 – *Les valeurs des pôles et des gains de deux types de PACI*

Nous avons comparé les résultats obtenus avec ces fonctions de transfert à ceux obtenus avec le circuit électronique simulé sur le logiciel AWBHDL. Ceci a été fait en injectant un signal de courant (voir figure II.12), attendu si le détecteur AZ200 ou AZ200b est irradié par un ^{12}C de 80 MeV, à l'entrée de la FT et en comparant sa sortie à celle du circuit électronique simulé en injectant le même signal d'entrée. La figure II.13 montre le résultat de cette comparaison en utilisant le PACI destiné aux détecteurs AZ200b.

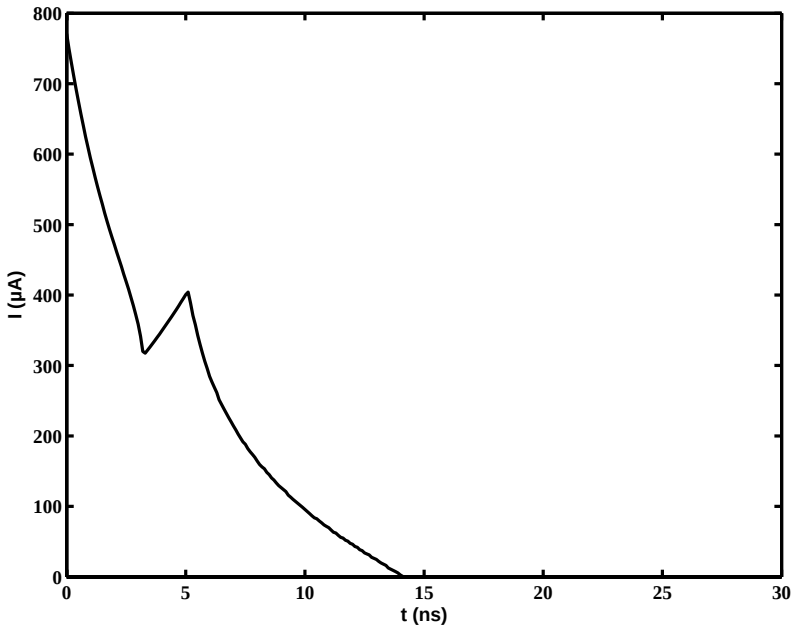

FIG. II.12 – *Signal d'entrée pour la comparaison entre la FT et le circuit électronique simulé*

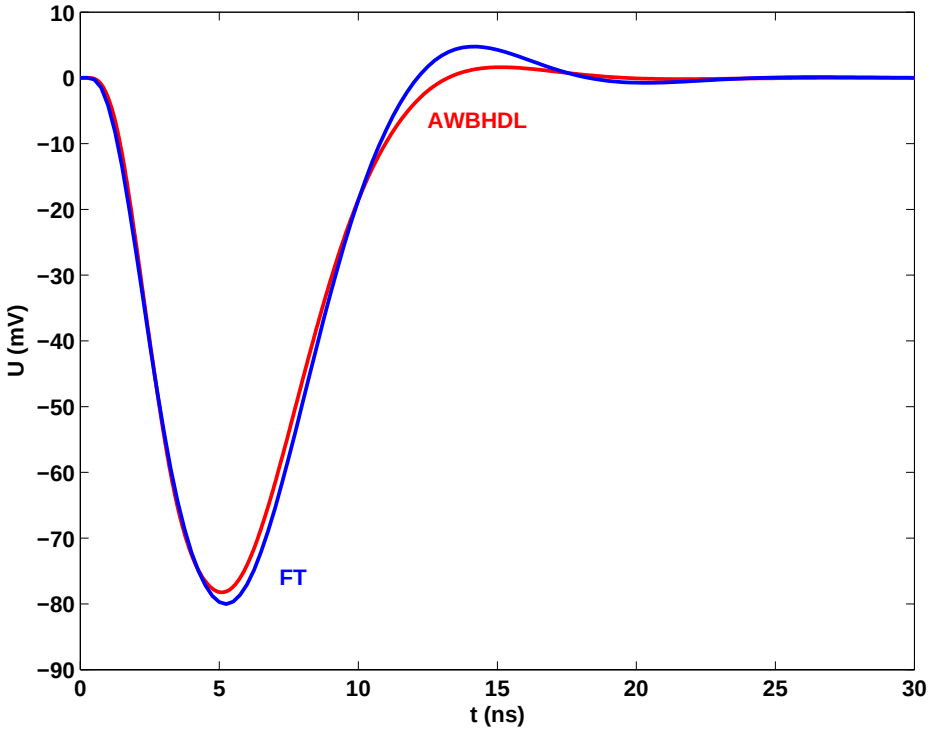

FIG. II.13 – *Comparaison entre la FT et le circuit électronique simulé*

D'après cette figure, nous constatons que le résultat obtenu avec notre fonction de transfert calculée est en bon accord avec le résultat donné par le circuit électronique simulé. Les légères différences qui existent entre les deux signaux sont dues aux approximations faites pour le calcul de la fonction de transfert.

II.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents types de nouveaux préamplificateurs développés à l'IPN pour obtenir des signaux de courant issus des détecteurs silicium lorsque ces derniers sont irradiés par des particules légères chargées ou par des ions lourds. Nous avons aussi calculé les impédances des différents détecteurs et les fonctions de transfert des PACI, et ce dans le but de bien simuler les signaux de courant pour les comparer par la suite aux données expérimentales.

Chapitre III

Signaux de courant produits par les particules chargées et les ions lourds

III.1 Introduction

Pour valider les préamplificateurs développés et construire la base de données expérimentales, deux expériences ont été menées, l'une auprès du Tandem d'Orsay et l'autre auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL). Pour chaque expérience, le dispositif expérimental ainsi que l'électronique et le système d'acquisition associés sont détaillés, et des signaux de courant sont présentés. Enfin quelques premières tentatives pour l'identification des ions détectés à partir des formes de signaux de courant sont exposées.

III.2 L'expérience au TANDEM d'Orsay

III.2.1 Introduction

Cette expérience s'est déroulée auprès de l'accélérateur Tandem d'Orsay, du 24 au 29 juin 2002, en utilisant la ligne 320 et la chambre de réaction de l'ONERA. Cette expérience avait comme but de mettre en œuvre la méthode de discrimination des ions et des particules légères chargées par l'analyse en forme de signaux et de la valider en faisant varier les différents paramètres des détecteurs ainsi que la nature et l'énergie de la particule.

III.2.2 Principe de fonctionnement de l'accélérateur

Le Tandem d'Orsay (figure III.1) est une machine électrostatique de type Van de Graaff de tension maximale de 15 MV. Cette machine peut accélérer différents types d'ions allant du proton ($Z = 1$) jusqu'à l'or ($Z = 79$) et des agrégats atomiques.

Les atomes que l'on désire accélérer sont tout d'abord transformés en ions négatifs (X^{1-}), injectés à l'une des extrémités de la machine et soumis au champ accélérateur créé par la différence de potentiel statique. Arrivés au centre, ils sont "épluchés" d'une partie

FIG. III.1 – *Photo du Tandem d'Orsay*

de leurs électrons au passage d'une mince couche de gaz ou de carbone. Ils deviennent alors des ions positifs et sont repoussés dans la deuxième partie de leur trajet(figure III.2). Un ion de charge positive Q (unités atomiques) soumis à une différence de potentiel V (Volts) va acquérir une énergie à la sortie de l'accélérateur de: $E(eV) = (Q+1)V$. Dans notre expérience nous avons accéléré des protons (^1H) et des deutons (^2H) à 3 MeV, 5 MeV, 7 MeV et 10 MeV et des isotopes de carbone (^{12}C et ^{13}C) à 80 MeV.

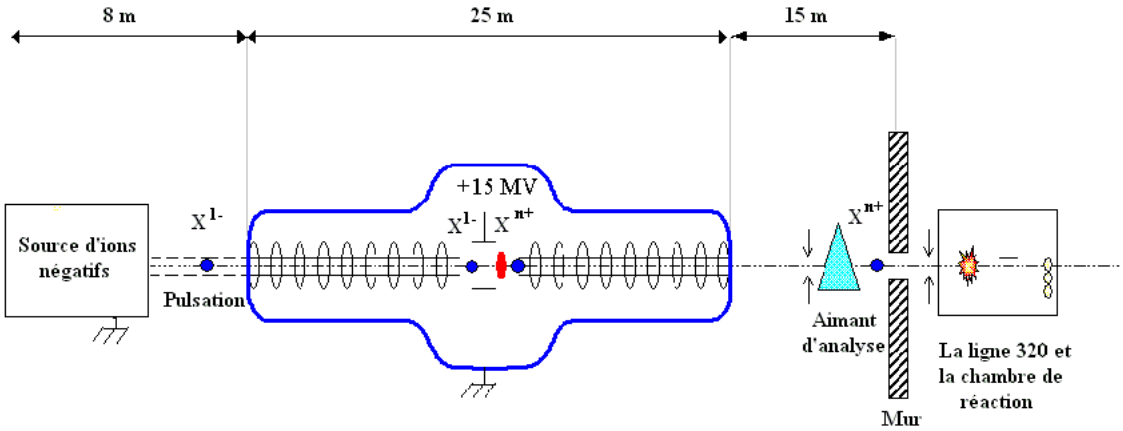

FIG. III.2 – *Schéma du principe du fonctionnement de l'accélérateur*

Pour un type d'ion donné, le nombre d'électrons perdus lors du passage dans l'éplucheur (stripper) est d'autant plus grand que l'énergie de l'ion est importante. Le phénomène a un caractère statistique, et c'est pourquoi on obtient une certaine distribution d'états de charge

à la sortie du stripper conduisant à des énergies différentes à la sortie du tube accélérateur. C'est en analysant cette distribution que l'on obtient le faisceau désiré. Afin d'amener le faisceau accéléré sur le dispositif expérimental avec les propriétés souhaitées, des jeux de fentes et de déflecteurs permettent de limiter sa dispersion angulaire et d'ajuster son alignement. Des cages de Faraday mesurent son intensité au passage de ces éléments. Ainsi, à chaque étape, on vérifie la transmission du faisceau à l'aide de l'intensité mesurée, que l'on maximise en intervenant sur les fentes et le déflecteur. Enfin, une boîte de diagnostic vérifie la composition du faisceau et la distribution des états de charge au niveau de l'aimant d'analyse. Cette boîte est composée d'un détecteur silicium pour la mesure de l'énergie, d'une cage de Faraday et d'une galette à micro-canaux pour la mesure du temps de vol (entre deux signaux Start et Stop). La pulsation du faisceau donne le signal de référence en temps pour déclencher l'acquisition (Start). Lorsque la galette reçoit une particule, elle émet un signal pour donner le temps d'arrivée (Stop). Celui-ci varie en fonction de la vitesse et l'état de charge de la particule. Une fois l'analyse effectuée, l'aimant analyseur sélectionne l'ion ayant la bonne rigidité magnétique $B\rho$, en déviant le faisceau d'une certaine valeur correspondant à l'entrée de la ligne comprenant notre dispositif expérimental.

III.2.3 Description du dispositif expérimental

La ligne 320 (figure III.3) est une ligne utilisée (notamment par l'ONERA) pour faire des tests au sol sur les caractéristiques de fonctionnement des électroniques dédiées au spatial. En effet l'électronique embarquée à bord des satellites doit fonctionner en présence de radiations ionisantes. Ces radiations peuvent induire des erreurs logiques ou même détruire des composants. Le dispositif expérimental est donné sur la figure III.4.

Le faisceau de la ligne 320 est focalisé sur une cible d'or de quelques centaines de $\mu g/cm^2$, située dans une chambre de réaction. Un spectromètre à 180° prélève une partie du faisceau alors diffusé (diffusion élastique Rutherford) pour le conduire jusqu'à la chambre d'irradiation contenant les détecteurs silicium, un système de positionnement (translation et rotation) contrôlé par ordinateur permettant de changer le détecteur et sa face d'irradiation. Une caméra permet à tout instant de visualiser l'intérieur de la chambre. Les opérations de pompage sont réalisées par un automate, situé dans l'aire expérimentale.

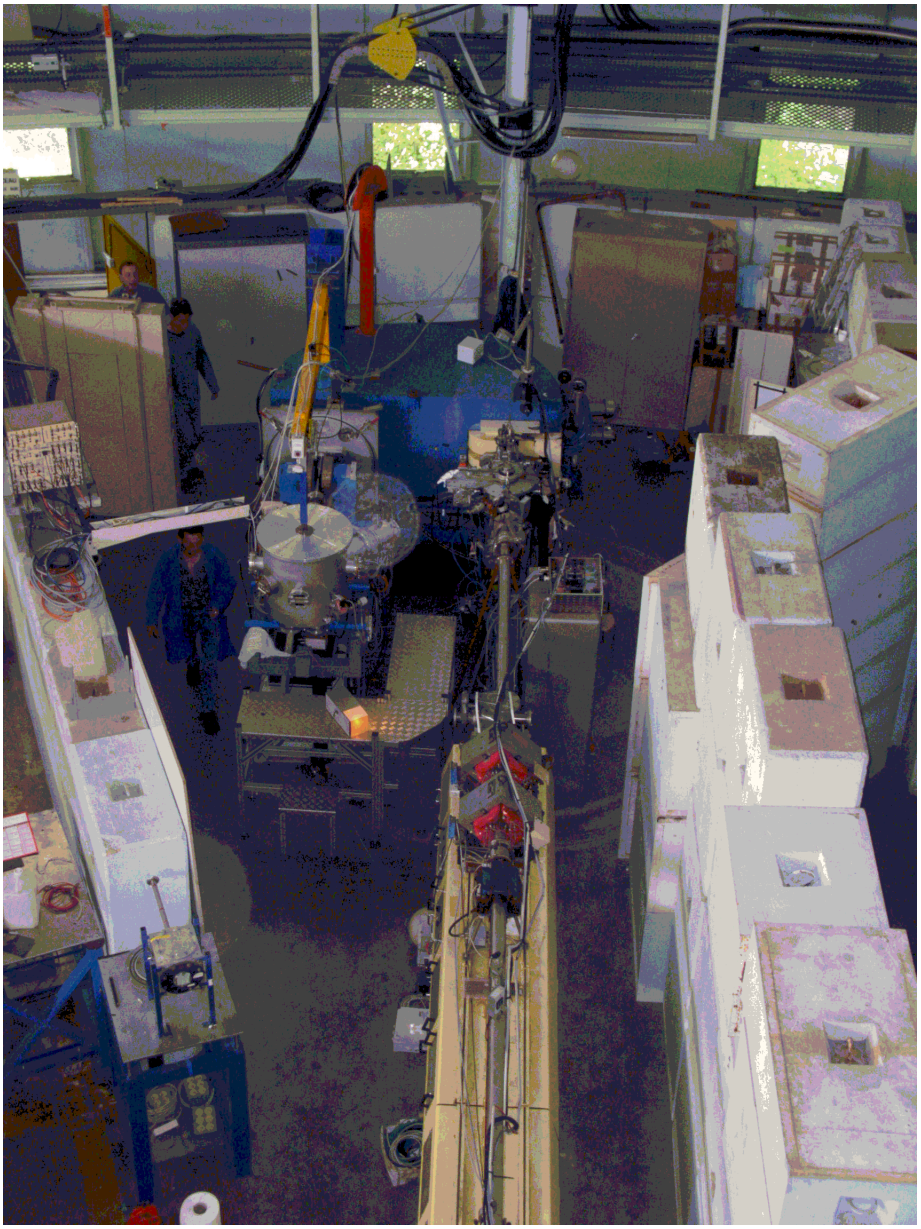

Fig. III.3 – *La ligne 320*

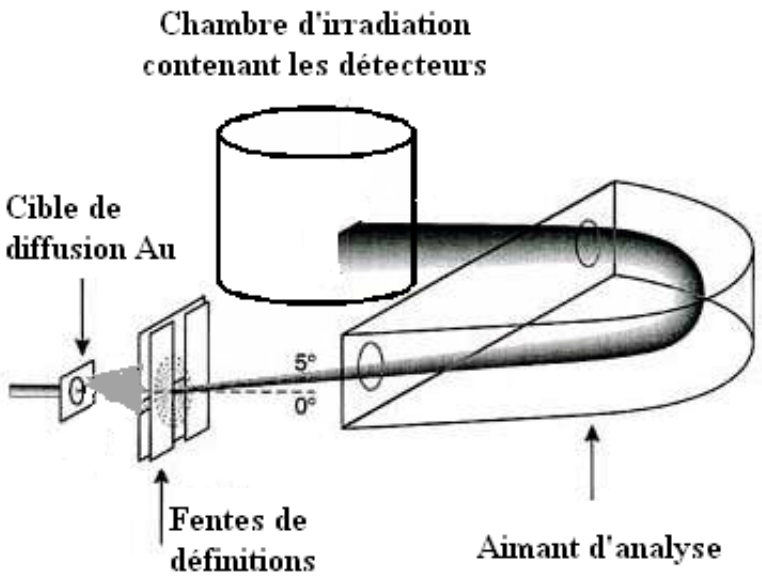

FIG. III.4 – *Le dispositif expérimental*

III.2.4 Electronique et acquisition

Dans cette expérience nous avons besoin d'exploiter deux types d'informations délivrées par les détecteurs silicium : d'une part l'énergie déposée par les ions dans le silicium, d'autre part, la forme des impulsions de courant induite par le mouvement des charges dans les détecteurs. C'est pourquoi, en plus d'une chaîne de spectroscopie classique utilisée pour le codage de la quantité de charge et mesurant de la façon la plus précise l'énergie, les services de l'IPN ont développé une acquisition intégrant la numérisation des signaux de courant [22] pour mesurer les impulsions de courant. Le montage est décrit sur la figure III.5.

Le signal de charge en sortie du PACI est amplifié et mis en forme dans un amplificateur (A) de type ORTEC 572. L'amplitude du signal après amplification est ensuite convertie en numérique par un convertisseur analogique numérique (CAN), intégré dans un châssis CAMAC, qui code l'amplitude du signal sur 12 bits. Afin de synchroniser toute l'acquisition, la sortie charge est aussi envoyée vers un amplificateur rapide (AR) dont la sortie est reliée à un discriminateur à fraction constante (DFC) qui génère un signal logique. Tous les détecteurs silicium utilisés étaients traités de la même façon (voir figure III.5). Les sorties des différents DFC sont reliées à un module logique OU. Ce dernier déclenche l'acquisition sur le CAMAC pour la mesure de l'énergie. L'oscilloscope est utilisé pour la numérisation des signaux de courant (I). Pour calibrer les voies énergie, on injecte sur l'entrée test des PACI une impulsion délivrée par un générateur d'impulsions. On ajuste alors le gain des amplificateurs afin de pouvoir coder la quantité de charges créée dans chaque détecteur silicium. Pendant cette expérience, nous avons utilisé un oscilloscope numérique Tektronix

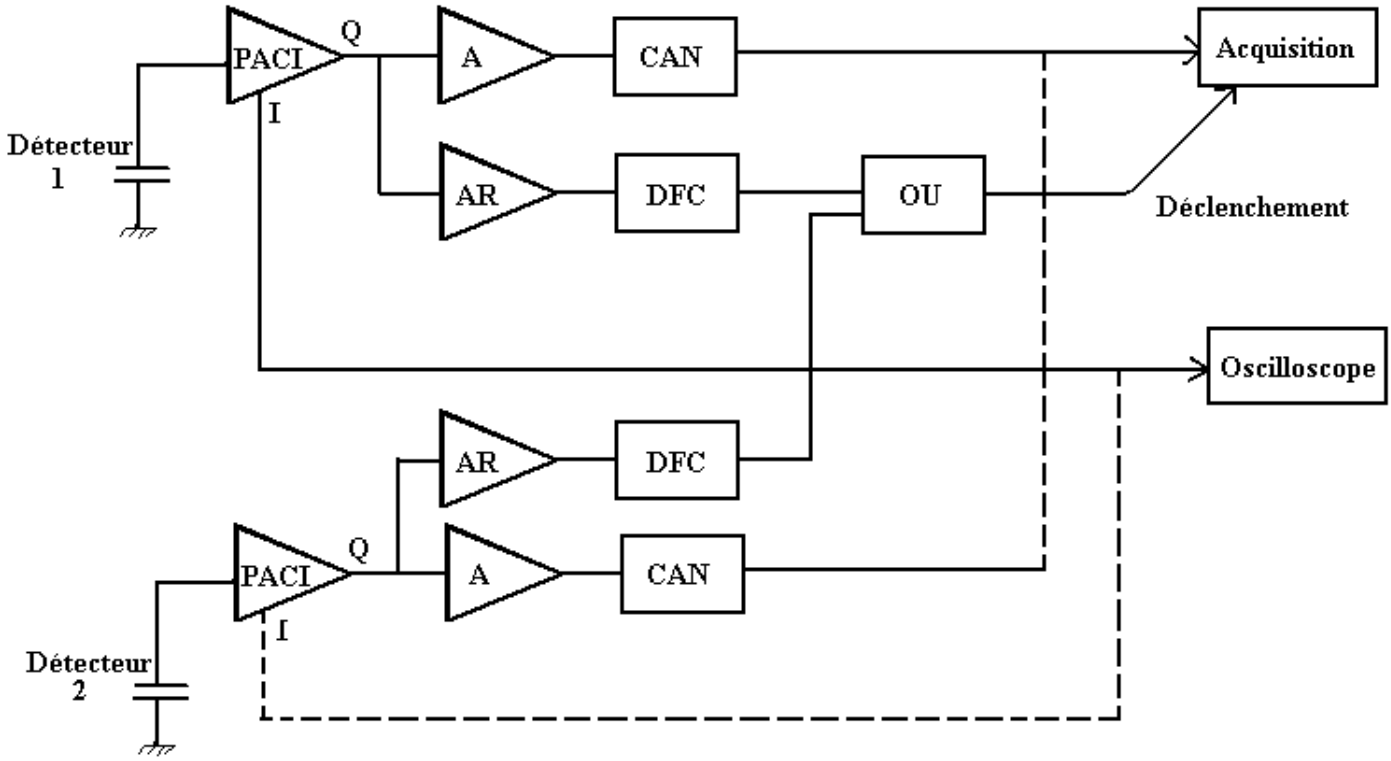

FIG. III.5 – *L'électronique utilisée pendant l'expérience*

(TDS544A) à 4 Giga-échantillons/s codant sur 1000 ou 2000 (selon le cas) canaux de 8 bits de profondeur. L'oscilloscope a été relié à l'acquisition par son port GPIB (General Purpose Interface Bus) via un châssis VME. Il était indispensable de contrôler l'oscilloscope à partir de la salle d'acquisition [22]. Pour cela une application client/serveur a été développé en langage C par le service informatique de l'IPN. L'interface graphique, partie client, basée sur les librairies X11 et Motifs, est gérée par la station SUN sous UNIX. Quant à la partie serveur, elle est exécutée sur une carte MVME167 sous VxWorks. La sortie vidéo de l'oscilloscope est renvoyée sur un écran VGA grâce à une connexion RJ45. Ceci permet de visualiser à distance l'écran de l'oscilloscope afin de suivre les modifications de ses paramètres. Le logiciel d'acquisition de données OASIS (Open Acquisition System Ipn Saturne) a été adapté afin d'acquérir des données provenant de cet oscilloscope numérique. Il contrôle le flux de données pour le traitement en ligne ainsi que pour la sauvegarde sur des bandes magnétiques DLT sous le format IN2P3. Une partie de ce logiciel est réservée à l'utilisateur et peut être écrite en C, C^{++} ou Fortran pour définir les spectres à visualiser lors de l'expérience. Ces spectres peuvent être à 1 ou 2 dimensions. Ils sont gérés par Cvisu qui contient un certain nombre d'outils graphiques, tels que les contours graphiques et les échelles logarithmiques, qui permettent de faire un premier traitement en ligne pour le suivi de l'expérience. Le flux de données est cependant limité dans ce système d'acquisition à cause du port GPIB (1 Mo/s). Lors de la deuxième expérience faite à GANIL, nous avons utilisé un autre système d'acquisition que nous décrirons plus loin.

III.2.5 Les résultats obtenus

Dans cette expérience, nous avons irradié cinq détecteurs silicium. Deux parmi eux sont des détecteurs silicium standards destinés à l'étude de la structure nucléaire et les trois autres sont des détecteurs de type n-TD utilisés pour l'étude de la dynamique nucléaire. Tous ces détecteurs sont fabriqués par la société Canberra. Pendant cette expérience nous avons souvent irradié les détecteurs par la face arrière mais dans certains cas nous les avons aussi testés en envoyant les ions sur leur face avant, ceci dans le but de vérifier l'effet du champ électrique sur la forme du signal de courant.

Pour les particules (proton et deuton), nous avons utilisé les deux détecteurs silicium standards : MU300 et MU500 (voir les caractéristiques dans le tableau II.1). Pendant l'expérience ces deux détecteurs étaient polarisés sous 30 V, 50 V, 70 V, 90 V, et 110 V (la tension de déplétion est d'environ 25 V). Ces deux détecteurs ont été irradiés par des faisceaux de proton et de deuton aux énergies de 3, 5, 7, et 10 MeV.

Pour les ions lourds (^{12}C et ^{13}C), nous avons utilisé trois détecteurs n-TD : AZ200, AZ600 et AZ1700 (voir les caractéristiques dans le tableau II.1). Nous avons utilisé ces trois détecteurs de surfaces différentes (200, 600 et 1700 mm^2) pour évaluer l'effet de la surface du détecteur et donc de sa capacité sur la forme des signaux de courant. Lors de l'expérience, ces détecteurs étaient testés sous deux tensions de polarisation à savoir 140 V et 190 V (la tension de déplétion est de 120 V).

III.2.5.1 Calibration en énergie et calcul de la résolution des détecteurs

La figure III.6 montre deux exemples de spectres en énergie d'un proton de 5 MeV, ainsi que les droites de régression de l'énergie en fonction du numéro de canal pour les détecteurs MU300 et MU500.

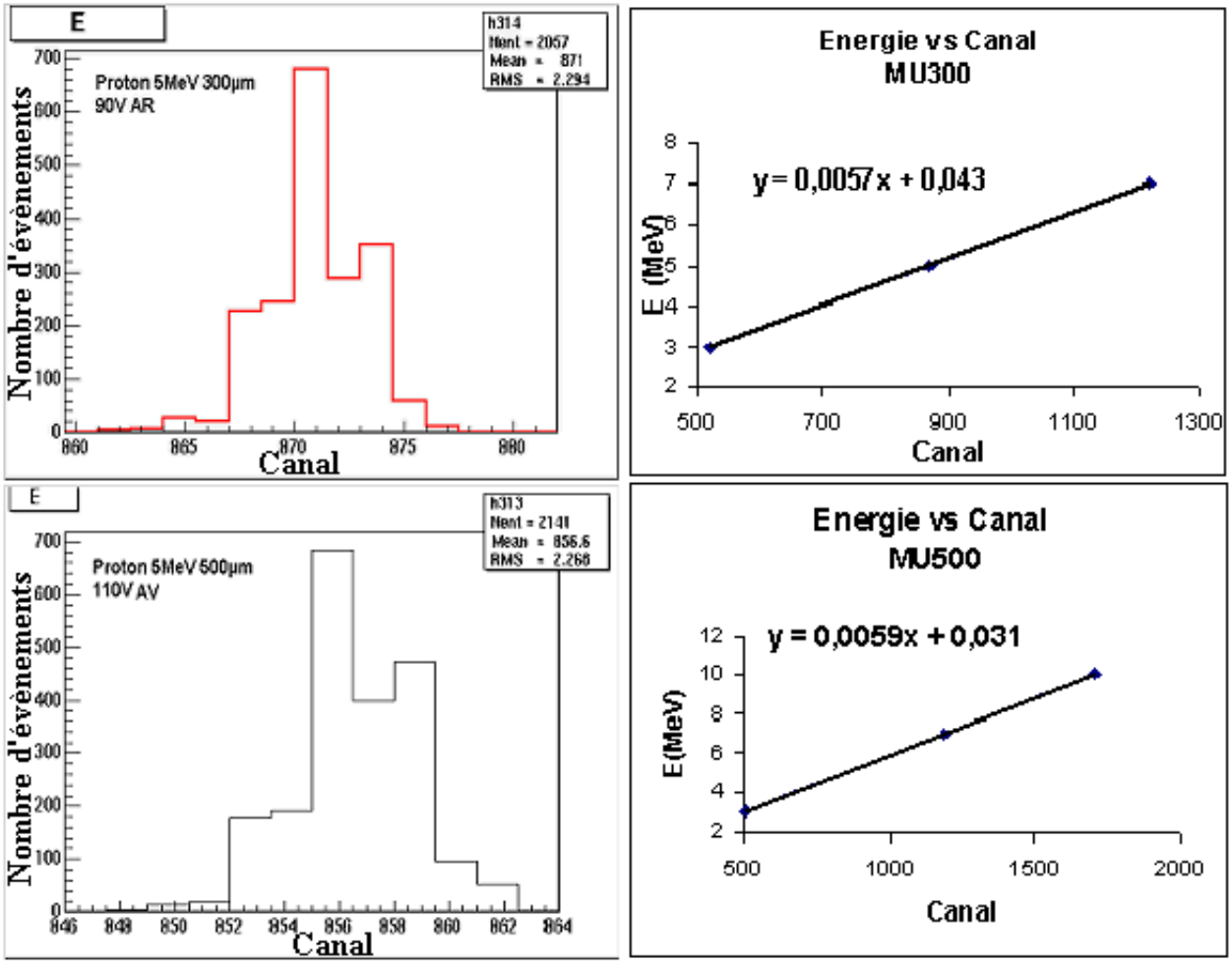

FIG. III.6 – *Calibration en énergie des détecteurs MU300 et MU500*

Les valeurs de la résolution en énergie (largeur à mi hauteur : FWHM : Full Width at Half Maximum) sont données par :

- Pour MU300 + PACI : $FWHM = 30KeV$.
- Pour MU500 + PACI : $FWHM = 31KeV$.

Concernant les détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700, nous avons calculé de la même façon leurs résolutions à partir des spectres en énergie du ^{12}C à 80 MeV. Les spectres en

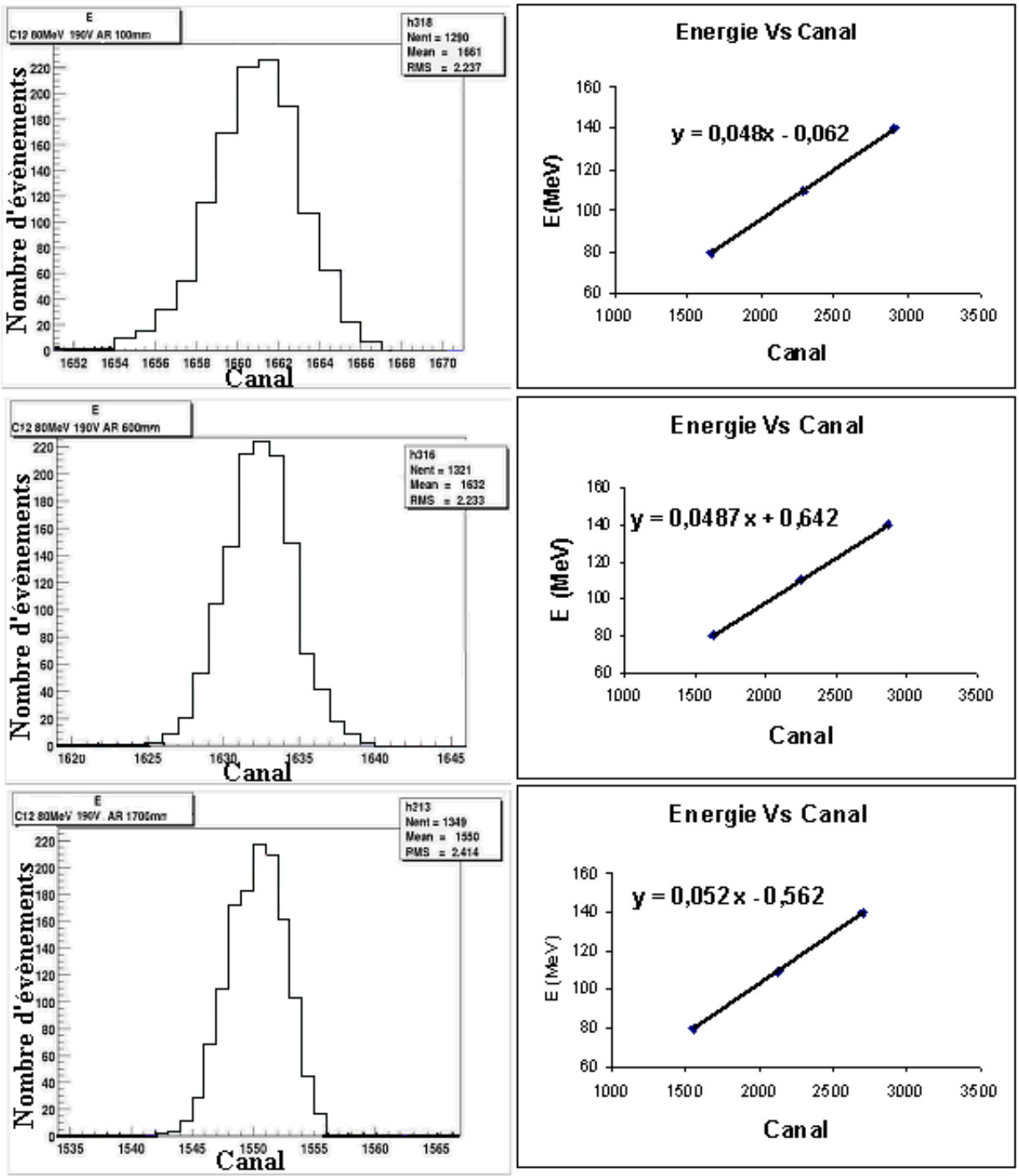

FIG. III.7 – *Calibration en énergie des détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700 associés à leur PACI*

énergie ainsi que les droites de régression sont donnés par la figure III.7. Les valeurs de résolution pour les trois détecteurs associés à leurs PACI sont :

- AZ200 + PACI : $FWHM = 248KeV$.
- AZ600 + PACI : $FWHM = 257KeV$.
- AZ1700 + PACI : $FWHM = 297KeV$.

Pour calculer la résolution du détecteur seul, nous avons utilisé un générateur d'impulsions et l'entrée test des PACI. La figure III.8 montre le spectre en énergie obtenu en utilisant un générateur d'impulsions, et un PACI.

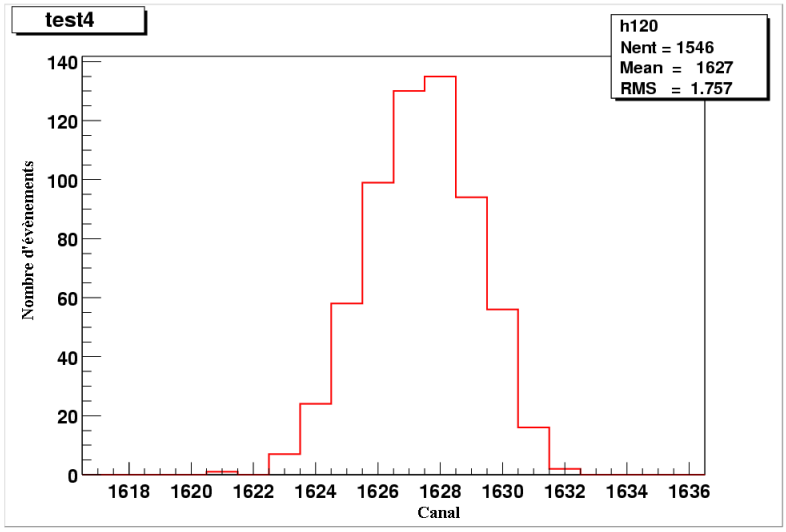

FIG. III.8 – *Spectre en énergie obtenu avec la chaîne électronique seule*

On a $\sigma_T^2 = \sigma_{det}^2 + \sigma_{elec}^2$, avec σ_T l'écart type total. σ_{det} l'écart type du détecteur et σ_{elec} celui de la chaine d'électronique. D'après la figure III.8 on a : $\sigma_{elec}^2 = (1.757)^2$. A partir de cette dernière valeur et sachant que $FWHM = 2.35 \times \sigma$, nous déduisons la valeur des résolutions en énergie des détecteurs seuls (voir tableau III.1).

Détecteur	Résolution (keV)
MU300	20 (Proton de 5 MeV)
MU500	20 (Proton de 5 MeV)
AZ200	150 (^{12}C de 80 MeV)
AZ600	160 (^{12}C de 80 MeV)
AZ1700	200 (^{12}C de 80 MeV

TAB. III.1 – *Résolution des différents détecteurs*

Ces valeurs de résolution sont tout à fait satisfaisantes pour les détecteurs considérés et les expériences à mener.

Pour confirmer ce que nous avons simulé dans le premier chapitre, nous avons observé l'effet de la tension de polarisation et du champ électrique ainsi que de l'énergie de la particule incidente sur la forme du signal de courant.

III.2.5.2 Effet de la tension de polarisation et du champ électrique sur la forme du signal de courant

La figure III.9 montre deux signaux de courant obtenus lors de l'irradiation du détecteur MU300, par la face arrière, par un proton de 5MeV pour deux tensions de polarisation différentes : 70V et 90V. Ces deux signaux sont deux signaux moyens obtenus à partir d'un nombre de traces compris entre 500 et 1000.

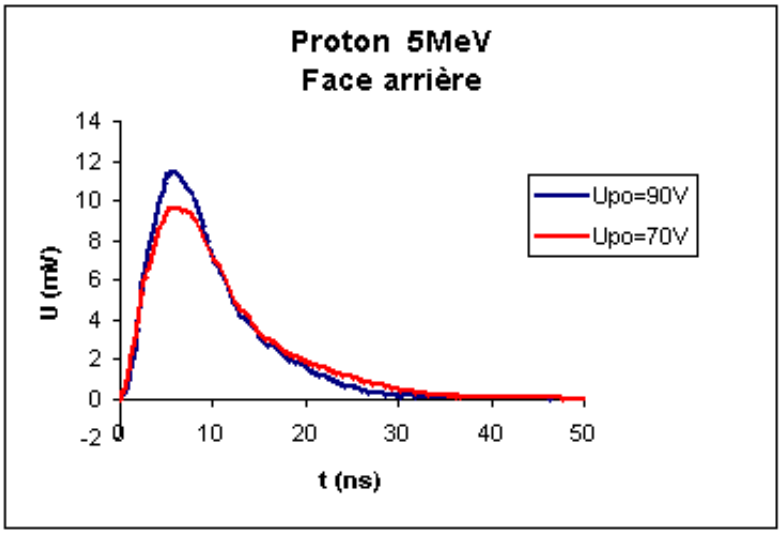

FIG. III.9 – *Signaux moyens d'un proton de 5 MeV obtenus avec le détecteur MU300 polarisé à 70 V et 90 V*

Nous remarquons que plus la tension est faible plus l'amplitude du signal est faible et par conséquent le signal plus lent puisque l'intégrale du signal correspond à l'énergie de la particule incidente. Ceci est dû à la diminution de la valeur du champ électrique à l'intérieur du détecteur, en passant de 90 V à 70 V. Ce phénomène apparaît encore plus clairement lors de l'irradiation en face arrière, par exemple, du détecteur AZ200, polarisé à 140 V et 190 V, par un ^{12}C de 80 MeV (figure III.10). En effet le signal moyen présente une amplitude de 27 mV à 190 V alors qu'elle est de 14 mV à 140 V. En outre la durée du signal est de 40 ns à 190 V alors qu'elle est de 75 ns à 140 V.

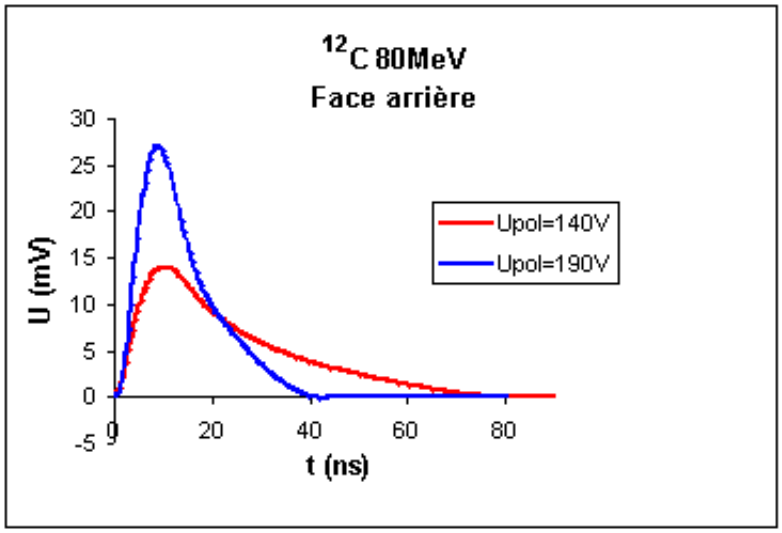

FIG. III.10 – *Signaux moyens du ^{12}C de 80 MeV obtenus avec le détecteur AZ200 polarisé à 140 V et 190 V*

Prenons maintenant le détecteur AZ200, polarisé à 190 V, et irradions-le par des ions ^{12}C une fois par la face avant et une autre fois par la face arrière (figure III.11). Nous remarquons qu'en face avant, l'amplitude du signal est plus importante et sa durée plus courte qu'en face arrière. Cela confirme l'étude que nous avons faite au chapitre 1 sur les temps de collection, et nous avons montré l'influence de ce paramètre sur les formes de signaux.

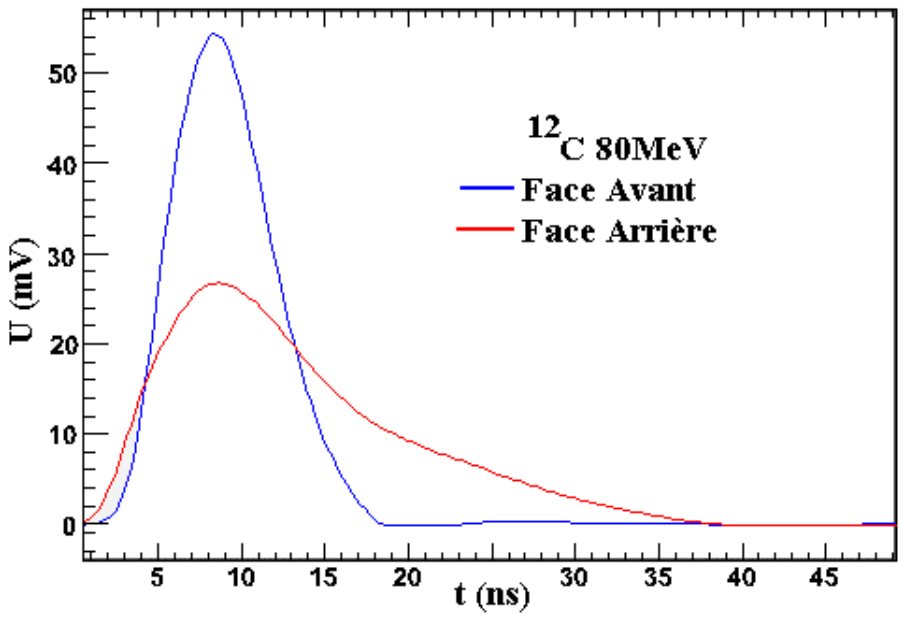

FIG. III.11 – *Signaux moyens du ^{12}C de 80 MeV obtenus par le détecteur AZ200 polarisé à 190 V : face avant et face arrière*

III.2.5.3 Effet de la surface du détecteur sur la forme du signal de courant

Prenons maintenant les 3 détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700 et comparons les formes de signaux de courant issus de ces trois détecteurs lorsqu'ils sont irradiés par des ions ^{12}C à 80 MeV. Ces trois détecteurs sont identiques en épaisseur (300 μm) et en résistivité (2500 Ω.cm) seule leur surface est différente. La figure III.12 montre les résultats obtenus, à une tension de polarisation de 190 V.

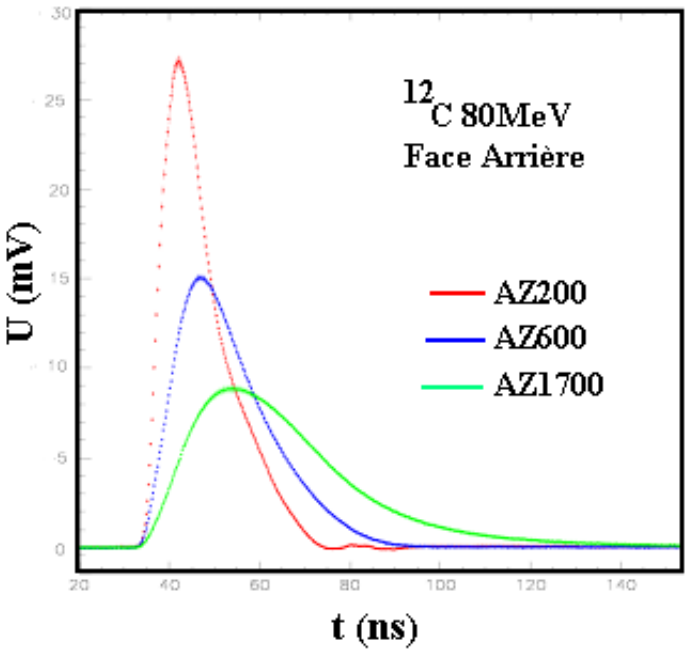

FIG. III.12 – *Signaux moyens du ^{12}C de 80 MeV obtenus avec les détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700 en face arrière et polarisés à 190 V*

Sachant que pendant l'éxpérience nous avons utilisé un collimateur devant tous les détecteurs, nous constatons que plus la surface du détecteur est importante plus le signal est long. La surface du détecteur est proportionnelle à sa capacité avec la relation : $C = \frac{106 \times S}{d}$ avec C la capacité en pF, S la surface en mm^2 et d est l'épaisseur en μm. Nous avons donc directement l'effet de la capacité vue par le PACI sur la forme du signal. En outre le temps de montée du signal augmente avec la surface du détecteur. En effet il est respectivement de 6 ns, 9 ns et 15 ns pour les détecteurs AZ200, AZ600 et AZ1700. Cette notion de temps de collection est très importante pour l'électronique associée au détecteur.

III.2.5.4 Effet de l'énergie et du parcours de l'ion incident sur la forme du signal

La figure III.13 montre des signaux moyens obtenus lors de l'irradiation du détecteur MU300, par la face arrière et polarisé à 90 V, par un deuton à trois énergies différentes à savoir 3, 5 et 7 MeV.

Les durées des signaux sont identiques, environ 35 ns, tandis que les trois formes de signaux obtenus sont très différentes. Cette différence est due aux contributions de courant issus des mouvement des électrons et des trous dans le détecteur en liaison avec la profondeur de la trace d'ionisation. En effet dans le cas où le détecteur est irradié par la face arrière, les électrons sont très vite collectés et ce d'autant plus vite que le parcours (R) de la particule est faible. Les trous, de mobilité inférieure à celle des électrons, mettent plus

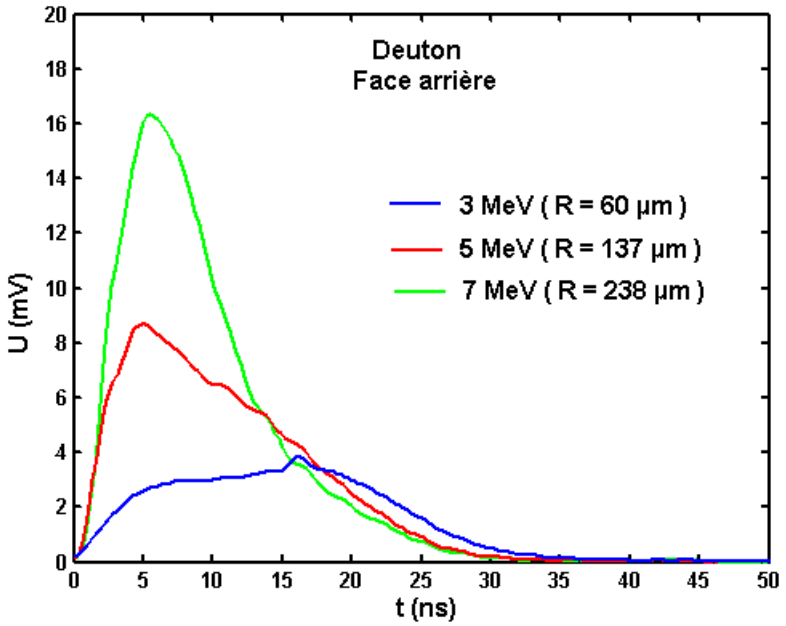

FIG. III.13 – *Signaux moyens d'un deuton à 3, 5 et 7 MeV obtenus avec le détecteur MU300 polarisé à 90 V (face arrière)*

de temps à arriver à leur électrode de collection. Ce point, déja abordé dans le premier chapitre, sera discuté de façon quantitative dans le chapitre 4.

III.3 Identification des particules et des ions par leurs formes d'impulsions

Le but final de ces études de signaux de courant issus des détecteurs silicium est d'en extraire une observable pour discriminer les ions en A et Z. La figure III.14 propose la variation potentielle d'une observable se rapprochant ainsi des figures d'identification habituelles $(\Delta E, E)$. Dans la suite, quelques observables seront proposées et testées.

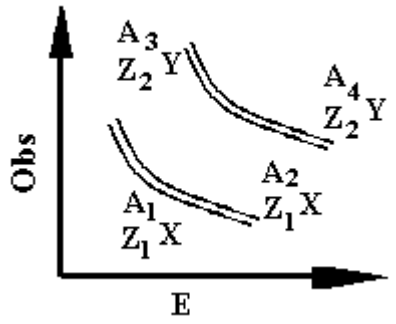

FIG. III.14 – *Variation de l'observable à chercher en fonction de l'énergie et la nature de l'ion incident*

III.3.1 Discrimination par comparaison d'amplitude et de la durée du signal

La figure III.15 montre les signaux bruts obtenus à partir des deux isotopes de carbone (^{12}C et à 80 MeV injectés par la face arrière du détecteur AZ200 polarisé à 190 V. Les signaux du ^{13}C) sont décalés à droite afin de mieux séparer les signaux des deux isotopes sur la figure.

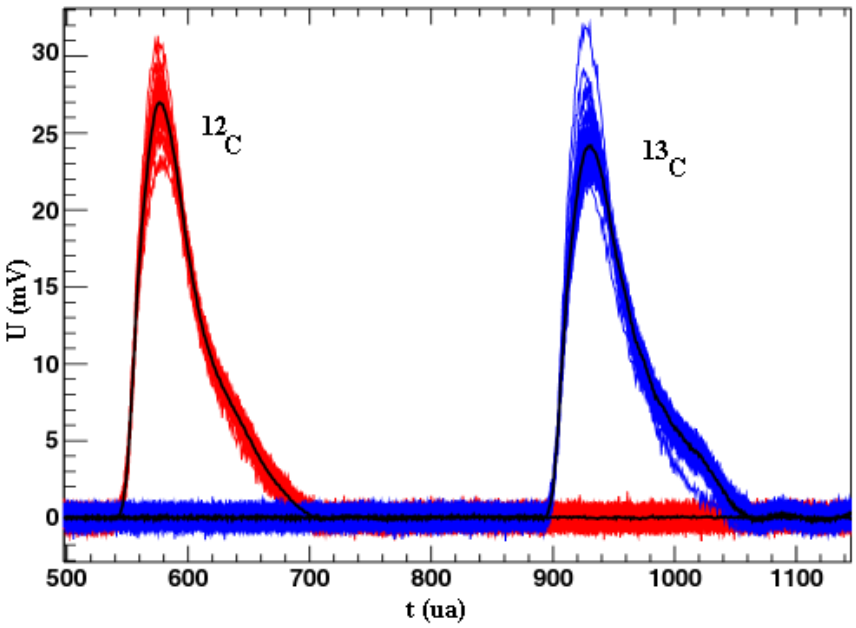

FIG. III.15 – *Superposition des signaux bruts issus du détecteur AZ200 polarisé à 190 V et obtenus avec ^{12}C et ^{13}C*

Si nous superposons l'histogramme d'amplitude des signaux de courant, issus du détecteur AZ200, des deux isotopes du carbone sur la même figure, nous remarquons que nous pou-

vons discriminer ces deux isotopes rien que par leurs amplitudes (figure III.16).

La figure III.17 montre les signaux moyens obtenus à partir des signaux présentés sur la figure III.15.

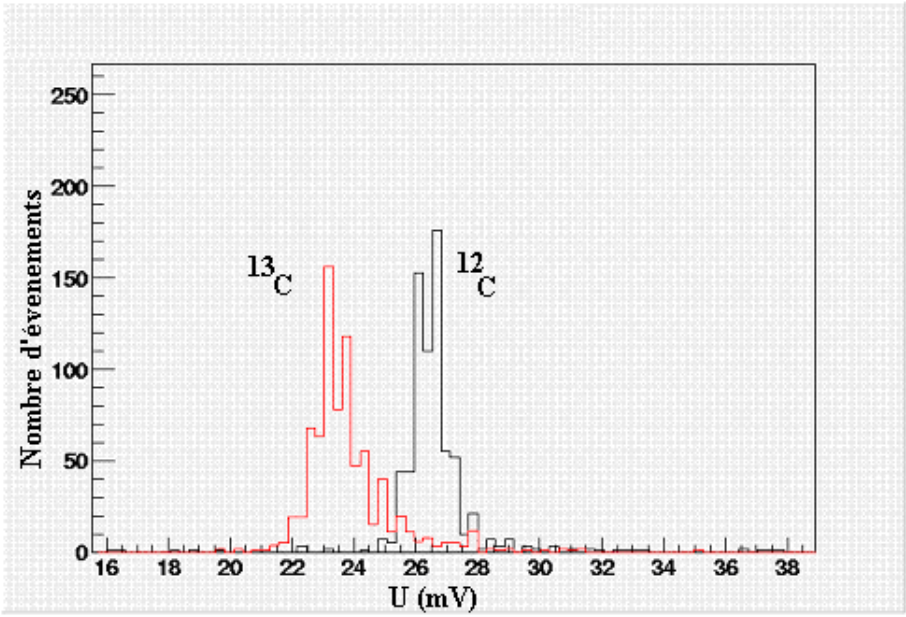

FIG. III.16 – *Histogramme d'amplitude des signaux du ^{12}C et ^{13}C obtenus avec le détecteur AZ200*

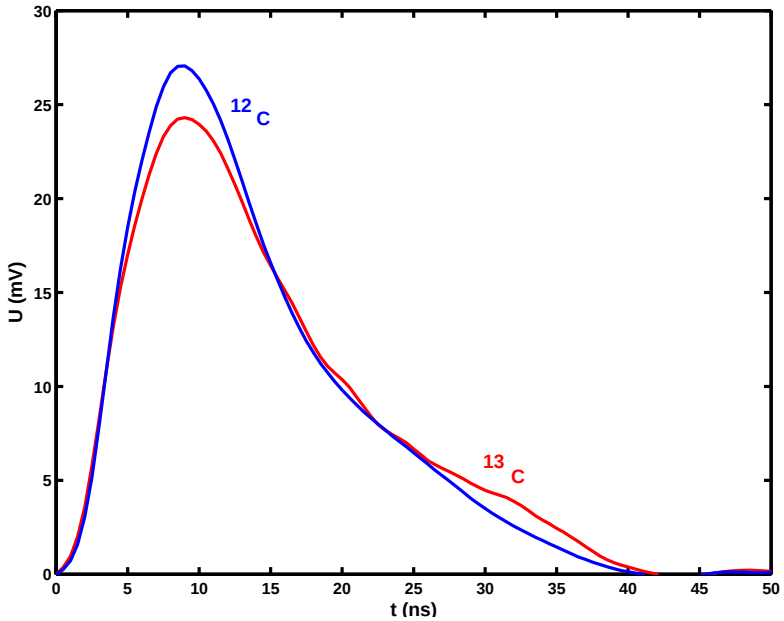

FIG. III.17 – *Signaux moyens du ^{12}C et ^{13}C issus du détecteur AZ200*

Dans le cas où il s'agit des isotopes d'hydrogène, la discrimination par comparaison d'amplitude entre proton et deuton est très nette. En effet si nous prenons un proton et un deuton de 5 MeV, et les injectons par la face arrière dans le détecteur MU300 polarisé à 90V, nous remarquons que l'amplitude du signal de courant issu du proton est supérieure à celle obtenue avec un deuton à la même énergie (figure III.18).

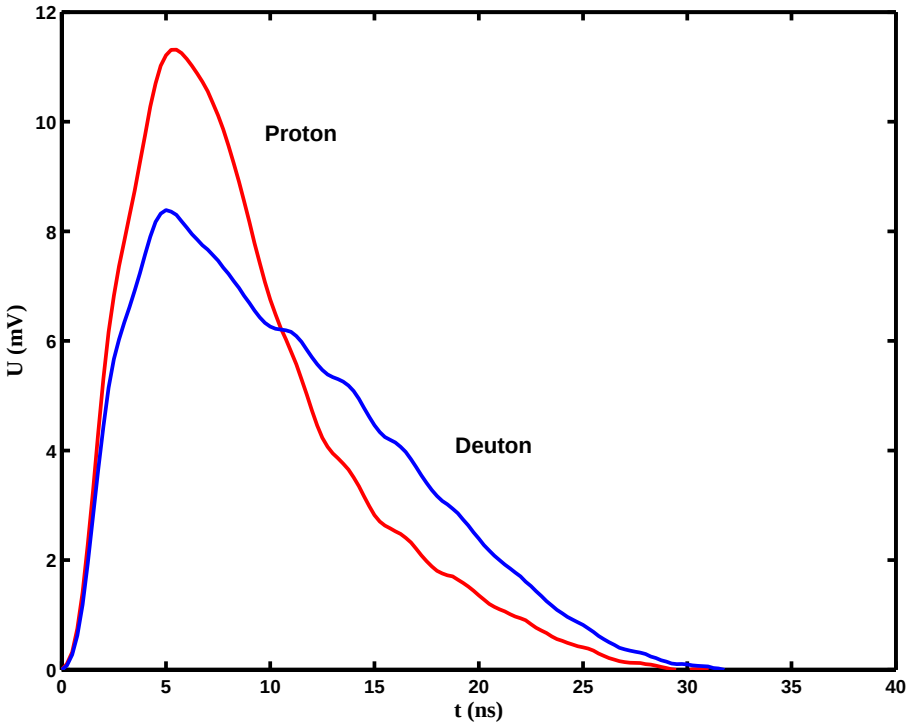

FIG. III.18 – *Signaux moyens obtenus en injectant un proton et un deuton de 5 MeV dans le détecteur MU300 par la face arrière et polarisé à 90 V*

La figure III.19 montre les signaux bruts, issus du détecteur AZ1700 polarisé à 190 V, obtenus à partir des deux isotopes de carbone (^{12}C et ^{13}C) à 80 MeV injectés par la face arrière du détecteur.

En superposant les histogrammes d'amplitudes obtenus à partir des signaux de la figure III.19, nous remarquons que la discrimination de ces deux isotopes devient moins évidente (figure III.20) par rapport à celle obtenue avec le détecteur AZ200. La capacité du détecteur apparaît clairement comme une limite à la discrimination. La figure III.21 montre les signaux moyens obtenus à partir des signaux présentés sur la figure III.19.

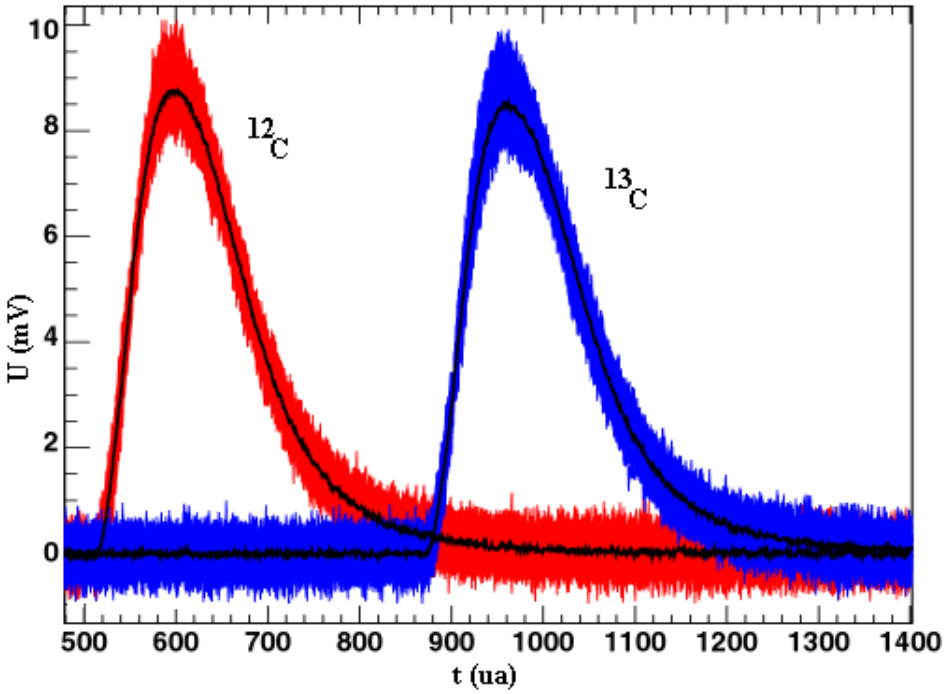

FIG. III.19 – *Signaux bruts issus du détecteur AZ1700 et obtenus avec ^{12}C et ^{13}C*

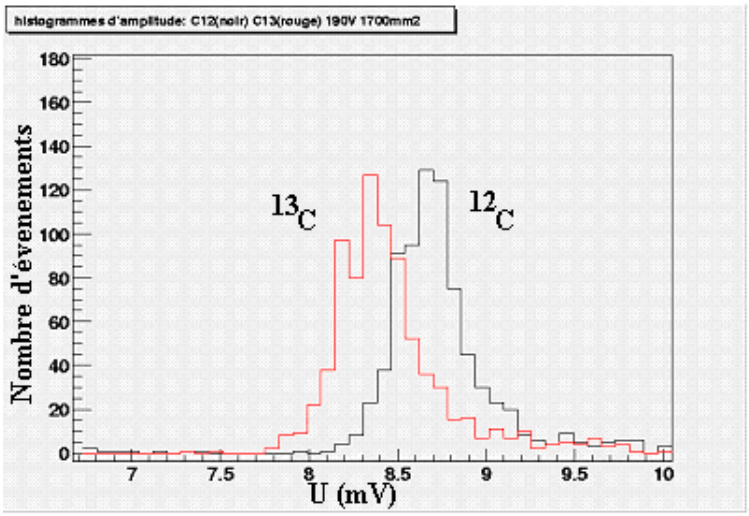

FIG. III.20 – *Histogramme d'amplitude des signaux du ^{12}C et ^{13}C obtenus avec le détecteur AZ1700*

Si nous essayons maintenant d'utiliser l'information donnée par le temps total du signal, qui correspond au temps de collection de charges, nous remarquons que c'est impossible puisque deux isotopes à la même énergie peuvent générer deux signaux de la même durée mais de formes différentes. Tel est le cas pour les deux signaux issus des deux isotopes de

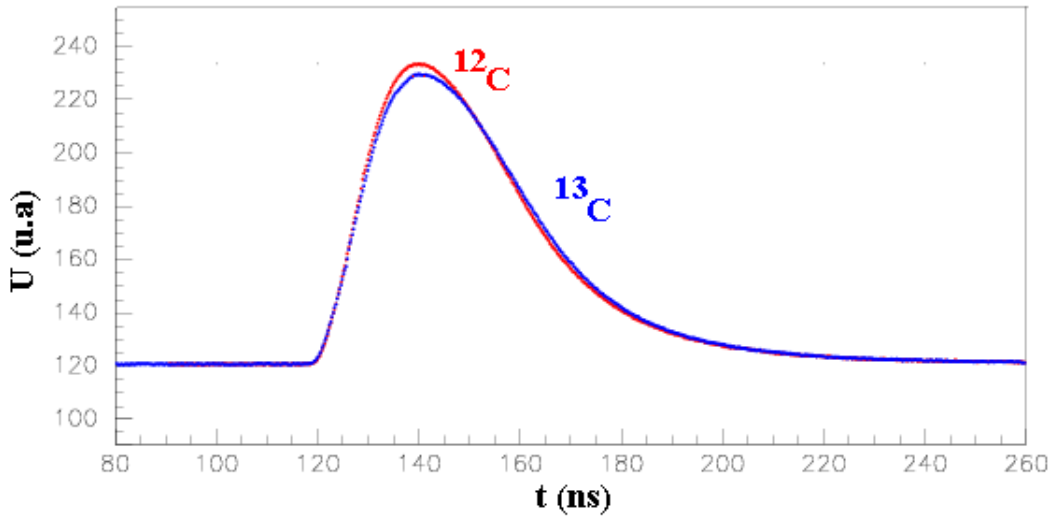

FIG. III.21 – *Signaux moyens du ^{12}C et ^{13}C issus du détecteur AZ1700*

carbone qui ont la même durée à savoir 40ns lorsqu'ils sont injectés par la face arrière du détecteur AZ200, et pour les deux signaux issus des deux isotopes d'hydrogène à 5 MeV qui ont une durée de signal de 30 ns.

III.3.2 Discrimination par comparaison des moments centrés d'ordre 2 et 3

Après avoir exploré une discrimination par comparaison de l'amplitude et de la durée des signaux de courant, nous allons maintenant étudier les moments d'ordre 1, 2 et 3 de ces signaux.

III.3.2.1 Formules mathématiques et significations physiques

Considérons un signal numérique S dont les échantillons $S(t_k)$ sont donnés aux instants t_k. Le moment statistique centré d'ordre n du signal S est donné par la formule suivante [23] :

$$M_n = \frac{\sum_k (t_k - < t >)^n S(t_k)}{\sum_k S(t_k)} \tag{III.1}$$

$< t >$ est le moment d'ordre 1; il représente le temps caractéristique du signal et il s'exprime par la formule suivante :

$$M_1 = \frac{\sum_k t_k S(t_k)}{\sum_k S(t_k)} \tag{III.2}$$

Le moment d'ordre 1 ne présente pas d'interêt pour la discrimination des ions. En effet il correspond à la position temporelle moyenne du signal. Cependant cette valeur est

nécessaire pour le calcul des moments d'ordre supérieur à 1. La racine carrée du moment d'ordre 2 est proportionnelle à la largeur du signal électronique autour du temps moyen obtenu par le moment d'ordre 1. Le moment centré d'ordre 3 permet de décrire l'asymétrie du signal : une valeur nulle de ce moment centré caractérise une impulsion symétrique comme dans le cas d'une gaussienne et une valeur non nulle correspond à une signal asymétrique.

III.3.2.2 Application de la méthode de comparaison des moments centrés aux signaux de courant des particules chargées légères

Afin d'appliquer cette méthode de discrimination, et pour ne pas avoir d'erreurs d'évaluation liées au bruit, nous avons fixé pour chaque lot d'évènements un seuil au-dessous duquel les échantillons ne sont plus pris en compte pour le calcul des moments. Ce seuil est obtenu en calculant la valeur moyenne du bruit sur une centaine d'échantillons précédant l'impulsion de courant puis en la multipliant par 1.2, ce qui permet d'être sûr de ne pas prendre le bruit dans le calcul.

Nous avons calculé le moment d'ordre 2 sur les signaux de courant, issus du détecteur MU300 polarisé à 90V, et obtenus par des protons et des deutons de 5 MeV injectés par la face arrière. Sur la figure III.22 nous avons superposé ces signaux. La figure III.23 montre le résultat de calcul du moment d'ordre 2 appliqué à ces signaux. Nous constatons que la discrimination de ces deux isotopes est nette par cette méthode.

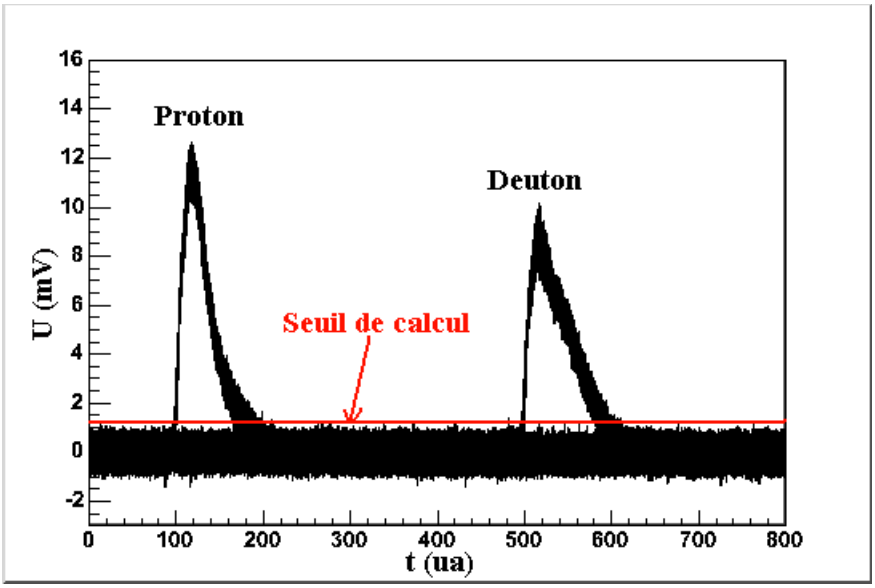

FIG. III.22 – *Signaux bruts issus du détecteur MU300 et obtenus avec proton et deuton de 5MeV*

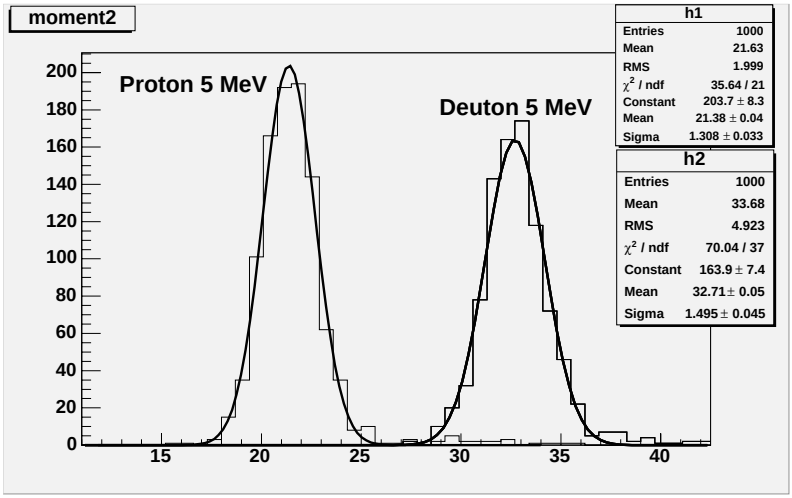

FIG. III.23 – *Moments d'ordre 2 des signaux du proton et du deuton obtenus avec le détecteur MU300*

III.3.2.3 Application de la méthode de comparaison des moments centrés aux signaux de courant des isotopes de carbone

Nous avons calculé les moments d'ordre 2 et 3 sur les signaux de courant, issus des détecteurs AZ200 et AZ1700 polarisé à 190V, et obtenus à partir des isotopes du carbone (^{12}C et ^{13}C) de 80MeV, injectés par les faces arrières, et nous avons représenté les résultats sur la figure III.24 pour le détecteur AZ200 et sur la figure III.25 pour le détecteur AZ1700.

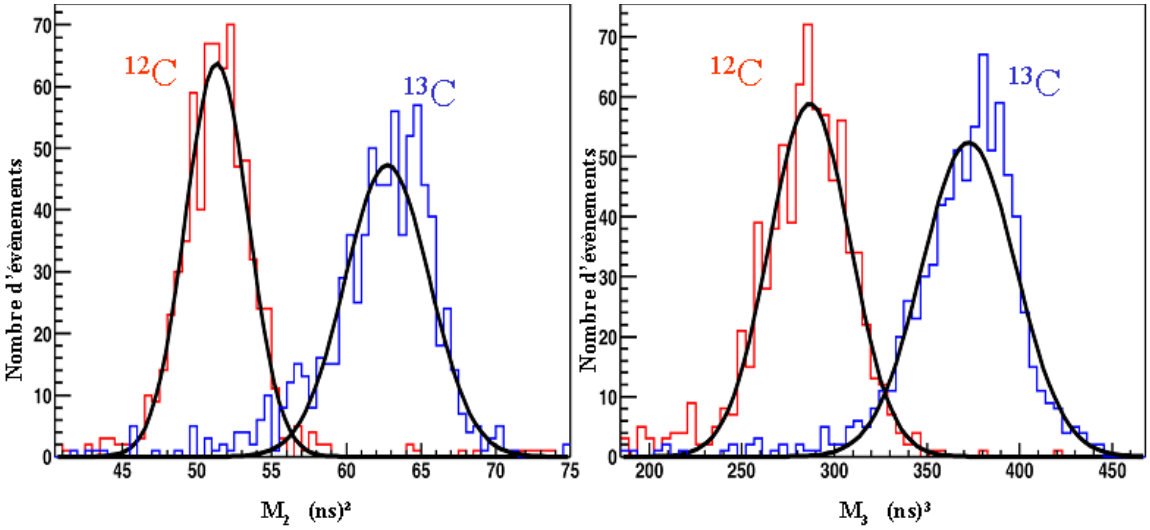

FIG. III.24 – *Moments d'ordre 2 et 3 des signaux des isotopes de carbone obtenus avec le détecteur AZ200*

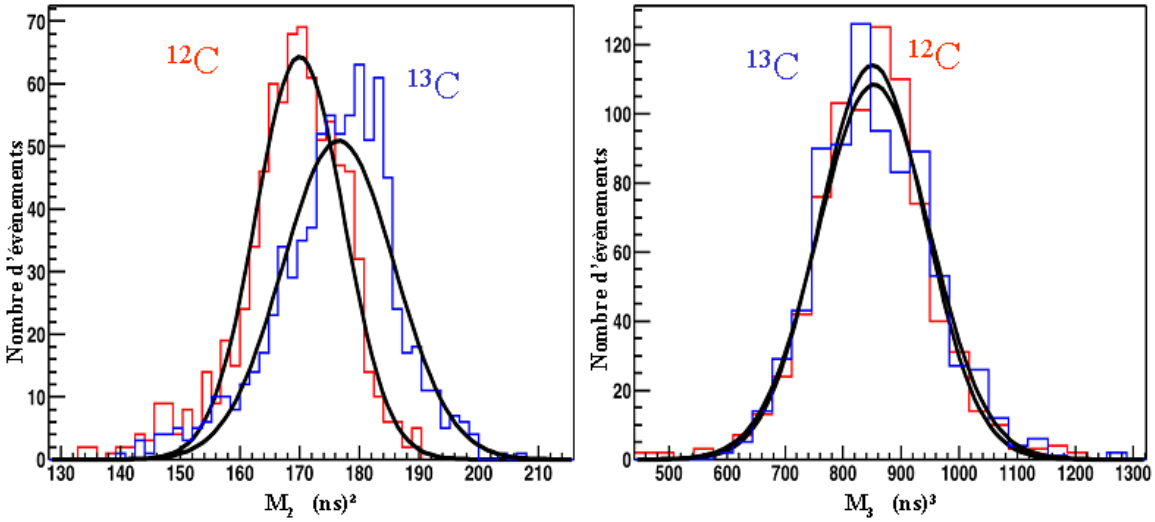

FIG. III.25 – *Moments d'ordre 2 et 3 des signaux des isotopes de carbone obtenus avec le détecteur AZ1700*

D'après ces deux figures nous constatons que la discrimination des deux isotopes du carbone est légèrement meilleure avec le moment d'ordre 2. La limite de la discrimination isotopique en raison de la capacité du détecteur est confirmée. Dans cette expérience nous avons aussi irradié le détecteur AZ600 avec des ions carbone de 80 MeV. Cependant les résultats obtenus avec ce détecteur ne sont pas présentés car ils étaient faussés par un mauvais contact sur une électrode, problème résolu par la suite (voir tableau II.3).

III.4 L'expérience LISE

Afin de poursuivre cette étude avec des ions plus lourds à des énergies différentes, nous avons mené une autre expérience auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), à Caen, en utilisant la ligne LISE (Ligne d'Ions super Epluchés). Cette expérience s'est déroulée entre le 26 juin et le 1 juillet 2003.

III.4.1 L'accélérateur GANIL

Le faisceau primaire est produit à partir de l'une des sources ECR (Electron Cyclotron Resonance Source) situées près des deux cyclotrons compacts C01 et C02 qui fournissent une pré-accélération du faisceau avant son passage dans les cyclotrons à secteurs séparés CSS1 et CSS2. Ceux-ci sont composés de 4 dipôles et de deux cavités accélératrices. Sur la ligne de transport qui relie les CSS entre eux, un éplucheur (feuille mince en carbone généralement) permet d'augmenter l'état de charge du faisceau pour une accélération dans le deuxième CSS. Le faisceau provenant des CCS est envoyé dans le spectromètre ALPHA (nommé ainsi à cause de sa forme) qui dispose de nombreux jeux de fentes permettant de contrôler et définir les qualités énergétiques et optiques du faisceau. Le faisceau

ainsi produit est envoyé dans ce qu'on appelle "l'arête de poisson" où il est aiguillé vers différentes lignes comme la ligne LISE. La figure III.26 donne une présentation générale de l'accélérateur et des aires expérimentales situées auprès du GANIL.

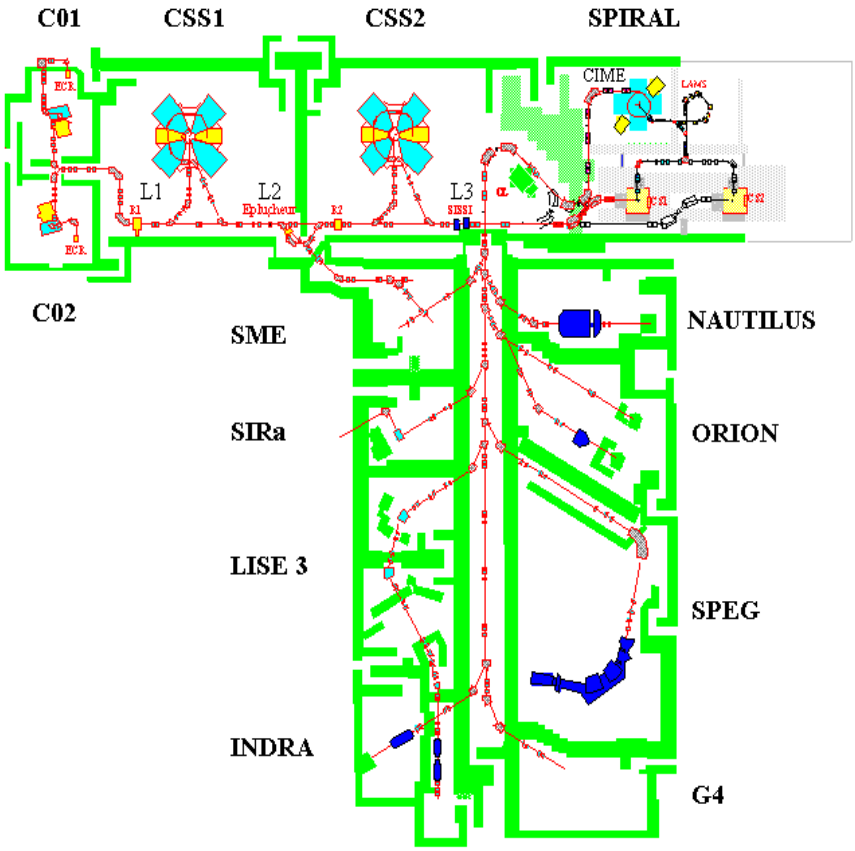

FIG. III.26 – *Architecture du GANIL*

III.4.2 Fonctionnement d'un cyclotron

Le cyclotron est un accélérateur de particules qui utilise l'action combinée d'un champ électrique et d'un champ magnétique. L'appareil (CO1, CO2)est formé de deux cavités en forme de demi-cylindres, (la figure III.27 les montre en vue de dessus et en coupe), séparées par un petit intervalle. Un dispositif d'injection des ions est situé au voisinage du centre. Le champ magnétique B, appliqué perpendiculairement à la vitesse V, courbe le cheminement des ions (de masse m et charge q), qui décrivent une trajectoire circulaire de rayon $R = \frac{m \times V}{q \times B}$, à la vitesse angulaire $\omega = \frac{q \times B}{m}$. Dans le cas de la physique classique, cette vitesse angulaire est indépendante du rayon de la trajectoire, donc finalement de la vitesse linéaire des particules. Quelle que soit leur vitesse, les ions mettent le même temps pour décrire un cercle (ou un demi-cercle). Le champ électrique, F, dû à une tension

alternative U appliquée entre les deux cavités, règne uniquement dans cet espace. Il a pour effet d'accélérer les ions, qui reçoivent à chaque passage un "quantum" d'énerge qU, ce qui augmente leur vitesse. La pulsation de cette tension a exactement la valeur $\frac{qB}{m}$ (pulsation cyclotron), et sa phase est telle que les ions subissent une force maximum lorsqu'ils passent dans son champ d'action. Ils sont donc accélérés deux fois par tour (une fois par demi-tour). Lorsqu'un ion est injecté au centre du dispositif, il décrit une succession de demi-cercles de rayons en augmentation, jusqu'à ce qu'il soit éjecté au rayon d'éjection. Sa vitesse est alors directement liée au rayon du dernier demi-cercle. La répartition du champ magnétique en secteurs (CSS1 et CSS2, voir figure III.28) permet en particulier une meilleure accessibilité à l'intérieur du cyclotron. Les quatre électro-aimants, en forme de C, viennent enserrer la chambre à vide. Les 2 cavités accélératrices peuvent être reculées sur des rails de façon à permettre l'accès dans cette chambre.

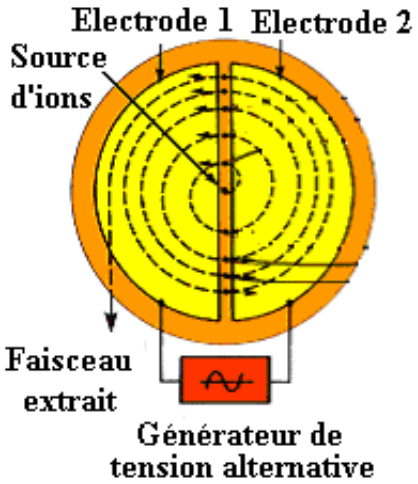

FIG. III.27 – *Principe de fonctionnement d'un cyclotron*

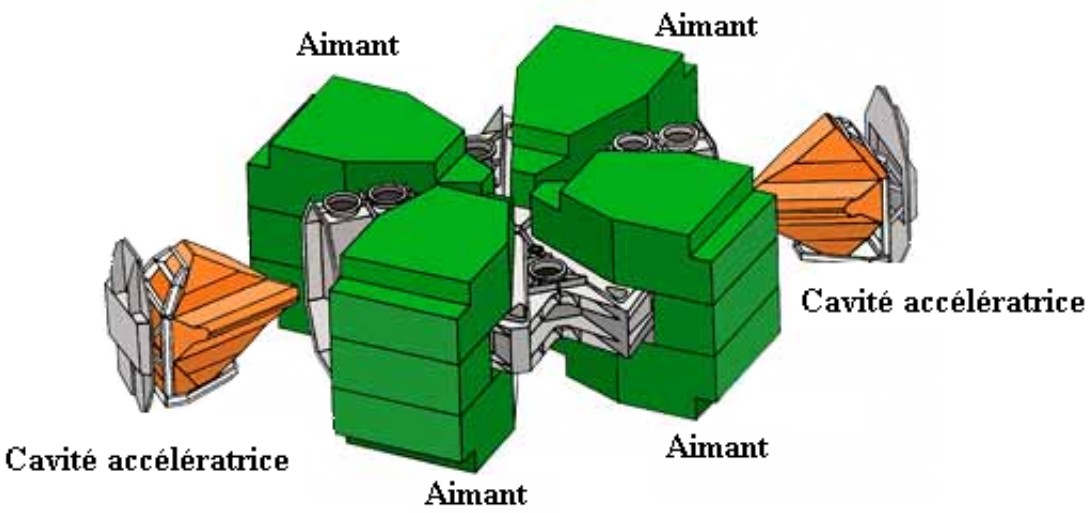

FIG. III.28 – *Cyclotron à secteurs séparés*

III.4.3 Description de la ligne LISE

Le spectromètre LISE est un outil puissant qui permet de faire de nombreuses expériences de physique nucléaire et atomique. En physique nucléaire, il permet la production et la sélection de noyaux exotiques et d'ions lourds très épluchés produits par des mécanismes de fragmentation de noyaux ou d'ions lourds sur une cible épaisse, à un angle proche de 0°. Le spectromètre LISE s'étend sur 3 aires expérimentales nommées : D3, D4, et D6 (voir figure III.29).

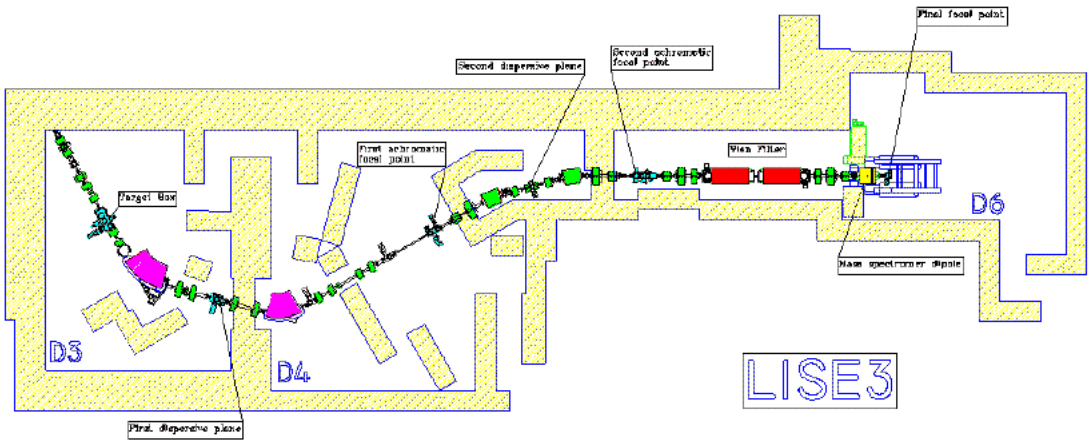

FIG. III.29 – *Architecture de la ligne LISE*

Les ions (de ^{12}C à ^{238}U), après avoir été accélérés dans les deux cyclotrons, arrivent à la sortie du spectromètre ALPHA, dans les aires expérimentales, avec une énergie variant de 25 à 95 MeV/nucléon. Les ions ont été préalablement épluchés lors de leur parcours

entre les deux cyclotrons, ils ne contiennent plus, pour Z≤17, d'électrons autour du noyau. La sélection des noyaux est réalisée en utilisant le dispositif montré sur la figure III.30. Cette sélection est obtenue en combinant plusieurs caractéristiques du noyau qui sont les proprietés magnétiques (dipôles) et la perte d'énergie (ralentisseur).

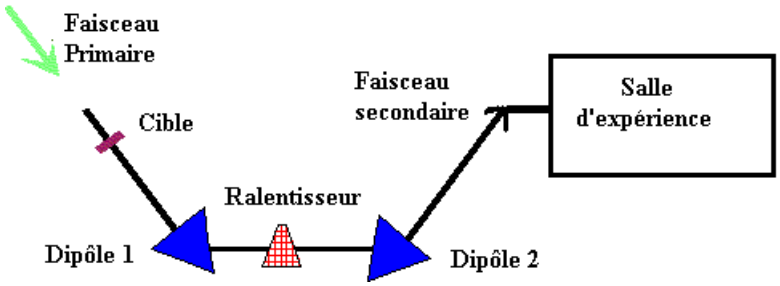

FIG. III.30 – *Dispositif de sélection de noyaux dans LISE*

Les dipôles permettent une déviation des ions issus de la fragmentation du faisceau primaire (faisceau secondaire) suivant leur état de charge, leur vitesse et leur masse.

On a :

$$B\rho = \frac{\gamma \times A \times \beta}{Q \times c} \tag{III.3}$$

- $B\rho$: Rigidité magnétique en T.m.
- $c = 2,9979 \times 10^8 m.s^{-1}$.
- B : Intensité du champ magnétique en T.
- $\beta = \frac{v}{c}$.
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2)}}$.
- v : Vitesse de l'ion en $m.s^{-1}$.
- ρ : Rayon de courbure en m.
- A : Masse de l'ion en Joule.
- Q : Charge ionique positive (Q≤Z).

Ce qui nous donne :

$$\frac{A}{Q} = \frac{1}{3.1071} \times \frac{B\rho}{\beta\gamma} \tag{III.4}$$

Où $B\rho$ en T.m et A en a.m.u.

Le dégradeur est situé à un plan focal intermédiaire de la ligne. Le faisceau secondaire, composé de plusieurs ions d'état de charge différents, est ralenti et purifié. L'énergie perdue dans le matériau par les interactions ion-matière est caractéristique des ions composant le

faisceau (sélection en v et Z). La perte d'énergie relative au dégradeur est donnée par la formule suivante :

$$\delta E \sim e \times \frac{A \times Z^2}{E} \tag{III.5}$$

- δE : La perte d'énergie dans le dégradeur.
- E : L'énergie de l'ion.
- e : L'épaisseur du dégradeur.
- A : La masse de l'ion.
- Z : Le numéro atomique de l'ion.

Plusieurs détecteurs et des instruments de contrôle sont aussi installés tout au long de la ligne LISE afin de pouvoir conduire les faisceaux jusqu'à la salle des expériences.

III.4.4 Description du dispositif expérimental

Notre expérience s'est déroulée dans l'aire expérimentale D4, après le second dipôle. Le dispositif expérimental est donné par la figure III.31.

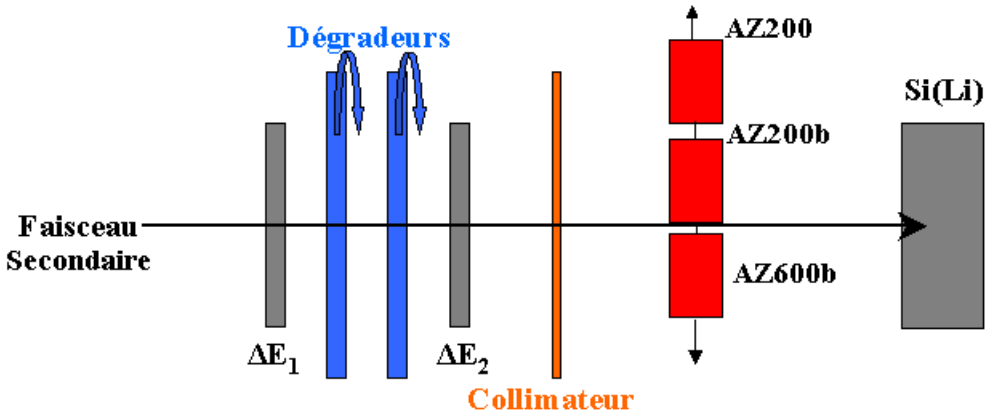

FIG. III.31 – *Dispositif expérimental de l'expérience LISE*

Lors de l'expérience nous avons utilisé un faisceau primaire de $^{86}Kr^{36+}$ de 41.8 MeV/A. Ce faisceau est envoyé sur une cible de carbone de $10mg/cm^2$. Afin de sélectionner une partie des ions produits par fragmentation du faisceau primaire lors de son interaction avec la cible de carbone, il fallait changer la valeur du $B\rho$ de la ligne LISE. Nous avons commencé par choisir une valeur qui favorise le passage des ions de Z compris entre 22 et 30. Puis nous avons changé cette valeur de $B\rho$ de façon à obtenir des ions de numéro

atomique compris entre 13 et 18. Enfin nous avons mis une valeur de $B\rho$ qui favorise le passage des ions dont la valeur de Z est comprise entre 3 et 8.

Pour varier les énergies des différents ions arrivants sur les détecteurs n-TD, nous avons utilisé des dégradeurs en feuilles d'aluminium d'épaisseurs connues permettant ainsi de diminuer les énergies des ions incidents. Les épaisseurs d'aluminium que nous avons utilisées sont de 200 μm, 350 μm, 600 μm, 675 μm, 1700 μm et 1900 μm. Ces feuilles d'aluminium étaient montées sur deux roues commandée chacune par un moteur pas-à-pas. Nous avons utilisé aussi dans notre expérience un collimateur contenant plusieurs trous de différents diamètres afin de vérifier l'effet de l'homogénéité du détecteur sur les signaux de courant. Comme il était montré précédemment que la discrimination avec le détecteur AZ1700 était difficile, nous avons décidé de tester dans cette expérience les détecteurs suivants : AZ200, AZ200b et AZ600b. Ces détecteurs étaient montés sur un rail glissant permettant de mettre le détecteur à tester devant le groupe d'ions considérés. Tous ces détecteurs ont été polarisés à 190V. Le détecteur AZ200 a été monté face avant (recevant les ions) et les deux autres face arrière. Afin d'arrêter les ions qui traversent les détecteurs silicium n-TD, nous avons mis un détecteur silicium compensé au lithium d'épaisseur 4 mm. L'identification en Q et en A est faite au travers de la mesure de la perte d'énergie (ΔE) et du temps de vol (Time Of Flight) des ions composant le faisceau secondaire. Une représentation bidimensionnelle $(TOF, \Delta E)$ va permettre normalement d'identifier les noyaux. Le temps de vol est déterminé par la mesure en temps entre le signal d'entrée (START) (faisceau arrivant sur le détecteur silicium ΔE_1) et le signal de sortie (STOP) (haute fréquence des cyclotrons). Dans une telle expérience, où nous ne souhaitons pas sélectionner un seul ion, nous avons des problèmes d'identification liés aux différents états de charges des noyaux incidents. C'est pourquoi, afin d'identifier les noyaux arrivant sur nos détecteurs silicium, nous avons utilisé une deuxième identification en représentant la perte d'énergie des ions incidents sur le détecteur ΔE_2 en fonction de celle sur le détecteur n-TD concerné (E). Cette double sélection nous permet de mieux identifier les ions incidents (voir paragraphe III.4.6). L'image de la figure III.32 présente une vue des deux roues contenant les dégradeurs d'aluminium et les deux détecteurs silicium ΔE_1 et ΔE_2. Lors du déroulement de l'expérience ces deux détecteurs ainsi que les dégradeurs situés sur les deux roues sont alignés. La figure III.33 présente une vue générale de la chambre contenant les détecteurs silicium n-TD connectés à leurs PACI ainsi que le collimateur et le détecteur Si(Li). Sont aussi visibles les détecteurs CsI(Tl) testés pour d'autres études.

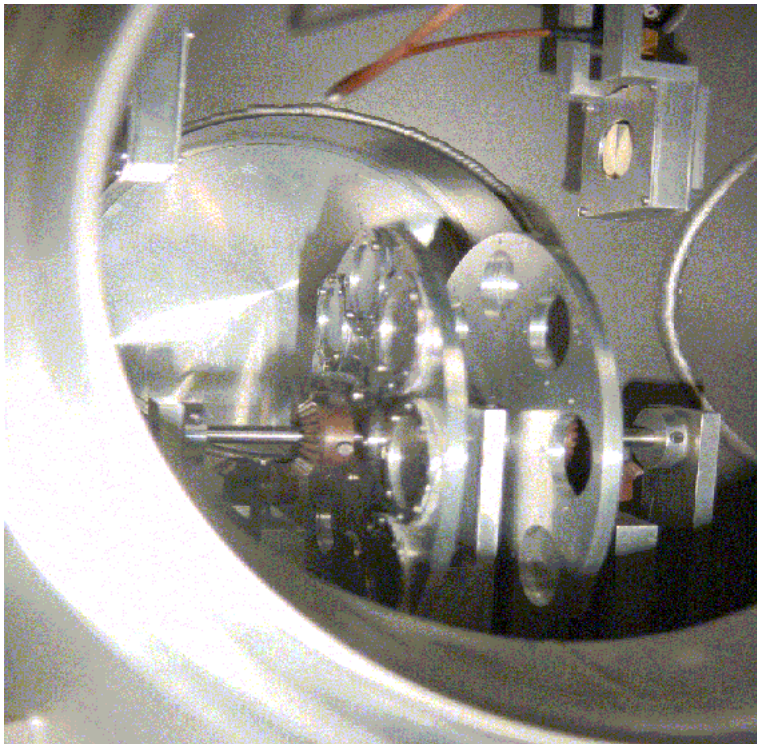

FIG. III.32 – *Vue générale des dégradeurs et des détecteurs* ΔE_1 *et* ΔE_2

III.4.5 Electronique et acquisition

Dans cette expérience, nous avons besoin, pour l'identification des ions, de la mesure du temps du vol sur les détecteurs ΔE_1 et ΔE_2 ainsi que de la mesure d'énergie sur ces deux derniers détecteurs et les détecteurs silicium n-TD. En outre nous avons besoin de numériser les signaux de courant issus des PACI montés sur les détecteurs silicium n-TD. Le montage électronique utilisé pour acquérir toutes ces mesures est présenté sur la figure III.34.

Les signaux des deux détecteurs ΔE_1 et ΔE_2 ainsi que la sortie charge des PACI ont été utilisés en coincidence pour déclencher l'acquisition et en particulier le module ACQIRIS utilisé pour la numérisation des signaux de courant issus des PACI. Les deux détecteurs ΔE_1 et ΔE_2 sont reliés à deux préamplificateurs de charge. Les sorties "temps" de ces deux derniers préamplificateurs sont ensuite reliées à des amplificateurs rapides reliés à des discriminateurs à fraction constante (DFC) générant des signaux logiques. Pour la mesure du temps du vol, nous avons utilisé deux convertisseurs temps-amplitude (CTA) recevant les sorties des DFC. Toutes les sorties charge (Q), issues des préamplificateurs de charge et des PACI, sont couplées à un module amplificateur CAEN multivoies, pour être codées par la suite par le CAN qui contient plusieurs voies de numérisation.

Dans le but d'améliorer la capacité d'acquisition, pour numériser les signaux de courant des PACI, nous avons utilisé le numériseur ACQIRIS, qui permet de coder 8 voies en même temps avec un taux d'acquisition nettement supérieur à un oscilloscope relié par GPIB

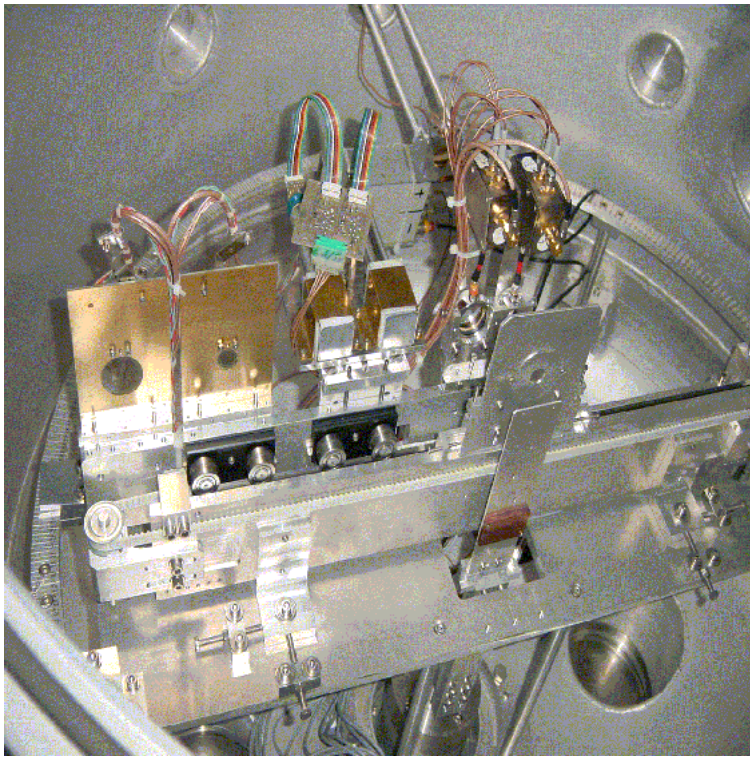

FIG. III.33 – *Vue générale de la chambre de détection*

utilisé dans l'expérience précédente faite au TANDEM. En effet ce numériseur ACQIRIS fonctionne au format PCI, format standard des PC. Il est équipé de 4 cartes numériseur 8 bits de 2 voies chacune. Il est relié via son châssis au port PCI du PC et il peut assurer un taux de transfert de données pouvant atteindre 100 Mo/s. Chaque voie est numérisée à 2 Giga-échantillons par seconde. Ce module ACQIRIS nous permet aussi de synchroniser l'acquisition en appliquant un temps de retard au niveau de l'acquisition des signaux de courant.

Pour la gestion de ce numériseur, le service informatique de l'IPN a développé un programme sous Linux appelé NARVAL pour Nouvelle Acquisition Réel-time Version 0.1 Avec Linux [24, 25]. Ce système a remplacé le système d'acquisition OASIS utilisé pendant l'expérience précédente au TANDEM d'Orsay. Ce système d'acquisition est basé sur les technologies objets en utilisant le bus logiciel CORBA pour la partie bas niveau et l'utilisation des langages orientés objets comme Ada95 et C^{++} pour la partie haut niveau. NARVAL gère l'acquisition, sur des bandes magnétiques DLT, des données issues du module Aquiris (signaux du courant) ainsi que celles issues du module CAN (voies énergie) monté sur un châssis VME. La partie visualisation des différents spectres, que nous voulons voir lors du déroulement de l'expérience, est gérée par le programme Cvisu utilisé au TANDEM.

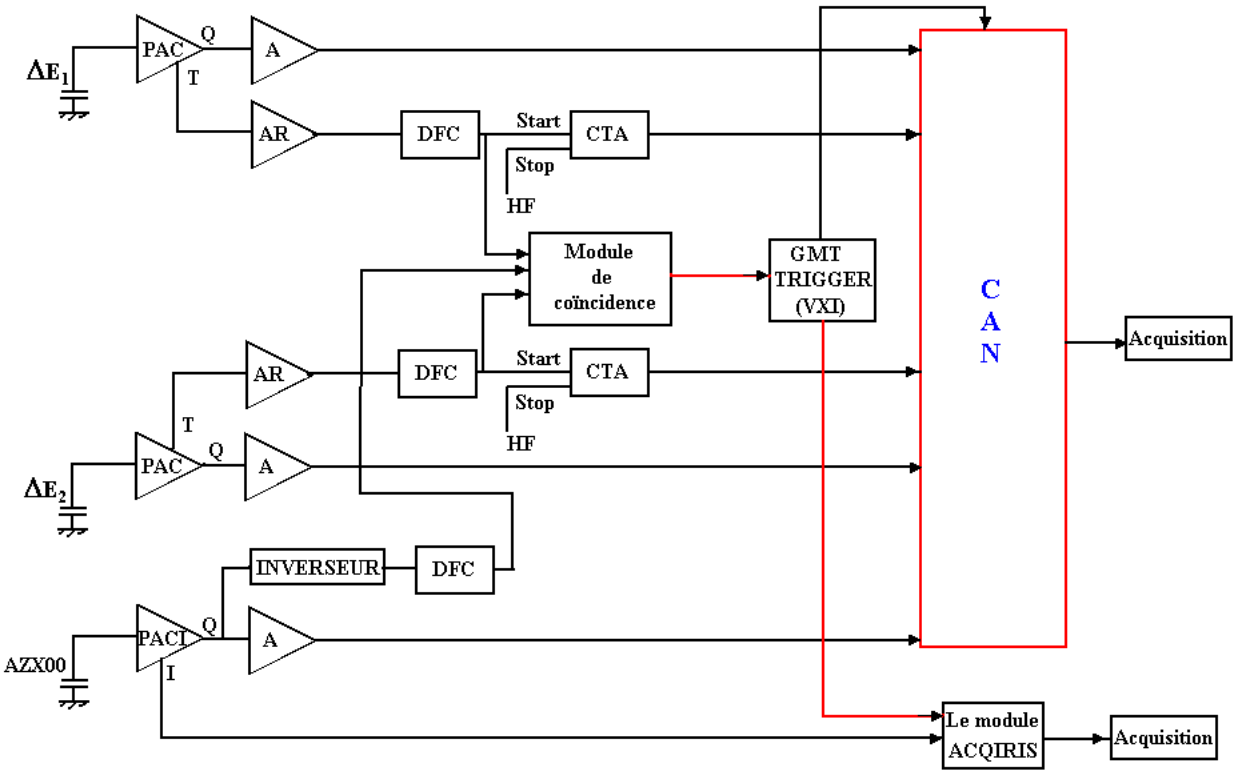

FIG. III.34 – *Schéma général de l'électronique utilisée pour l'expérience LISE*

III.4.6 Identification des ions par les méthodes $(TOF, \Delta E)$ et $(E, \Delta E)$

Afin d'identifier les ions détectés par nos détecteurs nous avons utilisé les méthodes qui consistent à mesurer la perte d'énergie dans chaque détecteur et à mesurer le temps de vol (TOF) comme décrit précédement. Pour réaliser ces identifications nous avons besoin de calibrer nos détecteurs en énergie.

III.4.6.1 Calibration en énergie des différents détecteurs au silicium

À l'aide d'une source alpha et du faisceau de Krypton, nous avons calibré tous les détecteurs silicium dont nous avons eu besoin dans notre expérience. La source alpha (^{241}Am, ^{244}Cm, ^{239}Pu) avait 3 pics d'énergies (5.1554 MeV, 5.4857 MeV et 5.806 MeV). Le faisceau de Krypton avait une énergie de 41.8 MeV/u. A cette énergie, le faisceau de Krypton traversait tous nos détecteurs silicium, c'est pourquoi lors de la calibration il fallait connaître avec une bonne précision les vraies épaisseurs des détecteurs. Les figures III.35, III.36, III.37, III.38 et III.39 montrent les spectres en énergie obtenus lors de l'irradiation des différents détecteurs avec la source alpha et le faisceau de Krypton. On remarque que l'information Energie/Canal sur les détecteurs n-TD ne permet pas de résoudre les 3 pics à cause de la dynamique de leur PACI. L'énergie "moyenne" associée au pic est 5.4508 MeV. Le tableau III.2 contient les valeurs de a et b des différentes droites de régressions : $E = a \times x + b$, correspondant à chaque détecteur, où x est la valeur du canal.

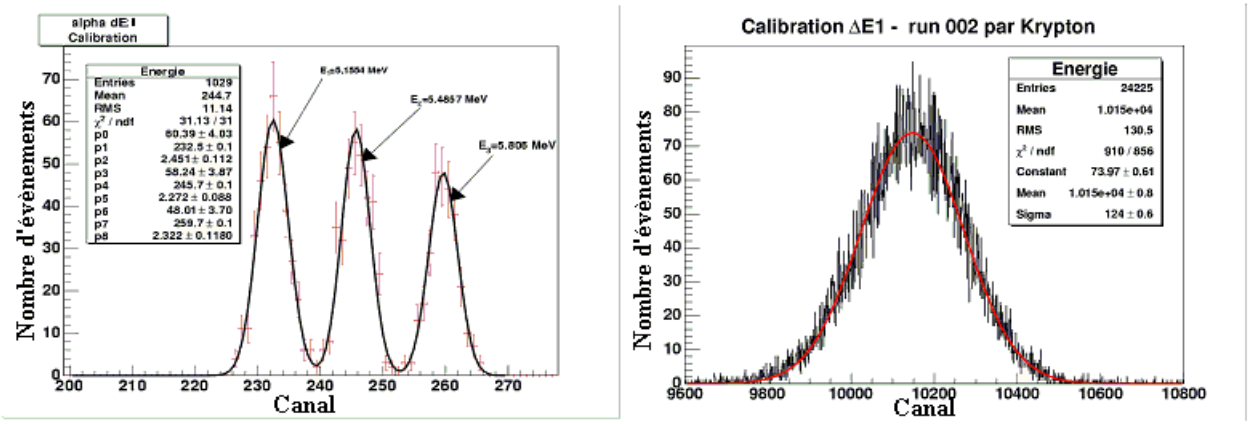

FIG. III.35 – *Calibration en énergie du détecteur* ΔE_1

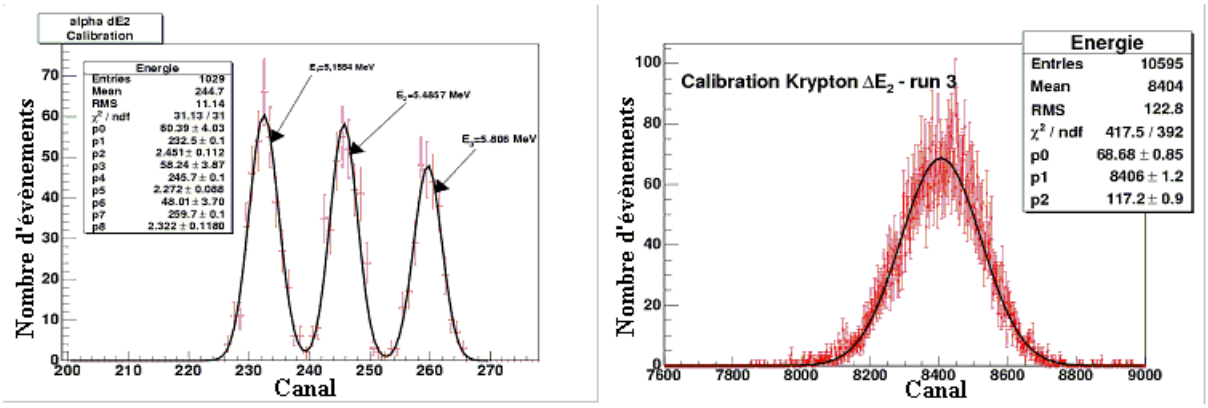

FIG. III.36 – *Calibration en énergie du détecteur* ΔE_2

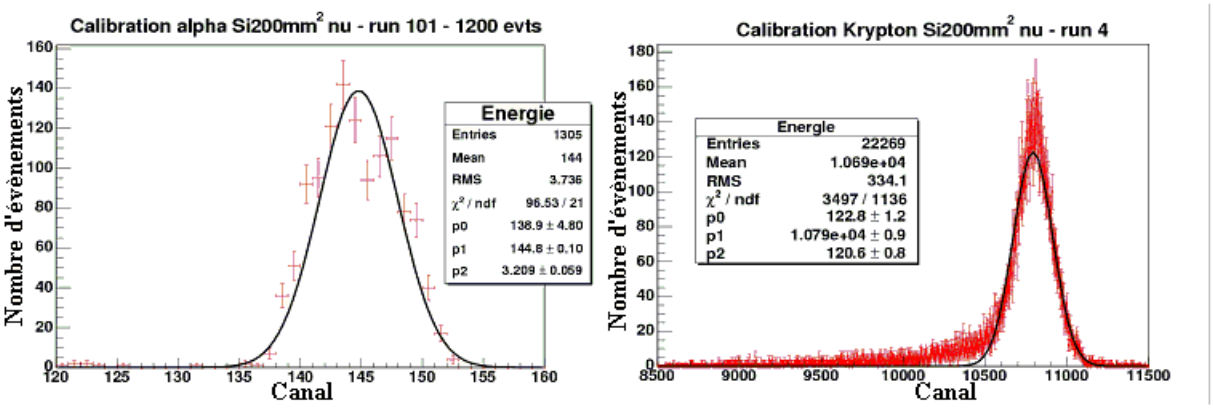

FIG. III.37 – *Calibration en énergie du détecteur AZ200*

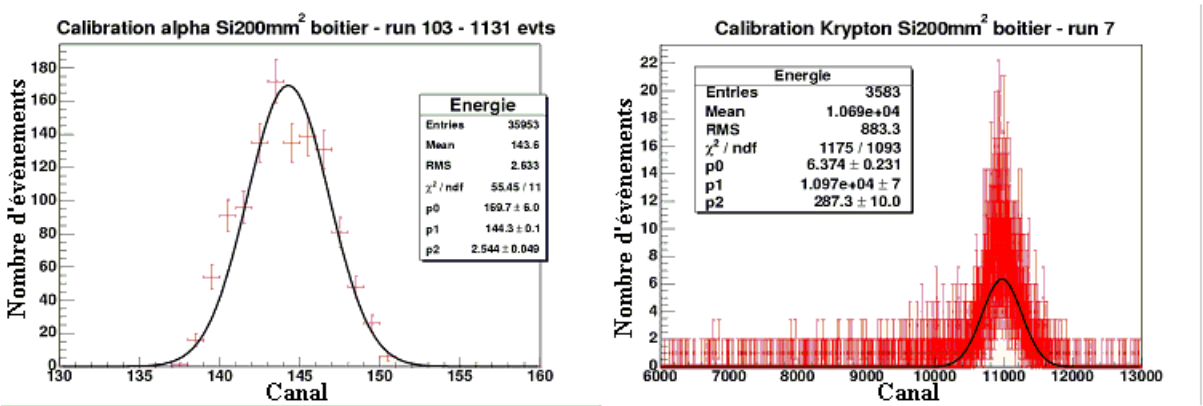

FIG. III.38 – *Calibration en énergie du détecteur AZ200b*

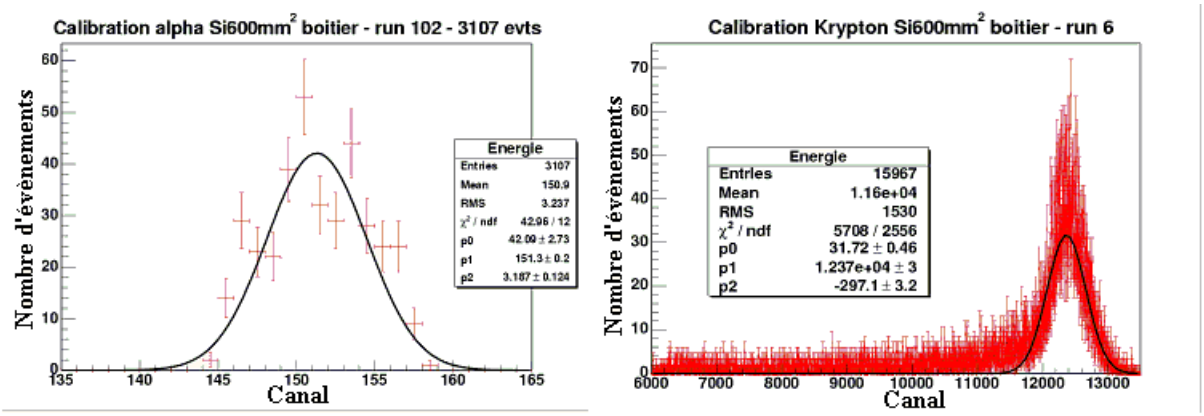

FIG. III.39 – *Calibration en énergie du détecteur AZ600b*

Détecteur	a	b
ΔE_1	0.0177	0.9057
ΔE_2	0.0219	0.1073
$AZ200$	0.1084	-10.165
$AZ200b$	0.1052	-9.7011
$AZ600b$	0.0931	-8.6085

TAB. III.2 – *Valeurs des paramétres des droites de régressions pour la calibration en énergie des différents détecteurs*

III.4.6.2 Identification des ions détectés

Comme il est dit au début de ce paragraphe, pour aboutir à l'identification des ions détectés, nous avons utilisé les méthodes $(TOF, \Delta E)$ et $(E, \Delta E)$. Et afin de connaître les différents ions produits lors de la fragmentation du faisceau de Krypton, nous avons utilisé le logiciel LISE2003 qui contient un maximum de données physiques (sections efficaces, distribution des états de charges etc...). Ce logiciel utilise une simulation Monte Carlo pour fournir les taux de production des ions formés lors d'une réaction de fragmentation à partir d'une configuration donnée : type et énergie du faisceau, cible, $B\rho_1$, $B\rho_2$, épaisseur et nature du ralentisseur de LISE.

Les figures III.40, III.41 et III.42 montrent les spectres $(TOF, \Delta E_1)$ obtenues en mesurant la perte d'énergie dans le détecteur ΔE_1 et le temps entre l'arrivée des ions sur les détecteurs et le signal HF du cyclotron. Ces trois spectres nous permettent de vérifier que les trois détecteurs ont reçus les mêmes ions rendant possible la comparaison entre les signaux.

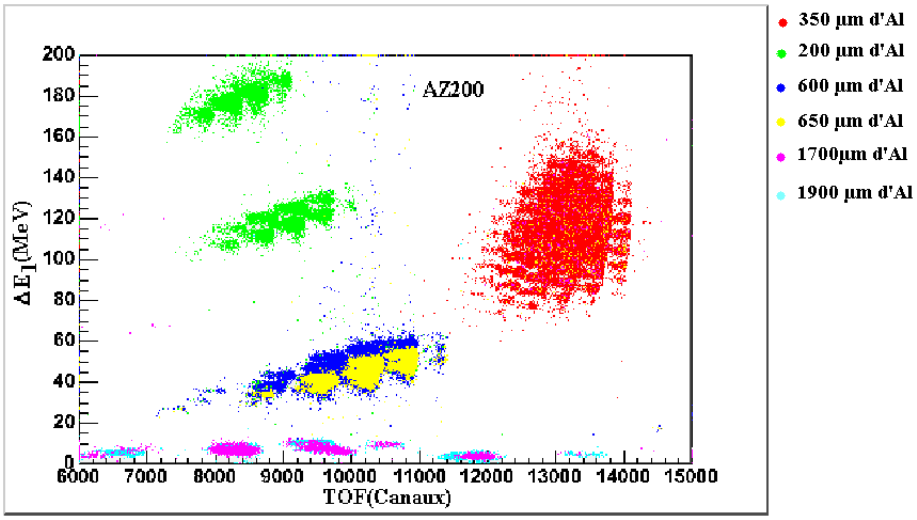

FIG. III.40 – *Carte (TOF, ΔE_1) pour le détecteur AZ200*

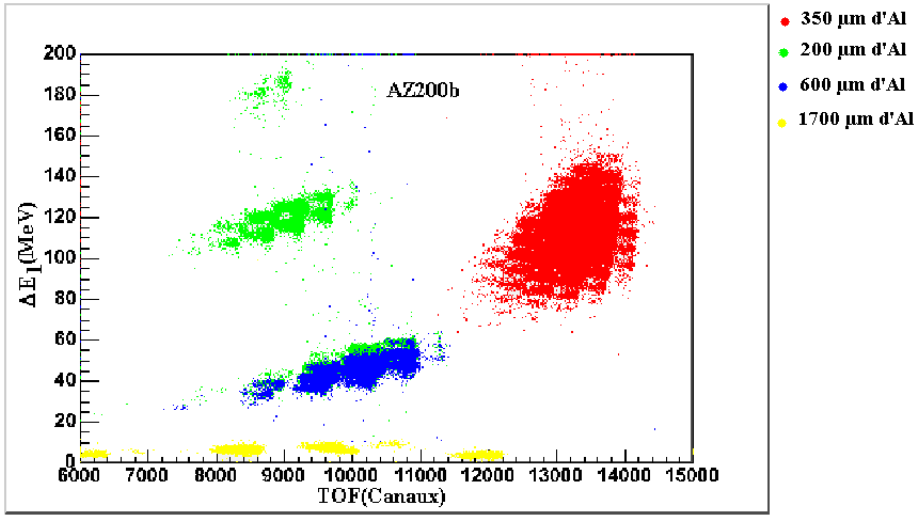

FIG. III.41 – *Carte (TOF, ΔE_1) pour le détecteur AZ200b*

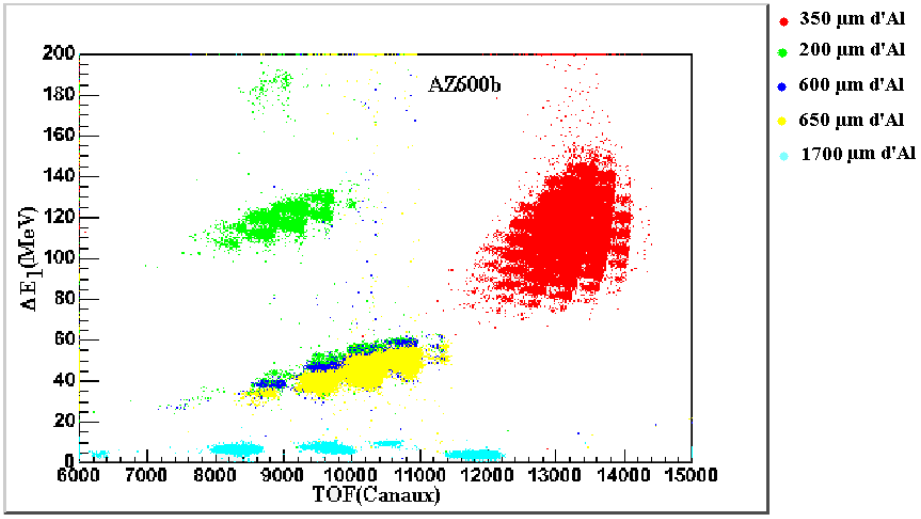

FIG. III.42 – *Carte (TOF, ΔE_1) pour le détecteur AZ600b*

Les figures III.43, III.44 et III.45 montrent les cartes $(E, \Delta E_2)$ obtenues en mesurant les pertes d'énergie dans le détecteur ΔE_2 et l'énergie dans les détecteurs AZ200, AZ200b et AZ600b respectivement. Les différentes zones tracées sur ces trois cartes correspondent aux différentes zones de Z ainsi qu'aux différentes épaisseurs de dégradeurs. D'après ces trois cartes nous remarquons que les 3 détecteurs AZ200, AZ200b et AZ600b ne présentent pas des résultats homogènes entre eux. En effet les valeurs des énergies pour les trois détecteurs doivent être égales, or ce n'est pas le cas, en particulier pour le détecteur AZ200. Le logiciel LISE2003 nous a alors permis de calculer les énergies que nous devons détecter pour chaque configuration (valeurs de $B\rho_1$ et $B\rho_2$, épaisseur du ralentisseur de LISE). Ainsi nous avons pu montrer que la chaîne électronique utilisée pour le détecteur AZ200 a oscillé lors du déroulement de l'expérience pour les trois différentes zones de charges, et que la chaîne électronique du détecteur AZ600b a derivé pendant le déroulement de l'expérience pour la configuration qui correspond aux Z > 20 (zone supérieure sur les cartes). Cependant, et heureusement, tout s'est bien déroulé pour le détecteur AZ200b.

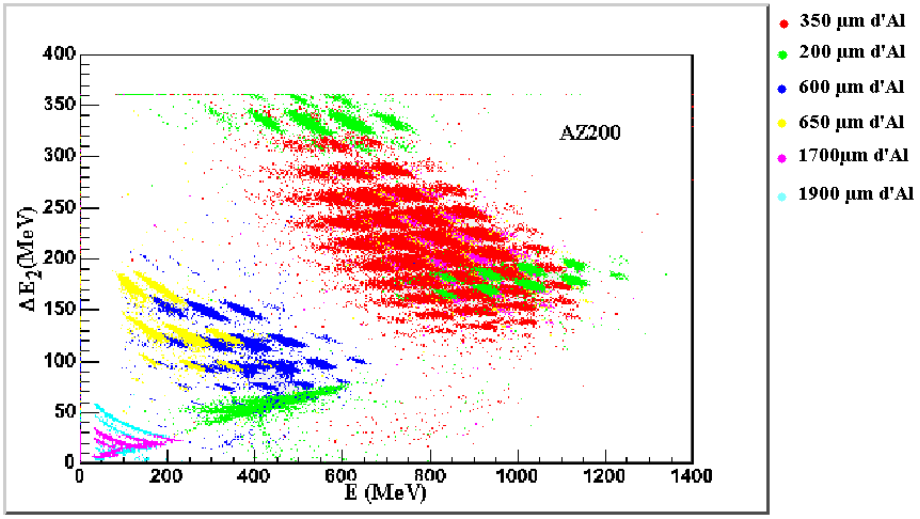

FIG. III.43 – *Carte de perte d'énergie $(E, \Delta E_2)$ pour le détecteur AZ200*

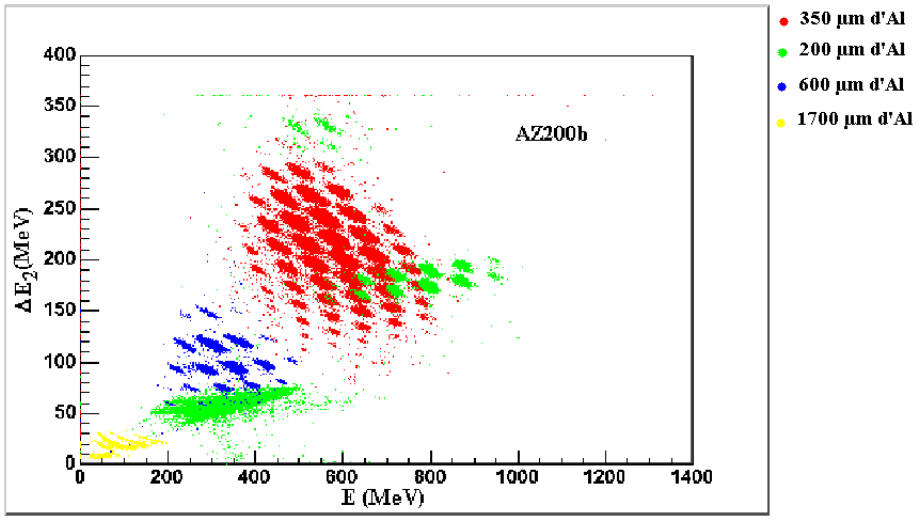

FIG. III.44 – *Carte de perte d'énergie $(E, \Delta E_2)$ pour le détecteur AZ200b*

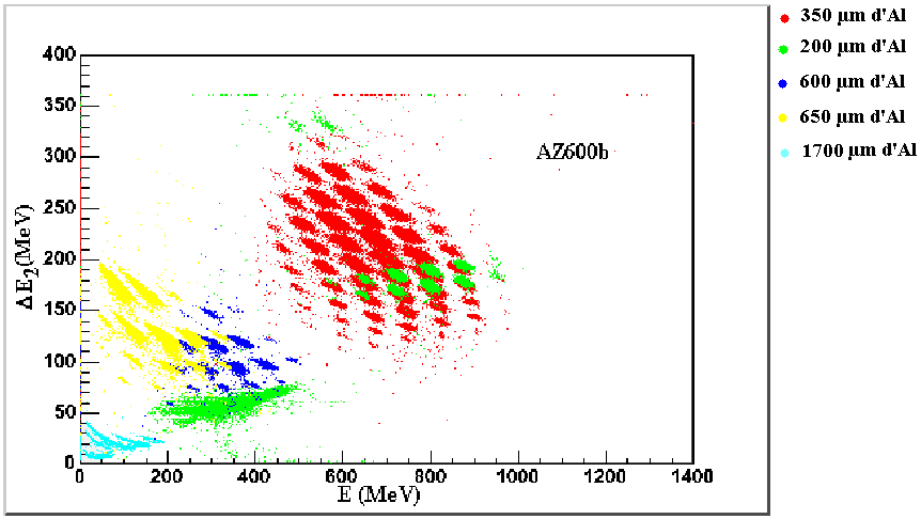

FIG. III.45 – *Carte de perte d'énergie $(E, \Delta E_2)$ pour le détecteur AZ600b*

Une dernière difficulté avec ce type d'expérience doit être résolue. Elle est liée aux différents états de charges que peuvent avoir les ions détectés. En effet en sélectionnant un ion précis sur la carte $(TOF, \Delta E_1)$, nous remarquons qu'il correspond à différents ions sur la carte $(E, \Delta E_2)$ (voir figure III.46). C'est pourquoi une double sélection sur les deux cartes, $(TOF, \Delta E_1)$ et $(E, \Delta E_2)$, doit être réalisée pour aboutir aux signaux de courant de chaque type d'ions. Néanmoins, ce problème n'existait que pour la zone où Z est supérieur à 20.

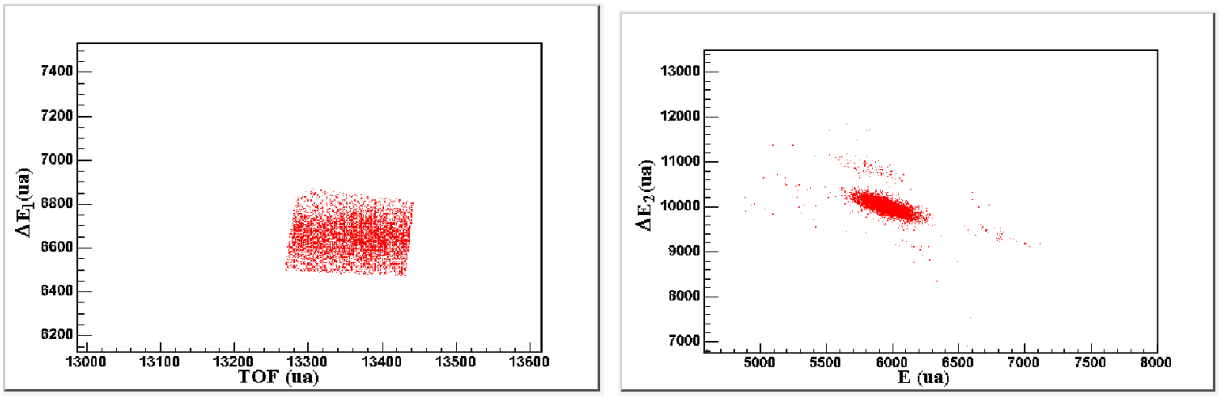

FIG. III.46 – *Problème d'états de charges*

La figure III.47 montre une carte d'identification de quelques ions détectés avec le détecteur AZ200b.

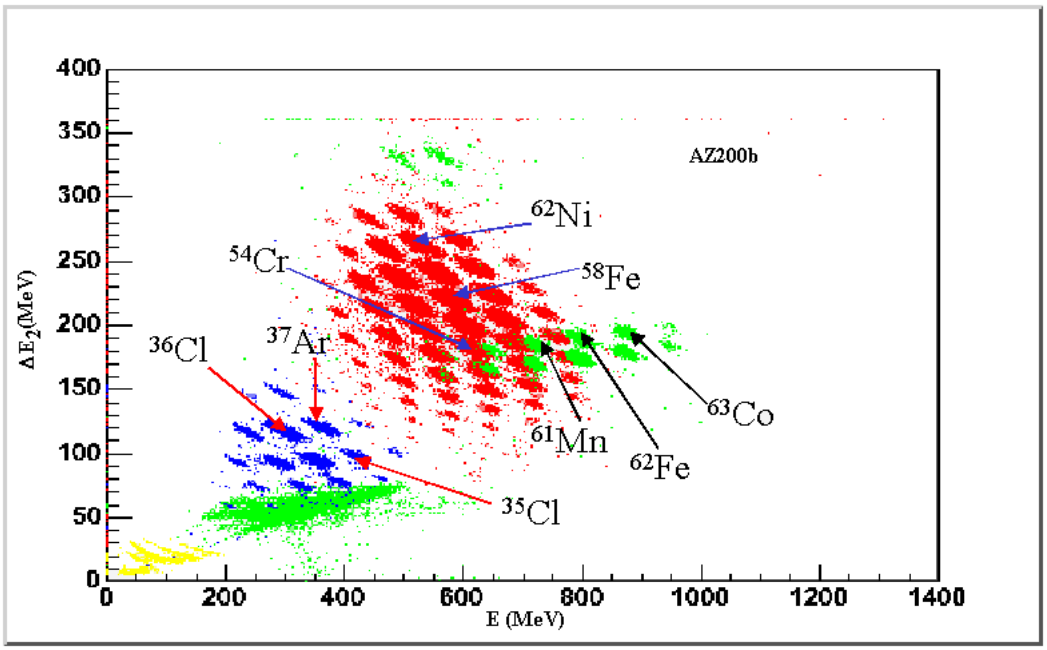

FIG. III.47 – *Identification des ions détectés sur le détecteur AZ200b*

III.4.6.3 Différentes formes de signaux observés

Avec cette expérience, le but principal était la constitution d'une base de données de signaux de courant pour différents ions à différentes énergies pouvant être utilisée pour contraindre les paramètres de la modélisation. La figure III.48 montre quelques signaux moyens obtenus lors de l'irradiation du détecteur AZ200b.

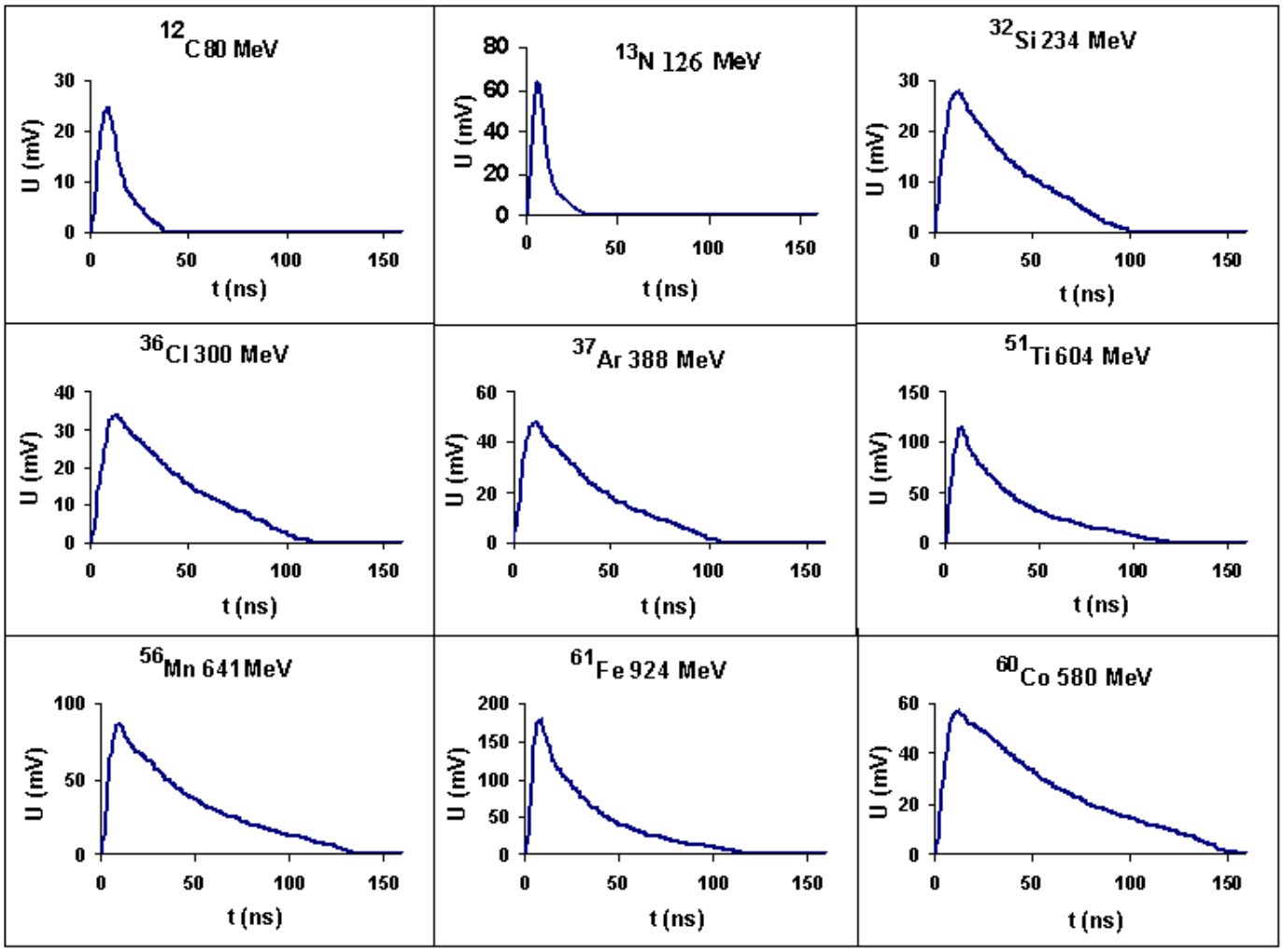

FIG. III.48 – *Quelques signaux moyens obtenus lors de l'irradiation du détecteur AZ200b*

III.4.6.4 Identification en Z des ions par leurs formes de signaux de courant

Dans cette expérience, les différents isotopes que nous avons détectés n'ont pas la même énergie. C'est pourquoi nous allons comparer les ions en fonction de leur numéro atomique Z. En effet nous avons appliqué la méthode de discrimination, que nous avons utilisée pendant le dépouillement de l'expérience faite au TANDEM d'ORSAY, qui consiste à

calculer les moments d'ordre 2 (M_2) des signaux de courants issues du PACI du détecteur AZ200b. Au début nous avons appliqué cette méthode sur les ions Li, C, et N. Sur la figure III.49 nous avons tracé les valeurs des moments d'ordre 2 en fonction de l'énergie de ces trois ions. D'après cette figure nous montrons que la séparation, de ces trois ions, est très bonne avec cette méthode.

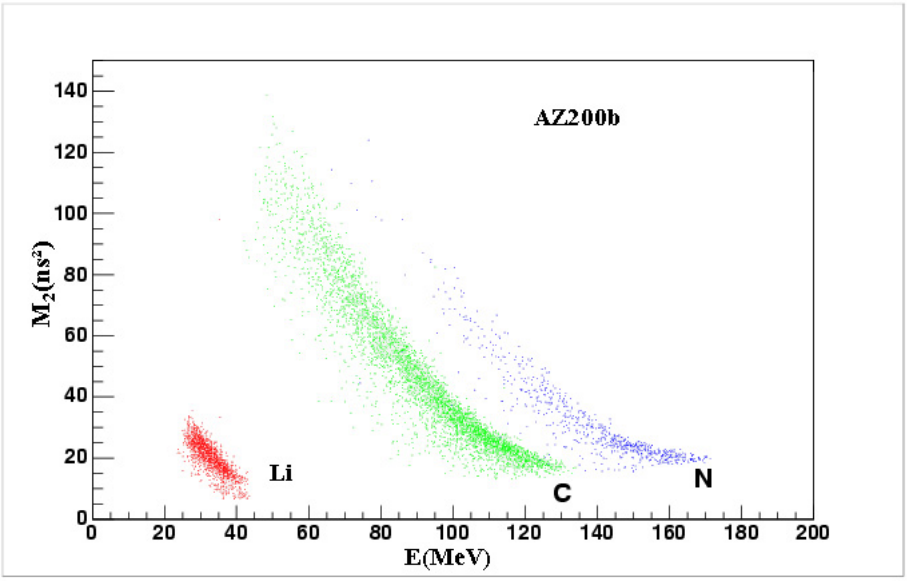

FIG. III.49 – *Séparation des ions de Li, C et N par le moment d'ordre 2*

En appliquant la même méthode de discrimination aux trois ions de la zone où la valeur de la charge Z est supérieure à 10, nous remarquons que les évènements ne sont pas nettement séparés. Il y a un mélange qui apparaît, en calculant la valeur du moment d'ordre 2, entre les différents ions (figure III.50).

Ce problème vient en fait du calcul du moment d'ordre 1 (M_1) utilisé pour le calcul de M_2. En effet, comme le montre la figure III.51, nous avons un élargissement des taches au niveau des valeurs de M_1.

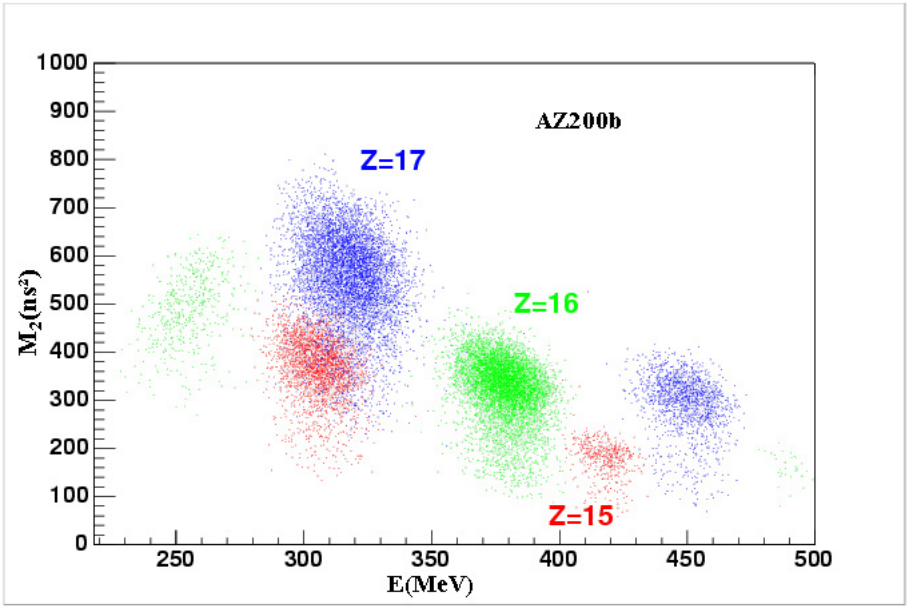

FIG. III.50 – *Séparation des ions de Z supérieur à 10*

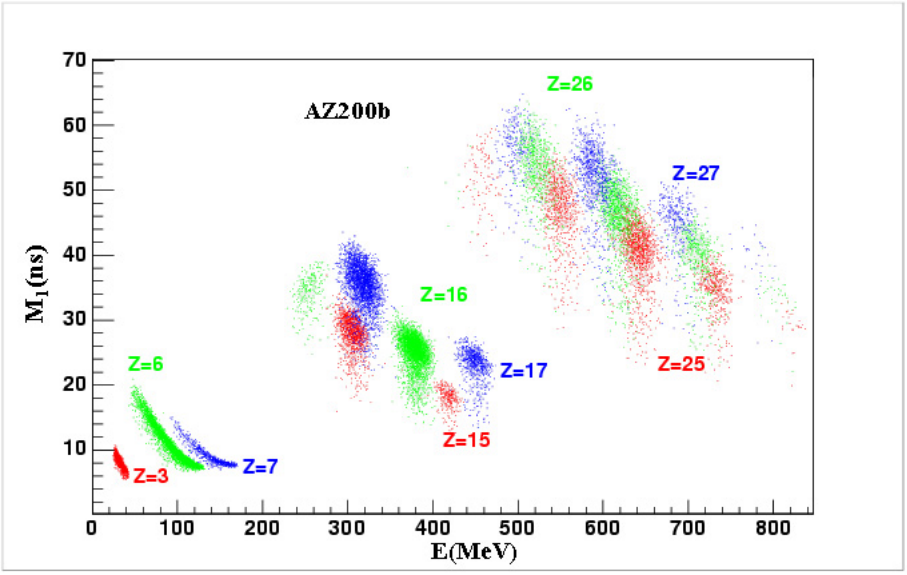

FIG. III.51 – *Moment d'ordre 1 en fonction de l'énergie des ions détectés*

Cette valeur, M_1, représente la position moyenne en temps du signal de courant. En regardant les formes des signaux de courant, nous remarquons que les formes ne sont pas stables pour le même ion à la même énergie. Tel est le cas pour l'ion ^{36}Cl à une énergie de 317 MeV±500 KeV (voir figure III.52) qui présente des fluctuations anormales au niveau de l'amplitude et par conséquent aussi sur le temps de l'impulsion puisque l'intégrale du

signal devrait être la même pour tous les signaux. Cette fluctuation en temps du signal est d'autant plus grande que l'ion est plus lourd. En effet elle est de 30 ns pour le ^{36}Cl à 317 MeV mais elle est de 60 ns pour, par exemple, le ^{58}Fe à 618 MeV±500 KeV (figure III.53). Les signaux en bleu sont les traces moyennes obtenues sur les différentes impulsions tracées sur chaque figure. Nous remarquons que ces traces moyennes sont influencées par les traces anormales des différents signaux. Le pourcentage de ces traces est au niveau de quelques pourcents.

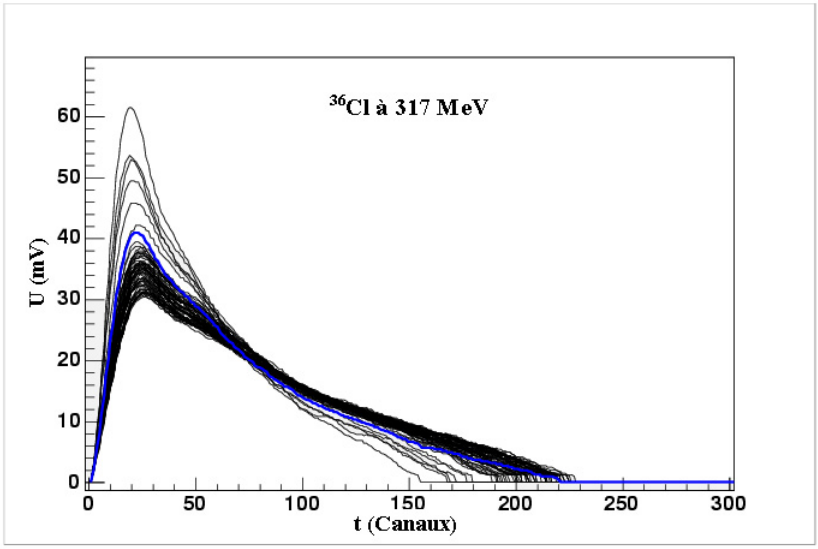

FIG. III.52 – *Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{36}Cl à 317 MeV*

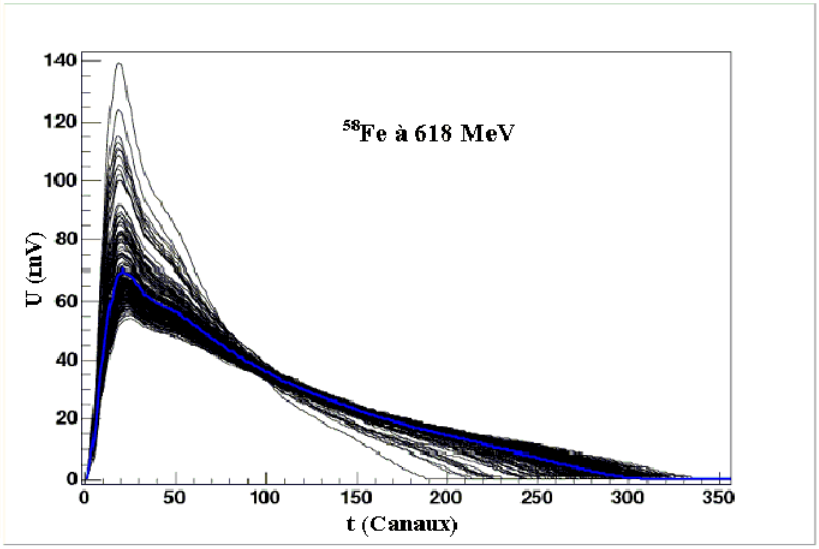

FIG. III.53 – *Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{58}Fe à 618 MeV*

Ce problème des fluctuations anormales se manifeste aussi au niveau de la valeur de l'intégrale des signaux de courant. En effet, sur les figures III.54 et III.55, nous avons présenté les spectres d'amplitudes et d'intégrales des signaux de courant issus de l'ion ^{36}Cl à 317 MeV. Nous remarquons que les signaux dont l'amplitude est grande ont une valeur d'intégrale supérieure aux autres. En outre, comme le montre le spectre de l'énergie calculée (l'intégrale du signal de courant) en fonction de l'énergie mesurée, ces signaux ont une intégrale plus grande malgré une énergie mesurée identique.

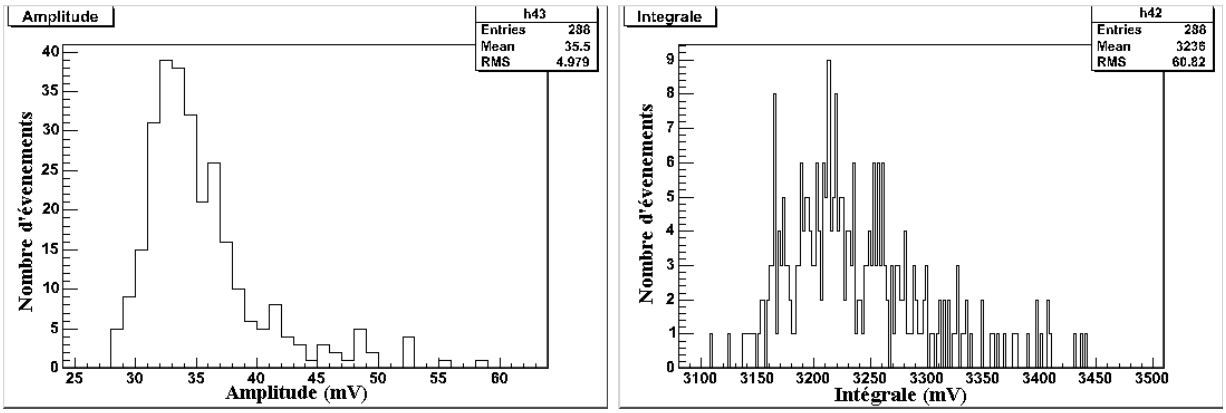

FIG. III.54 – *Spectres d'amplitude et d'intégrale obtenus avec les signaux de courant de l'ion ^{36}Cl à 317 MeV*

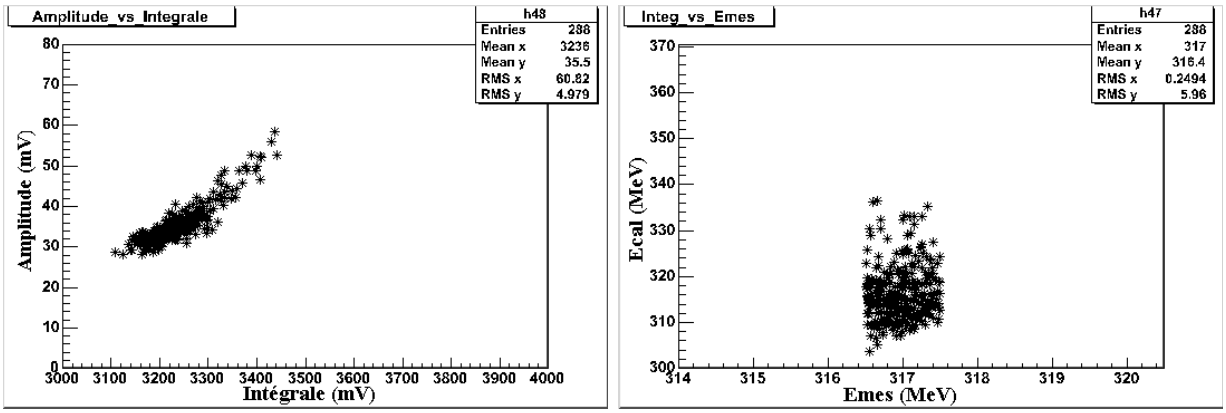

FIG. III.55 – *Amplitude en fonction de l'intégrale (gauche) et intégrale en fonction de l'énergie (droite) des signaux obtenus pour l'ion ^{36}Cl à 317 MeV*

Dans un premier temps, nous avons pensé à l'homogénéité du détecteur pour expliquer ces fluctuations anormales. Cependant lorsque nous avons regardé les signaux de courant issus du détecteur collimaté avec un trou de diamètre 5 mm, le problème persistait encore. Un exemple est donné sur la figure III.56 qui présente les signaux de courant produits par l'ion ^{58}Fe à 618 MeV.

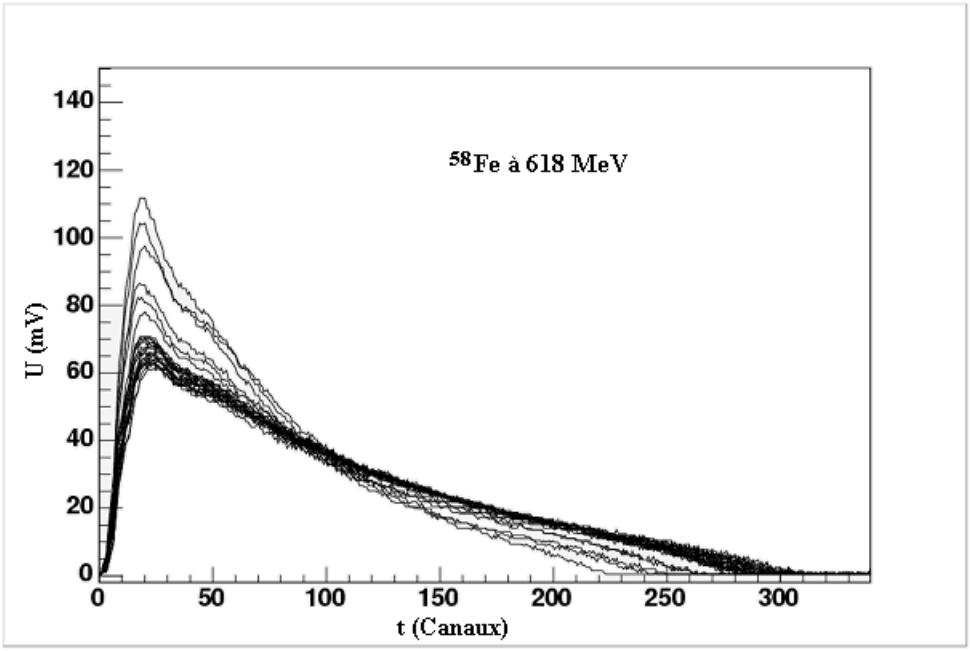

FIG. III.56 – *Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{58}Fe à 618 MeV avec le détecteur AZ200b avec un collimateur de diamètre 5 mm*

Nous avons aussi pensé au problème du straggling angulaire mais nous l'avons calculé et nous avons constaté qu'il est négligeable dans le cas de nos ions aux énergies étudiées.

En regardant les formes de signaux de courant obtenus avec le détecteur AZ600b qui était aussi monté face arrière recevant les ions, nous avons constaté la présence de ces fluctuations anormales (voir figure III.57). Cependant, en regardant les signaux obtenus avec le détecteur AZ200, qui était monté face avant recevant les ions, nous remarquons que la probabilité des fluctuations anormales diminue considérablement en passant de 5% à 0.2% (voir figure III.58).

À partir de ces deux dernières figures nous avons conclu que ce problème de fluctuations anormales de signaux peut être dû à un problème technologique au niveau de l'implantation sur la face arrière ; ce qui peut modifier les lignes de champ à l'intérieur du détecteur et par conséquent la forme de signal.

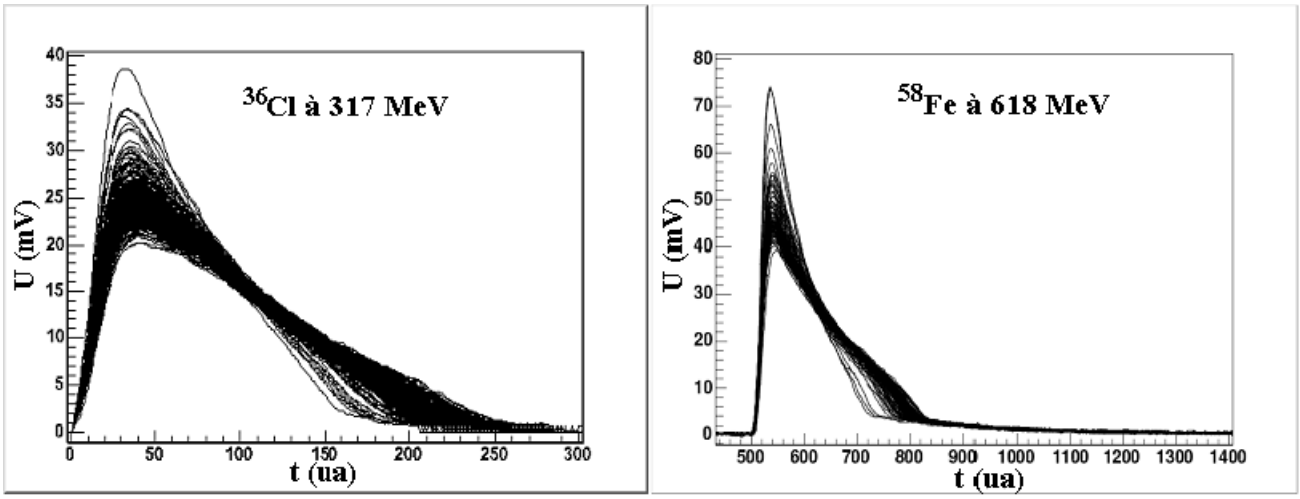

FIG. III.57 – *Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{36}Cl à 317 MeV et l'ion ^{58}Fe à 618 MeV avec le détecteur AZ600b (faisceau entrant par la face arrière)*

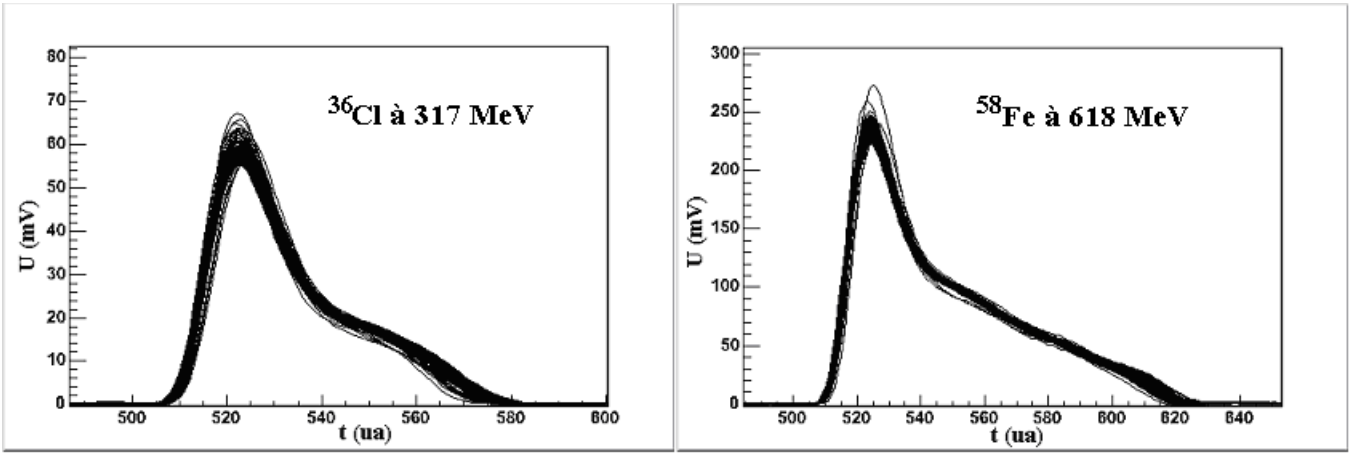

FIG. III.58 – *Signaux de courant obtenus avec l'ion ^{36}Cl à 317 MeV et l'ion ^{58}Fe à 618 MeV avec le détecteur AZ200 (faisceau entrant par la face avant)*

Remarque : Concernant la discrimination en masse A à partir des valeurs du moment d'ordre 2 (M_2), nous avons tracé l'évolution de l'écart-type de M_2 calculé sur les signaux de courant obtenus lors de l'expérience LISE en fonction du numéro atomique Z de l'ion incident à des énergies comprises entre 6 et 10 MeV/A. Nous remarquons que cette évolution est une droite de pente positive (figure III.59). Ainsi nous pouvons dire que puisque l'écart-type du moment d'ordre 2 est de 3 ns^2 pour le ^{12}C et que nous avons pu discriminer ^{12}C et ^{13}C, alors, pour le chlore (Z=17) il faudrait une différence de 3 masses pour arriver à les discriminer puisque la valeur de l'écart-type est de 8 ns^2. Dans l'annexe C nous avons mis les différnts ions détectés avec les paramètres des différents signaux correspondants.

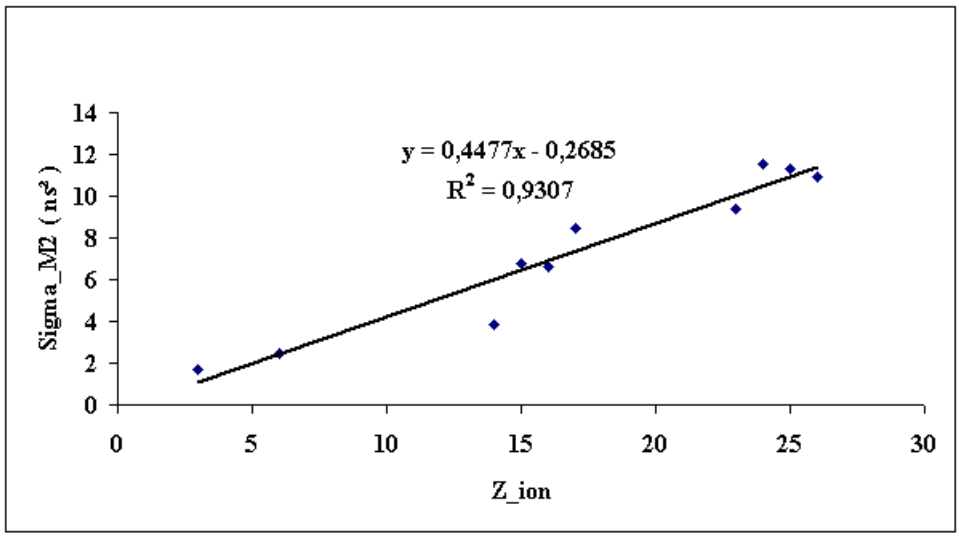

FIG. III.59 – *Variation de l'écart-type du moment d'ordre 2 en fonction du numéro atomique Z pour des énergies comprises entre 6 et 10 MeV/A*

III.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que la forme du signal de courant est caractéristique de l'ion détecté par le détecteur silicium. En effet tout un échantillon d'ions a été détecté au travers de deux expériences couvrant des gammes différentes en charge, masse et énergie. Ce chapitre, totalement expérimental, donne les signaux réels sur lesquels viendra s'appuyer la modélisation décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre IV

Modélisation et simulation des signaux de courant

IV.1 Introduction

Nous allons présenter les résultats de la simulation en utilisant d'une part le modèle de base décrit au premier chapitre, ainsi que les circuits électroniques des différents PACI pour les comparer par la suite aux données expérimentales. Cette comparaison nous permettra de montrer la limite de ce modèle et la nécessité de développer une autre modélisation dans le cas des ions lourds.

IV.2 Résultats du modèle de base pour les particules chargées

Pour comparer les impulsions de courant calculées aux impulsions obtenues expérimentalement, il faut simuler, d'une part, le comportement du détecteur silicium lors de l'interaction d'une particule ou d'un ion en utilisant la méthode présentée dans le chapitre 1 (modèle que nous avons appelé modèle de base), et d'autre part la réponse du préamplificateur aux impulsions modélisées en tenant compte des différentes caractéristiques développées au chapitre 2. Les impulsions simulées ont ensuite été comparées aux données expérimentales obtenues avec des particules chargées (protons et deutons de 3 MeV, 5 MeV et 7 MeV), dans les conditions suivantes :

- détecteur utilisé : MU300, face arrière,
- tension de polarisation : 90 V.

IV.2.1 Cas des protons et deutons de 3 MeV

Sur la figure IV.1 le résultat de la simulation est comparé aux données expérimentales obtenues avec les protons et les deutons de 3 MeV. Nous remarquons que nous avons un assez bon accord entre la simulation et l'expérience. Sur la même figure nous avons tracé les contributions des électrons et des trous. Nous remarquons que le signal résultant est dominé par le mouvement des trous ce qui est en accord avec le calcul développé au premier chapitre.

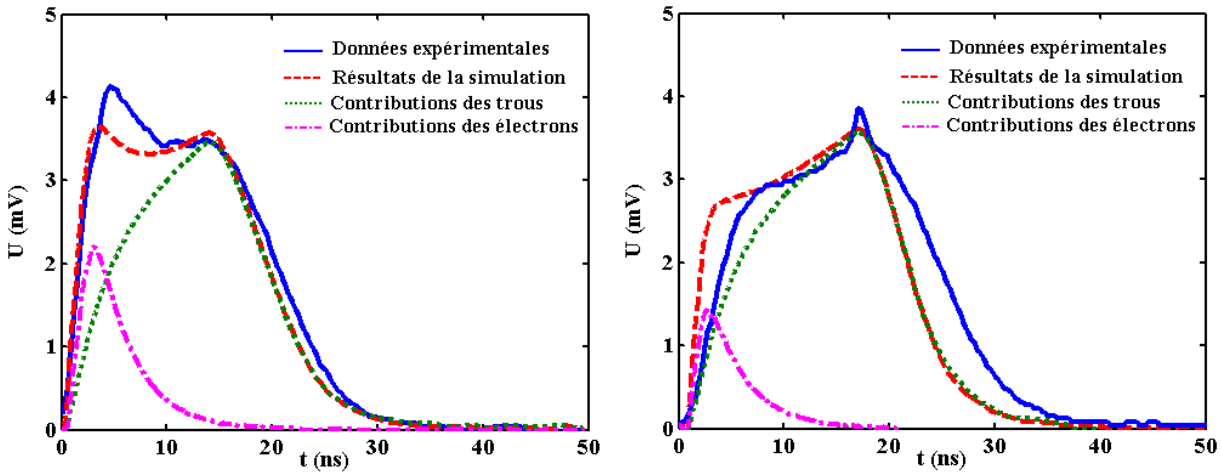

FIG. IV.1 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un proton (à gauche) et un deuton (à droite) de 3 MeV en utilisant le détecteur Mu300 irradié par la face arrière*

IV.2.2 Cas des protons et deutons de 5 MeV

Sur la figure IV.2 nous avons tracé les signaux de courants simulés et expérimentaux issus du même détecteur lors de l'irradiation par un proton et un deuton de 5 MeV. Nous remarquons que la simulation est en bon accord avec les données expérimentales et que l'accord s'améliore lorsque l'énergie des particules augmente.

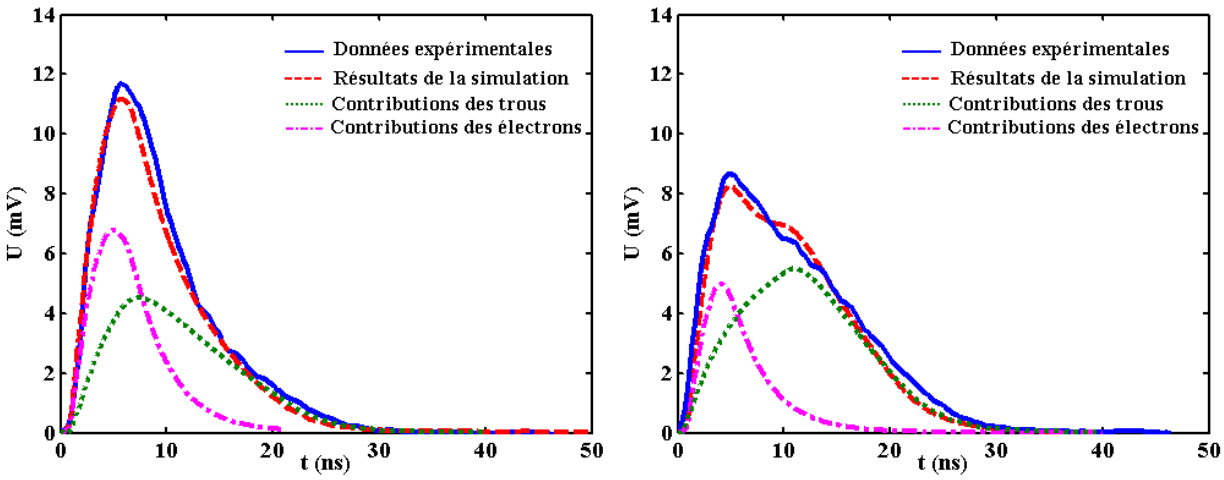

FIG. IV.2 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un proton (à gauche) et un deuton (à droite) de 5 MeV en utilisant le détecteur Mu300 irradié par la face arrière*

IV.2.3 Cas du deuton de 7 MeV

Sur la figure IV.3 nous avons tracé le résultat de simulation d'un deuton de 7 MeV avec le même détecteur. D'après cette figure nous remarquons que le modèle de base reproduit maintenant très bien les résultats expérimentaux.

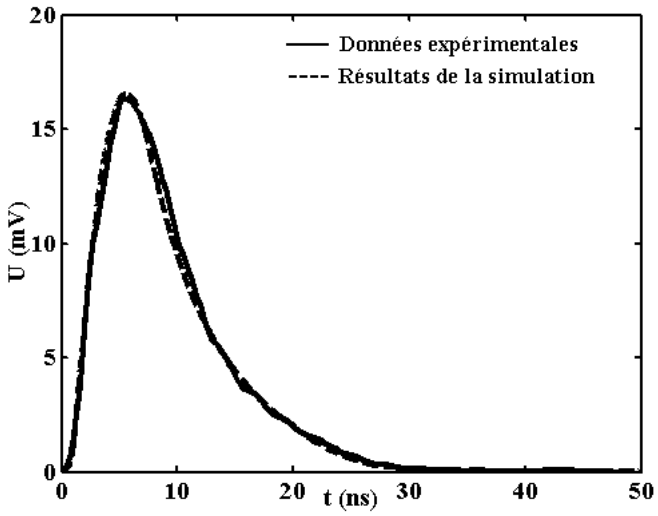

FIG. IV.3 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un deuton de 7 MeV en utilisant le détecteur Mu300 irradié par la face arrière*

Lorsque l'énergie augmente la densité d'énergie linéaire moyenne (en $MeV/\mu m$) diminue : elle est de 0.049 $MeV/\mu m$, 0.0363$MeV/\mu m$ et 0.0292$MeV/\mu m$ pour respectivement

3 MeV, 5 MeV et 7 MeV [18]. Cette notion de densité a clairement un effet sur la formation du signal comme nous le verrons par la suite.

Remarque : En étudiant d'un peu plus près les signaux simulés tracés sur les trois dernières figures, nous avons remarqué une légère différence entre l'intégrale du signal simulé et celle du signal expérimental. Cette erreur sur l'intégrale de courant est due essentiellement aux erreurs de calcul de la capacité parasite introduite, pour modifier le gain en sortie courant, dans la simulation du PACI (voir deuxième chapitre). C'est pourquoi, pour le proton de 5 MeV, les intégrales des signaux donnent des énergies de 4.83 MeV et 4.97 MeV pour respectivement la modélisation et l'expérience. L'erreur sur l'energie est de 2.8% par rapport au signal expérimental [11]. Cette erreur peut être considérée comme négligeable par rapport à la reproduction de la forme du signal de courant.

Pour les particules chargées légères, ce modèle apparaît convenable ; en effet nous reproduisons bien les formes de signaux de courant, en particulier à partir de 5 MeV.

IV.3 Limitation du modèle de base avec les ions lourds

Nous avons utilisé le modèle de base pour simuler les signaux de courant issus des ions lourds dans les conditions suivantes :

- détecteur utilisé : AZ200b, face arrière,
- tension de polarisation : 190V,
- ions d'intérêt : ^{12}C à 80 MeV et ^{36}Cl à 317 MeV.

Sur la figure IV.4 nous avons tracé la réponse de ce détecteur à un ion de ^{12}C à 80 MeV et à un ion de ^{36}Cl à 317 MeV.

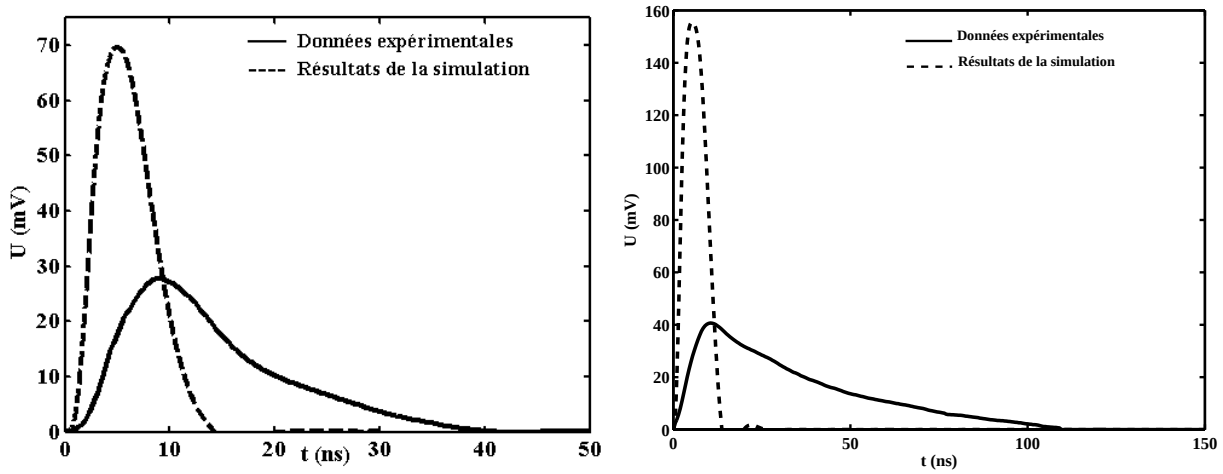

FIG. IV.4 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation avec le modèle de base pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 80 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière*

D'après cette figure nous constatons que la simulation, réalisée avec le modèle de base, n'est plus en accord avec les données expérimentales ; ce modèle n'est donc plus valable pour les ions lourds. En effet, le temps de collection et le temps de montée du signal de simulation sont plus rapides que ceux du signal expérimental et l'amplitude du signal simulé est plus grande que celle obtenue expérimentalement bien que l'intégrale calculée soit exactement la même pour les deux signaux.

A cause de la forte densité de porteurs de charges créés, le champ électrique régnant entre les électrodes du détecteur est écranté le long de la trace d'ionisation ; il y a ainsi un ralentissement au niveau de la collection. C'est pourquoi nous avons un temps de collection expérimental plus lent que le signal simulé.

Ce phènomène présente donc une limitation au modèle de base. Plusieurs auteurs [33, 34, 35] ont tenté de fournir une explication et proposé un formalisme que nous allons détailler.

IV.4 Modèles existants pour les ions lourds

IV.4.1 Le modèle de diffusion

Dans ce modèle, Tove et Seibt [33, 34], affirment que la haute densité des porteurs de charges créés le long de la trace cylindrique d'ionisation de la particule incidente produit une zone de haute conductivité qu'on appelle "plasma". Le champ électrique régnant dans le détecteur ne peut pas pénétrer dans cette zone (dont le champ est nul) et par conséquent les porteurs de charges doivent diffuser à l'extérieur de la trace avant d'être soumis à l'effet du champ électrique. Ce plasma se dilate radialement à cause de cette diffusion. Celle-ci diminue la densité volumique des porteurs jusqu'à une certaine valeur de densité n_s de

l'ordre de la densité de dopants dans le silicium à l'équilibre [34]. Pour le détecteur étudié $n_s \approx N_D$ (N_D est le nombre de dopant dans le silicium de type N, $N_D \approx 10^{12} atomes/cm^3$).

L'équation de diffusion est la suivante [34] :

$$\frac{dn}{dt} = D_a \nabla^2 n \tag{IV.1}$$

avec D_a le coefficient de diffusion ambipolaire calculé à partir des coefficients de diffusion de l'électron et du trou et n est la concentration volumique des charges. La solution de cette équation en coordonnées cylindriques est :

$$n(r,t) = \frac{N_{lin}}{4\pi D_a t} exp(\frac{-r^2}{4D_a t}) \tag{IV.2}$$

avec N_{lin} la concentration linéaire soit $N_{lin} = \frac{N}{dx}$, où N est le nombre de paires de porteurs dans une tranche dx. Par la suite nous ferons une différence entre les lettres qui correspondent à la densité volumique (n), la densité linéaire (N_{lin}) et le nombre de porteurs (N). D'après l'équation (IV.2), il faut calculer $n(r,t)$ jusqu'à ce que n devienne inférieur à n_s. Si n est supérieure à n_s, on ne peut pas collecter les porteurs. En supposant que la trace de l'ion a un rayon initial moyen r_0 à $t = 0$ alors $< r^2 >= 4D_a t + r_0^2$ [34, 31]. Pour simplifier le formalisme et puisque d'après l'équation (IV.2), n s'étale vers l'infini nous allons collecter le nombre de porteurs qui sont sortis de la trace dès que r est supérieur à r_0. Ces porteurs sont alors collectés par le champ extérieur, par contre le reste n'est pas collecté puisque r est inférieur à r_0 et le champ est toujours nul à l'intérieur de la trace. Il suffit donc de calculer le nombre de porteurs de charges sortant du cylindre dans un intervalle de temps dt à partir de l'équation (IV.2) :

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = -\frac{r_0^2}{4D_a t^2} N_{lin} exp(\frac{-r_0^2}{4D_a t}) = -N_{lin}\frac{p}{t^2} exp(-\frac{p}{t}) \tag{IV.3}$$

$p = \frac{r_0^2}{4D_a}$, est un paramètre à chercher.

Ces charges se retrouvent alors soumises au champ extérieur et sont collectées de la même façon que dans le modèle de base. Le signal induit dépend alors de deux paramètres : le rayon de la trace (et donc p) et N_{s-lin} qui est la densité linéaire seuil. Nous avons cherché les valeurs de ces paramètres par minimisation de χ^2 des signaux simulés pour s'approcher des signaux expérimentaux. Nous avons utilisé cette méthode pour le ^{12}C de 80 MeV et le ^{36}Cl de 317 MeV, avec le détecteur AZ200b irradié par la face arrière, et nous avons cherché les paramètres p et N_{s-lin} pour chacun des deux ions.

Les résultats de simulation sont présentés sur la figure IV.5 et les valeurs de p et N_{s-lin} trouvées sont données par le tableau IV.1 ainsi que la valeur du rayon r_0 de la trace obtenu à partir de la valeur de p et la valeur de n_s calculée à partir de N_{s-lin}.

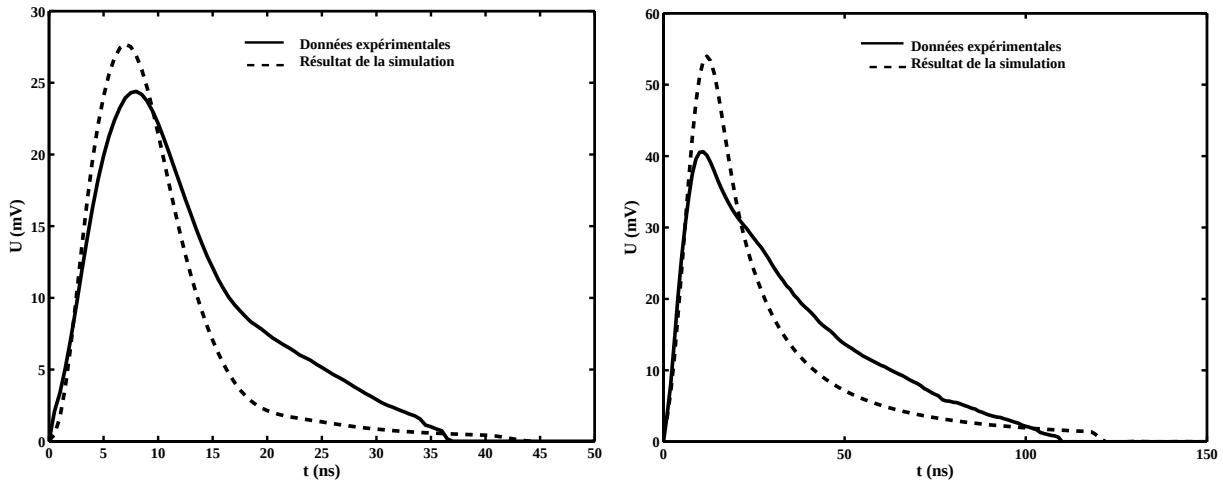

FIG. IV.5 – *Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de diffusion pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 317 MeV*

Ion	Energie (MeV)	p (ns)	r_0 (μm)	N_{s-lin} (paires/μm)	n_s (paires/cm^3)
^{12}C	80	1.51	3.12	7276	238×10^{12}
^{36}Cl	317	13.24	9.3	8453	31×10^{12}

TAB. IV.1 – *Valeurs des paramètres pour le modèle de diffusion pour les ions de ^{12}C de 80 MeV et ^{36}Cl de 317 MeV*

Nous constatons que ce modèle augmente la durée du signal et qu'il est meilleur que le modèle de base mais il reste cependant incomplet car la descente est plus rapide que dans l'expérience. Rappelons que les intégrales des signaux simulés sont toujours en accord avec l'énergie des ions.

IV.4.2 Le modèle de Pausch

Ce modèle publié par G.Pausch [3], en 1994, utilise certaines hypothèses du modèle précédent. En effet on considère toujours que le champ à l'intérieur de la trace cylindrique est nul et que les porteurs de charges qui se sont échappés de la zone du plasma, après un certain temps t_{pl}, sont mis en mouvement sous l'action du champ électrique comme dans les modèles précédents. Historiquement, Seibt et d'autres auteurs [26, 36, 37, 38] ont mesuré le temps de collection total et proposé des expressions pour t_{pl} qui dépendaient du champ électrique et/ou du pouvoir d'arrêt de la particule [33, 39]. Dans le modèle de Pausch, chaque section dx du plasma est érodée indépendamment des sections voisines et le temps de plasma $t_{pl}(x)$ dépend uniquement de la densité locale initiale des paires de porteurs de

charges $n_0(x)$ dans une tranche dx et du champ électrique local $F(x)$. Il est donné par :

$$t_{pl}(x) = \frac{\beta}{F(x)}(\frac{dE}{dx})^{\frac{1}{2}}, \tag{IV.4}$$

avec β paramètre dont la valeur est obtenue expérimentalement et donnée par $\beta = 3.5$ $V.ns/(MeV\mu m)^{1/2}$. Cette valeur est calculé à partir des mesures faites par Seibt [26, 3].

Le taux de porteurs qui s'échappent du plasma à un instant t est alors inversement proportionnel à t_{pl} et dépend du nombre initial,$N_0(x)$, de porteurs dans une tranche dx. Pour une tranche d'abscisse x dans le détecteur, il vient :

$$\frac{dN(x,t)}{dt} = \frac{N_0(x)}{t_{pl}(x)}. \tag{IV.5}$$

Nous avons testé ce modèle avec l'ion ^{12}C de 80 MeV et l'ion ^{36}Cl de 317 MeV en utilisant le détecteur AZ200b polarisé à 190 V et irradié par la face arrière et nous avons obtenu le résultat présenté sur la figure IV.6. Nous remarquons un mauvais accord entre les résultats de ce modèle et l'expérience. En effet le temps de collection du signal simulé est inférieur à celui obtenu expérimentalement et l'amplitude du signal simulé est supérieure à celle mesurée. Les résultats sont moins bons que dans le modèle précédent.

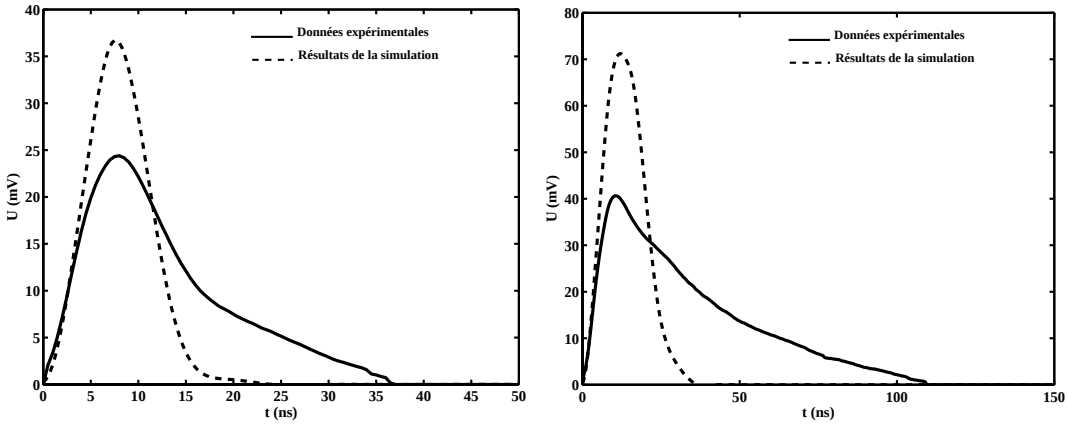

FIG. IV.6 – *Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Pausch pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 317 MeV*

IV.5 Une nouvelle approche : variation de la polarisation diélectrique

Considérons les deux particules, proton de 5 MeV et ^{12}C de 80 MeV. Les densités d'énergie linéaire moyenne des deux particules sont totalement différentes (0.023 MeV/μm et 0.6106 MeV/μm respectivement), comme indiqué dans la colonne 3 du tableau IV.2.

Ion	E	$E/Parcours$ [MeV/μm]	Concentration linéaire [cm^{-1}]	Concentration volumique [cm^{-3}]	Distance e-h [nm]	F_{e-h} [V/cm]	F_{min} [V/cm]
p	5	0.023	64.6×10^6	3.6×10^{15}	65	291	2167
^{12}C	80	0.6106	17.1×10^8	9.6×10^{16}	22	2579	2067

TAB. IV.2 – *Valeurs moyennes de la densité linéaire d'énergie, de concentration de porteurs, de distance relative et de champ d'interaction entre un électron et un trou pour un proton de 5 MeV et un ion ^{12}C de 80 MeV*

Ainsi les concentrations linéaires moyennes de porteurs de charges (colonne 4) sont très différentes entre les deux particules. Par conséquent la concentration volumique moyenne de paires électron-trou présentée dans la colonne 5 est au moins un ordre de grandeur plus grande dans le cas du carbone, mais moins élevée cependant que la concentration d'électrons libres dans un conducteur, qui est de l'ordre du nombre d'Avogadro (6.02 10^{23}). Afin de calculer la distance moyenne relative entre deux porteurs de charges, nous avons supposé que le rayon de la trace était $r_0 = 750$ nm, Ce qui est une moyenne entre les valeurs 1150 nm et 400 nm relevées dans [26] et [27]. La distance moyenne relative entre deux porteurs (colonne 6) est trois fois plus courte pour le ^{12}C que le proton. Cela entraîne une augmentation d'un ordre de grandeur dans l'interaction coulombienne (inversement proportionnelle au carré de cette distance) pour une paire électron-trou (colonne 7), dans le cas du ^{12}C. Nous supposons que la distance moyenne relative entre un électron et un trou est du même ordre de grandeur que la distance relative entre les différentes paires. La valeur minimale du champ F_{min} calculée à $x = 0$ de la face arrière du détecteur est donnée dans la dernière colonne. Le champ coulombien F_{e-h}, dans le cas du ^{12}C de 80 MeV, est trop important par rapport au champ minimal F_{min} pour libérer les charges alors qu'il est presque 10 fois inférieur dans le cas du proton de 5 MeV. Nous allons alors considérer les porteurs de charges comme des "dipôles" et nous allons relier leur densité à un formalisme électrostatique qui est celui de la polarisation diélectrique du milieu, initié par Kanno [28].

Dans les deux modèles précédents, on supposait que le champ électrique, dans la trace de l'ion, est nul ce qui est équivalent à dire que la constante diélectrique $\epsilon = \infty$ dans la trace. Or ce cas n'est possible que si le matériau considéré est un conducteur alors que le silicium est un diélectrique. Kanno avait [29] déjà associé le plasma créé par ionisation à un changement de la permittivité du milieu. En essayant d'argumenter et de formaliser d'une manière rigoureuse cette idée, nous avons developpé un nouveau modèle [30]. En

effet les porteurs de charges, de signes opposés, sont considérés comme des dipôles (paires électron-trou) légérement orientés par le champ électrique initial de telle manière que les centres de gravité des charges négatives et positives à l'intérieur de la trace de l'ion ne coïncident pas, c'est la polarisation diélectrique volumique. Suite à cette polarisation, la permittivité diélectrique à l'intérieur de la trace d'ionisation $\epsilon'(x)$ augmentera par rapport à la permittivité du silicium $\epsilon(x)$. Par conséquent le champ $F_{in}(x)$ à l'intérieur de la trace de l'ion incident est diminué par rapport à sa valeur initiale $F(x)$. Quoique diminué, $F_{in}(x)$ peut immédiatement conduire les porteurs, ou au moins une partie d'entre eux, vers les deux électrodes collectrices. Concrètement Kanno a d'abord considéré ϵ' comme étant directement proportionnelle à la densité de plasma [28, 31] puis simplement en tant que constante $\epsilon' = 10 \times \epsilon$ [29]. Pour lui, le champ électrique était nul à l'intérieur de la trace, la diffusion étant toujours le processus d'érosion du plasma. Il calculait le champ électrique nécessaire à l'érosion en considérant un cylindre diélectrique homogène placé dans un champ électrique externe uniforme mais perpendiculaire à son axe [32]. Il résolvait l'équation de Poisson en imposant $F(x) = 0$ pour $x = d$. Or dans les conditions d'utilisation standard d'un détecteur silicium, la trace est parallèle au champ régnant dans la jonction complètement déplétée. Néanmoins, Kanno reste le premier à avoir eu l'idée d'un changement de constante diélectrique.

IV.5.1 Le formalisme

Le champ électrique induit par une densité de charge libre σ_{libre} dans le vide est donné par la troisième équation de Maxwell : $\nabla\vec{F} = \sigma_{libre}/\epsilon_0$. Dans un milieu diélectrique il s'écrit :

$$\nabla\left(\vec{F} + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0}\right) = \frac{\sigma_{libre}}{\epsilon_0} \Longleftrightarrow \nabla\vec{F} = \frac{\sigma_{libre} + \sigma_{pol}}{\epsilon_0}. \tag{IV.6}$$

où $\vec{P}$ est le vecteur de polarisation diélectrique et, le terme supplémentaire $\sigma_{pol} = -\nabla\vec{P}$, est la densité de charge de polarisation donnée par le produit de la charge électrique e et de la concentration volumique n de dipôles : $|\sigma_{pol}| = ne$. Le moment dipolaire moyen est : er, r est la distance relative moyenne entre les charges et $P = ern$ a la signification physique d'un moment dipolaire volumique. Dans une première approximation : $\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{F}$, χ étant la susceptibilité diélectrique ; l'équation (IV.6) devient alors :

$$\nabla\left[(1+\chi)\,\vec{F}\right] = \frac{\sigma_{libre}}{\epsilon_0} \Longleftrightarrow \nabla\left(\epsilon_{\mathrm{r}}\vec{F}\right) = \frac{\sigma_{libre}}{\epsilon_0},$$

avec $\epsilon_r = 1 + \chi$ la permittivité diélectrique relative.

Pour un milieu homogène ϵ_r est une constante et on a :

$$\nabla\vec{F} = \frac{\sigma_{libre}}{\epsilon_{\mathrm{r}}\epsilon_0} \Longleftrightarrow \nabla\vec{F} = \frac{\sigma_{libre}}{\epsilon}. \tag{IV.7}$$

En introduisant le potentiel électrique φ :

$$\vec{F} = -\nabla\varphi, \tag{IV.8}$$

l'équation (IV.7) devient l'équation de Poisson pour le potentiel :

$$\nabla^2\varphi = -\frac{\sigma_{libre}}{\epsilon}. \tag{IV.9}$$

Quand la concentration de dipôles change de n_0 à $n_0' = n_0 + n$, la polarisation change de P à $P' = ern_0 + er'n$, où nous avons supposé également des distances relatives moyennes différentes : $r' \neq r$. Les deux distances sont proportionnelles au champ électrique pour n_0 et n respectivement. Ce qui nous mène à la relation entre permittivités diélectriques relatives :

$$\boxed{\epsilon_{\mathrm{r}}' = \epsilon_{\mathrm{r}} + a_1 n} \tag{IV.10}$$

Ceci sera utilisé pour relier la nouvelle constante diélectrique dans la trace ionisante à la concentration n de porteurs de charges par l'intermédiaire de la constante a_1 qui est un premier paramètre du modèle. Juste après l'ionisation, la concentration initiale dans une tranche dx du cylindre est : $n_0 = \frac{1}{(\pi r_c^2 w)|dE/dx|}$, avec w=3.62eV l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou.

IV.5.2 L'équation de Poisson

Nous allons résoudre l'équation de Poisson dans le cas particulier d'une jonction PN (le détecteur) de permittivité diélectrique relative ϵ_r, dont une partie (la trace d'ionisation) a une constante diélectrique ϵ_r' différente et variable. La densité de charge d'espace $\sigma(x) = \sigma_{libre}$ s'écrit comme :

$$\sigma(x) = \begin{cases} eN_{\mathrm{D}}, & 0 < x \leq x_{\mathrm{n}} \\ -eN_{\mathrm{A}}, & x_{\mathrm{n}} < x \leq x_{\mathrm{p}} \end{cases},$$

avec N_A la concentration des accepteurs dans la partie P de la jonction et N_D la concentration des donneurs dans la partie N. La condition de conservation de la charge implique :

$$N_{\mathrm{D}} x_{\mathrm{n}} = N_{\mathrm{A}}(x_{\mathrm{p}} - x_{\mathrm{n}}). \tag{IV.11}$$

Divisons la longueur R de la trace ionisante en petites tranches k, placées aux distances l_i ($i = 1..k$ et $l_k = R$) (figure IV.7) de la face arrière, dans lesquelles le milieu peut être considéré comme homogène et la permittivité $\epsilon_r(l_i)$ constante. En tenant compte de la géométrie cylindrique, l'équation de Poisson (IV.9) devient dans un modèle mono-dimensionnel :

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \begin{cases} -eN_{\mathrm{D}}/\epsilon(l_1), & 0 < x \leq l_1 \\ \vdots & \\ -eN_{\mathrm{D}}/\epsilon(l_{\mathrm{i}}), & l_{\mathrm{i}-1} < x \leq l_{\mathrm{i}} \\ \vdots & \\ -eN_{\mathrm{D}}/\epsilon(l_{\mathrm{k}}), & l_{\mathrm{k}-1} < x \leq l_{\mathrm{k}} \\ -eN_{\mathrm{D}}/\epsilon, & R < x \leq x_{\mathrm{n}} \\ eN_{\mathrm{A}}/\epsilon, & x_{\mathrm{n}} < x \leq x_{\mathrm{p}} \end{cases}, \tag{IV.12}$$

avec des conditions aux limites : $\varphi(0) = V$ et $\varphi(x_n + x_p) = 0$. En utilisant la continuité de la composante normale du vecteur déplacement $D = \epsilon_0 F + P$ dans chacune des surfaces de séparation entre deux zones homogènes , on arrive à la solution suivante :

$$F(x) = \begin{cases} eN_{\mathrm{D}}x/\epsilon(x) - \epsilon C/\epsilon(x), & 0 < x \leq R \\ eN_{\mathrm{D}}x/\epsilon - C, & l < x \leq x_{\mathrm{n}} \\ -eN_{\mathrm{A}}x/\epsilon - \left[C - eN_{\mathrm{A}}\left(x_{\mathrm{n}} + x_{\mathrm{p}}\right)/\epsilon\right], & x_{\mathrm{n}} < x \leq x_{\mathrm{p}}. \end{cases} \tag{IV.13}$$

La constante C sera déterminée en intégrant l'équation (IV.8) :

$$-\int_0^{x_{\mathrm{n}}+x_{\mathrm{p}}} F(x)dx = \varphi\left(x_{\mathrm{n}} + x_{\mathrm{p}}\right) - \varphi\left(0\right) = -V.$$

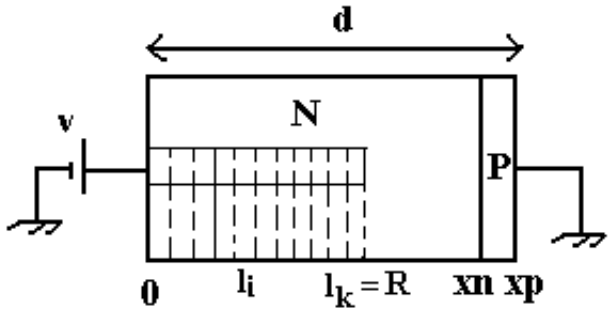

FIG. IV.7 – *Détecteur silicium et trace de l'ion divisée en tranches*

IV.5.3 Le résultat

En utilisant l'équation (IV.13) et puisque nous avons $N_A \gg N_D$ et $x_p \ll x_n$ (couche P implantée), alors $x_n \approx d = x_p$. Ainsi les solutions de l'équation (IV.13) à l'intérieur et à l'extérieur de la trace de l'ion peuvent être écrites comme :

$$\begin{aligned} F_{in} &= \frac{eN_{\mathrm{D}}}{\epsilon(x)}x - \frac{\epsilon}{\epsilon(x)}\frac{eN_{\mathrm{D}}\int_0^R \frac{x}{\epsilon(x)}dx + \frac{eN_{\mathrm{D}}}{2\epsilon}\left(d^2 - R^2\right) - V}{\epsilon\int_0^R \frac{dx}{\epsilon(x)} + d - R}, 0 < x \leq R \\ F_{out} &= \frac{eN_{\mathrm{D}}}{\epsilon}x - \frac{eN_{\mathrm{D}}\int_0^R \frac{x}{\epsilon(x)}dx - \frac{eN_{\mathrm{D}}}{2\epsilon}\left(d^2 - R^2\right) - V}{\epsilon\int_0^R \frac{dx}{\epsilon(x)} + d - R}, R < x \leq d \end{aligned} \tag{IV.14}$$

IV.5.4 La polarisation diélectrique et la diffusion

Nous allons considérer, dans cette partie, la diffusion comme moteur de dissociation des paires de porteurs de charges. Une fois dissociés, ces porteurs vont être collectés directement, à l'intérieur du cylindre de rayon r_0, par un champ électrique diminué par la polarisation diélectrique mais aussi de valeur variable dans le temps puisque la constante diélectrique diminue la mise en mouvement des porteurs. Nous avons simulé la réponse de l'ion ^{12}C de 80 MeV et l'ion ^{36}Cl de 317 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière et en cherchant les paramètres a_1 (équation (IV.10)), p (équation (IV.3)) et N_{s-lin}. Le résultat est donné par la figure IV.8. Les paramètres sont donnés dans le tableau IV.3.

Ion	Energie (MeV)	a_1 (μm)	p (ns)	N_{s-lin} (paires/μm)	r_0 (μm)
^{12}C	80	14.37×10^{-6}	0.9792	33754	2.5
^{36}Cl	317	34.88×10^{-6}	4.9232	28356	5.6

TAB. IV.3 – *Valeurs des paramètres pour le modèle de la polarisation diélectrique couplée à la diffusion pour l'ion ^{12}C de 80 MeV et l'ion ^{36}Cl de 317 MeV*

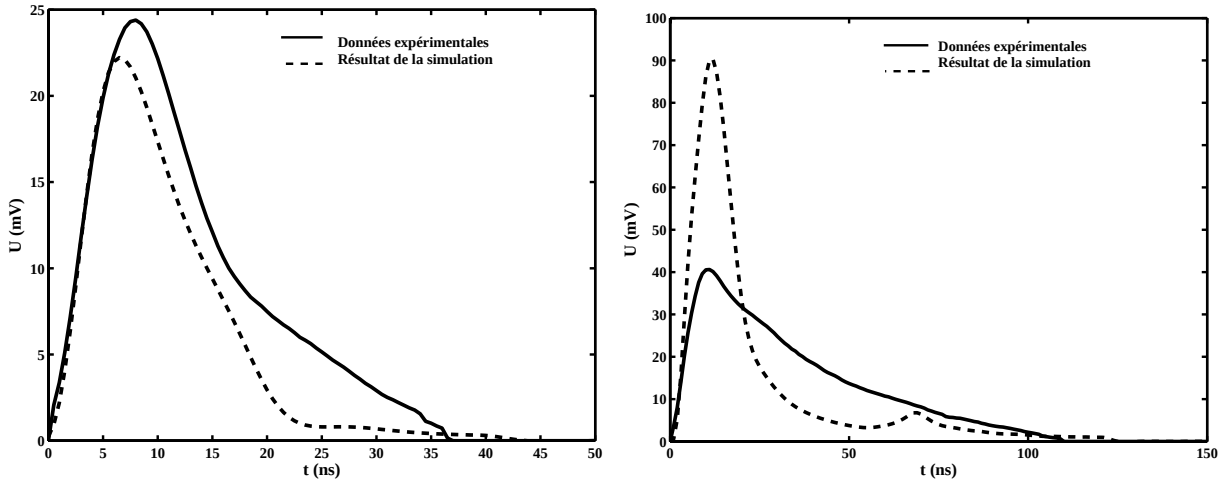

FIG. IV.8 – *Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de la polarisation couplé à la diffusion pour un ^{12}C de 80 MeV et un ^{36}Cl de 317 MeV*

D'après cette figure, nous remarquons que la diffusion couplée à la polarisation diélectrique n'arrive pas à décrire d'une manière optimale les signaux expérimentaux

IV.6 Un nouveau modèle

Nous avons développé un nouveau modèle en utilisant le formalisme de la polarisation diélectrique à laquelle nous avons couplé un nouveau mode de dissociation de porteurs. En effet pour l'extraction des porteurs, pour l'ensemble instable (dipôles, champ électrique), nous avons considéré la probabilité $-\frac{dN}{Ndt}$ constante dans l'unité de temps ce qui nous a conduit à l'expression suivante :

$$\boxed{\frac{-dN}{dt} = p \times N(t)} \tag{IV.15}$$

avec $N(t)$ le nombre de paires de porteurs de charges dans une tranche dx à un instant t donné, et p un paramètre libre. Cette expression est analogue à la loi de la radioactivité.

La solution de cette équation est la suivante :

$$N(t) = N_0 \times exp(-pt). \tag{IV.16}$$

Cependant dès que la densité à l'intérieur de la tranche devient inférieure à une valeur seuil N_s les paires électron-trou restantes sont dissociées et mises en mouvement de façon classique.

Nous avons utilisé cette équation de dissociation des dipôles avec le formalisme de la polarisation diélectrique. Nous avons cherché les paramètres a_1, p et N_s avec une minimisation de χ^2. La valeur du paramètre a_1, que nous avons trouvée, était comprise entre $0.35 \times 10^{-6}\mu m$ et $0.65 \times 10^{-6}\mu m$, c'est pourquoi nous l'avons fixée à $0.5 \times 10^{-6}\mu m$. De la même façon la valeur de la densité N_s a pu être fixée à 6000 paires/μm. Cette dernière valeur est comparable à la densité linéaire moyenne de porteurs de charges créée par un proton de 5 MeV. Aussi pour simuler la réponse d'un ion dont la densité linéaire moyenne de porteurs de charges est inférieure à N_s, il suffit d'utiliser le modèle de base. Ces deux paramètres étant fixés, nous avons cherché la valeur de p pour différents ions à différentes énergies, par minimisation de χ^2. Les signaux obtenus sont comparés aux données expérimentales sur les figures IV.9 à IV.17. Le tableau IV.4 fait le lien entre chaque figure et l'ion correspondant.

Le tableau IV.5 donne les valeurs de p obtenues suivant le type de l'ion et son énergie. Dans le même tableau, sont mentionnées les valeurs des parcours ainsi que la densité d'énergie moyenne (E/R) en $MeV/\mu m$ correspondante. En effet les pouvoirs d'arrêt de ces ions sont très différents et donc les concentrations en porteurs varient d'un ion à l'autre.

Ion	Energie (MeV)	Numéro de la figure
^{8}Li	33 MeV	IV.9
^{12}C	80 MeV	IV.10
^{12}C	123 MeV	IV.11
^{31}Si	344 MeV	IV.12
^{33}P	305 MeV	IV.13
^{34}S	376 MeV	IV.14
^{36}Cl	317 MeV	IV.15
^{37}Ar	388 MeV	IV.16
^{53}Cr	747 MeV	IV.17

TAB. IV.4 – *Correspondance entre les figures et les ions testés*

Ion	Energie (MeV)	Parcours R (μm)	Densité (E/R) ($MeV/\mu m$)	p (ns^{-1})
^{12}C	58.53	81.58	0.7173	0.0946
^{12}C	70.25	107.27	0.655	0.1157
^{12}C	80	131	0.61	0.1329
^{12}C	96.74	176.7	0.547	0.1776
^{12}C	123.3	261.8	0.471	0.2784
^{8}Li	33.4	147.93	0.2558	0.3016
^{13}N	125.8	193.02	0.6517	0.2094
^{15}O	141.8	168.54	0.8413	0.1312
^{31}Si	344.1	172	2	0.057
^{33}P	304.9	126.49	2.41	0.036
^{34}S	375.9	151.52	2.48	0.047
^{36}Cl	317	107.3	2.96	0.032
^{37}Ar	388.3	127.8	3.04	0.032
^{53}Cr	747	177.04	4.22	0.036

TAB. IV.5 – *Valeurs du paramètre p du nouveau modèle pour différents ions à différentes énergies*

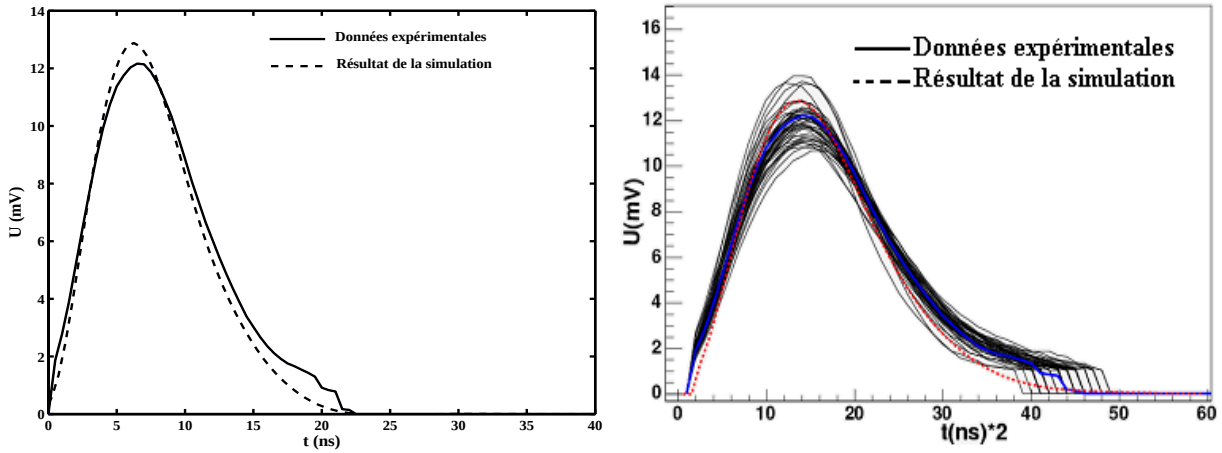

FIG. IV.9 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{8}Li de 33 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

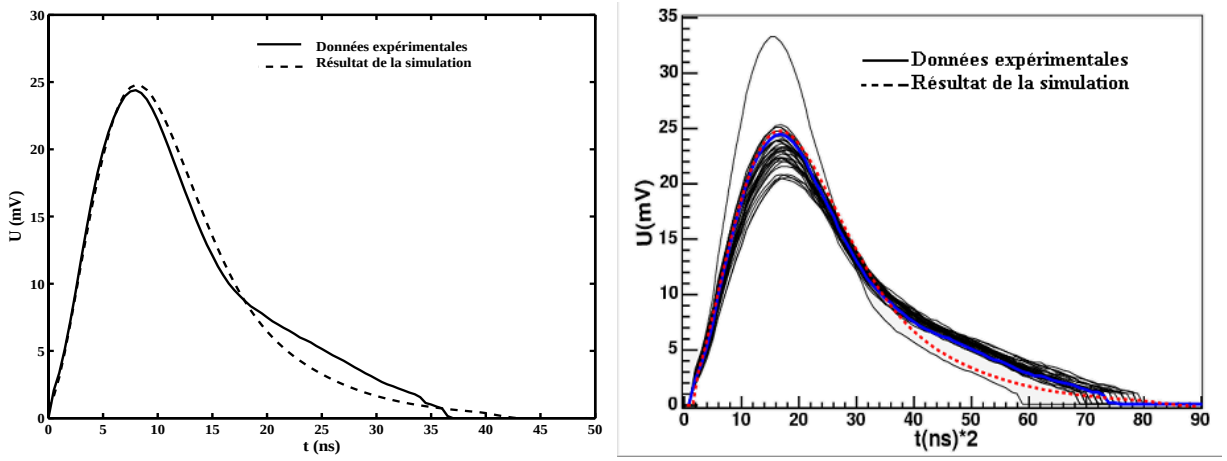

FIG. IV.10 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{12}C de 80 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

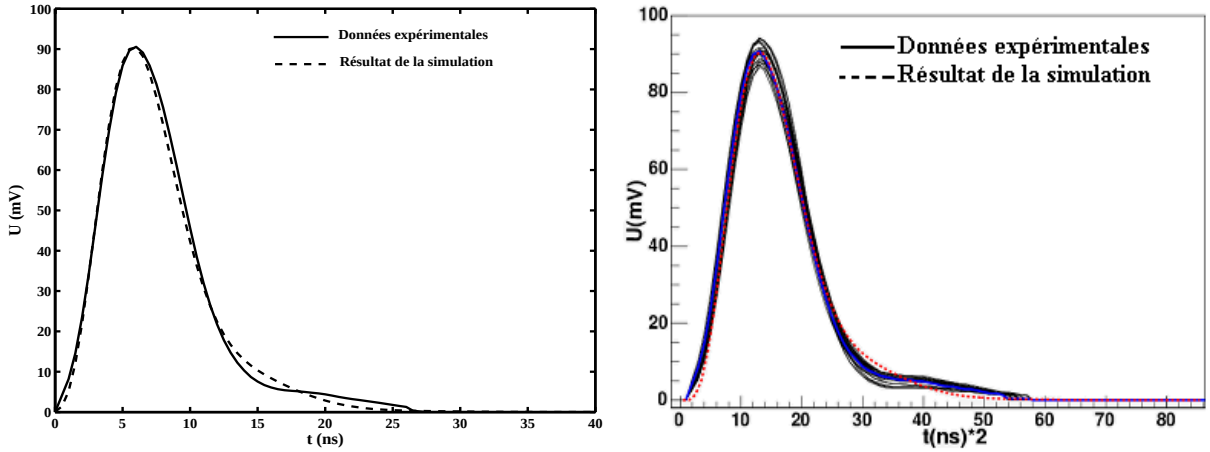

FIG. IV.11 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un* ^{12}C *de 123 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

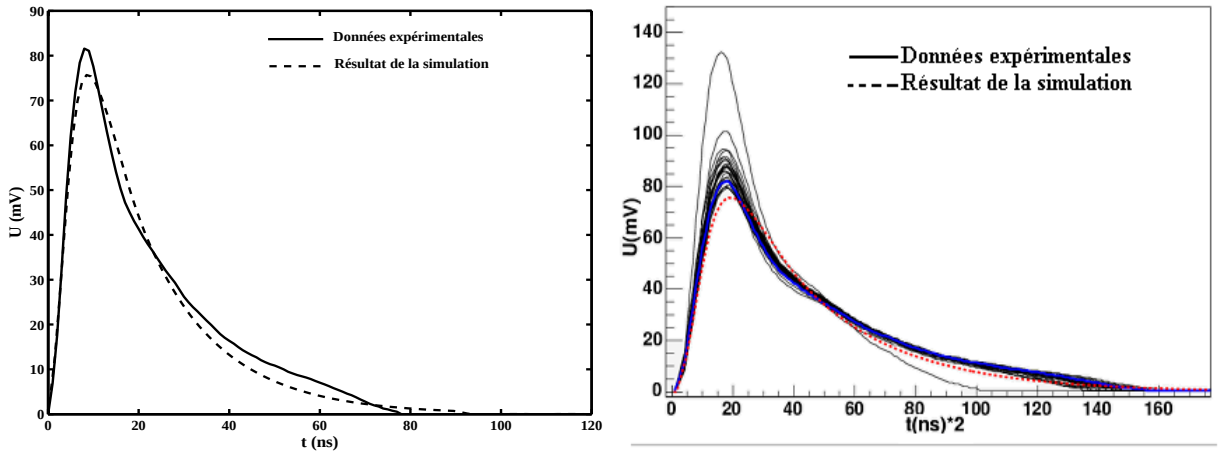

FIG. IV.12 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un* ^{31}Si *de 344 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

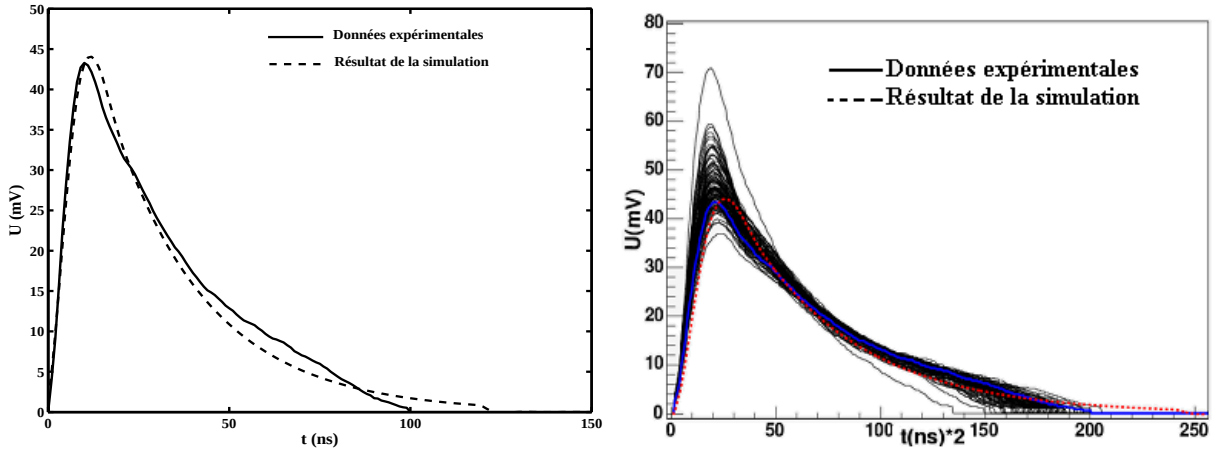

FIG. IV.13 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un* ^{33}P *de 305 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

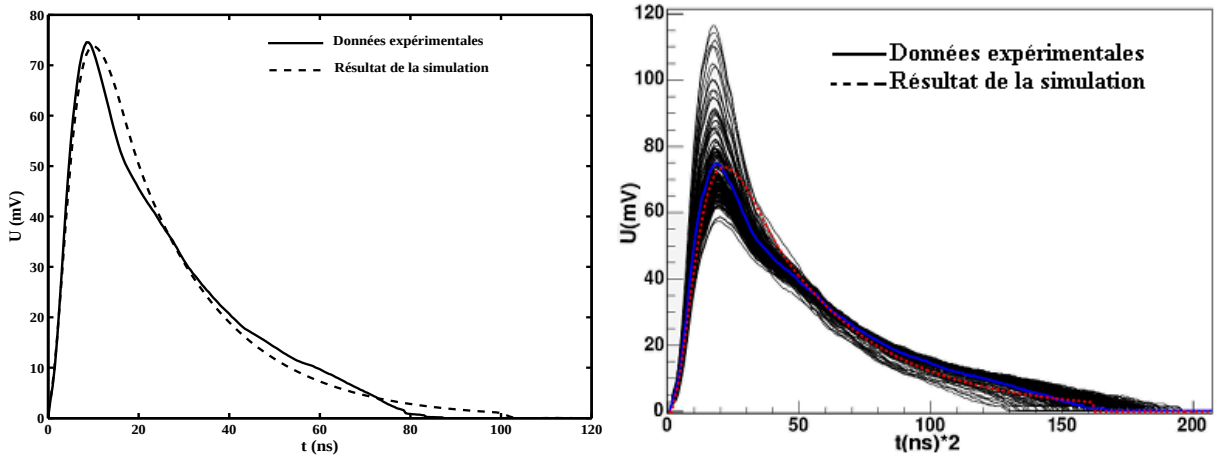

FIG. IV.14 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un* ^{34}S *de 376 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

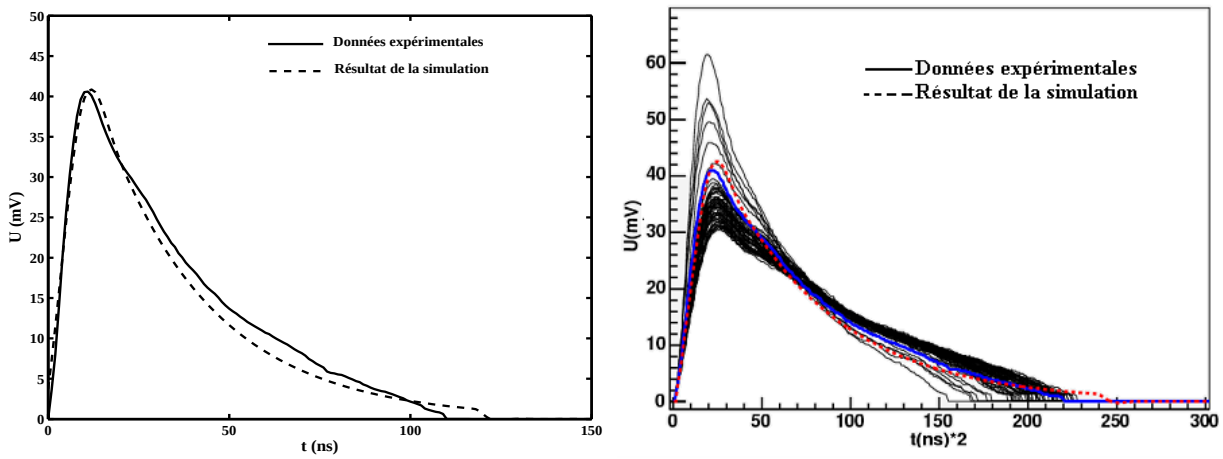

FIG. IV.15 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{36}Cl de 317 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

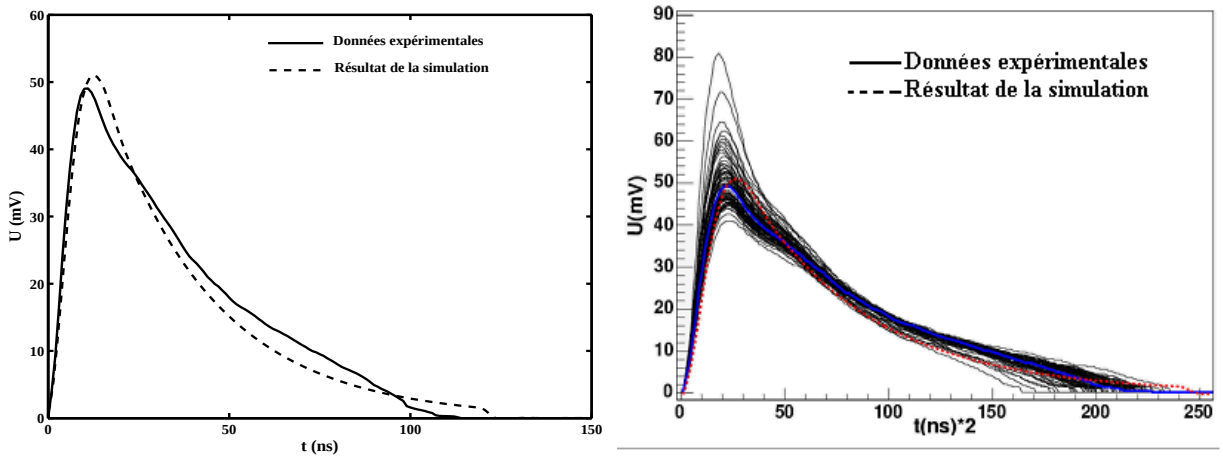

FIG. IV.16 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{37}Ar de 388 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

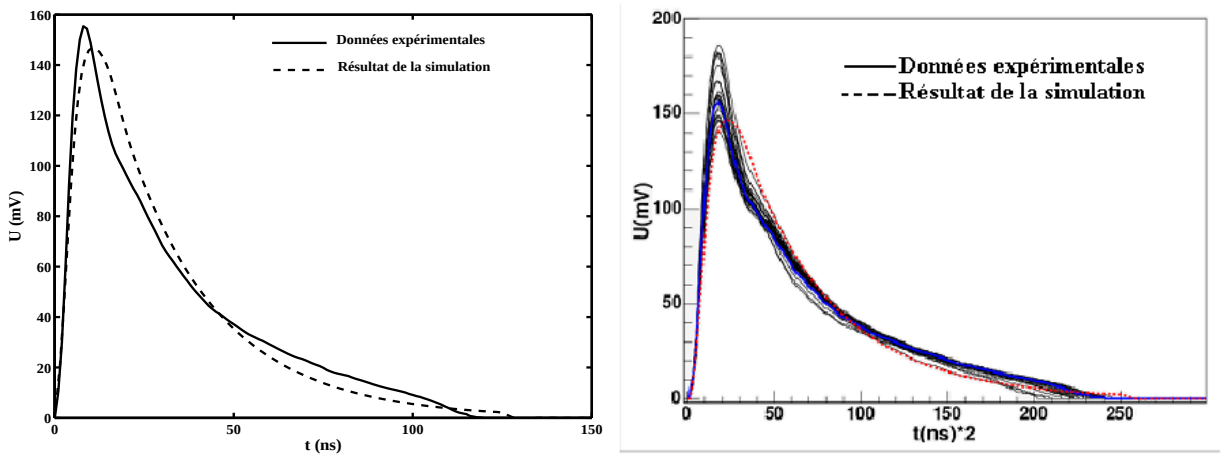

FIG. IV.17 – *Comparaison entre les données expérimentales et la simulation pour un ^{53}Cr de 747 MeV en utilisant le détecteur AZ200b irradié par la face arrière (à gauche : avec le signal moyen et à droite : avec tous les signaux obtenus)*

Ce modèle que nous avons développé donne des résultats satisfaisants par rapport aux données expérimentales moyennes. En effet la montée et les amplitudes des signaux simulés sont assez bien reproduites. Le temps de collection des charges est en général un peu plus lent ($\approx$ 10 ns soit une erreur de 10%), à l'exception de certains signaux, mais il ne faut pas oublier que les signaux moyens, auxquels nous comparons nos signaux simulés, sont calculés en considérant un seuil qui correspond au bruit de fond. Malgré les fluctuations expérimentales observées, les signaux simulés se situent dans la zone principale des signaux expérimentaux.

IV.7 Evolution du paramètre p de la simulation

Nous avons tracé la variation du paramètre p en fonction de la densité d'énergie linéaire moyenne (E/R) et nous avons tenté de trouver l'équation qui lie cette valeur de p à cette densité (IV.18). L'expression obtenue est de la forme $p = \frac{\alpha}{(E/R)^m}$, avec $\alpha = 0.0979$ $ns^{-1}(MeV/\mu m)^m$ et $m = 0.8823$. Plus la densité moyenne des porteurs est élevée plus la force d'interaction entre les dipôles est importante et donc les porteurs de charges mettent plus de temps pour se dissocier.

Sur la figure IV.19, nous avons tracé l'évolution du champ électrique à l'intérieur du détecteur AZ200b en fonction du temps lorsque celui-ci est irradié par un ^{53}Cr de 747 MeV. Nous remarquons très bien que le champ électrique à l'intérieur de la trace de l'ion ($x \leq R = 176\mu m$) augmente avec le temps tandis que le champ à l'extérieur de la trace diminue par rapport à la valeur à t=0, et cela jusqu'à ce que les deux champs (intérieur et extérieur de la trace) coïncident avec le champ standard une fois que tous les porteurs de charges ou les dipôles sont dissociés et mis en mouvement.

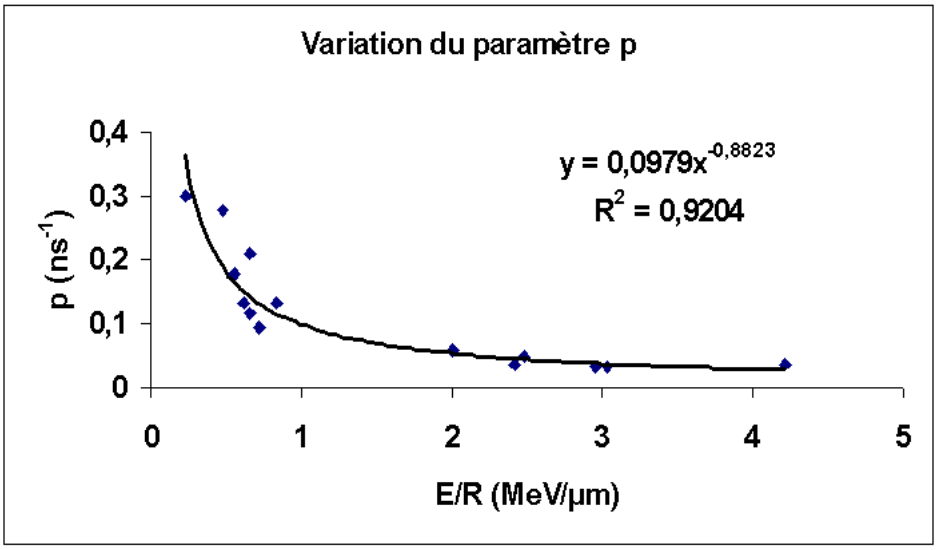

FIG. IV.18 – *Variation du paramètre p en fonction de la densité d'énergie linéaire moyenne (E/R)*

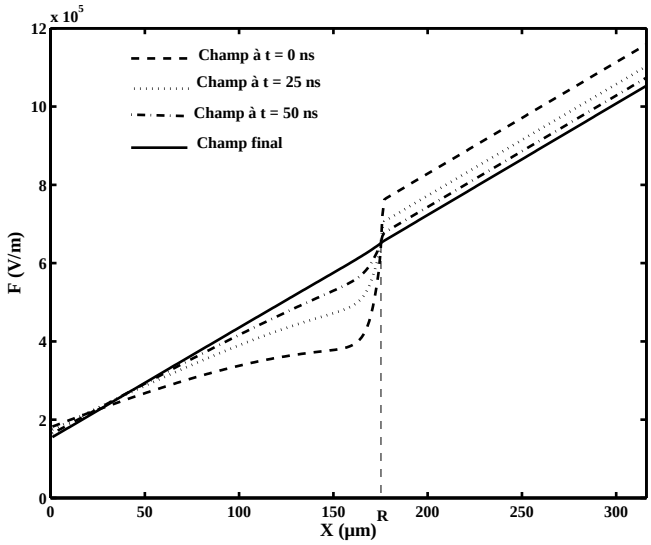

FIG. IV.19 – *Evolution du champ électrique dans le temps à l'intérieur du détecteur AZ200b lorsque ce dernier est irradié par un ^{53}Cr de 747 MeV*

IV.8 Application du nouveau modèle au deuton de 3 MeV

L'idée est, maintenant, d'utiliser ce modèle pour simuler les signaux induits par des particules légères, le deuton de 3 MeV par exemple afin de vérifier si l'accord entre le nouveau signal simulé et le signal expérimental est meilleur qu'avec le modèle de base (figure IV.1). Nous avons choisi cette particule d'une part parce que nous avons les données expérimentales et d'autre part parce que la densité linéaire moyenne de porteurs de charges est $2 \times N_s$.

Nous avons donc calculé la valeur de p à partir de l'expression que nous avons trouvée en fonction de la densité moyenne des porteurs de charges créés par le deuton de 3 MeV. Le résultat est présenté sur la figure IV.20. Nous constatons que ce nouveau modèle a amélioré l'accord avec le signal moyen expérimental. En effet la montée du signal simulé coïncide avec celle du signal expérimental et la descente se rapproche de celle obtenue expérimentalement. Quant à l'amplitude, elle est bien reproduite. Rappelons que cette simulation a été faite avec le détecteur MU300 dans des conditions de champ inférieures à celles du détecteur AZ200b.

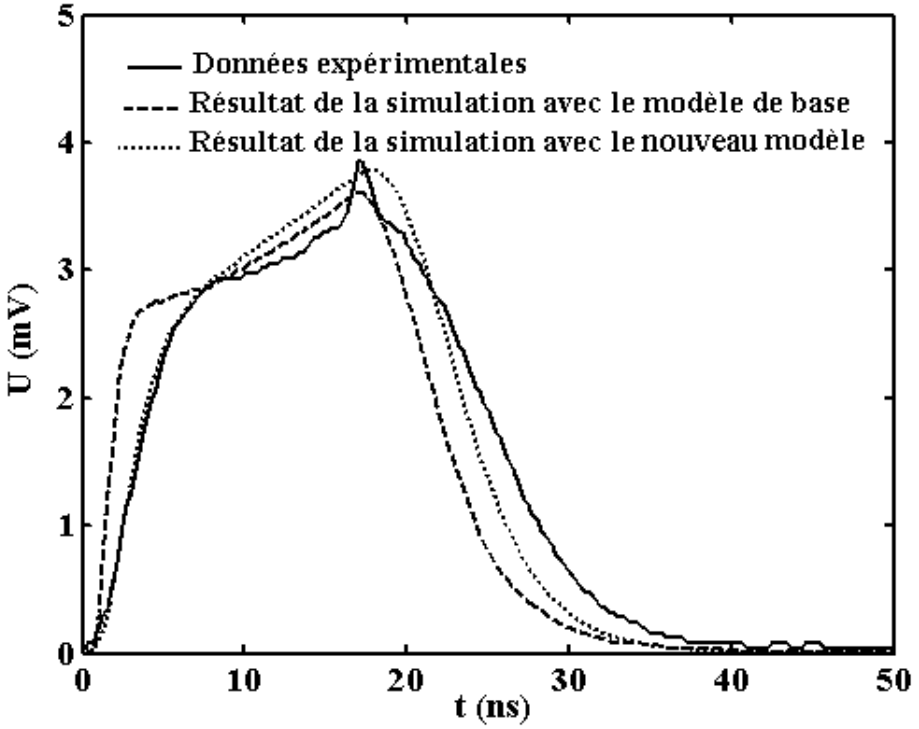

FIG. IV.20 – *Signaux de courant calculés en utilisant le nouveau modèle avec le deuton de 3 MeV injecté par la face arrière du détecteur MU300 polarisé à 90 V*

IV.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré la limite du calcul simple développé au premier chapitre pour simuler les signaux de courant issus des ions lourds. Nous avons alors testé d'autres modèles spécifiques mais nous avons aussi montré leurs défaillances. C'est pourquoi nous avons développé un nouveau modèle qui nous a permis de reproduire de manière semi-quantitative les formes de signaux de courant issus des ions lourds.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié les signaux de courant issus de détecteurs silicium lorsqu'ils sont irradiés avec des particules chargées et des ions lourds. Pour cela nous avons présenté les préamplificateurs hybrides de charge et de courant développés à l'IPN d'Orsay pour obtenir ces signaux. Nous avons aussi présenté les deux expériences réalisées qui nous ont permis de créer une base de données de signaux de courant avec une varieté de numéro atomique (Z), masse atomique (A) et énergie (E) d'ions différents. L'analyse en forme des différents signaux de courant obtenus nous a permis de proposer une première méthode pour discriminer les particules chargées en charge (Z) et en masse (A) au moins jusqu'au Z=6 en utilisant l'amplitude ou le moment centré d'ordre 2 des signaux. La discrimination en Z a été confirmée en utilisant le moment d'ordre 2 pour des valeurs de Z allant jusqu'au 28. Cependant nous avons mis en évidence pour les ions les plus lourds des fluctuations anormales des signaux de courant vraisemblablement liées à la technologie d'implantation au niveau de la face arrière. Une compréhension et une résolution de ce problème permettront de donner des informations plus fiables sur les potentialités de la méthode pour la discrimination en masse. Il serait bon aussi de pouvoir disposer, comme pour le carbone, de plusieurs isotopes d'autres éléments ayant la même énergie.

La simulation des signaux de courants issus de détecteurs silicium apparaît actuellement comme un enjeu important pour définir en mieux les caractéristiques de modules de futurs multidétecteurs dédiés à la structure et à la dynamique nucléaire. Ainsi la forme et la durée des signaux pourraient être produites en fonction de l'épaisseur du détecteur, de la résistivité du silicium et de la tension de polarisation.

La base de données de signaux que nous avons construite, nous a permis de développer un modèle capable de prévoir et produire de manière semi-quantitative les formes de signaux issus des détecteurs silicium irradiés par des ions lourds. Et ce après des tests réalisés avec d'autres modèles existants dans la littérature et dédiés aux ions lourds qui n'ont pas donné satisfaction. Ce modèle novateur utilise la notion de la polarisation diélectrique dans le détecteur silicium qui apparaît lors de l'interaction de ce dernier avec des ions lourds et qui a comme conséquence l'augmentation de la constante diélectrique tout au long de la trace de l'ion incident. Ce changement de constante diélectrique va écranter le champ à l'intérieur de la trace et par conséquent les porteurs de charges créés vont se retrouver dans un champ diminué qui retarde leur collection. Cette diminution est accompagnée par un processus de dissociation et d'extraction des "dipôles" (paires de porteurs de charges) décrit par une équation analogue à celle de la loi de la radioactivité. Nous avons utilisé

dans ce modèle trois paramètres et nous avons pu fixer les valeurs de deux d'entre eux : le paramètre a_1 qui lie la variation de la constante diélectrique à la densité de porteurs de charges créés par l'ion incident dans une tranche dx donnée et le paramètre N_s qui est la densité linéaire moyenne des porteurs à partir de laquelle le champ à l'intérieur de la trace arrive à dissocier les dipôles restants dans la tranche. L'autre paramètre p évolue en fonction de la densité moyenne d'énergie (E/R) de l'ion incident.

L'accord entre les résultats de notre modèle et les données expérimentales n'est pas parfait, mais il faut se souvenir que dans la simulation nous avons utilisé plusieurs approximations liées à la modélisation des préamplificateurs et au modèle de la trace de l'ion incident, dans le détecteur silicium, que nous avons supposée cylindrique de rayon fixe et constant quel que soit l'ion. C'est pourquoi il conviendra d'introduire des améliorations. Celles venant immédiatement à l'esprit sont : *i*) un modèle de trace dépendant de l'ion [40], *ii*) la prise en compte du défaut d'ionisation qui se produit lors de l'interaction des ions lourds avec le silicium [41, 42] ; ce phénomène est dû essentiellement à l'effet de la recombinaison des porteurs de charges, ce qui conduit à une énergie apparente mesurée dans un détecteur silicium plus faible que l'énergie réelle pour des ions de Z$\geq$20-30, *iii*) des simulations 3D en prenant en compte les caractéristiques spatiales des détecteurs (exemple : le profil de dopage).

Annexe A

Mesure des impédances des détecteurs

Le circuit réel de mesure de l'impédance est le suivant:

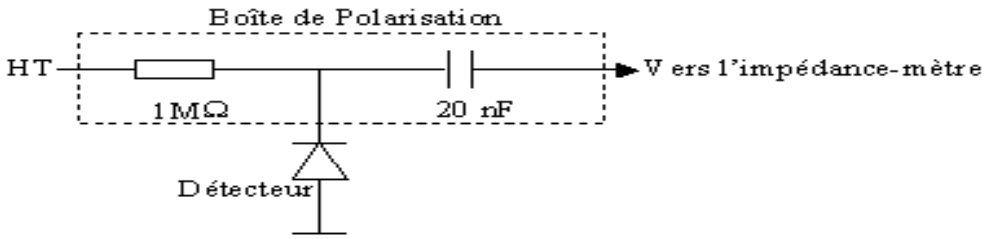

FIG. A.1 – *Circuit de mesure de l'impédance du détecteur*

On mesure l'impédance totale du circuit à l'aide d'un impédance-mètre qui donne les valeurs de l'amplitude en ohm et de la phase en degrés suivant la valeur de la fréquence de mesure utilisée. Le schéma équivalent "petits signaux" de la figure A.1 est donné sur la figure A.2.

- C_{BP} est la capacité de la boite de polarisation,
- L_{BP} est l'inductance de la boite de polarisation,

Pour simplifier, on appelle :

- $L_{eq} = L_d + L_{BP}$,
- $C_{eq} = C_d + C_{BP}$.

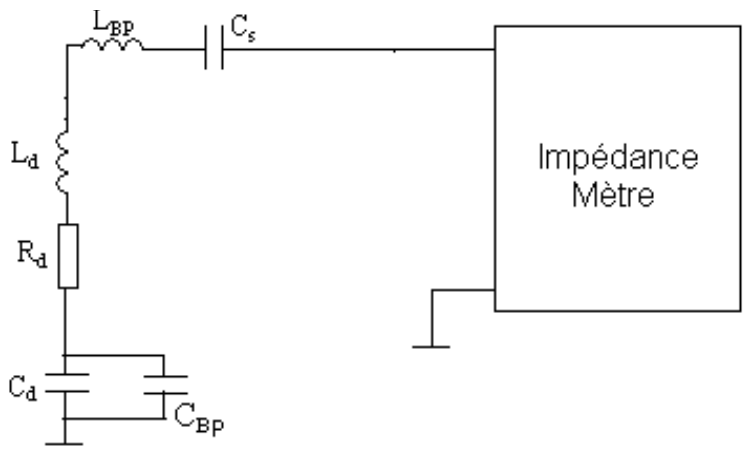

FIG. A.2 – *Schéma "petits signaux" simplifié*

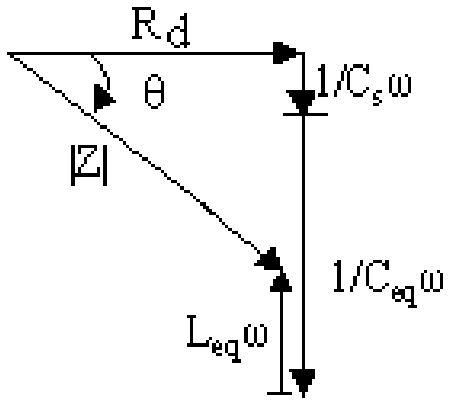

FIG. A.3 – *Représentation de Fresnel de l'impédance totale*

La representation de Fresnel du circuit de la figure A.2 est donnée par la figure A.3.

$$R_d = |Z| \times \cos\theta \tag{A.1}$$

$$L_{eq} \times \omega - \frac{1}{C_{eq} \times \omega} = |Z| \times \sin\theta + \frac{1}{C_s \times \omega} \tag{A.2}$$

avec $\omega = 2 \times \pi \times f$, f étant la fréquence de mesure.

La détermination de C_{eq} et L_{eq} se fait en résolvant un système d'équations à deux inconnues.

En effet, pour deux fréquences de mesure, $\frac{\omega_1}{2\times\pi}$ et $\frac{\omega_2}{2\times\pi}$, différentes et pour une tension de polarisation fixe on a:

$$L_{eq} \times \omega_1 - \frac{1}{C_{eq} \times \omega_1} = |Z_1| \times \sin\theta_1 + \frac{1}{C_s \times \omega_1} \tag{A.3}$$

$$L_{eq} \times \omega_2 - \frac{1}{C_{eq} \times \omega_2} = |Z_2| \times \sin\theta_2 + \frac{1}{C_s \times \omega_2} \tag{A.4}$$

on appelle:

$$A = |Z_1| \times \sin\theta_1 + \frac{1}{C_s \times \omega_1} \tag{A.5}$$

$$B = |Z_2| \times \sin\theta_2 + \frac{1}{C_s \times \omega_2} \tag{A.6}$$

Ce qui nous donne:

$$C_{eq} = \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1 \times \omega_2 \times (B \times \omega_1 - A \times \omega_2)} \tag{A.7}$$

$$L_{eq} = \frac{\omega_2 \times B \times C_{eq} - 1}{C_{eq} \times \omega_2^2} \tag{A.8}$$

On refait le même calcul pour la mesure de l'impédance de la boîte de polarisation en utilisant le même circuit de mesure mais sans mettre le détecteur.

Pour trouver les valeurs de L_d et C_d, on retranche les valeurs de L_{BP} et C_{BP} de celles de Leq et Ceq respectivement.

Dans le tableau A.1, on donne les capacités (C_{eq}) pour tous les détecteurs en fonction de la tension de polarisation:

La figure A.4 donne la variation de la capacité C_{eq} en fonction de la tension de polarisation.

Détecteur	Tension(v)	Capacité (pF)
AZ200	50	103
	100	75
	140	73
	170	73
AZ600	50	406
	100	283
	140	245
	170	242
AZ1700	50	1040
	100	732
	140	642
	170	635
AZ200 B	50	103
	100	78
	140	72.5
	170	71
AZ600 B	50	406
	100	294
	140	225
	170	225
AZ1700 B	50	1080
	100	767
	140	670
	170	656
MU300	15	38
	25	34
	50	26,6
	70	26,6
MU500	15	26,17
	25	25,11
	50	23,79
	70	22,71
	90	22,07
	110	22,07

TAB. A.1 – *Variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation*

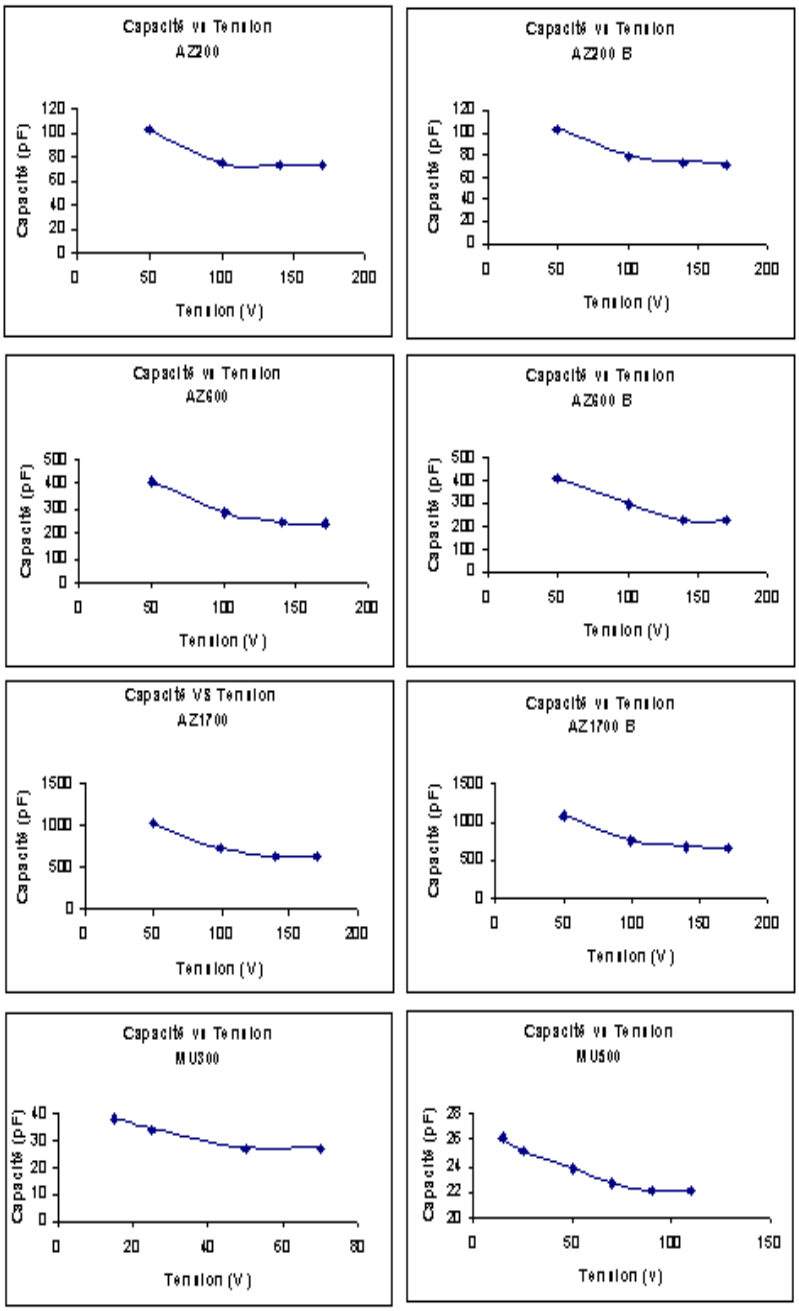

FIG. A.4 – *Variation de la capacité équivalente en fonction de la tension de polarisation des détecteurs*

Annexe B

Circuit analogique complet des deux PACI

Le circuit réel du PACI faible dynamique est donné par la figure B.1.

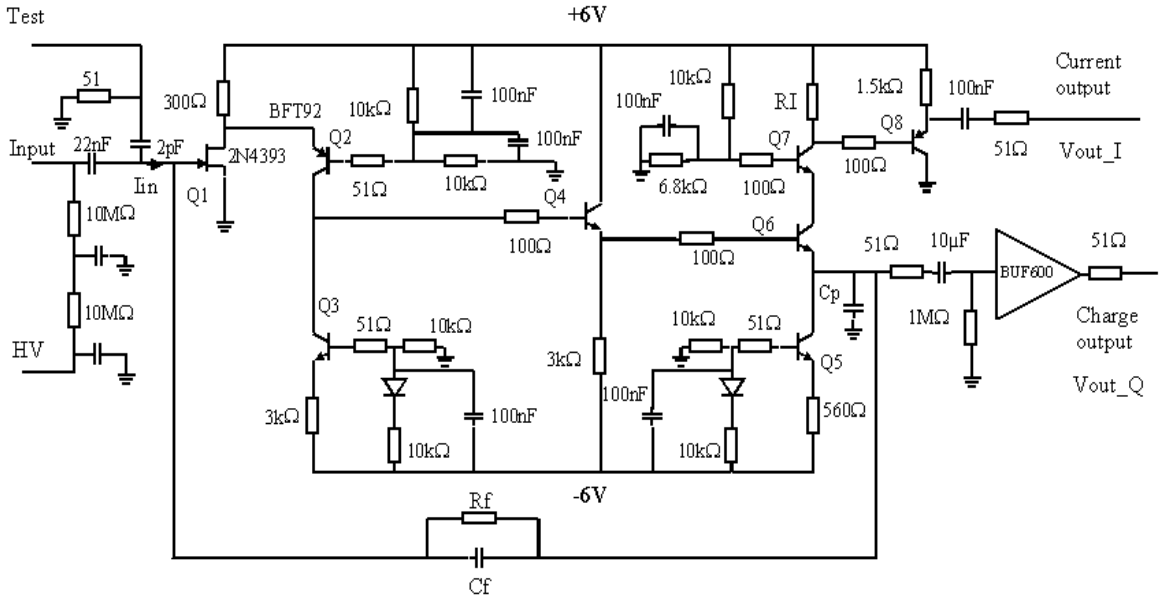

Fig. B.1 – *Circuit du PACI faible dynamique (fort gain)*

Le circuit réel du PACI forte dynamique est donné par la figure B.2.

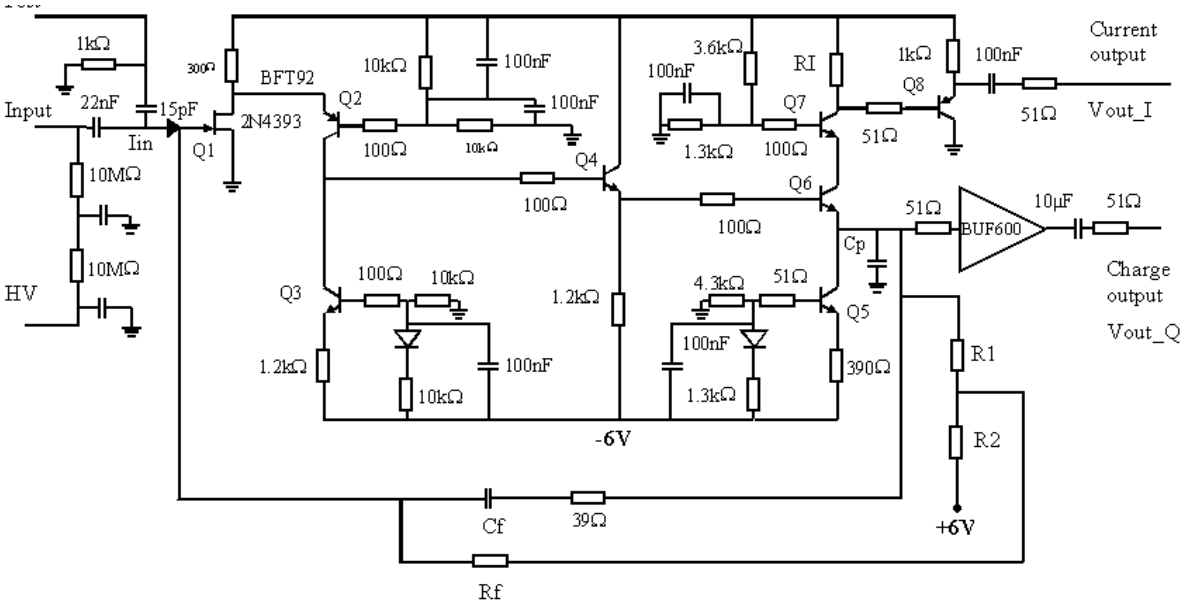

FIG. B.2 – *Circuit du PACI forte dynamique (faible gain)*

Annexe C

Récapitulatif des différents ions détectés

Z	A	E (MeV)	E/A (MeV/A)	Amplitude (mV)	M_1 (ns)	M_2 (ns^2)	M_3 (ns^3)
3	8	28,2	3,53	7,54	9,81	28,77	64,58
3	8	32	4,00	10,51	8,93	24,31	64,17
3	8	35,5	4,44	14,63	8,09	19,27	60,11
3	8	38	4,75	18,09	7,42	16,32	55,66
6	12	56,5	4,71	9,31	18,52	104,20	562,50
6	12	65,4	5,45	13,00	15,95	87,19	519,00
6	12	71	5,92	16,33	14,69	76,79	498,90
6	12	80,2	6,68	23,07	12,87	61,04	402,00
6	12	87,9	7,33	31,24	11,57	50,23	340,30
6	12	95,4	7,95	42,13	10,27	39,09	275,40
6	12	107,9	8,99	60,47	8,88	27,09	186,90
6	12	116,2	9,68	75,23	8,25	22,45	150,00
7	13	137,1	10,55	82,83	9,34	32,50	225,00
7	13	125,9	9,68	61,57	10,51	43,50	336,70
13	30	272,2	9,07	52,07	23,89	285,20	4906,00
14	31	344,1	11,10	86,48	20,99	235,40	3665,00
14	32	229,9	7,18	28,14	31,73	416,90	5714,00
15	32	418,9	13,09	131,70	18,15	188,80	2936,00
15	33	305,1	9,25	46,86	28,58	396,10	6391,00
16	34	376,1	11,06	70,65	26,07	345,20	6185,00
16	35	255,6	7,30	26,46	35,19	509,70	7516,00
17	35	448,9	12,83	97,93	24,31	323,20	6082,00
17	36	318	8,83	35,38	36,22	598,80	10050,00
18	37	388,1	10,49	50,34	33,13	544,00	10350,00

TAB. C.1 – *Paramètres d'identification des différents ions détectés ayant $3 \leq Z \leq 18$*

Z	A	E (MeV)	E/A (MeV/A)	Amplitude (mV)	M_1 (ns)	M_2 (ns^2)	M_3 (ns^3)
23	52	673,9	12,96	142,40	31,90	568,20	14300,00
23	53	587,1	11,08	87,95	38,10	777,40	18670,00
24	53	747,2	14,10	164,10	30,09	582,40	15190,00
24	54	661,3	12,25	108,00	35,47	742,80	19020,00
24	55	568,4	10,33	69,69	42,05	971,10	22400,00
24	56	480,8	8,59	43,08	51,18	1191,00	25880,00
25	55	734,5	13,35	129,20	35,75	754,50	20560,00
25	56	639,8	11,43	87,85	41,52	920,70	23430,00
25	57	546,1	9,58	55,33	48,30	1122,00	26000,00
26	57	713	12,51	99,30	40,65	879,00	23530,00
26	58	618,4	10,66	66,96	47,17	1121,00	28360,00
26	59	527,3	8,94	44,68	54,26	1344,00	31430,00
27	59	687,2	11,65	79,74	45,26	1123,00	27890,00
27	60	591,3	9,86	52,72	53,13	1347,00	33750,00
27	61	503,6	8,26	37,70	57,71	1433,00	32100,00
28	61	655,4	10,74	59,87	52,96	1368,00	35490,00
28	62	554,9	8,95	41,56	58,58	1498,00	35200,00

TAB. C.2 – *Paramètres d'identification des différents ions détectés ayant* $23 \leq Z \leq 28$

Bibliographie

[1] C. A. J. AMMERLAAN et al., Particle identification by pulse shape discrimination in the p-i-n type semiconductor detector, Nucl. Instr. and Meth. 22 (1963) 189.

[2] G.PAUSCH et al., Particle identification in solid-state detectors by exploiting pulse shape information, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 322, (1992), 43-52.

[3] G. PAUSCH et al., Particle identification in solid state detectors by means of pulse-shape analysis-Result of computer simulations, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 337 (1994), 573-587.

[4] G.PAUSCH et al., Particle identification in a wide dynamic range based on pulse-shape analysis with solid-state detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 349, (1994), 281-284.

[5] G. PAUSCH et al., Identification of light charged particles and heavy ions in silicon detectors by means of pulse-shape discrimination, IEEE Trans. Nucl. Sci. 43 (1996) 1097.

[6] G. PAUSCH et al., Limitations of the pulse-shape technique for particle discrimination in planar Si detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci. 44 (1997) 1040.

[7] G. PAUSCH et al., RoSiB a 4 silicon ball for charged-particle detection in EURO-BALL, Nucl. Instr. and Meth. A 443 (2000) 304.

[8] M. MUTTERER et al., Breakthrough in pulse-shape based particle identification with silicon detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 756.

[9] J. LU et al., Pulse shape discrimination of charged particles with a silicon strip detector, Nucl. Instr. and Meth. A 471 (2001) 374.

[10] H. HAMRITA et al., Pulse shape discrimination with silicon detectors using charge and current-sensitive preamplifier, International Workshop on Multifragmentation and Related Topics (2003) 149.

[11] H. HAMRITA et al., Charge and current-sensitive preamplifiers for pulse shape discrimination techniques with silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 531 (2004) 607.

[12] M. CHABOT et al., Shape analysis of current pulses delivered by semiconductor detectors: A new tool for fragmentation studies of high velocity atomic clusters and molecules, Nucl. Instr. and Meth. B 197 (2002) 155.

[13] W. VON AMMON, Neutron transmutation doped silicon technological and economic aspects, Nucl. Instr. and Meth. B 63 (1992) 95.

[14] L.LAVERGNE, Détecteurs à semi-conducteurs, Cours de DEA, Orsay, (1998).

[15] E. GATTI and P. F. MANFREDI, Processing the signal from solid-state detectors in elementary particle physics, Revista del Nuovo Cimento Vol. 9, N. 1 (1986) 1.

[16] G. F. KNOLL, Radiation detection and measurement, second edition, USA, (1989).

[17] C. LEROY et al., Charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors Nucl. Instr. and Meth. A 434 (1999) 90.

[18] J. F. ZIEGLER et al., The Stopping and Range of Ions in Matter, Pregamon Press, New York (1985).

[19] S. Ramo, Proceedings of the I.R.E., vol. 27, (1939), 584-585.

[20] E. RAULY et al, Un préamplificateur de charge avec sortie courant destiné à l'analyse de formes, Rapport d'activités IPN Orsay, (2000), 130.

[21] Cadence Design Systems, Inc. (1998).

[22] N. BARRE et al, Pilotage à distance d'un oscilloscope, Rapport d'activités IPN Orsay, (2000), 135.

[23] P. NAYMAN, Certains aspects de traitement de signal, Cours DEA MIP, (2001).

[24] J. F. CLAVELIN et al, Instrumentation informatique, Rapport d'activités, IPN Orsay, (2000), 133.

[25] X. GRAVE, Instrumentation informatique, Rapport d'activités, IPN Orsay, (2003), 149.

[26] W. SEIBT et al., Charge collection in silicon detectors for strongly ionizing particles Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 113 (1973) 317.

[27] M. PARLOG et al. (INDRA collaboration), Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I: recombination and δ-electrons, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 482 (2000) 674.

[28] I. KANNO, Models of formation and erosion of a plasma column in a Silicon Surface Barrier Detector, Rev. Sci. Instrum. 58 (10), (1987) 1926.

[29] I. KANNO et al., Improved model of plasma column erosion in a Silicon Surface Barrier Detector, Rev. Sci. Instrum. 65 (9), (1994) 3040.

[30] M. PARLOG, H. HAMRITA, Dielectric polarization and electric field distortion due to heavy ions impinging on silicon detectors, International Workshop on Multifragmentation and Related Topics (2003) 153.

[31] I. KANNO, Model of Charge Collection in a Silicon Surface Barrier Detector, Rev. Sci. Instrum. 61 (1), (1990) 129.

[32] L. LANDAU and E. LIFCHITZ, Electrodynamique des milieux continus, Editions MIR, Moscou (1969) p. 64.

[33] P. A. TOVE, W. SEIBT and. W. LEITZ, Pulse rise times of silicon surface barrier detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 51 (1967) 304.

[34] P. A. TOVE and W. SEIBT, Plasma effects in semiconductor detectors,Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 51 (1967) 261.

[35] S.AIELLO et al., Plasma effects for heavy ions in implanted silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 427, (1999), 511-517.

[36] H. O. NEIDEL and H. HENSCHEL, Improved determination of plasma delays of fission fragment and alpha particle pulses in surface barrier detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 178 (1980) 137.

[37] W. BOHNE et al., The influence of plasma effects on the timing properties of surface-barrier detectors for heavy ions, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 240 (1985) 145.

[38] J. B. ENGLAND, G. M. FIELD, T. R. OPHEL, Z-identification of charged particles by signal risetime in silicon surface barrier detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 280 (1989) 291.

[39] A. ALBERIGI QUARANTA, A. TARONI, G. ZANARINI, Plasma time in semiconductor detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 373.

[40] D. BROGGIO, Scintillation iono-induite dans les solides organiques: élaboration d'un modèle de trace moyenne, dégradation de l'intensité de scintillation et application en dosimétrie, thèse soutenue le 17 décembre 2004 à Strasbourg.

[41] E.C.FINCH, M.ASGHAR, M.FORTE, Plasma and recombination effects in the fission fragment pulse height defect in a surface barrier detector, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 163, (1979), 467-477.

[42] G.TABACARU et al., Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 428, (1999),379-390.

Résumé:

Ce travail a consisté à collecter puis étudier pour la première fois les formes de signaux de courant issus de détecteurs silicium lors de l'interaction des particules chargées ou des ions lourds avec ces derniers.

Ce document est divisée en deux grandes parties. La première consistait à dépouiller les données expérimentales obtenues avec des particules chargées ainsi que des ions lourds. Ces expériences se sont déroulées au Tandem d'Orsay et auprès du GANIL en utilisant la ligne LISE. Ces deux expériences nous ont permis de créer une base de données formée de signaux de courant avec différentes formes et différents temps de collection.

La deuxième partie consistait à réaliser une simulation des signaux de courant issus des différents ions. Pour obtenir cette simulation nous avons pu développer un nouveau modèle décrivant la formation du signal. Nous avons utilisé la base de données des signaux obtenus expérimentalement afin de contraindre les trois paramètres de notre modèle. Dans ce modèle, les porteurs de charges créés sont considérés comme des dipôles et ainsi leur densité est reliée à la polarisation diélectrique dans le détecteur silicium. Ce phénomène induit une augmentation de constante diélectrique tout au long de la trace de l'ion incident et par conséquent le champ électrique entre les électrodes du détecteur est diminué à l'intérieur de la trace. Nous avons couplé à ce phénomène un mode de dissociation et d'extraction des porteurs de charges afin qu'ils puissent se mettre en mouvement dans le champ électrique.

Mots clés: détecteur silicium, théorème de Ramo, impulsion de courant, polarisation diélectrique, identification, ions lourds.

Abstract:

This work consisted in collecting and studying for the first time the shapes of current signals obtained from charged particles or heavy ions produced by silicon detectors.

The document is divided into two mean parts. The first consisted in reducing the experimental data obtained with charged particles as well as with heavy ions. These experiments proceeded at the Orsay Tandem and at GANIL using LISE. These two experiments enabled us to create a data base formed of current signals with various shapes and various times of collection.

The second part consisted in carrying out a simulation of the current signals obtained from the various ions. To obtain this simulation we propose a new model describing the formation of the signal. We used the data base of the signals obtained in experiments in order to constrain the three parameters of our model. In this model, the charge carriers created are regarded as dipoles and their density is related to the dielectric polarization in the silicon detector. This phenomenon induces an increase in permittivity throughout the range of the incident ion and consequently the electric field between the electrodes of the detector is decreased inside the trace. We coupled with this phenomenon a dissociation and extraction mode of the charge carriers so that they can be moved in the electric field.

Keywords: silicon detector, Ramo theorem, current pulse, dielectric polarization, identification, heavy ions.