

Université de Montréal

Étude des caractéristiques électriques de détecteurs au silicium dans
les conditions d'irradiation du LHC

par

Patrick Roy

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Novembre, 1999

© Patrick Roy, 1999



QC
3
U54
2000
v. 009

Université de Montréal

Faculté des sciences
Département de physique

Faculté des sciences
Département de physique
Université de Montréal

Faculté des sciences
Département de physique
Université de Montréal

1999



© Patrice Roy 1999

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Étude des caractéristiques électriques de détecteurs au silicium dans
les conditions d'irradiation du LHC

présentée par:

Patrick Roy

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Georges Azuelos,	président-rapporteur
Claude Leroy,	directeur de recherche
Louis Lessard,	membre du jury
Thomas Hill Ellis,	membre du jury
Philippe Bloch,	examineur externe

Thèse acceptée le:

Sommaire

Au **LHC**, des détecteurs au silicium seront utilisés comme éléments actifs des détecteurs internes des expériences **ATLAS** et **CMS**. Ces détecteurs au silicium seront soumis à de hautes fluences de particules, ce qui modifiera leurs caractéristiques électriques. À l'aide d'un modèle de transport de charge, permettant de reproduire le signal induit par des particules incidentes sur un détecteur au silicium, les caractéristiques électriques de détecteurs de technologie planaire standard et MESA ont été obtenues en fonction de la fluence d'irradiation. Afin de reproduire le comportement des détecteurs au silicium après l'inversion du type n vers un type p, une double jonction a été introduite sous la forme d'une région de type n de $15\ \mu\text{m}$ du côté p^+ . Dans le cas des détecteurs de technologie MESA, une zone dormante de $14\ \mu\text{m}$ a été introduite de chaque côté du détecteur. Les résultats obtenus dans cette thèse ont permis de prédire l'évolution des signaux en fonction de la fluence d'irradiation pour des détecteurs au silicium typiques qui seront utilisés au **LHC**.

Mots clés: Silicium, radiation, dommage, **ATLAS**, **LHC**.

Abstract

Silicon detectors will be used as active elements of the inner detectors of the **ATLAS** and **CMS** experiments to be performed at the **LHC**. These silicon detectors will be subjected to high particle fluences, which will lead to the modification of their electrical characteristics. By using a charge transport model, which allows one to reproduce the signal induced by particles in a silicon detector, the electrical characteristics of detectors based on standard planar and MESA technology have been obtained as a function of the fluence of irradiation. In order to reproduce the behaviour of silicon detectors after the n-type to p-type inversion, a double junction has been introduced representing a 15 μm deep n-type zone on the p^+ side. For the MESA technology detectors, a 14 μm deep dormant zone has been introduced on each sides of the detector. The results obtained in this thesis make possible to predict the evolution of the signals as a function of the irradiation fluence for typical silicon detectors that will be used at the **LHC**.

Contributions personnelles

J'ai développé un modèle de transport de charge permettant d'extraire les caractéristiques électriques de détecteurs au silicium avant et après irradiation. Ce modèle utilise le signal induit par des particules α ou β , incidentes sur un détecteur au silicium, en fonction du temps de collection. Ce travail fait suite à ma maîtrise où un modèle simplifié avait été développé.

J'ai participé à beaucoup de prises de données de collection de charge lors de séjours au **CERN** et à Prague (mesures spectroscopiques).

J'ai adapté et amélioré le système de mesures I-V et C-V au laboratoire de l'Université de Montréal afin de pouvoir effectuer des mesures à des tensions de polarisation supérieures à celles supportées par les appareils utilisés. L'appareil **Keithley model 590 CV Analyser** utilisé pour mesurer la capacitance des diodes étant limité à une tension maximale de 200 volts, cette valeur était insuffisante pour des détecteurs irradiés à des fluences importantes.

J'ai présenté certains résultats de mon travail à la conférence **IEEE** de Toronto en 1998 et publié 9 articles avec mon directeur de thèse.

J'ai présenté un séminaire sur mon travail à la division **EP** du **CERN** afin de recueillir des conseils et idées afin d'améliorer mon programme.

J'ai participé aux études (simulations Monte-Carlo) en vue de la réalisation du *shuttle* pour les nouvelles zones d'irradiation proton et neutron au **CERN-PS** (Hall Est).

Table des matières

Sommaire	iii
Abstract	iv
Contributions personnelles	v
Table des matières	vii
Liste des tableaux	xi
Liste des figures	xiv
Liste des abréviations	xxviii
Remerciements	xxx
Introduction	1
Chapitre 1: Motivation et cadre du travail	3
1.1 La physique du LHC	4
1.2 Le détecteur ATLAS	6
1.2.1 Détecteur interne	7
1.2.1.1 Performances du détecteur interne	11
1.2.2 Champ de radiation	12
Chapitre 2: Théorie des détecteurs semi-conducteurs	14

2.1	La structure en bande des solides	14
2.2	Contacts ohmiques et jonction p-n	18
2.3	Structure des diodes	19
2.3.1	Diode planaire standard (PS)	19
2.3.2	Diode de technologie MESA standard (MS)	21
2.3.3	Diode de technologie MESA planaire (MP)	24
2.3.4	Analyse spectroscopique avec particules α	26
2.4	Jonction p-n non polarisée	31
2.4.1	Jonction p-n avec polarisation inverse	34
2.4.2	Concentration effective et résistivité	35
2.4.3	Sur-désertion	36
2.5	Capacitance de transition	37
2.5.1	Concentrations non-uniformes de dopants	39
2.5.2	La génération du signal	42
2.6	Courant de fuite	44
2.6.1	Courant de fuite de volume	45
2.6.2	Courant de fuite de surface	47
2.6.3	Claquage	48
2.7	Détecteurs irradiés	50

2.7.1	Évolution de la concentration effective de dopants	50
2.7.1.1	Recuit	53
2.7.2	Évolution du courant de fuite	54
2.7.3	Évolution du bruit	54
2.7.4	Évolution du signal	56
Chapitre 3: Modèle du transport de charge		57
3.1	Le modèle	57
3.2	Signal observable	62
3.3	Caractéristiques électriques obtenues grâce au modèle	68
3.3.1	Détecteurs PS non-irradiés ($\Phi = 0$)	68
3.3.2	Détecteurs PS irradiés	72
3.3.3	Nécessité d'une double jonction	76
Chapitre 4: Survie aux niveaux élevés de rayonnements		90
4.1	Détecteurs planaires standards exotiques	90
4.2	Détecteurs MESA	97
Chapitre 5: Prédiction du comportement d'un détecteur PS au LHC		111
5.0.1	Prédiction des impulsions en courant	113
Conclusion		122
Bibliographie		125

Appendice A: Montages expérimentaux à l'Université de Montréal	xxxii
A.1 Montage pour les mesures I-V et C-V	xxxii
A.1.1 Mesures du courant de fuite	xxxii
A.1.2 Mesures de capacitance	xxxiii
A.1.3 Mesures de I-V et C-V simultanées	xxxiv
Appendice B: Distribution de dopant non-uniforme	xxxvii
B.1 Jonction pn généralisée	xxxvii
B.1.1 Jonction pn réelle	xli
B.2 Double jonction	xliv
Appendice C: Détails mathématiques du modèle de transport de charge	xlv
Appendice D: Nettoyage des diodes	lii
Appendice E: Irradiations	liv
E.1 Irradiation en neutrons	liv
E.1.1 PSAIF	liv
E.1.2 Réacteur Triga	lv
E.2 Irradiation en protons	lv
E.2.1 CERN-PS	lv
E.2.2 Université de Montréal	lv

Liste des tableaux

1-I	Performances attendues des sous-systèmes du détecteur ATLAS [6] (la pseudorapidité est définie par $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$).	8
2-I	Énergie des particules α provenant des sources utilisées pour les mesures spectroscopiques.	28
3-I	Caractéristiques initiales des détecteurs PS utilisés dans cette thèse. Le type de particule incidente pour chaque détecteur est indiqué tout comme la fluence maximale atteinte (Φ_{max}). La fluence est soit en proton (p/cm^2), soit en neutron (n/cm^2).	69
3-II	Mobilités des électrons et des trous extraites à partir du modèle de transport de charge pour les détecteurs PS non irradiés. Le type de particule incidente ayant permis d'obtenir les valeurs des mobilités est indiqué pour chaque détecteur.	71
3-III	Paramètres décrivant l'évolution des mobilités (Éq. (3.16)) et des concentrations effectives de dopants (Éq. (2.36)) en fonction de la fluence en protons de 24 GeV/c du CERN-PS pour des détecteurs PS. Ici N_d et N_a sont en unité de ($10^{11}/cm^3$), b en ($10^{-2}/cm$), c et $b_{e/h}$ en ($10^{-13}cm^2$), $\mu_{sat,e/h}$ et $a_{e/h}$ en (cm^2/Vs).	86

- 4-I Caractéristiques initiales des détecteurs avec (PS-oxy) ou sans oxygène (PS) utilisés pour étudier l'effet des irradiations sur les détecteurs contenant de grandes quantités d'oxygène ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³). Le type de particule incidente pour chaque détecteur est indiqué tout comme la fluence maximale atteinte (Φ_{max}) en neutron (n/cm²) ou en proton (p/cm²). 91
- 4-II Valeurs des mobilités (cm²/Vs) extraites du modèle à $\Phi = 0$ pour les détecteurs PS (P50) et PS-oxy (P52, P55, P56) dopés en oxygène ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³). 94
- 4-III Paramètres caractérisant l'évolution des concentrations efficaces de dopants (Éq. 2.36) et des mobilités (Éq. 3.16) en fonction de la fluence pour des détecteurs PS avec (P52, P55, P56 contenant $5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³) ou sans oxygène (P50). Ici N_d et N_a sont en unités de (10¹¹/cm³), b en (10⁻²/cm), c et $b_{e/h}$ en (10⁻¹³cm²), $\mu_{sat,e/h}$ et $a_{e/h}$ en (cm²/Vs). 94
- 4-IV Comparaison des réponses spectroscopiques d'un détecteur MP à un détecteur de référence en utilisant une source monoénergétique de particules α . d_1 et d_2 représentent respectivement la différence d'épaisseur des structures d'électrode du côté avant et arrière du détecteur MP par rapport à la structure d'électrode du détecteur de référence. d_3 est la différence de perte d'énergie pour une particule α incidente du côté avant et arrière (V_b est la tension appliquée en volts et τ le temps de mise en forme en μs). 100
- 4-V Caractéristiques initiales ($\Phi = 0$) des détecteurs MESA utilisés dans cette thèse. Le type de particule incidente pour chaque détecteur est indiqué tout comme la fluence maximale en protons atteinte (Φ_{max}). 104

4-VI Valeurs des mobilités (cm^2/Vs) à $\Phi = 0$ extraites du modèle de transport de charge pour des détecteurs MESA (GR22, P43, P44, P135, P300).	104
4-VII Paramètres caractérisant l'évolution des concentrations efficaces de dopants (Éq. 2.36) et des mobilités (Éq. 3.16) en fonction de la fluence pour des détecteurs MESA standard. Ici N_d et N_a sont en unité de ($10^{11}/\text{cm}^3$), b en ($10^{-2}/\text{cm}$), c et $b_{e/h}$ en (10^{-13}cm^2), $\mu_{sat,e/h}$ et $a_{e/h}$ en (cm^2/Vs).	107
5-I Valeurs des concentrations effectives de dopants ($10^{11}/\text{cm}^3$) et des tensions de désertion totales calculées en fonction de la fluence en particules ($10^{14}\text{particules}/\text{cm}^2$) telles qu'utilisées pour les prédictions des impulsions en courant. On utilise des neutrons d'environ 1-10 MeV pour les détecteurs PS et des protons de 24 GeV/c pour les détecteurs PS-oxy.	112
C-I Liste des facteurs de renormalisation utilisés afin de rendre les différentes variables sans dimension.	xlvi
E-I Caractéristiques des sites d'irradiation.	liv

Liste des figures

1-1	Emplacement du LHC et des détecteurs ATLAS (point 1), CMS (point 5), ALICE (point 2) et LHC-B (point 8).	3
1-2	Dépendance en énergie de quelques sections efficaces pour des collisions p-p et \bar{p} -p [17].	5
1-3	Vue en 3 dimensions du détecteur ATLAS [6]. La région du baril est constitué d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide avec du plomb comme absorbeur, ainsi que d'un calorimètre hadronique à tuiles de fer et de scintillateur. La région du bouchon est composée d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide avec du plomb comme absorbeur, ainsi que d'un calorimètre hadronique constitué de plaques de cuivre séparées par de l'argon liquide. La région avant est composée d'anneaux remplis d'argon liquide entourant un tube cuivre, le tout dans une matrice de cuivre pour le calorimètre électromagnétique avant et de tungstène pour le calorimètre hadronique avant.	6
1-4	Vue en 2 dimensions du détecteur interne d' ATLAS [21].	9
1-5	Fluence annuelle (100 jours d'opération) attendue dans le détecteur ATLAS en équivalent neutrons de 1 MeV [19].	13
1-6	Dose annuelle attendue (100 jours d'opération) dans le détecteur ATLAS [19].	13

2-1	a) Représentation d'une impureté donneuse occupant un site de substitution dans un cristal de silicium. b) Niveaux donneurs correspondants dans la structure en bande du silicium.	16
2-2	a) Représentation d'une impureté accepteuse occupant un site de substitution dans un cristal de silicium. b) Niveaux accepteurs correspondants dans la structure en bande du silicium.	17
2-3	Étapes de fabrication d'une diode planaire standard.	20
2-4	Représentation schématique d'une diode planaire standard montrant la couche métallique, la couche d'oxyde, le corps de type n ainsi que les couches p^+ et n^+	21
2-5	Étapes de fabrication d'une diode MESA standard.	22
2-6	Vue en coupe d'une diode MESA standard (MS): a) puce individuelle; b) ruban.	23
2-7	Vue en coupe d'une diode MESA planaire (MP): a) puce individuelle; b) ruban.	25
2-8	a) Photographie du côté avant d'un détecteur montrant la fenêtre pour les illuminations laser (cercle central), la couche d'oxyde (SiO_2) sur le bord et l'anneau de protection. b) Photographie du côté arrière d'un détecteur montrant les mailles de l'électrode.	27
2-9	Montage utilisé pour les mesures spectroscopiques. Les sigles utilisés correspondent: au pré-amplificateur de charge (PAC), à l'amplificateur linéaire (AL) de mise en forme, à l'analyseur multi-canal (AMC), à l'ordinateur personnel (PC) et aux deux sources de tension continue (Biais).	28

- 2-10 Illustration de la sensibilité de la méthode spectroscopique. La réponse du détecteur au silicium à barrière de surface (a) servant de référence est comparée à celle d'un détecteur testé en envoyant des particules du côté avant (b) et du côté arrière (c). d_1 est la différence de perte d'énergie du côté avant entre l'électrode du détecteur de référence (Au + jonction pn) et celle du détecteur étudié (Al + jonction pn), d_2 est la différence de perte d'énergie entre l'électrode du détecteur de référence (Au + jonction pn) et le côté arrière du détecteur étudié (Al + n^+ n) et d_3 est la différence d'épaisseur des régions avant (Al + jonction pn) et arrière (Al + n^+ n). Deux quantités supplémentaires peuvent être définies, soient Δ la perte d'énergie dans le contact avant (Al) et Δ' la perte d'énergie du côté avant dans la zone SiO_2 30
- 2-11 Représentation schématique d'une jonction pn pour un détecteur PS d'épaisseur w , déserté sur une longueur X suite à l'application d'une tension V_b : a) le détecteur, b) la distribution de charge, c) le champ électrique et d) le potentiel électrostatique. 32
- 2-12 Représentation du champ électrique (Éq. 2.17) pour un détecteur de type n sur-déserté. Les régions p^+ et n^+ étant négligées, on a que $x_{p^+} \rightarrow 0$ et $x_{n^+} \rightarrow w$ 37
- 2-13 Courbes de capacitance (pF) en fonction de la tension appliquée (V) pour des détecteurs non irradiés M85 et M156 (irradié par la suite) ayant une aire de 1 cm^2 , des résistivités et épaisseurs respectives de: a) $\rho_0 = 8 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ et $w = 247 \text{ }\mu\text{m}$, b) $\rho_0 = 6 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ et $w = 300 \text{ }\mu\text{m}$. Les points représentent les données expérimentales et la ligne continue un ajustement de l'expression analytique 2.21. 39

2-14 a) Diode $p^+ - n - n^+$ ayant une concentration arbitraire de dopants, b) modification de la distribution de la charge d'espace dans la région n dûe au changement de la tension de biais appliquée, c) modification du champ électrique en résultant.	41
2-15 Énergie déposée dans le silicium par une particule α en fonction de son énergie [31].	42
2-16 Ajustement de l'Éq. 2.28 (ligne) aux données expérimentales (points) du signal typique (canaux) de détecteurs non-irradiés en fonction de la tension appliquée (V) suite au passage d'une <i>mip</i> (électron de plus de 2 MeV provenant d'une source de ^{106}Ru). Pour des détecteurs d'une épaisseur de: a) 247 μm (résistivité de 8 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$) et b) 300 μm (résistivité de 5 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$).	43
2-17 Ajustement aux données expérimentales (points) de courant de fuite en fonction de a) la température (Éq. 2.32), et b) la tension appliquée (Éq. 2.33) pour un détecteur PS.	47
2-18 a) Courant de fuite (μA) d'un détecteur en fonction de la tension appliquée (volts) mettant en évidence le claquage. b) Capacitance (pF) en fonction de la tension appliquée (volts) montrant ce qui se produit au claquage.	49
2-19 a) Tension de désertion totale (V_d) en fonction de la fluence (Φ) extraite de mesures C-V et b) concentration effective de dopants (N_{eff}) correspondante en fonction de la fluence (Φ). De l'Éq. 2.36, $b = 2,7 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$, $c = 6,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, $N_d = 15,5 \cdot 10^{11}/\text{cm}^3$ et $N_a = 0$	51

- 2-20 Profil du champ électrique ($-E(x)$) en fonction de la profondeur dans le détecteur (x) (à partir du côté arrière) à différentes fluences (Φ). La tension appliquée est $V_b = 160$ volts et les fluences considérées sont en unité de 10^{13} neutrons/cm². 52
- 2-21 Tension de désertion totale (V_d) en fonction du temps (jours) pour un détecteur irradié à une fluence de $2,75 \cdot 10^{13}$ p/cm². La courbe représente un ajustement de l'Éq. 2.37 à une série de points expérimentaux avec $V_Z = 10,9$ volts, $V_S = 14,9$ volts, $V_A = 132$ volts, $\tau_S = 4,1$ jours et $\tau_L = 888$ jours. 53
- 2-22 Signal de détecteurs irradiés ayant une épaisseur d'environ $300 \mu\text{m}$ et un résistivité initiale de $5,7 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$, pour des fluences (Φ) de a) $2,8 \cdot 10^{13}$ p/cm² ($m = 0,99 \pm 0,05$) b) $6,2 \cdot 10^{13}$ p/cm² ($m = 1,05 \pm 0,05$) et c) $1,6 \cdot 10^{14}$ p/cm² ($m = 0,98 \pm 0,05$) [34]. 56
- 3-1 Représentation schématique d'un détecteur PS sur-déserté: a) le détecteur, b) la distribution de charge, c) le champ électrique et d) le potentiel électrostatique. 58
- 3-2 Mobilité (cm²/Vs) des trous (a) et des électrons (b) dans le silicium en fonction du champ électrique (kV/cm) selon l'Éq. (3.11). 61
- 3-3 Mobilité (cm²/Vs) des trous (a) et des électrons (b) dans le silicium en fonction de la température (K) selon l'Éq. (3.12). 61
- 3-4 Image reproduisant les informations données par l'oscilloscope digital LeCroy. La courbe A représente le signal moyen produit par le passage d'une particule en fonction du temps alors que la courbe C est l'intégrale de la courbe A par rapport au temps et représente une mesure de la charge collectée. 63

3-5	Algorithme utilisé pour l'ajustement de la solution du modèle de transport de charge aux données expérimentales.	65
3-6	Représentation en 3 dimensions de la distribution a) des électrons (n) et b) des trous (p) pour une particule α incidente sur le côté avant de la diode.	66
3-7	Représentation en 3 dimensions de la distribution a) des électrons (n) et b) des trous (p) pour une particule α incidente sur le côté arrière de la diode.	67
3-8	Représentation en 3 dimensions de la distribution a) des électrons (n) et b) des trous (p) pour une particule β incidente sur la diode.	67
3-9	Ajustement (ligne continue) du modèle de transport de charge au signal produit à $\Phi = 0$ pour une particule α (source ^{241}Am avec $E_\alpha = 5,49$ MeV) incidente a) sur le côté avant du détecteur M25, b) sur le côté arrière du détecteur M25 et c) pour une particule β sur le détecteur M50 (source ^{106}Ru avec $E_\beta > 2$ MeV). La tension appliquée (V_b) est de 160 volts. Les contributions individuelles des électrons (e) et des trous (h) sont montrées dans chaque figure. . .	70
3-10	Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4) pour des particules α incidentes sur le côté avant (Φ en 10^{13} n/cm ² , V_b la tension appliquée en volts). . .	73
3-11	Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4) pour des particules α incidentes sur le côté arrière (Φ en 10^{13} n/cm ² , V_b la tension appliquée en volts). . .	74

- 3-12 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4), pour des particules α incidentes sur le côté arrière pour des fluences en neutron de a) $6,27 \cdot 10^{13}$ n/cm², b) $7,46 \cdot 10^{13}$ n/cm² et c) $9,92 \cdot 10^{13}$ n/cm² (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts). 75
- 3-13 Représentation schématique de la double jonction dans un détecteur PS: a) le détecteur, b) la distribution de charge et c) le champ électrique. 77
- 3-14 Évolution de la position des pics (canaux) extraite de mesures spectroscopiques pour des particules α incidentes sur le côté avant (*) ou arrière (Δ), en fonction de la tension appliquée (volts), pour des détecteurs PS à différentes fluences en neutron (avant l'inversion (a-c), à l'inversion de type **n** vers type **p** (d) et après l'inversion (e-f)). La valeur des fluences est: a) $\Phi = 0$, $\Phi = 6 \cdot 10^{12}$ n/cm², c) $\Phi = 1,5 \cdot 10^{13}$ n/cm², d) $\Phi = 3,5 \cdot 10^{13}$ n/cm², e) $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$ n/cm², f) $\Phi = 10^{14}$ n/cm². 78
- 3-15 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4), pour des particules α incidentes sur le côté arrière, sans la double jonction (colonne de gauche) et avec la double jonction (colonne de droite) à haute fluence (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts). 80
- 3-16 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4), pour des particules α incidentes sur le côté avant, sans la double jonction (colonne de gauche) et avec la double jonction (colonne de droite) à haute fluence (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts). 81

- 3-17 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M18) en tenant compte de la double jonction, pour des particules α incidentes sur le côté avant (Φ en 10^{13} p/cm², V_b la tension appliquée en volts). 82
- 3-18 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M18) en tenant compte de la double jonction, pour des particules α incidentes sur le côté arrière (Φ en 10^{13} p/cm², V_b la tension appliquée en volts). 83
- 3-19 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M25) en tenant compte de la double jonction pour des fluences allant de 0 à $7,48 \cdot 10^{13}$ p/cm². Les particules incidentes sont: des β (colonne de gauche), des α du côté avant (colonne centrale) ou des α du côté arrière (colonne de droite) du détecteur (Φ en 10^{13} p/cm², V_b la tension appliquée en volts). 84
- 3-20 Mobilités des trous (a) et des électrons (b) en fonction de la fluence en neutron (10^{13} n/cm²) pour un détecteur PS (M4). Les valeurs ont été extraites en utilisant des particules α incidentes sur le détecteur et la ligne continue correspond à un ajustement de l'Éq. (3.16). 86
- 3-21 Comparaison des mobilités (cm²/Vs) obtenues en fonction de la fluence en proton (10^{13} p/cm²) pour différents détecteurs PS. Les valeurs des mobilités proviennent de mesures obtenues à partir: des particules β incidentes sur le détecteur PS (β), des particules α incidentes sur le côté avant (α avant) ou sur le côté arrière (α arr.) du détecteur. 87

- 3-22 Ajustement (ligne continue) de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence (Φ) selon l'Éq. (2.36), pour un détecteur PS irradié en a) neutrons (M4) et b) protons (M18). 88
- 3-23 Temps de piégeage (ns) des électrons (a) et des trous (b) en fonction de la fluence en neutron (10^{12} n/cm²) extraits de données obtenues avec des particules α incidentes sur un détecteur de type PS (M4). 89
- 4-1 Comparaison de la charge collectée (fC) en fonction de la tension appliquée pour un détecteur PS-oxy non irradié (Δ , P55), et un détecteur PS non irradié (*, P50) illuminés par des particules β (énergie des $\beta > 2$ MeV) [59]. 92
- 4-2 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour des détecteurs oxygénés (P55 et P56) en utilisant des particules β (colonne de gauche), des particules α du côté avant (colonne centrale) et du côté arrière (colonne de droite) pour des irradiations successives allant jusqu'à $\Phi = 10^{14}$ n/cm² (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts). 93
- 4-3 Comparaison des mobilités (cm²/Vs) obtenues en fonction de la fluence en neutron de 1 à 10 MeV du réacteur Triga (10^{13} particules/cm²) pour des détecteurs standards (P50, P51) et dopés en oxygène (P52, P54, P55, P56). Les valeurs des mobilités proviennent de particules β (β), de particules α incidentes du côté avant (α avant) ou arrière (α arr.). 95
- 4-4 Ajustement (ligne continue) selon l'Éq. 2.36 de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence en neutron (Φ) de 1 à 10 MeV du réacteur Triga, pour un détecteur PS a) sans oxygène (P50) et b) avec $5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³ (P56). 96

4-5	Comparaison des spectres de Landau produit par des électrons relativistes pour a) une diode MESA standard (MS) et b) une diode planaire standard (PS) [60].	97
4-6	Comparaison de la charge collectée (fC) en fonction de la tension appliquée pour un détecteur MP (Δ , GR22), MS (*, P43), et PS (\circ , M165) illuminés par des particules β (énergie des $\beta > 2$ MeV) [62].	98
4-7	Spectres en énergie illustrant la réponse d'un détecteur MP à des particules α provenant d'une source multiple sous vide (Pu (5,16 MeV), Am (5,49 MeV), et Cm (5,81 MeV)) incidentes du côté avant [pour b) $\tau = 0,25$ et e) $\tau = 1,0 \mu s$] et du côté arrière [pour c) $\tau = 0,25$ et f) $\tau = 1,0 \mu s$], comparé à la réponse [pour a) $\tau = 0,25$ et d) $\tau = 1,0 \mu s$] du détecteur au silicium à barrière de surface (τ étant le temps de mise en forme). La tension appliquée était de 48 volts pour le détecteur de référence et 80 volts pour le détecteur MP.	99
4-8	Représentation schématique d'un détecteur MESA.	101
4-9	Réponse d'un détecteur MESA. Les lignes 1 et 3 correspondent respectivement au signal avant et après l'addition de la seconde composante (ligne 2).	102
4-10	Positions des porteurs de charge en fonction du temps dans un détecteur MESA.	103
4-11	Courbes a) du courant de fuite en fonction de la tension appliquée (I-V) et b) de la capacitance en fonction de la tension appliquée (C-V) pour un détecteur MS (*) et pour un détecteur MP (Δ).	105

- 4-12 Charge collectée en fonction de la tension appliquée pour des détecteurs MS irradiés à des fluences jusqu'à $\Phi = 1,76 \cdot 10^{14}$ p/cm². La valeur des fluences est de: a) 0, b) 10^{12} p/cm², c) $4 \cdot 10^{13}$ p/cm² et d) $1,76 \cdot 10^{14}$ p/cm² [63]. 106
- 4-13 Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour des détecteurs de type MS (P43 et P44 pour les trois premières rangées) et de type MP (GR22 pour la dernière rangée) en utilisant des particules β (colonne de gauche), des particules α du côté avant (colonne centrale) et du côté arrière (colonne de droite) pour des irradiations successives allant jusqu'à $\Phi = 10^{14}$ n/cm² (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts). 108
- 4-14 Comparaison des mobilités (cm²/Vs) en fonction de la fluence (10^{13} particules/cm²) obtenues pour des détecteurs PS (M18, M25, P88, P189, P304) et MS (P43, P44, P135 et P300). Les valeurs des mobilités proviennent de particules β (β), de particules α incidentes du côté avant (α avant) ou arrière (α arr.). 109
- 4-15 Ajustement (ligne continue) selon l'Éq. 2.36 de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence en proton (Φ) de 24 GeV/c du CERN-PS, pour les détecteurs MS a) P44) et b) P135. 110
- 5-1 Effet de la température sur les impulsions en courant induites par des particules β incidentes sur un détecteur de 300 μ m ayant une résistivité initiale de 5 k Ω ·cm. Les fluences considérées sont: a) $\Phi = 0$ ($V_d = 64$ volts), b) $2 \cdot 10^{14}$ n/cm² de 1-10 MeV pour un détecteur PS selon les données Triga ($V_d = 355$ volts), et c) $2 \cdot 10^{14}$ p/cm² de 24 GeV/c pour un détecteur PS-oxy selon les données du CERN-PS ($V_d = 205$ volts). 113

- 5-2 Impulsion en courant induite par des particules β incidentes sur un détecteur PS d'une épaisseur de 300 μm ayant une résistivité initiale de 5 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ selon les données Triga (neutrons de 1-10 MeV), montrée individuellement, en fonction de la fluence en neutron (verticalement) et de la tension appliquée (horizontalement). La fluence Φ est en unités de 10^{14} n/cm^2 et V_b est la tension appliquée en volts. 114
- 5-3 Impulsion en courant induite par des particules β incidentes sur un détecteur PS-oxy d'une épaisseur de 300 μm ayant une résistivité initiale de 5 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ selon les données du **CERN-PS** (protons à 24 GeV/c), montrée individuellement, en fonction de la fluence en protons (verticalement) et de la tension appliquée (horizontalement). La fluence Φ est en unités de 10^{14} p/cm^2 et V_b est la tension appliquée en volts. 115
- 5-4 Effet de la fluence en neutron (1-10 MeV) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS, pour une tension donnée (par rapport à la tension de désertion totale) selon les données Triga. Les tensions appliquées sont de: a) $V_d/2$, b) V_d , c) $V_d + 50$ volts, d) $V_d + 150$ volts et e) $V_d + 250$ volts (Φ en 10^{14} n/cm^2 et V_b en volts). 116
- 5-5 Effet de la fluence en proton (24 GeV/c) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS-oxy, pour une tension donnée (par rapport à la tension de désertion totale) selon les données du **CERN-PS**. Les tensions appliquées sont de: a) $V_d/2$, b) V_d , c) $V_d + 50$ volts, d) $V_d + 150$ volts et e) $V_d + 250$ volts (Φ en 10^{14} p/cm^2 et V_b en volts). 117

- 5-6 Effet de la tension appliquée (par rapport à la tension de désertion totale) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS en fonction de la fluence en neutron (1-10 MeV) selon les données Triga. Les fluences en neutron sont de: a) 0, b) $5 \cdot 10^{13}$ n/cm², c) 10^{14} n/cm² et d) $2 \cdot 10^{14}$ n/cm², (Φ en 10^{14} n/cm² et V_b en volts). 118
- 5-7 Effet de la tension appliquée ($V_d/2$, V_d , $V_d + 50$ volts, $V_d + 150$ volts, $V_d + 250$ volts) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS-oxy en fonction de la fluence en proton (24 GeV/c) selon les données du CERN-PS. Les fluences en proton sont de: a) 0, b) $5 \cdot 10^{13}$ p/cm², c) 10^{14} p/cm² et d) $2 \cdot 10^{14}$ p/cm², (Φ en 10^{14} p/cm² et V_b en volts). 119
- 5-8 Efficacité de la collection de charge (CCE) en fonction du temps, pour différentes tensions appliquées ($V_b = V_d/2, V_d$ et $V_d + 250$ pour chaque rangée) lorsque des particules β sont incidentes sur un détecteur de 300 μ m ayant une résistivité initiale de 5 k Ω ·cm. Les fluences sont de $\Phi = 0$ (première rangée) et $2 \cdot 10^{14}$ particules/cm² (la deuxième rangée étant pour un détecteur PS selon les données Triga en neutron (énergie de 1-10 MeV) et la troisième rangée pour un détecteur PS-oxy selon les données en proton (24 GeV/c) du CERN-PS). L'efficacité de la collection de charge est représentée par un cercle plein pour les électrons, un cercle vide pour les trous et une ligne continue pour la somme des deux. 121
- A-1 Diagramme en bloc du **Keithley model 590 CV Analyser**. . . xxxiii
- A-2 Représentation schématique de la carte IV/CV. xxxv
- B-1 Distribution de la concentration effective de dopants pour une jonction $p^+ - n$ xxxviii

B-2 Distribution de la concentration effective de dopants pour une
jonction $p^+ - n - n^+ \dots \dots \dots$ xli

Liste des abréviations

ACOL: Antiproton **COL**lector

AL: Amplificateur **L**inéaire de mise en forme

AMC: Analyseur **M**ulti-**C**anal

Am: Américium

ATLAS: A **T**oroïdal **L**HC **A**paratu**S**

c.-à-d.: c'est-à-dire

Cm: Curium

CMS: Compact Muon Solenoid

CERN: Centre **E**uropéen de **R**echerche **N**ucléaire

$E(x)$: Champ électrique

Éq.: Équation

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

Fig.: Figure

LEAR: Low **E**nergy **A**ntiproton **R**ing

LEP: Large **E**lectron **P**ositron

LHC: Large **H**adron **C**ollider

MS: MESA **S**tandard

MP: MESA Planaire

PAC: Pré-Amplificateur de Charge

PC: ordinateur personnel

PS: Planaire Standard

PSAIF: Proton Synchrotron ACOL Irradiation Facility

Φ : Fluence

$\Psi(x)$: Potentiel électrostatique

Pu: Plutonium

Réf.: Référence

$\rho(x)$: Distribution de charge

ρ_0 : Résistivité initiale

Ru: Ruthénium

σ : Temps caractéristique de réponse du système

τ_t : Temps de piégeage

μ_e : Mobilité des électrons

μ_h : Mobilité des trous

V_b : Tension de polarisation

V_d : Tension de désertion totale

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, le professeur Claude Leroy, qui a été le principal promoteur des études qui ont engendré cette thèse. Non seulement a-t'il contribué dans une large mesure à l'élaboration du modèle de transport de charge, mais encore a-t-il consacré de nombreuses journées, soirées et même nuits au **CERN** et à Prague, à prendre l'essentiel des données analysées dans cette thèse. Ce travail a débuté lors de ma maîtrise et c'est grâce à lui que j'ai pu continuer à développer et améliorer le modèle. De plus, l'étendue de son réseau de contacts m'a permis d'avoir accès à des ressources disponibles à peu de gens. Ses critiques positives et les discussions constructives que nous avons eues m'ont aidé à bien orienter les démarches de mon travail. Ses idées et conseils judicieux m'ont permis de résoudre certains des problèmes auxquels j'étais confronté (la double jonction pour n'en nommer qu'un).

Je veux remercier François Lemeilleur, Maurice Glaser et les autres membres du groupe d'étude des semi-conducteurs au **CERN** pour m'avoir fourni une grande quantité de données expérimentales et de renseignements utiles pour l'élaboration de ma thèse. Je les remercie aussi de m'avoir accueilli au **CERN** lors de séjours où j'ai pu faire des mesures complémentaires à celles effectuées par mon directeur de thèse et d'avoir fait parvenir à Montréal des outils et équipements nécessaires (détecteurs, carte IV-CV, etc.) à la poursuite des études localement.

Je remercie Stanislav Pospíšil pour son accueil chaleureux lors de ma visite à Prague dans le cadre de la collaboration CERN-Montréal-Prague. Les diverses mesures effectuées dans le cadre de cette collaboration ont été primordiales pour la compréhension de la structure interne des détecteurs et ont donc constitué un

apport important au contenu de cette thèse.

Je remercie le Groupe de Physique des Particules de Montréal pour tout le support apporté. Aussi bien du point de vue moral et de la physique, que du point de vue technique et informatique.

Finalement, je tiens à remercier le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) pour le support financier via une subvention de groupe.

Introduction

La construction de nouveaux accélérateurs, l'introduction de nouveaux détecteurs et les améliorations technologiques apportées à des détecteurs existants ont permis des progrès dans la connaissance de la physique des particules.

Côté détecteur, on n'a qu'à penser par exemple à l'introduction des scintillateurs liquides et la découverte de l'anti-neutrino électronique [1] ou encore à la découverte initiale de la structure de l'interaction faible grâce aux chambres à bulles [2, 3, 4]. Parmi les progrès récents, on trouve les détecteurs de vertex au silicium qui sont fréquemment utilisés comme détecteurs internes pour des expériences en opération ou en préparation, auprès des collisionneurs hadroniques (TeVatron et **LHC**) et les collisionneurs e^+e^- (**LEP** et **PEP-II**).

Côté accélérateur, les collisions frontales de protons accélérés à 7 TeV/c (donc créant une énergie dans le centre de masse de 14 TeV) à grande luminosité¹ (10^{34} cm⁻²s⁻¹) au **LHC** créeront des conditions physiques favorables à la vérification de théories actuelles ainsi qu'à la recherche de nouvelles particules. Cependant, les luminosités atteintes au **LHC** auront pour conséquence des niveaux de rayonnement très élevés. Les fluences de particules chargées et neutres ($\approx 10^{13}$ particules/cm²/an) seront telles que tout système de détection sera menacé d'endommagement. Dans cette thèse, on étudie le comportement de détecteurs au silicium qui, mise à part leur aire, sont similaires à ceux utilisés comme éléments actifs des détecteurs internes d'**ATLAS** et **CMS**, ainsi que du calorimètre pré-échantillonneur de **CMS**. Les détecteurs au silicium seront utilisés

¹La luminosité est donnée par: $\mathcal{L} = \nu \cdot \frac{N_1 \cdot N_2}{a}$ cm⁻² sec⁻¹, où ν est la fréquence de collision, N_1 et N_2 le nombre de particules de chacun des faisceaux et a l'aire des faisceaux.

dans ces expériences à des positions géométriques où ils seront soumis à de hautes fluences de particules. Par conséquent, une partie importante de ce travail sera dévolue à l'étude des détecteurs au silicium sous irradiation.

Cette thèse ayant été entreprise dans le cadre de l'expérience **ATLAS**, on s'intéressera à l'étude des détecteurs au silicium dans les conditions prévalant dans cette expérience. À ce titre, le premier chapitre décrit brièvement le **LHC** et l'expérience **ATLAS**. Les connaissances de base, nécessaires à la compréhension du fonctionnement des détecteurs au silicium de divers types, sont présentées au second chapitre. Le modèle de transport de charge utilisé pour extraire les caractéristiques électriques de détecteurs au silicium, avant et après irradiation, ainsi que les résultats obtenus à l'aide de ce modèle sont présentés au chapitre trois. Des solutions sont proposées au chapitre quatre pour améliorer les conditions de fonctionnement des détecteurs au silicium sous irradiation, soit en améliorant leur résistance aux rayonnements (diffusion d'oxygène dans les diodes) ou en utilisant des détecteurs peu coûteux dont le remplacement à la suite de leur endommagement serait économiquement viable. Le chapitre 5 comprend des prédictions sur le comportement de signaux typiques que le modèle de transport de charge permet de prédire pour les détecteurs qui seront utilisés au **LHC**. La conclusion résume les effets inclus dans le modèle de transport de charge, ainsi que les voies futures à explorer à la suite des résultats obtenus dans cette thèse. Les différents montages expérimentaux utilisés dans cette thèse pour obtenir les données de courant de fuite (I-V) et de capacitance (C-V) en fonction de la tension appliquée sont décrits à l'appendice A. L'influence de la distribution de la concentration effective des dopants dans les semi-conducteurs sur le champ électrique, le potentiel électrostatique et l'épaisseur de désertion sont présentés à l'appendice B. L'appendice C contient les détails mathématiques du modèle de transport de charge. Une méthode de nettoyage des détecteurs (afin de réduire leur courant de fuite de surface) est présentée à l'appendice D. L'appendice E décrit brièvement les conditions d'irradiations des détecteurs.

Chapitre 1

Motivation et cadre du travail

Le projet du Grand Collisionneur Hadronique (**LHC**) a été approuvé par le conseil du **CERN** en décembre 1994. Cette machine d'une circonférence de 27 km sera installée dans le tunnel où se trouve actuellement le collisionneur **LEP** (électron-positron) et entrera en opération en l'an 2005. Elle permettra des collisions frontales de protons accélérés à 7 TeV/c donnant une énergie dans le centre de masse de 14 TeV à une luminosité attendue de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le collisionneur sera aussi utilisé pour effectuer des collisions d'ions lourds à une énergie dans le centre de masse supérieure à 1000 TeV (5,5 TeV/nucléon) et à une luminosité pouvant être supérieure à $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ selon le type d'ion utilisé.

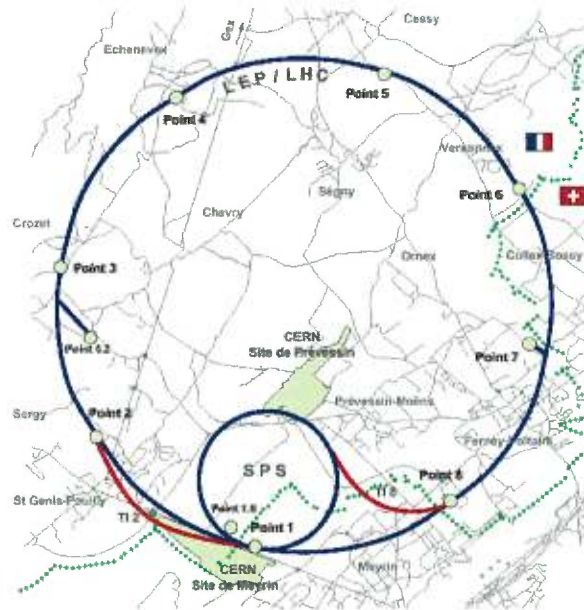


Figure 1-1. Emplacement du LHC et des détecteurs ATLAS (point 1), CMS (point 5), ALICE (point 2) et LHC-B (point 8).

Les deux faisceaux se croisent en quatre points, occupés par les deux détecteurs proton-proton **ATLAS** [5, 6] et **CMS** [7], le détecteur pour les collisions d'ions lourds **ALICE** [8] et le détecteur **LHC-B** [9] conçu spécialement pour l'étude de la physique du B (voir Fig. 1-1).

1.1 La physique du LHC

La construction d'un nouvel accélérateur permet de créer un régime d'énergie où il sera possible de tester avec toujours plus de précision les théories actuelles et leurs prédictions, tout en permettant d'espérer trouver de la nouvelle physique qui n'est pas prédite par les théories actuelles ou encore qui les contredit.

Le Modèle Standard décrit très bien la quasi-totalité des résultats expérimentaux actuels, tout en laissant des questions fondamentales sans réponse. Notamment: pourquoi trois générations de fermions avec la hiérarchie de masse qu'on leur connaît; par quel mécanisme ces particules ont-elles obtenu leurs masses, et plus généralement quelle est l'origine dynamique de la masse? Quelle est la source de la violation CP? Deux types de théories tentent de répondre à ces interrogations. Un type consiste à ajouter de nouveaux degrés de liberté sous forme de nouvelles particules. Cette nouvelle physique doit se trouver à des énergies de l'ordre du TeV pour résoudre les problèmes relatifs au secteur de Higgs [10, 11, 12]. Un modèle dans le cadre de cette approche, la SuperSymétrie [13, 14], ajoute des partenaires supersymétriques aux fermions et bosons du modèle standard. Le second type de théorie suppose que pour des énergies de l'ordre du TeV, les interactions qui brisent la symétrie électrofaible deviennent fortes. Un des modèles de cette seconde approche, la Technicouleur [15, 16], suppose que le boson de Higgs est une particule composite.

Ces deux types de théorie laissent donc présager une physique nouvelle pour des énergies de l'ordre du TeV et au delà. La façon d'atteindre ce domaine d'énergie est de réaliser des collisions proton-proton à haute énergie, i.e. des collisions frontales de protons accélérés à 7 TeV/c au **LHC**.

Une façon d'identifier les possibilités offertes par les collisions proton-proton au **LHC** est de regarder la dépendance en énergie de quelques sections efficaces et taux de production caractéristiques tels que rapportés à la Réf. [17] et présentés à la Fig. 1-2. Avec une section efficace totale estimée à environ 70 mb et une luminosité attendue de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 23 interactions se produiront à chaque croisement des paquets de protons toutes les 25 ns au **LHC**.

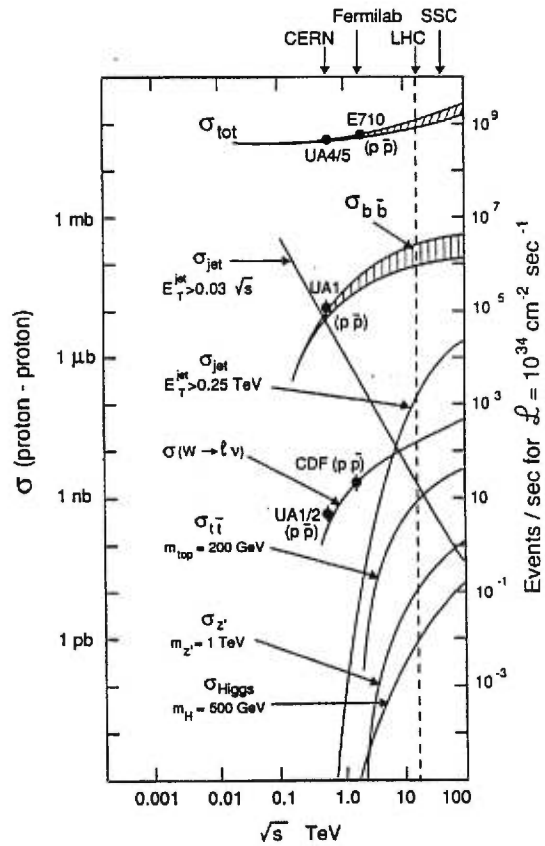


Figure 1-2. Dépendance en énergie de quelques sections efficaces pour des collisions p-p et \bar{p} -p [17].

1.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur **ATLAS** [5, 6] (**A Toroidal LHC ApparatuS**) d'usage général, a été conçu de façon à exploiter la gamme complète des possibilités d'études physiques offertes par le **LHC**. On peut voir une vue d'ensemble du détecteur **ATLAS** à la Fig. 1-3.

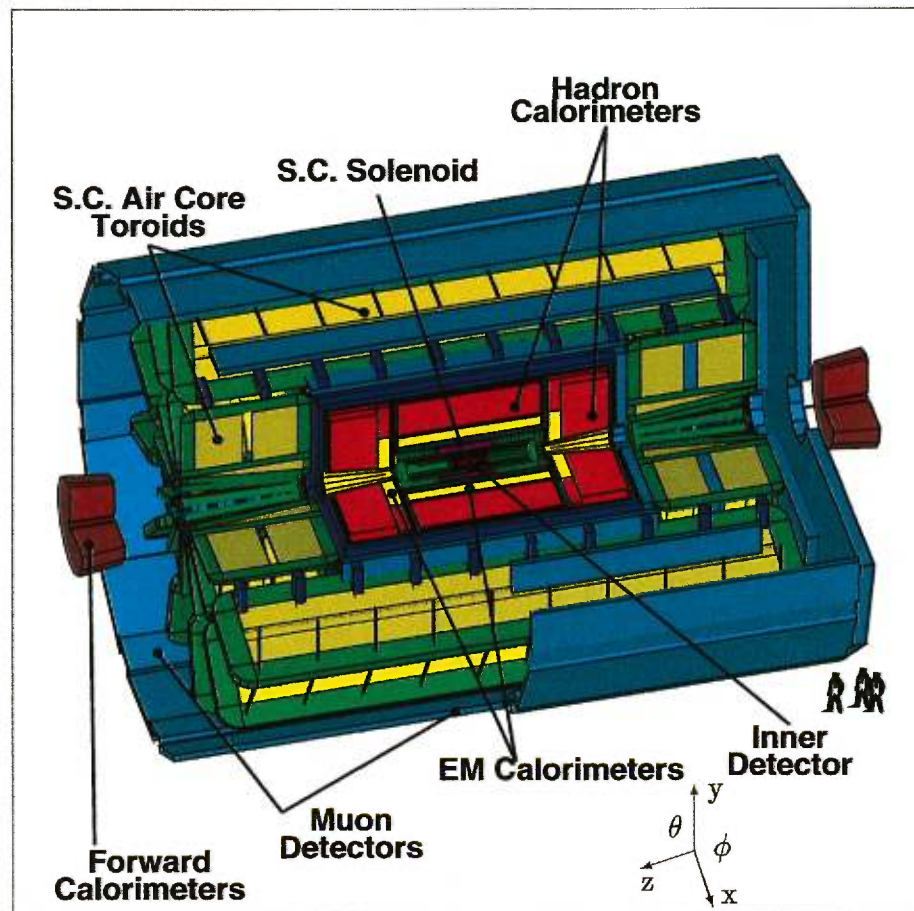


Figure 1-3. Vue en 3 dimensions du détecteur **ATLAS** [6]. La région du baril est constitué d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide avec du plomb comme absorbeur, ainsi que d'un calorimètre hadronique à tuiles de fer et de scintillateur. La région du bouchon est composée d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide avec du plomb comme absorbeur, ainsi que d'un calorimètre hadronique constitué de plaques de cuivre séparées par de l'argon liquide. La région avant est composée d'anneaux remplis d'argon liquide entourant un tube cuivre, le tout dans une matrice de cuivre pour le calorimètre électromagnétique avant et de tungstène pour le calorimètre hadronique avant.

Un des principaux points d'intérêt d'ATLAS est l'étude de l'origine de la masse à l'échelle électrofaible. L'optimisation du détecteur est donc réalisée de façon à ce qu'il soit sensible au plus grand éventail de masse possible pour le boson de Higgs.

Les différents sous-systèmes constituant le détecteur ATLAS sont décrits en détail dans les références [5, 6, 18, 19, 20, 21, 22, 23]. On résume leurs performances attendues à la Table 1-I. En gros, les trajectoires des particules qui proviennent du vertex initial sont reconstruites grâce au détecteur interne (décrit à la section 1.2.1), l'énergie des jets est mesurée grâce à des calorimètres électromagnétiques à argon liquide et plomb, des calorimètres hadroniques (tuiles de fer et scintillateurs pour la région du baril, et pour la région avant argon liquide, cuivre et tiges dans une matrice de tungstène), et l'impulsion des muons est mesurée dans de gigantesques chambres à muons. Ce travail portant sur le comportement de détecteurs au silicium sous irradiation, on s'intéressera plus particulièrement au détecteur interne qui contient des détecteurs au silicium sous forme de détecteurs à pixels et de détecteurs à micro-rubans. Cette thèse porte sur les effets des endommagements du volume des détecteurs. Comme les détecteurs utilisés ont une grande surface (entre 0,25 et 1 cm²), il en résulte une manipulation plus facile des détecteurs lors des irradiations et des prises de données.

1.2.1 Détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS occupe une cavité cylindrique qui a pour limite les cryostats du calorimètre électromagnétique à argon liquide, à un rayon $R = 1150$ mm et à $|z| = 3450$ mm (Figs. 1-3 et 1-4). Des modérateurs de neutrons en polyéthylène sont situés de $|z| = 3400$ mm à $|z| = 3450$ mm, à l'avant des calorimètres du bouchon, afin de réduire l'énergie des neutrons entrant dans la cavité de sorte à en capturer une partie. La cavité est située à l'intérieur d'un solénoïde donnant un champ axial central de 2 Tesla.

Sous-système	Résolutions minimales requis et caractéristiques	Couverture en η	
		Mesure	Déclencheur
Calorimétrie e.m.	$10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0,7\%$	± 3	$\pm 2,5$
Pré-détection des gerbes	Séparation $\gamma - \pi^0$ et γ -jet, mesures de directions, et étiquetage-b par électrons	$\pm 2,4$	
Calorimétrie des jets et de E_T -baril et bouchon -avant	$50\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 3\%$ $100\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 10\%$	± 3 $3 < \eta < 5$	± 3 $3 < \eta < 5$
Détecteur interne	30% à $p_T = 500$ GeV Identification des électrons étiquetage- τ et b Détection de vertex secondai- res aux luminosités initiales	$\pm 2,5$ $\pm 2,5$ $\pm 2,5$ $\pm 2,5$	
Détection des muons	10% à $p_T = 1$ TeV lorsqu'utilisé seul à la luminosité maximale	± 3	$\pm 2,2$

Tableau 1-I. Performances attendues des sous-systèmes du détecteur **ATLAS** [6] (la pseudorapidité est définie par $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$).

Le détecteur interne utilise une combinaison de quelques couches actives de silicium de granularité élevée, permettant de mesurer avec précision les trajectoires, dans la partie la plus interne du trajectomètre, et de pailles pour la partie externe. Trois types de détecteurs sont utilisés dans le détecteur interne (voir Fig. 1-4):

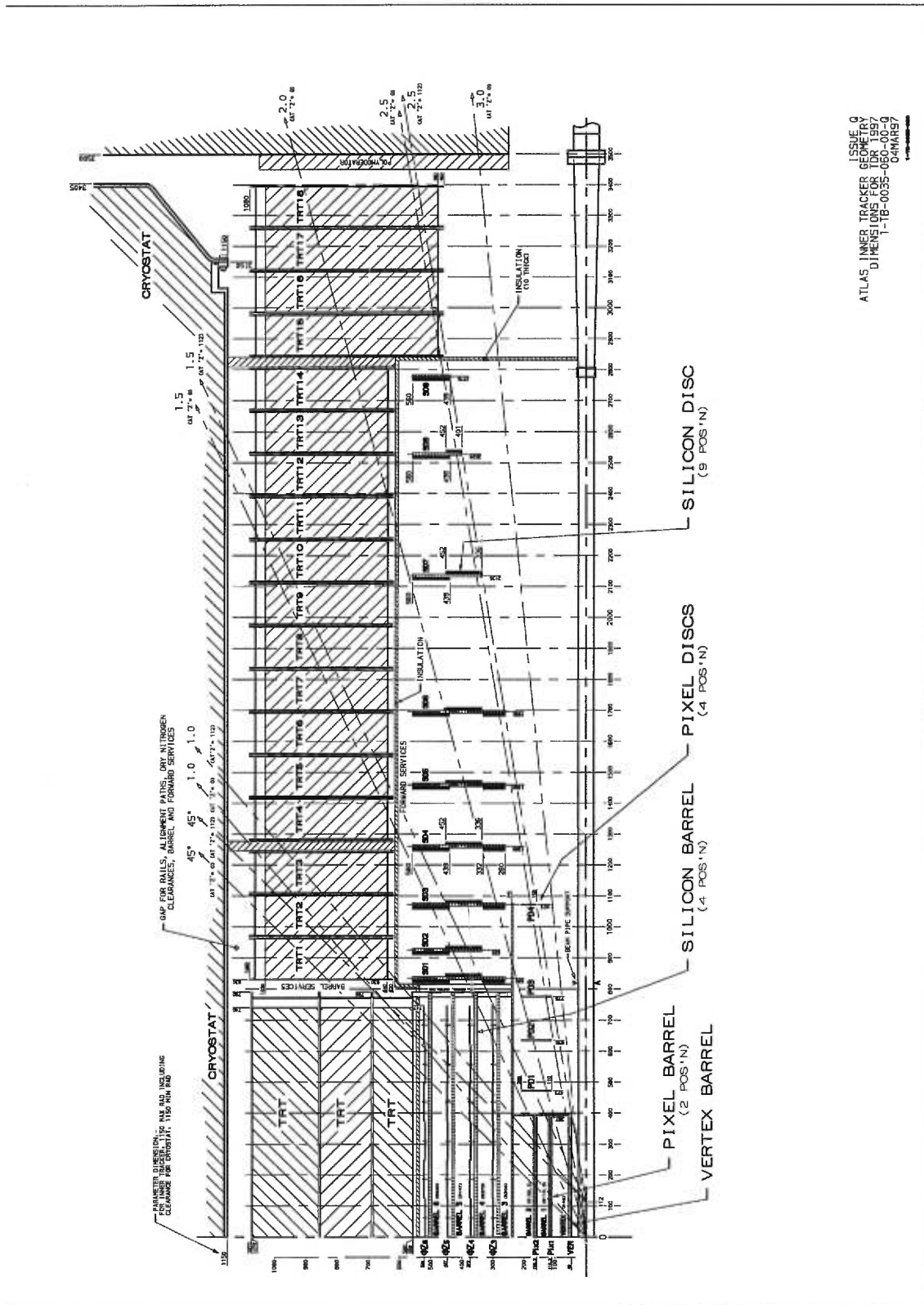


Figure 1-4. Vue en 2 dimensions du détecteur interne d'ATLAS [21].

- **Détecteurs à pixels.** Ils sont utilisés près du faisceau. Le système à pixels d'ATLAS est constitué de deux couches en baril et de huit disques, afin de donner au moins deux points pour les trajectoires à $|\eta| \leq 2,5$, ce qui donne une information spatiale bi-dimensionnelle pour la reconnaissance des configurations (*pattern recognition*). Ils devront supporter des fluences de particules allant jusqu'à $5 \cdot 10^{13}$ particules/cm²/an, soit de l'ordre de dix fois celles exigées pour les détecteurs à micro-rubans au silicium.
- **Détecteurs à micro-rubans au silicium.** Ils sont utilisés pour la trajectométrie sur une plus grande aire (l'aire totale couverte par les détecteurs à micro-rubans est ≈ 63 m²). Une grande précision est obtenue selon ϕ (voir Fig. 1-3) à la fois pour la région du baril et la région avant.
- **Pailles.** Elles sont utilisées à une distance plus grande de la région d'interaction, où la densité de traces est relativement basse. Ces pailles sont d'un diamètre de 4 mm et d'une épaisseur de 60 μ m (elles sont formées par l'enroulement de deux films de polyimide (kapton) avec 0,2 μ m d'aluminium recouvert de 4 μ m de carbone, remplies d'un mélange gazeux composé de 70% Xe + 20% CF₄ + 10% CO₂). Elles fournissent un nombre important de mesures sur la trajectoire. Des radiateurs sont inclus pour produire de la radiation de transition, ce qui donne une possibilité supplémentaire pour l'identification des électrons. Cette information est utile principalement pour des impulsions transverses faibles (< 5 GeV). On dénote ce système par TRT (Transition Radiation Tracker).

Le SCT (SemiConductor Tracker) qui comprend déjà les détecteurs à pixels et à micro-rubans, prévoit aussi l'ajout d'une couche amovible supplémentaire, autour de la chambre à vide. Ceci augmenterait de façon significative le pouvoir d'identification des vertex, pour la physique du B notamment. Cette couche pourrait être constituée de détecteurs à pixels au silicium, à un rayon ≈ 4 cm, ou de détecteurs à micro-rubans au silicium (à double face), à ≈ 6 cm.

1.2.1.1 Performances du détecteur interne

Les exigences principales pour le **SCT** sont de bien permettre l'identification des trajectoires et la reconnaissance des configurations. Pour cela il est important d'avoir une résolution de sagita¹ $< 25 \mu\text{m}$, une résolution de l'angle polaire $\phi < 2 \text{ mrad}$, et un bon étiquetage-b² grâce aux mesures du paramètre d'impact. La réalisation du **SCT** est un compromis entre d'un côté, la minimisation de la quantité de matériel et des coûts, c.-à-d. le nombre de couches et de canaux de lectures, et de l'autre, le maintien d'un nombre suffisant de couches et de canaux pour bien identifier les trajectoires à grande luminosité et à l'intérieur des jets à faible luminosité.

Pour l'étiquetage-b, la performance du trajectomètre de précision sera importante. Les sous-détecteurs avec la plus grande granularité devraient jouer un rôle important pour la reconnaissance des configurations à l'intérieur des jets à grand p_T . On peut s'attendre à ce que l'efficacité d'étiquetage-b du détecteur interne d'**ATLAS** en utilisant une couche de détecteurs de vertex soit significativement supérieure à celle des détecteurs en opération dans les expériences actuelles. Il devrait être possible d'obtenir un facteur de rejet supérieur à 100 contre les jets de quarks légers, si l'objectif d'une efficacité de 50% d'étiquetage-b est atteint.

¹sagita = mesure à intervalles réguliers de la distance entre une trace et une trajectoire rectiligne afin de déterminer la diffusion multiple de cette trace

²étiquetage-b = identification d'une gerbe comme provenant d'un quark b.

1.2.2 Champ de radiation

Le taux d'interaction élevé lors des collisions proton-proton au LHC ($\approx 10^9/s$) donnera naissance à un niveau de rayonnement très élevé dans les détecteurs. En effet, bien que la majorité des produits des collisions proton-proton soient absorbés dans les calorimètres, y déposant une quantité d'énergie considérable, les particules rétro-diffusées et les parties de gerbes débordant des calorimètres vont affecter le détecteur interne et certains sous-systèmes de la calorimétrie à l'argon liquide y compris les cryostats, et le spectromètre à muons. Des particules de grande énergie provenant du point d'interaction commencent donc à produire des cascades lorsqu'elles entrent dans les matériaux. Si le matériau est épais, le développement de la cascade va se poursuivre jusqu'à ce que la majorité des particules chargées soient absorbées; pour cette raison un matériau aussi dense que possible est utilisé. Les particules restantes sont principalement des neutrons et les gammas associés. Les cascades électromagnétiques sont absorbées rapidement. En revanche les neutrons vont parcourir de grandes distances, ne perdant leur énergie que lentement. La capture de ces neutrons thermiques et épithermiques produit régulièrement des gammas.

Des calculs simplifiés montrent qu'à l'intérieur de la cavité où se situe le détecteur interne, les niveaux de rayonnement sont indépendants de la position en z (axe parallèle au faisceau) et diminuent radialement en $1/r^2$. La Fig. 1-5 donne la fluence en neutrons de plus de 100 keV, renormalisée à l'équivalent 1 MeV, pour une année de fonctionnement de l'expérience ATLAS. La dose totale, tenant compte des photons d'énergie de plus de 30 keV, est illustrée à la Fig. 1-6. Dans cette thèse sont étudiés les effets dus aux dommages par rayonnement résultant de dégâts en volume (causés principalement par les neutrons, protons et pions) et non des dégâts de surface (causés généralement par les photons et électrons).

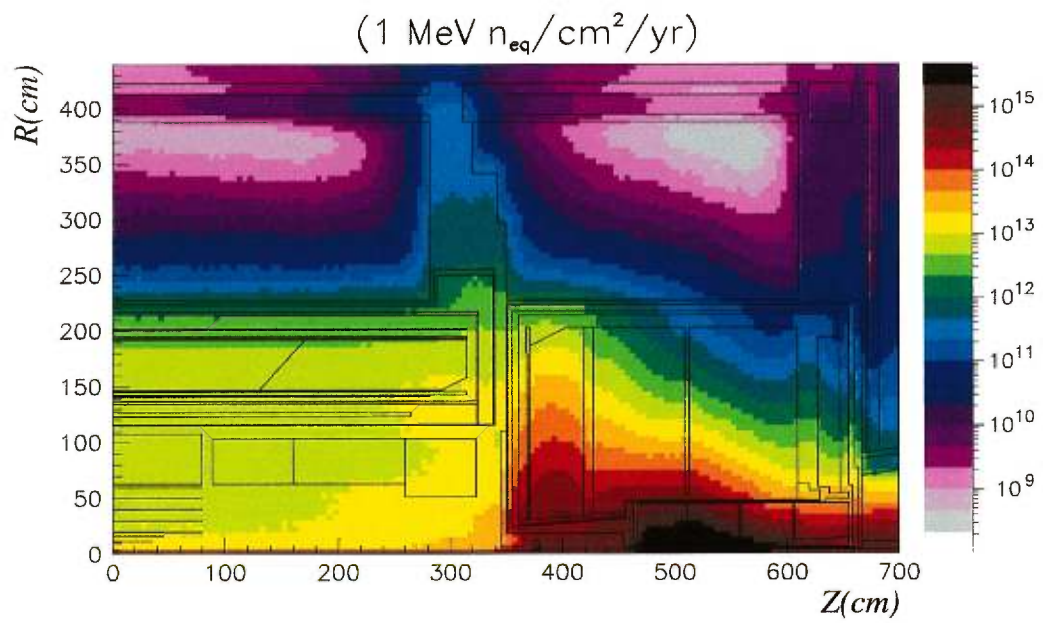


Figure 1-5. Fluence annuelle (100 jours d'opération) attendue dans le détecteur **ATLAS** en équivalent neutrons de 1 MeV [19].

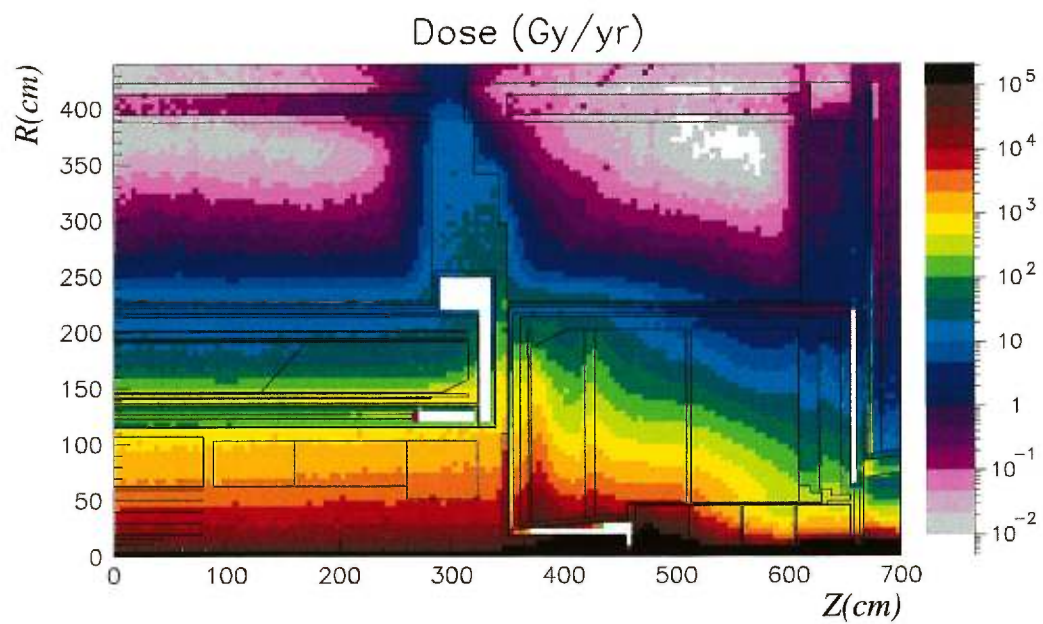


Figure 1-6. Dose annuelle attendue (100 jours d'opération) dans le détecteur **ATLAS** [19].

Chapitre 2

Théorie des détecteurs semi-conducteurs

2.1 La structure en bande des solides

Les solides cristallins étant constitués d'une quantité considérable d'atomes ou de molécules, les électrons plutôt que d'occuper des niveaux d'énergie distincts, se retrouvent dans des bandes d'énergie. Les niveaux d'énergie occupés par les électrons de valence donnent naissance à la bande de valence. Entre cette bande et la bande de conduction, qui correspond aux niveaux d'énergie occupés par les électrons du cristal qui sont excités et participent donc à la conduction électrique, se trouve une bande interdite d'énergie (le *gap*) où aucun état n'est permis. La caractéristique des semi-conducteurs est que ce *gap* est suffisamment petit (environ 0,7 eV pour le germanium et 1,1 eV pour le silicium) pour que, à température ambiante, la bande de conduction soit partiellement occupée. Les matériaux dont le *gap* est plus étendu, 5 eV et plus, sont appelés des isolants, alors que pour les matériaux conducteurs se *gap* est inexistant.

À température non-nulle, de l'énergie thermique est partagée par les électrons du cristal. Il est donc possible pour un électron de valence d'acquérir assez d'énergie thermique pour sauter le *gap* et se retrouver dans la bande de conduction. Cette excitation, en plus de créer un électron dans la bande de conduction qui normalement serait vide, laisse une vacance (appelée un trou) dans la bande de valence normalement pleine. On appelle ce processus, qui nécessite environ 3,6 eV dans le silicium, une création de paire électron-trou. En présence d'un

champ électrique (E), ces porteurs de charge (l'électron et le trou) se déplacent à la vitesse $v = E\mu$, où le facteur de proportionnalité μ est appelé la mobilité et vaut respectivement environ $480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour les trous et les électrons dans le silicium.

Idéalement, dans un semi-conducteur parfaitement pur, tous les électrons libres en bande de conduction et les trous en bande de valence sont causés par l'excitation thermique. Étant donné que dans une telle situation chaque électron excité laisse derrière lui un trou libre, le nombre d'électrons dans la bande de conduction doit être exactement égal au nombre de trous dans la bande de valence. Un tel matériau est appelé un semi-conducteur intrinsèque.

Cependant, les propriétés électriques des matériaux réels ont tendance à être dominées par les quantités infimes d'impuretés résiduelles qu'ils contiennent. Dans le matériau intrinsèque (indice i), l'équilibre obtenu par l'excitation d'électrons de la bande de valence à celle de conduction et les recombinaisons qui s'ensuivent, mène à une égalité du nombre d'électrons, n_i , et de trous, p_i :

$$\mathbf{n}_i = \mathbf{p}_i \propto T^{3/2} e^{-E_g/2k_B T} \quad (2.1)$$

où E_g est l'énergie de la bande interdite, T la température (en Kelvin), $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$ est la constante de Boltzmann. Dans le silicium, $E_g \approx 1,12 \text{ eV}$ et à la température ambiante les densités intrinsèques des électrons et des trous sont d'environ $1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, ce qui revient à dire qu'environ 1 atome sur 10^{12} est ionisé par excitation thermique.

Le silicium est tétravalent et, dans sa structure cristalline normale, il forme des liens covalents avec ses quatre voisins les plus proches. Si on ajoute une faible concentration d'impuretés pentavalentes, c'est-à-dire provenant du groupe V dans le tableau périodique, l'atome d'impureté va occuper un site de substitution dans le cristal, prenant la place d'un atome normal de silicium. Puisqu'il y a cinq

électrons de valence entourant l'atome d'impureté, il reste un électron après la formation de tous les liens covalents. Cet électron supplémentaire est en quelque sorte un orphelin et reste très faiblement lié au site originel d'impureté. Il faut donc très peu d'énergie pour le déloger et le rendre électron de conduction. Cette impureté est qualifiée de donneuse, puisqu'elle fournit des électrons à la bande de conduction, et le semi-conducteur résultant est dit de type **n**. Ne faisant pas partie du cristal régulier, les électrons supplémentaires associés aux impuretés donneuses peuvent occuper une position à l'intérieur de la bande normalement interdite. Ces électrons, très faiblement liés, vont avoir une énergie près du haut de la bande interdite tel que montré à la Fig. 2-1b. Il s'ensuit que la majorité des donneurs sont ionisés par excitation thermique. Dans la majorité des cas, la concentration d'impuretés N_d est grande devant la concentration d'électrons de la bande de conduction du matériau à l'état intrinsèque. Le nombre d'électrons de conduction devient donc totalement dominé par la concentration des impuretés donneuses et donc $n \approx N_d$.

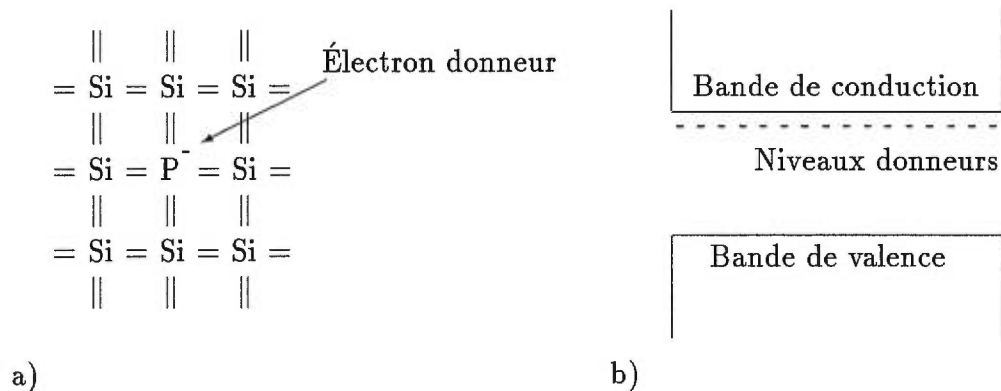


Figure 2-1. a) Représentation d'une impureté donneuse occupant un site de substitution dans un cristal de silicium. b) Niveaux donneurs correspondants dans la structure en bande du silicium.

La concentration supplémentaire d'électrons dans la bande de conduction, par rapport à la valeur intrinsèque, augmente le taux de recombinaison, déplaçant ainsi l'équilibre entre les électrons et les trous. Ceci a pour conséquence que la

concentration à l'équilibre des trous est diminuée de façon à ce que le produit de n et p , garde la même valeur que dans le cas du matériau intrinsèque ($n \cdot p = n_i \cdot p_i$).

Bien que le nombre des électrons de conduction excède de plusieurs ordres de grandeur le nombre de trous, la charge totale demeure neutre à cause de la présence des impuretés donneuses ionisées.

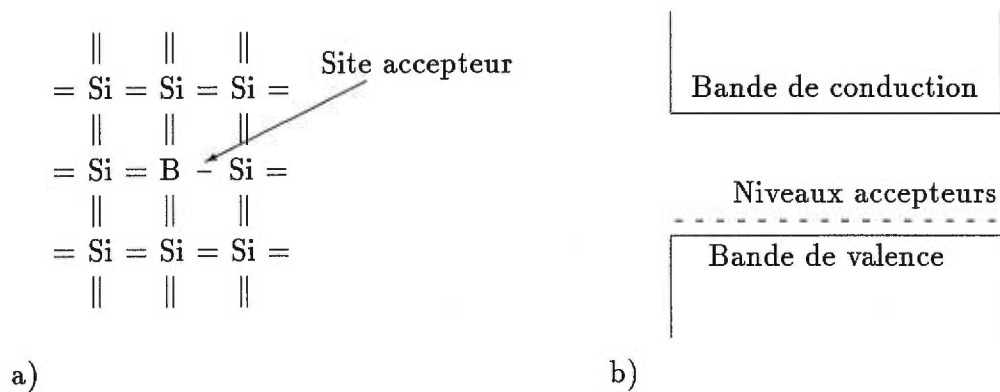


Figure 2-2. a) Représentation d'une impureté accepteuse occupant un site de substitution dans un cristal de silicium. b) Niveaux accepteurs correspondants dans la structure en bande du silicium.

De façon similaire, on obtiendra un semi-conducteur de type p en ajoutant une impureté trivalente au réseau cristalin, tel qu'un élément du groupe III du tableau périodique, ce qui donne la situation représentée à la Fig. 2-2. Si la concentration d'impuretés acceptuses N_a est grande comparée à la concentration intrinsèque des trous p_i , alors le nombre de trous est totalement dominé par la concentration des accepteurs, soit $p \approx N_a$. La disponibilité accrue de trous augmente la probabilité de recombinaison entre les électrons de la bande de conduction et les trous, et diminue donc le nombre d'électrons de conduction à l'équilibre. Les sites accepteurs remplis représentent des charges négatives fixes qui contrebalancent la charge positive des trous.

2.2 Contacts ohmiques et jonction p-n

Lorsqu'on ajoute une couche métallique à un semi-conducteur, on établit ce qu'on appelle un contact ohmique. Ce contact se comporte comme une électrode non rectifiante, c'est à dire à travers laquelle les charges des deux signes peuvent passer librement. Si des contacts ohmiques sont disposés sur deux faces opposées d'un morceau de silicium et reliés à un circuit de détection, la concentration à l'équilibre de porteurs va être maintenue. Si un trou ou un électron est collecté à une des électrodes, un porteur identique est injecté à l'électrode opposée, pour conserver les concentrations d'équilibre dans le semi-conducteur. Cependant, afin de réduire l'amplitude du courant à travers le volume du semi-conducteur, on utilise plutôt des électrodes non injectantes ou bloquantes. Ces électrodes sont constituées de couches minces ayant des concentrations d'impuretés très grandes, dans le cas d'une couche n (p) on la dénote par n^+ (p^+). Si ces électrodes bloquantes sont utilisées, les porteurs de charges initialement balayés par l'application d'un champ électrique ne sont pas remplacés à l'électrode opposée, et leur concentration totale à l'intérieur du semi-conducteur va décroître après l'application d'un champ électrique. Le courant de fuite (voir section 2.6) peut donc être réduit à une valeur suffisamment faible pour permettre la détection du signal fourni par la création des paires électron-trou le long du parcours d'une particule ionisante. La géométrie de contact bloquant la plus appropriée est celle où existe un contact de chaque côté d'une jonction p-n d'un semi-conducteur. Il est très difficile d'injecter des électrons du côté p de cette jonction car les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons libres sont relativement rares. Du côté opposé, les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous ne peuvent pas être facilement injectés.

2.3 Structure des diodes

On verra dans cette section comment les jonctions p-n mentionnées à la section précédente sont réalisées. L'ingrédient primaire pour la fabrication d'un détecteur au silicium est la gaufre (*wafers*). C.-à-d. un disque de silicium cristallin d'un diamètre allant de 2,5 à 12,5 cm et d'une épaisseur de 100 à 2000 μm . Ce disque est obtenu soit en coupant des lingots de silicium {produit par la méthode Czochralski (CZ) [24] ou Float-Zone (FZ) [25]} ou en faisant croître une couche de silicium (méthode épitaxiale). La gaufre est par la suite traitée selon le processus planaire standard ou la technologie MESA.

La méthode CZ produit un silicium de basse résistivité ($\leq 50 \Omega\cdot\text{cm}$) ayant une concentration d'impuretés élevée (carbone et oxygène de l'ordre de $1 - 5 \cdot 10^{16}$ et 10^{16} à 10^{17}). En revanche, la méthode FZ permet d'obtenir de grandes valeurs de résistivité et un silicium très pur, ce qui en principe en fait le meilleur candidat pour les applications en physique des particules. Ceci est dû, comme on le verra plus loin, au fait que la tension électrique d'opération optimale d'une diode au silicium est inversement proportionnelle à la résistivité.

2.3.1 Diode planaire standard (PS)

Les dispositifs au silicium sont produits par des ajouts successifs de couches ou de patrons pour les isolants, les parties dopées et les contacts [26]. Des masques (ou photomasques) sont utilisés afin de définir la géométrie des différentes couches. Le masque contient le patron pour une couche du dispositif et est généralement une plaque de verre ou de quartz recouverte par un mince film de chrome (ou d'un autre film opaque). Une mince couche de photorésine est déposée sur le chrome, cette photorésine étant sensible au rayonnement (lumière U-V typiquement), il est possible en exposant certaines régions au rayonnement et en développant le film, d'enlever les parties nécessaires à l'obtention du patron désiré. Par pho-

tolithographie, le patron du masque est transféré à la couche de surface de la gaufre de silicium. Selon l'étape de fabrication du dispositif, cette couche sera de l'oxyde, du métal ou du silicium. Les étapes de fabrication sont donc (voir Fig. 2-3 pour les étapes et Fig. 2-4 pour le produit final):

- L'oxydation de la surface de la gaufre.
- La création du premier masque.
- L'ouverture de fenêtres dans l'oxyde.
- La diffusion ou implantation de la jonction et du contact ohmique.
- La création des contacts électriques par métallisation (déposition par vapeur ou pulvérisation (*sputtering*)).

Chaque étape nécessitant un masque spécifique, la méthode planaire est une technologie complexe et dispendieuse pour créer des structures sophistiquées sur une gaufre de silicium.

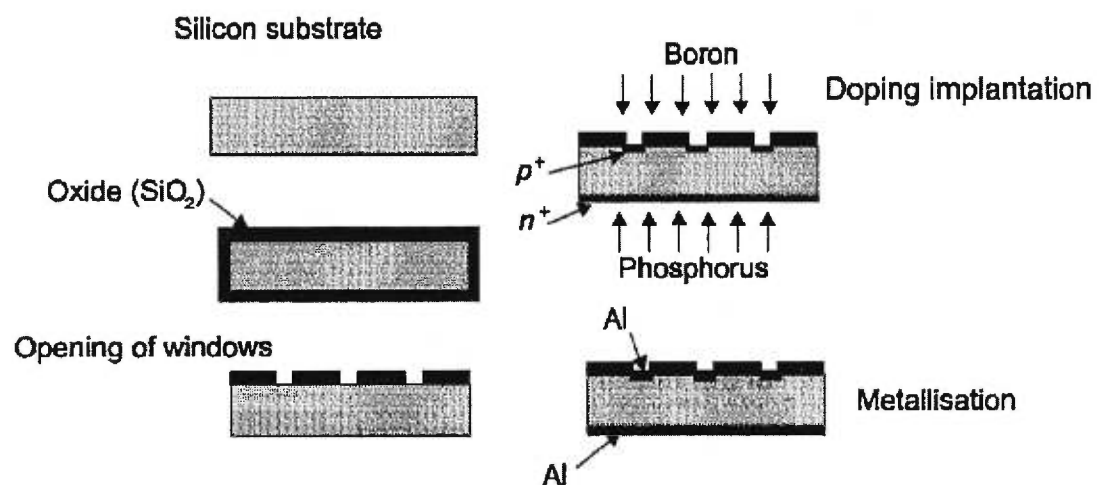


Figure 2-3. Étapes de fabrication d'une diode planaire standard.

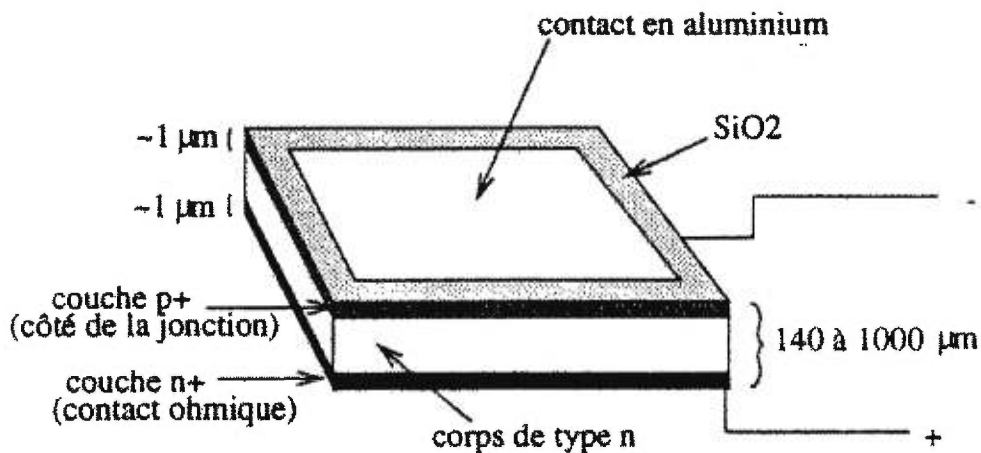


Figure 2-4. Représentation schématique d'une diode planaire standard montrant la couche métallique, la couche d'oxyde, le corps de type n ainsi que les couches p^+ et n^+ .

2.3.2 Diode de technologie MESA standard (MS)

La technologie MESA pour la fabrication de diodes au silicium n'est pas nouvelle [27]. Cependant depuis quelques années elle est considérée comme une méthode alternative valable, plus simple et moins coûteuse [28]. Son coût inférieur, la possibilité de hauts taux de production et des propriétés de collection de charge satisfaisantes, comme on le verra plus tard, en font un bon choix possible lorsqu'une application nécessite une grande quantité de détecteurs. Les étapes de fabrication des diodes MESA standard (MS) [29] sont (voir Fig. 2-5 pour les étapes et Fig. 2-6 pour le produit final) les suivantes:

- La jonction et les contacts ohmiques sont obtenus par diffusion simultanée de bore et phosphore (par chauffage à 1200°C d'un papier imprégné de composés de bore ou de phosphore). Pour ce faire, les gaufres et papiers (source de bore et de phosphore) sont disposés dans une structure de type sandwich dans des positionneurs au SiO_2 avec des disques de silicium pour exercer une pression, le tout est mis dans un four.

- La création des contacts métalliques (par déposition chimique d'or sur une couche de nickel déposée au préalable sur la gaufre).
- La coupure en puces individuelles (ou coupure entre les rubans à une profondeur d'environ $20\ \mu\text{m}$).
- Le décapage par plasma des bordures coupées et la passivation des bordures endommagées (environ $50\ \mu\text{m}$).
- Le dépôt d'isolant sur les côtés (caoutchouc de silicium).
- La coupure finale des caoutchoucs de silicium afin de séparer les diodes individuelles (ou les diodes en ruban).

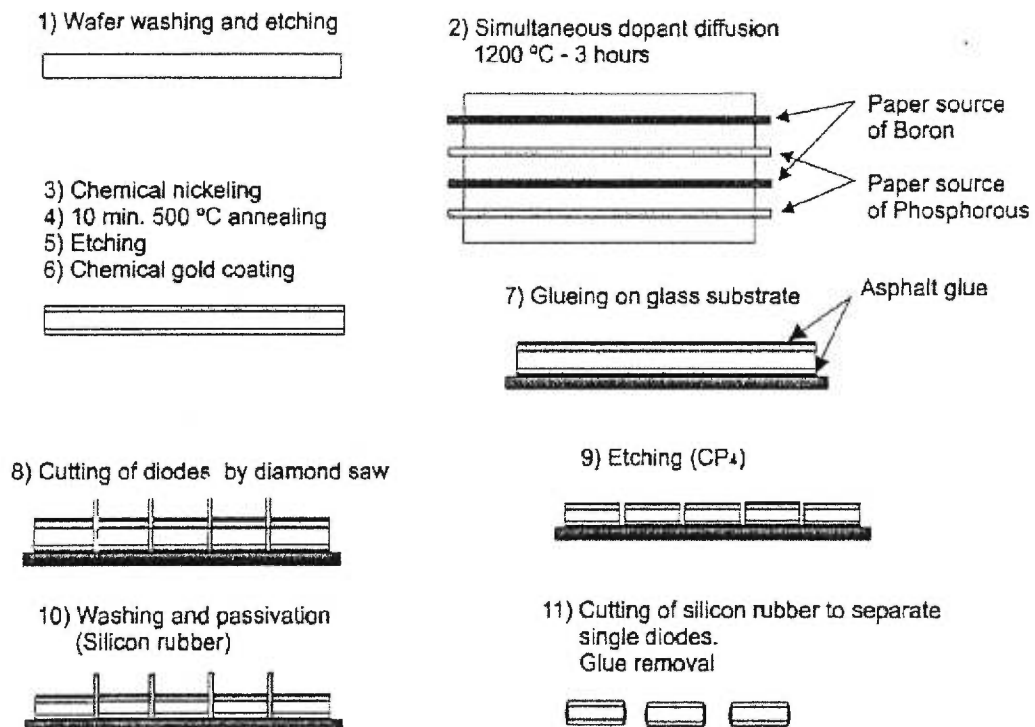


Figure 2-5. Étapes de fabrication d'une diode MESA standard.

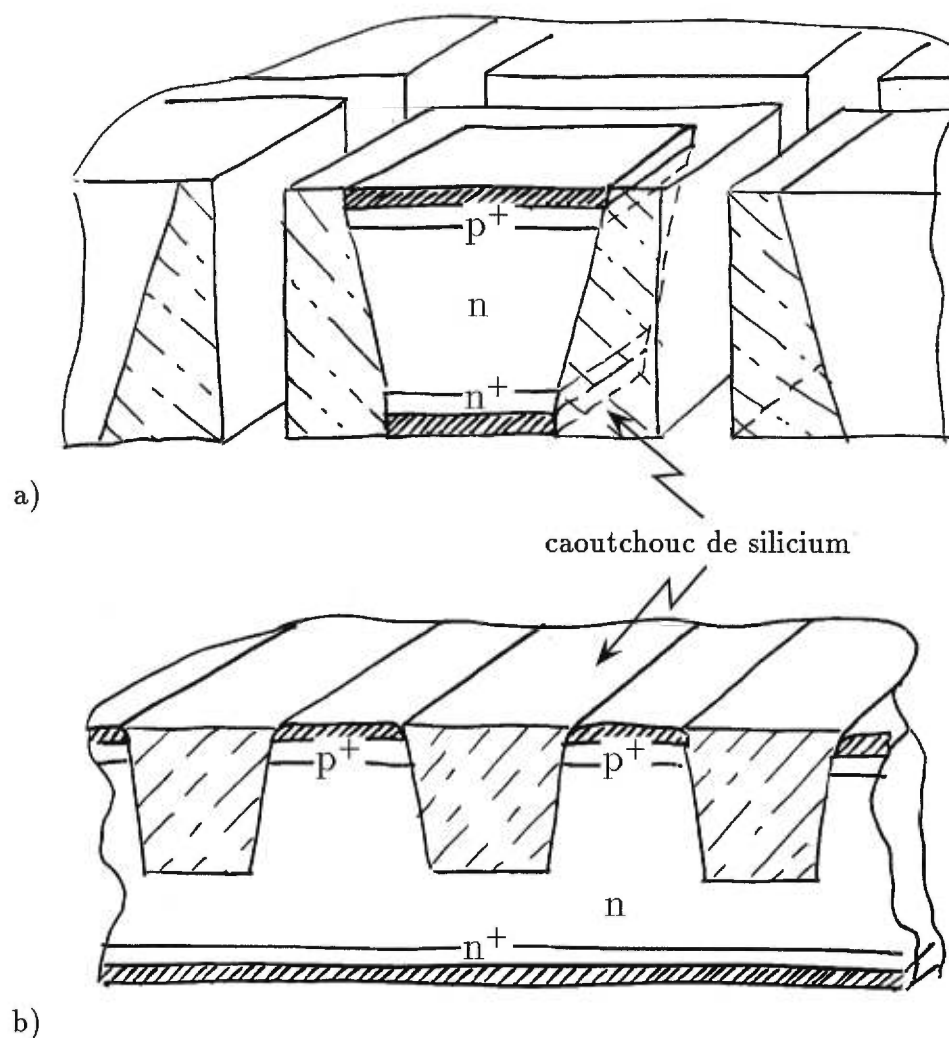


Figure 2-6. Vue en coupe d'une diode MESA standard (MS): a) puce individuelle; b) ruban.

Cette méthode a le désavantage de produire des diodes ayant un courant de fuite de surface important, à cause d'une passivation inadéquate des bordures coupées. Cependant, comme on le verra par la suite, la technologie MESA planaire permet de produire des diodes ayant des performances satisfaisantes du point de vue de la collection de charge, à des coûts moindres que la technologie planaire standard.

2.3.3 Diode de technologie MESA planaire (MP)

Afin de réduire les courants de surface, la technologie MESA a été modifiée. L'amélioration consiste en l'emploi d'un décapage chimique pour produire la structure MESA planaire (MP) suivi d'une oxydation des bordures. Le processus nécessite les étapes suivantes (voir Fig. 2-7 pour le produit final):

- La production des régions p^+ et n^+ par diffusion de bore et phosphore.
- La déposition de nitrate de silicium sur le côté p^+ .
- La photolithographie du côté p^+ .
- Le décapage des vallées ($\leq 20 \mu m$), avec un pas (*pitch*) de $\sim 100 \mu m$ pour les détecteurs rubans.
- L'oxydation.
- Le décapage du nitrate de silicium.
- La métallisation (Al) du côté avant, l'évaporation à grand angle ou possiblement l'usage de photolithographie (utilisation du même masque que pour la photolithographie du côté p^+).
- La métallisation (Al) du côté arrière.

La technologie MESA planaire a plusieurs avantages par rapport à la technologie planaire standard:

- L'utilisation d'un seul masque photolithographique.
- La jonction pn et le contact nn^+ sont produits en un cycle; un anneau de protection (*guard ring*) peut être fait.
- Il n'est pas nécessaire de polir les gaufres.

- Seulement deux opérations à haute température: i) la diffusion dans le four ($T \sim 1200^{\circ}\text{C}$), ii) l'oxydation de la structure ($T \sim 1000^{\circ}\text{C}$).

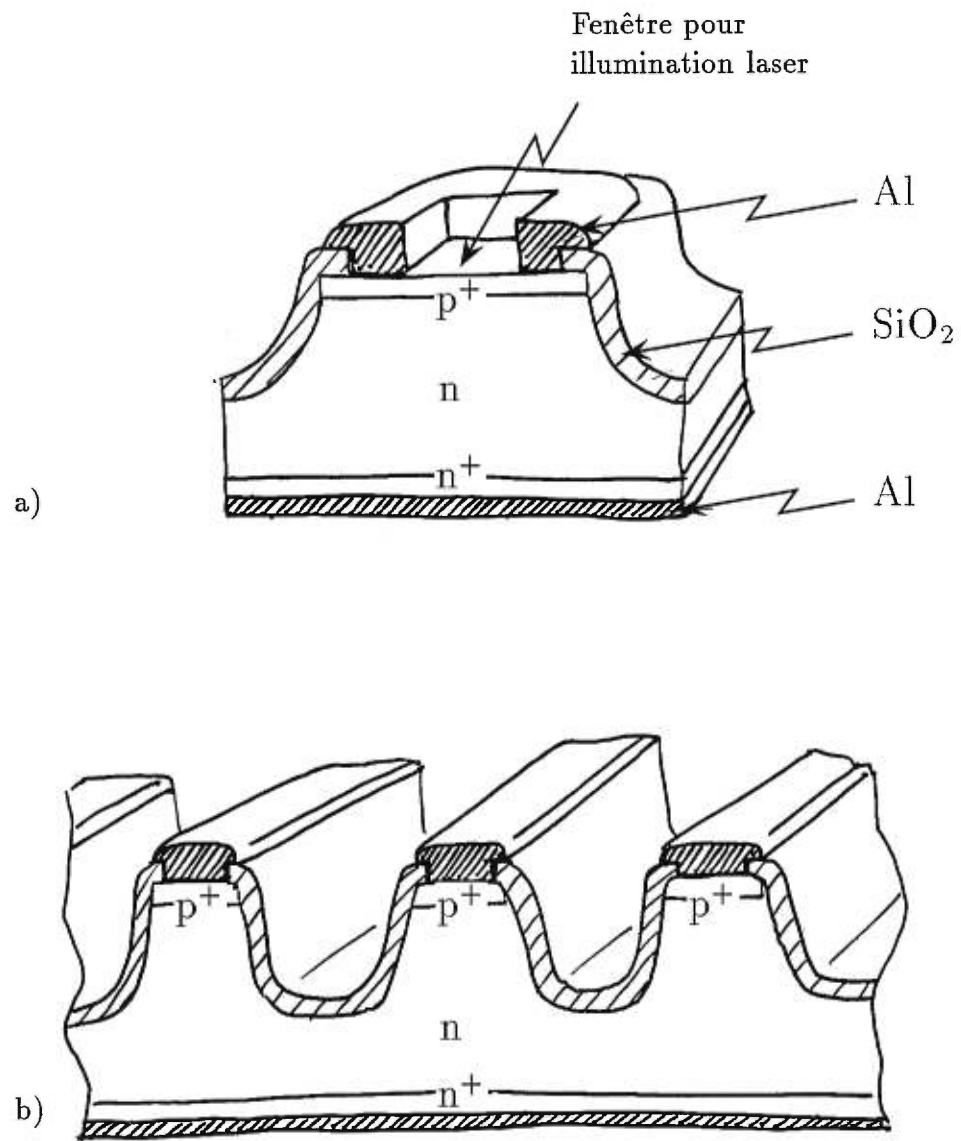


Figure 2-7. Vue en coupe d'une diode MESA planaire (MP): a) puce individuelle; b) ruban.

2.3.4 Analyse spectroscopique avec particules α

L'utilisation d'une spectroscopie précise est une méthode puissante pour obtenir des renseignements sur la structure d'une diode. Les spectres en énergie pour des particules α (ayant une énergie et portée bien définies) incidentes sur une diode sont enregistrés à différentes valeurs de tensions appliquées. La variation de la position des pics avec l'énergie de la particule incidente et la tension appliquée donne une information précise sur la structure de la diode et sur l'efficacité de la collection de charge qui est principalement régie par la configuration du champ électrique dans la diode [30].

Tous les détecteurs semi-conducteurs ont une couche non active (fenêtre d'entrée) que les particules incidentes doivent traverser avant d'atteindre le volume actif. Généralement, cette fenêtre d'entrée correspond aux électrodes de chaque côté du détecteur (couche Al ou Au), qui forment une région dans laquelle les particules α perdent une partie de leur énergie. On peut voir à la Fig. 2-8 des photographies d'une diode au silicium typique de cette étude. On voit pour le côté avant (Fig. 2-8a), la fenêtre circulaire au centre servant à effectuer des mesures avec un laser, ainsi que l'anneau de protection (*guard ring*). Sur le côté arrière (Fig. 2-8b) on voit les mailles de l'électrode. On peut calculer l'épaisseur des électrodes d'après la différence d'énergie du pic provenant de particules α ayant traversé l'électrode et du pic des particules α n'ayant pas passé par l'électrode. Sur le côté avant, cette différence d'énergie correspond à la situation où les particules α traversent soit l'électrode, soit la fenêtre pour les illuminations laser. Sur le côté arrière, la différence provient de ce que les particules α traversent ou non les mailles formant l'électrode.

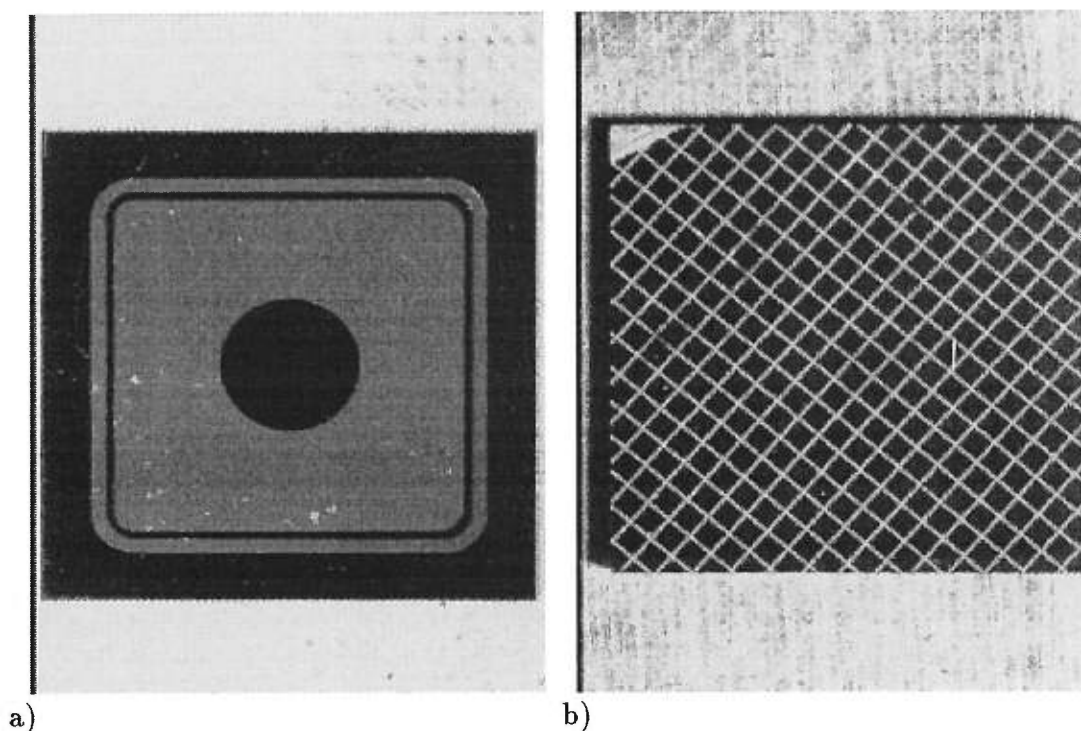


Figure 2-8. a) Photographie du côté avant d'un détecteur montrant la fenêtre pour les illuminations laser (cercle central), la couche d'oxyde (SiO_2) sur le bord et l'anneau de protection. b) Photographie du côté arrière d'un détecteur montrant les mailles de l'électrode.

Un système de mesure spectroscopique standard (voir Fig. 2-9) a été utilisé afin de déterminer la structure des diodes au silicium utilisées dans cette thèse. Il est composé d'un pré-amplificateur de charge (PAC), d'un amplificateur linéaire (AL) de mise en forme et d'un analyseur multi-canal (AMC). Les spectres en énergie provenant de particules α illuminant le côté avant ou arrière des détecteurs sont enregistrés sur un ordinateur personnel (PC). Les mesures sont effectuées en appliquant une tension sur le côté avant de la jonction (Biais). Des sources simples de ^{239}Pu et ^{241}Am , ainsi qu'une source multiple (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) ont été utilisées dans une cloche à vide, afin d'éviter toute perte d'énergie dans l'air. L'énergie des particules α correspondantes est indiquée à la Table 2-I.

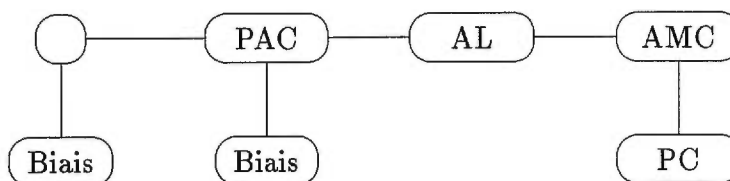


Figure 2-9. Montage utilisé pour les mesures spectroscopiques. Les sigles utilisés correspondent: au pré-amplificateur de charge (PAC), à l'amplificateur linéaire (AL) de mise en forme, à l'analyseur multi-canal (AMC), à l'ordinateur personnel (PC) et aux deux sources de tension continue (Biais).

Source	Énergie- α
^{239}Pu	5,157 MeV
^{241}Am	5,486 MeV
^{244}Cm	5,805 MeV

Tableau 2-I. Énergie des particules α provenant des sources utilisées pour les mesures spectroscopiques.

En comparant un détecteur à l'étude avec un détecteur de référence (détecteur au silicium à barrière de surface), on peut obtenir les caractéristiques de la structure des électrodes. Le détecteur de référence a une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 14 keV à l'énergie de 5,486 MeV (α de ^{241}Am), ce qui donne une résolution relative en énergie de 0,26 % pour le système spectroscopique au complet. Cette bonne résolution permet d'observer des changements sur la hauteur des pics résultant des modifications de l'efficacité de la collection de charge ou de l'influence de la structure des électrodes. La sensibilité de la méthode est illustrée à la Fig. 2-10, où l'on compare la réponse du détecteur de référence (Fig. 2-10a) avec la réponse d'une diode non irradiée pour une illumination sur le côté avant (Fig. 2-10b) ou sur le côté arrière (Fig. 2-10c). Les épaisseurs des électrodes et des couches implantées peuvent être déterminées à l'aide des séparations et des déplacements des pics produits par des particules α .

À la Fig. 2-10b, on définit d_1 comme la différence de perte d'énergie du côté avant entre l'électrode du détecteur de référence (Au + jonction pn) et celle du détecteur de type PS étudié (Al + jonction pn) qui vaut ≈ 86 keV. La différence de perte d'énergie entre l'électrode du détecteur de référence (Au + jonction pn) et le côté arrière du détecteur de type PS étudié (Al + jonction n⁺n), appelée d_2 (voir Fig. 2-10c), vaut ≈ 122 keV. d_3 est la différence d'épaisseur des régions avant (Al + jonction pn) et arrière (Al + n⁺n) du détecteur de type PS (voir Fig. 2-10c) et vaut ≈ 33 keV. Deux quantités supplémentaires peuvent être définies, soient Δ la perte d'énergie dans le contact avant (Al) qui vaut ≈ 20 keV et Δ' la perte d'énergie du côté avant dans la zone SiO₂ (non mesurée ici). En considérant qu'une perte d'énergie de 1 keV équivaut à une épaisseur d'environ 0,01 μm [30], on obtient les épaisseurs approximatives suivantes pour le détecteur de type PS étudié: 1) couche d'aluminium $\approx 0,2$ μm , couche p⁺ $\approx 0,6$ μm , couche n⁺ ≈ 1 μm . Ces résultats sont en accord avec les valeurs d'environ 1 μm généralement données par les manufacturiers pour les épaisseurs des couches p⁺ et n⁺ .

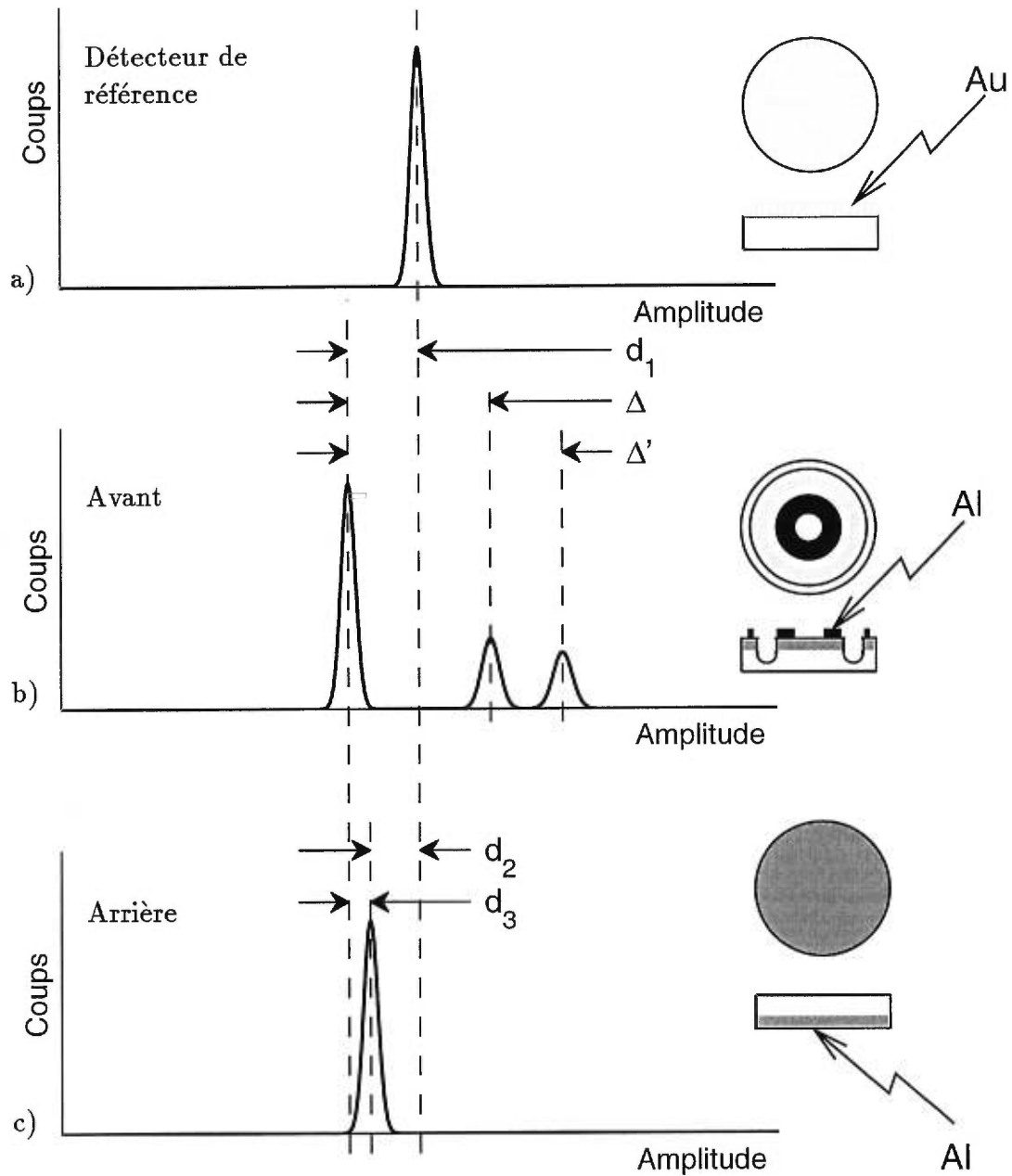


Figure 2-10. Illustration de la sensibilité de la méthode spectroscopique. La réponse du détecteur au silicium à barrière de surface (a) servant de référence est comparée à celle d'un détecteur testé en envoyant des particules du côté avant (b) et du côté arrière (c). d_1 est la différence de perte d'énergie du côté avant entre l'électrode du détecteur de référence (Au + jonction pn) et celle du détecteur étudié (Al + jonction pn), d_2 est la différence de perte d'énergie entre l'électrode du détecteur de référence (Au + jonction pn) et le côté arrière du détecteur étudié (Al + n^+n) et d_3 est la différence d'épaisseur des régions avant (Al + jonction pn) et arrière (Al + n^+n). Deux quantités supplémentaires peuvent être définies, soient Δ la perte d'énergie dans le contact avant (Al) et Δ' la perte d'énergie du côté avant dans la zone SiO_2 .

2.4 Jonction p-n non polarisée

Il est possible d'obtenir la forme du potentiel électrostatique, Ψ , du champ électrique, E , ainsi que la largeur de la zone de désertion (voir définition un peu plus loin) d'une jonction, X , en résolvant l'équation de Poisson (Éq. 2.2). Dans le cas de détecteurs de grande surface (typiquement $\approx 1 \text{ cm}^2$, alors que l'extension spatiale latérale des charges ne représente que quelques μm^2), il est possible de traiter le problème en une dimension:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (2.2)$$

où $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_{si} = 1,054 \text{ pF/cm}$ est la permittivité du silicium. On suppose qu'on a une jonction abrupte et que dans la zone de désertion la densité de charges, $\rho(x)$, est approximativement donnée par (des cas plus compliqués sont examinés à l'appendice B):

$$\rho(x) = \begin{cases} qN_d & \text{si } 0 \leq x \leq x_n \\ -qN_a & \text{si } -x_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

où $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb est la charge électronique, x_n et x_p représentent la longueur de désertion du côté **n** et **p**, tel que défini à la Fig. 2-11a. N_d et N_a sont respectivement la concentration d'impuretés donneuses (régions de type n) et accepteuses (régions de type p) de chaque côté de la jonction. On voit à la Fig. 2-11b qu'en dehors de la zone de désertion, la densité de charge est nulle. La charge totale dans la zone de désertion étant nulle, ceci se traduit par l'égalité:

$$N_d x_n = N_a x_p \quad (2.4)$$

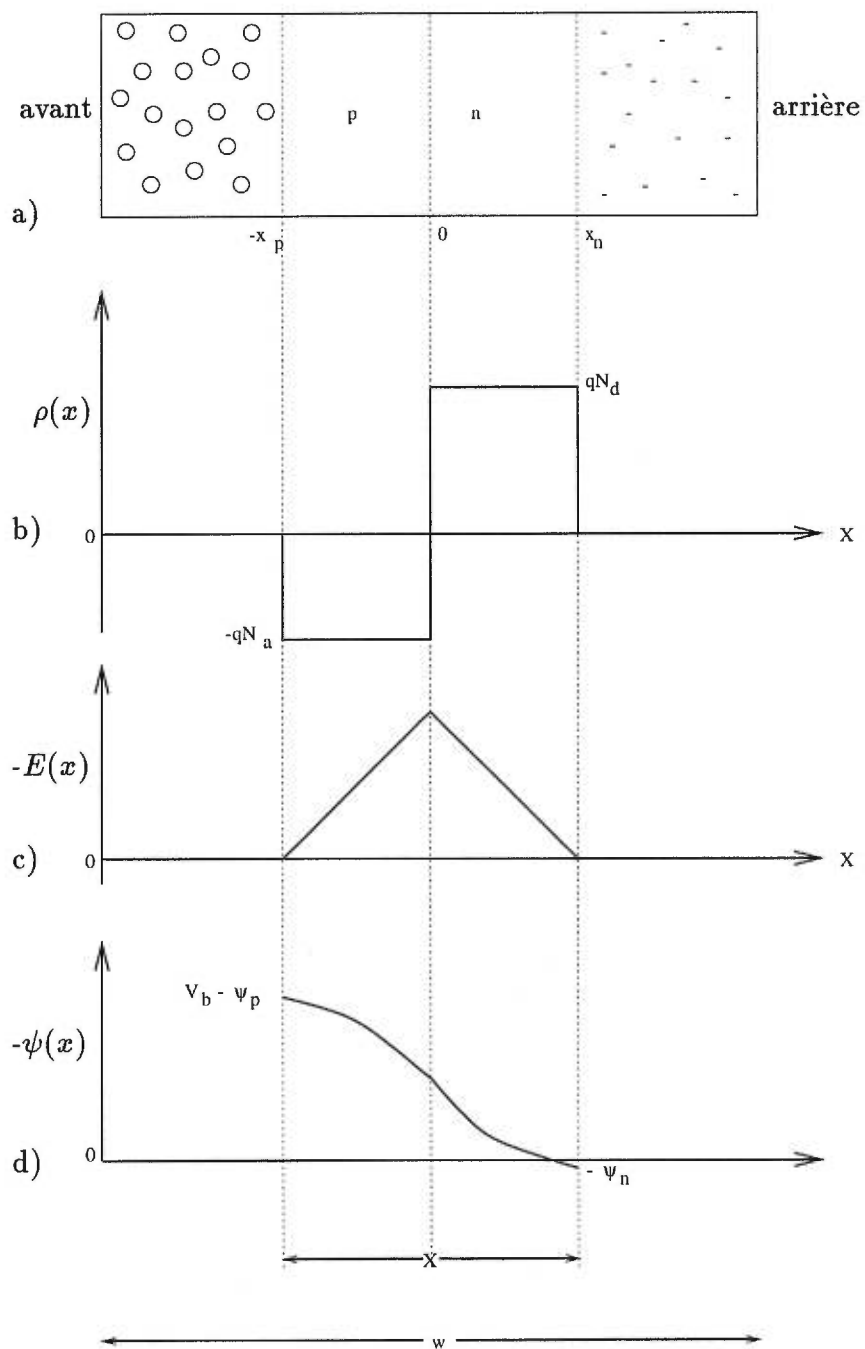


Figure 2-11. Représentation schématique d'une jonction pn pour un détecteur PS d'épaisseur w , déserté sur une longueur X suite à l'application d'une tension V_b : a) le détecteur, b) la distribution de charge, c) le champ électrique et d) le potentiel électrostatique.

Une première intégration nous donne le champ électrique créé par la séparation de charges. En tenant compte des conditions aux limites $E(x_n) = E(-x_p) = 0$, on trouve la situation illustrée à la Fig. 2-11c, soit:

$$E(x) = -\frac{d\Psi}{dx} = \begin{cases} E_n(x) = \frac{qN_d}{\epsilon}(x - x_n) & \text{si } 0 \leq x \leq x_n \\ E_p(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon}(x + x_p) & \text{si } -x_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

Ce modèle peut être amélioré en utilisant un profil de champ plus réaliste (voir appendice B), par exemple en ne négligeant pas l'épaisseur des zones n^+ et p^+ ou en considérant des concentrations de dopants non-uniformes après irradiation.

Si aucune tension externe n'est appliquée, c'est à dire si le champ électrique est simplement dû à la concentration différente d'électrons et de trous à la jonction, la diffusion va conduire les électrons du matériau de type n vers celui de type p et les trous dans la direction opposée. Les dopants ionisés demeurent des charges fixes et génèrent un champ électrique s'opposant à la diffusion jusqu'à ce qu'un équilibre dynamique soit atteint. On a donc une diode pouvant servir de détecteur de particules, soit une région dépeuplée de porteurs de charges libres (appelée la zone de désertion). Les charges produites par ionisation dans la zone de désertion vont être séparées et induisent un signal. La chute de tension à travers la zone de désertion s'obtient en intégrant l'Éq. 2.5. En notant les constantes d'intégration par $\Psi(-x_p) = \Psi_p$ et $\Psi(x_n) = \Psi_n$, on obtient le potentiel électrostatique de la Fig. 2-11d (cette figure montre déjà l'effet de l'application d'une tension externe V_b), ce qui donne:

$$\Psi(x) = \begin{cases} \Psi_n(x) = \Psi_n - \frac{qN_d}{2\epsilon}(x - x_n)^2 & \text{si } 0 \leq x \leq x_n \\ \Psi_p(x) = \Psi_p + \frac{qN_a}{2\epsilon}(x + x_p)^2 & \text{si } -x_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

Le potentiel de contact, V_0 ($\approx 0,6$ V pour le silicium à $T = 300$ K), est défini par:

$$V_0 = - \int E(x)dx = \Psi_n - \Psi_p = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad (2.7)$$

Les épaisseurs de désertion des zones **n** et **p** peuvent être obtenues en imposant la continuité du potentiel en $x = 0$ ($\Psi_n(0) = \Psi_p(0)$) et en utilisant l'équation 2.4:

$$x_n = \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}} \quad (2.8)$$

et

$$x_p = \frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}} \quad (2.9)$$

d'où l'épaisseur totale de la zone de désertion:

$$X = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \quad (2.10)$$

2.4.1 Jonction p-n avec polarisation inverse

En l'absence de polarisation externe, l'épaisseur de désertion est typiquement de quelques microns, ce qui n'est pas très intéressant pour détecter des particules.

Si on applique une différence de potentiel $-V_b < 0$ du côté **p** de la jonction, les conditions aux limites deviennent $\Psi(-x_p) = \Psi_p - V_b$ et $\Psi(x_n) = \Psi_n$ (Fig. 2-11d). Les Éqs. 2.6 et 2.10 doivent donc être réécrites en tenant compte du terme V_b , ce qui se fait facilement en substituant V_0 par $V_0 + V_b$. On appelle ce cas la polarisation inverse et à mesure que V_b augmente, la zone de désertion prend de l'extension, jusqu'à atteindre l'épaisseur complète du détecteur (w).

Les détecteurs utilisés sont de type **n** et forment une jonction **p⁺-n** {soit $N_d(n) \ll N_a(p^+)$ }. En utilisant l'équation de neutralité (Éq. 2.4), on a $x_p \ll x_n$. Ce qui implique que:

$$X \approx x_n \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d}(V_0 + V_b)} \quad (2.11)$$

La tension nécessaire pour dépeupler totalement le détecteur (appelée tension de désertion totale (V_d) qui correspond à $X = w$) s'écrit alors:

$$V_d = \frac{w^2 q N_d}{2\varepsilon} - V_0 \quad (2.12)$$

2.4.2 Concentration effective et résistivité

Pour utiliser les différentes équations aussi bien pour un détecteur de type **n** que **p**, on utilise une concentration effective définie par:

$$N_{eff} = N_a - N_d \quad (2.13)$$

où les concentrations de dopant utilisées sont celles du volume du détecteur, et non celles des régions **n⁺** ou **p⁺**. Ceci reflète aussi le fait que le silicium de type **n** ou **p**, n'est pas seulement constitué de silicium intrinsèque, dopé avec une certaine

concentration d'atomes donneurs ou accepteurs, mais est généralement constitué d'un mélange des deux types d'impuretés. On obtient donc:

$$X \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 + V_b)}{q|N_{eff}|}} \quad (2.14)$$

et

$$V_d = \frac{w^2 q |N_{eff}|}{2\varepsilon} - V_0 \quad (2.15)$$

Généralement, lorsqu'on parle des caractéristiques d'un détecteur non irradié, on ne se réfère pas à sa concentration effective de dopants mais plutôt à sa résistivité initiale (ρ_0). La relation entre ces deux quantités est donnée par:

$$\rho_0 = \frac{1}{\mu q |N_{eff}|} \quad (2.16)$$

où μ est la mobilité des électrons (trous) pour un détecteur de type n (p).

2.4.3 Sur-désertion

Pour une tension supérieure à la tension de désertion totale, bien que l'épaisseur de désertion ne puisse évidemment pas dépasser l'épaisseur (w) de la diode, le champ électrique va continuer à croître. Pour un détecteur de type n, on trouve donc la situation illustrée à la Fig. 2-12, soit:

$$E(x) = \frac{2V_d}{w^2}(x - w) - E_0 \quad \text{pour } 0 < x < w \quad (2.17)$$

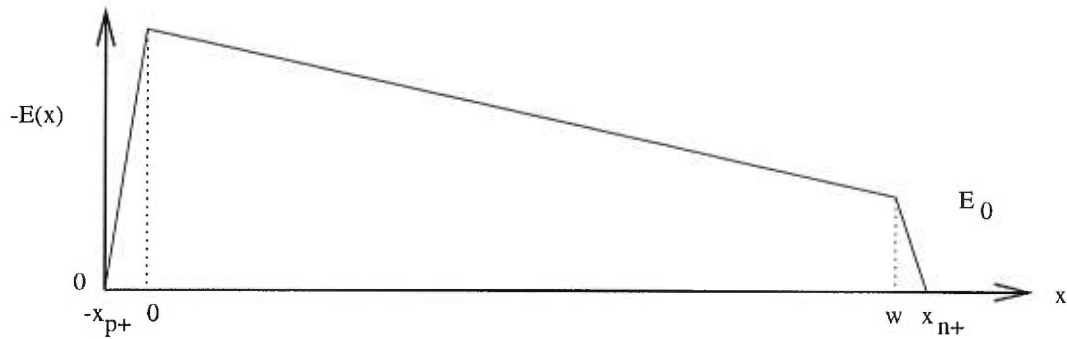


Figure 2-12. Représentation du champ électrique (Éq. 2.17) pour un détecteur de type n sur-déserté. Les régions p^+ et n^+ étant négligées, on a que $x_{p^+} \rightarrow 0$ et $x_{n^+} \rightarrow w$.

où

$$E_0 = \frac{V_b - V_d}{w} \quad (2.18)$$

2.5 Capacitance de transition

Dans la zone de transition, on retrouve face à face deux régions de charges d'espace égales et opposées. La première, située entre $-x_p$ et 0, possède une charge totale $-AqN_a x_p$, alors que la seconde située entre 0 et x_n possède une charge totale $AqN_d x_n$, où A est l'aire du détecteur. Les épaisseurs x_n et x_p sont fonction de la tension appliquée aux bornes de la jonction **p-n** selon les Éqs. 2.8 et 2.9 modifiées par la substitution $V_0 \rightarrow V_0 + V_b$.

Lorsqu'on applique une faible tension variable (régime des petits signaux) aux bords de la jonction, des flux de porteurs majoritaires sont associés aux déplacements des limites de la zone de transition: une augmentation de la tension appliquée entraîne un apport d'électrons venant de la zone **n** (qui neutralisent de la charge d'espace positive) et un apport de trous venant de la zone **p** (qui neutralisent de la charge d'espace négative). Le processus opposé est observé pour une diminution de la tension appliquée, ce qui provoque une évacuation

de charges libres et donc une augmentation des charges d'espace dans la zone de transition. Ces phénomènes se traduisent par une variation de la charge d'espace, dQ_t , dans la zone de transition en fonction de la différence de potentiel appliqué, dV , ce qui a la dimension d'une capacitance (C_t):

$$C_t = \frac{dQ_t}{dV} \quad (2.19)$$

où V est la tension appliquée (y compris le potentiel de contact) et Q_t est simplement la charge d'espace donnée par:

$$Q_t = AqN_dx_n = AqN_ax_p \quad (2.20)$$

A partir des Éqs. 2.8 et 2.9 (avec la substitution $V_0 \rightarrow V_0 + V_b$), on trouve:

$$\frac{dQ_t}{dV} = Aq \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}} \times \frac{1}{2\sqrt{V_0 + V_b}} \quad (2.21)$$

On se rend compte qu'en insérant l'Éq. 2.10 dans l'Éq. 2.21, on retrouve la même expression que pour l'approximation du condensateur plan, c.-à-d. deux plaques parallèles séparées par une distance X , ce qui est ce à quoi on pouvait s'attendre:

$$\frac{C_t}{A} = \frac{\varepsilon}{X} \quad 0 < X \leq w \quad (2.22)$$

La valeur minimale de la capacitance est obtenue pour la valeur maximale de X , soit lorsque le détecteur est totalement déserté et que $X = w$ (càd $V_b = V_d$). Puisque l'épaisseur de désertion (X) demeure égale à w pour des tensions supérieures à V_d , la valeur de la capacitance restera aussi constante et on observera un plateau tel que montré à la Fig. 2-13.

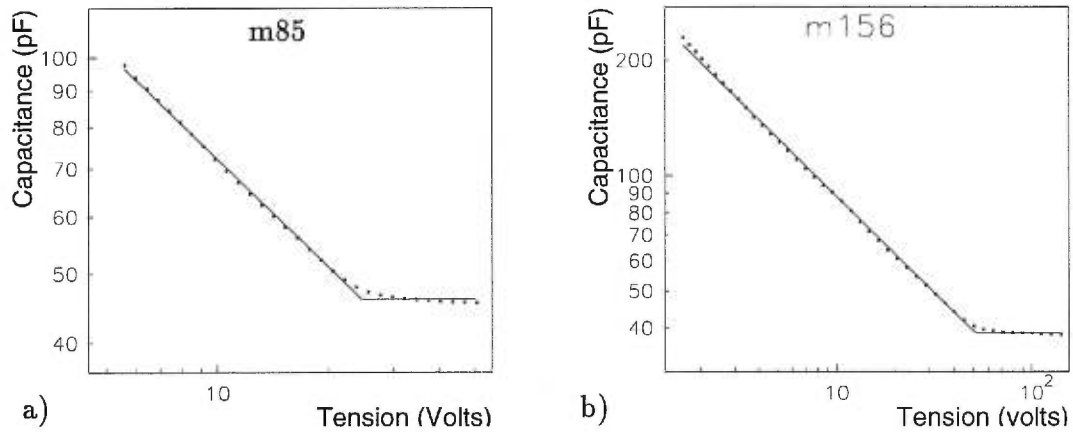


Figure 2-13. Courbes de capacitance (pF) en fonction de la tension appliquée (V) pour des détecteurs non irradiés M85 et M156 (irradié par la suite) ayant une aire de 1 cm^2 , des résistivités et épaisseurs respectives de: a) $\rho_0 = 8 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ et $w = 247 \text{ }\mu\text{m}$, b) $\rho_0 = 6 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ et $w = 300 \text{ }\mu\text{m}$. Les points représentent les données expérimentales et la ligne continue un ajustement de l'expression analytique 2.21.

2.5.1 Concentrations non-uniformes de dopants

Dans le cas des détecteurs non-irradiés, la concentration des dopants peut être dans une bonne mesure considérée comme uniforme en fonction de la profondeur à l'intérieur du détecteur. Cependant, lorsque les détecteurs sont irradiés, cette hypothèse n'est plus nécessairement valable. À partir d'une courbe C-V, il est possible d'obtenir le profil de la concentration de dopants. Pour ce faire, on part de la diode illustrée à la Fig. 2-14a où la densité arbitraire de charge d'espace montrée à la Fig. 2-14b est donnée par:

$$\rho(x) = -qN_{eff}(x) \quad (2.23)$$

où N_{eff} est fonction de la position.

En intégrant de façon graphique la Fig. 2-14b, on obtient, pour une épaisseur de désertion (Éq. 2.14) passant de X à $X + dX$, la modification du champ électrique :

$$dE = \left\{ \begin{array}{c} \text{aire} \\ \text{hachurée} \\ \text{de } \rho(x) \end{array} \right\} \approx \frac{dQ}{\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon} N_{eff}(X) dX \quad (2.24)$$

alors que l'intégration graphique de la Fig. 2-14c donne la modification du potentiel électrostatique lorsqu'on passe de E à $E + dE$:

$$d\Psi = \left\{ \begin{array}{c} \text{aire} \\ \text{hachurée} \\ \text{de } E(x) \end{array} \right\} \approx X dE = \frac{q}{\varepsilon} N_{eff}(X) X dX \quad (2.25)$$

L'Éq. 2.25 nous permet donc de réécrire la concentration effective de dopant comme:

$$N_{eff}(X) = \frac{\varepsilon}{qX} \frac{d\Psi}{dX} \quad (2.26)$$

De l'Éq. 2.22 on a:

$$N_{eff}(X) = \frac{\varepsilon}{q} \cdot \frac{C_t}{A\varepsilon} \cdot \frac{d\Psi}{-(A\varepsilon/C_t^2)dC_t} = -\frac{C_t^3}{q\varepsilon A^2} \left(\frac{dC_t}{dV} \right)^{-1} \quad (2.27)$$

ce qui permet de déterminer le profil de la concentration de dopants à partir d'une courbe C-V.

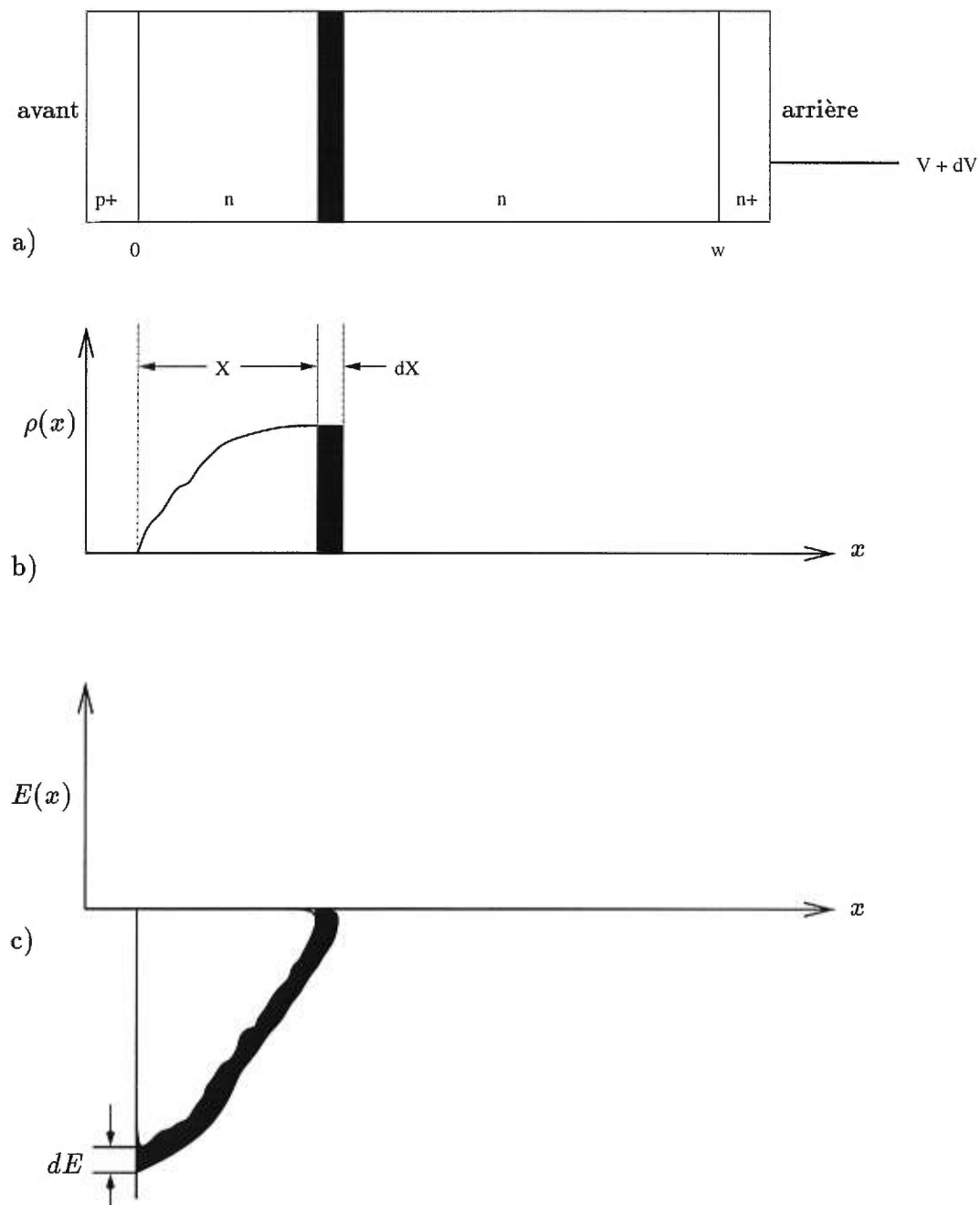


Figure 2-14. a) Diode $p^+ - n - n^+$ ayant une concentration arbitraire de dopants, b) modification de la distribution de la charge d'espace dans la région n dûe au changement de la tension de biais appliquée, c) modification du champ électrique en résultant.

2.5.2 La génération du signal

Pour une particule α de 5.0 MeV (telle que produite par une source de ^{241}Am où $\approx 0,5$ MeV est perdu dans l'air entre la source et le détecteur) dans le silicium, le nombre de paires electron-trou créées est $n_0 \approx 5 \text{ MeV}/3,6 \text{ eV} \approx 1,4$ million de paires sur une portée $r \approx 25 \mu\text{m}$, alors que la densité des paires electron-trou est obtenue de la référence [31] et représentée à la Fig. 2-15 (on obtient la densité de paires à partir de l'énergie déposée d'après la relation densité (paires/cm) = $dE/dx \cdot \rho / 3,6$). Pour une particule β dans le silicium (telle que produite par une source de ^{106}Ru dans notre cas), la portée est supérieure à la dimension physique du détecteur et une densité uniforme de paires électron-trou est créée avec $n_0 \approx \Delta_{mp}/3,6 = 5,67 \cdot 10^4 \cdot w(\log(w \cdot 190,78) + 11,95) \approx 80$ paires/ μm pour un détecteur de 300 microns. Ici Δ_{mp} est l'énergie la plus probable déposée par une particule au minimum d'ionisation (*mip*) [32, 33].

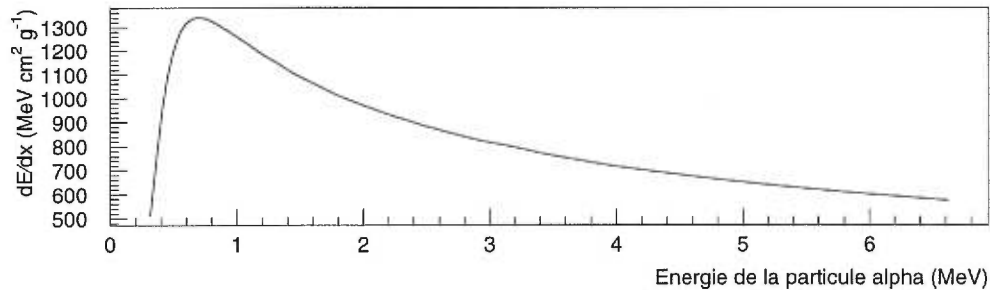


Figure 2-15. Énergie déposée dans le silicium par une particule α en fonction de son énergie [31].

Le signal d'un détecteur est essentiellement proportionnel au nombre de paires électron-trou créées par la radiation incidente dans la région désertée. Pour un type donné de particule incidente et une tension de polarisation appliquée, on peut donc extraire des caractéristiques électriques d'une diode. Le cas le plus simple est l'utilisation d'une *mip* qui génère des paires électron-trou uniformément sur toute l'épaisseur de la diode. Le signal résultant sera donc directement proportionnel à l'épaisseur désertée [34]. L'épaisseur de désertion étant fonction de la tension appliquée (voir section 2.4) on a que le signal d'une *mip* (S_{mip}) est

donné par:

$$S_{mip} \propto V^m \quad (2.28)$$

En utilisant l'Éq. 2.28, pour une diode non-irradiée on obtient bien ce à quoi on peut s'attendre (voir Fig. 2-16). La ligne en plein correspond à un ajustement de l'Éq. 2.28 à une série de points expérimentaux. L'exposant $m = 1/2$ correspond à la jonction abrupte de la section 2.4 et la valeur de tension appliquée, où le signal devient constant, correspond à la tension de désertion totale (V_d). On remarque que le signal de la Fig. 2-16a est plus petit que celui montré à la Fig. 2-16b, ce qui s'explique par la différence d'épaisseur des détecteurs [34], soit de a) $247 \mu\text{m}$ et b) $300 \mu\text{m}$. La différence de la valeur de la tension de désertion totale quant à elle est due à la différence de résistivité (voir Éq. 2.15 et 2.16) a) $\rho_0 = 8 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ et b) $\rho_0 = 5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$.

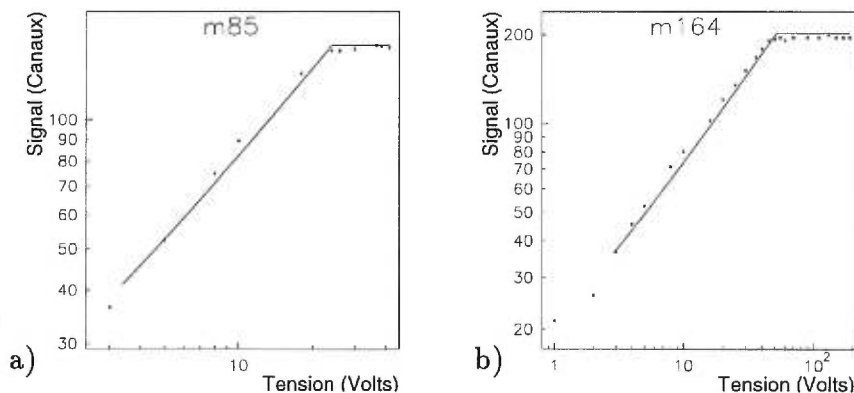


Figure 2-16. Ajustement de l'Éq. 2.28 (ligne) aux données expérimentales (points) du signal typique (canaux) de détecteurs non-irradiés en fonction de la tension appliquée (V) suite au passage d'une *mip* (électron de plus de 2 MeV provenant d'une source de ^{106}Ru). Pour des détecteurs d'une épaisseur de: a) $247 \mu\text{m}$ (résistivité de $8 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$) et b) $300 \mu\text{m}$ (résistivité de $5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$).

La situation est plus compliquée lorsque la particule incidente ne crée pas les paires électron-trou sur toute la longueur de la diode (particules α , γ ou protons de basse énergie). Il y a alors une distinction marquée selon que la particule est

incidente du côté avant ou arrière de la diode. La différence provient du fait que du côté de la jonction, la moindre augmentation de la tension appliquée accroît l'épaisseur de la région désertée où les paires sont créées, et donc augmente le signal, jusqu'à ce que la portée complète (r) de la particule incidente soit atteinte pour $V = V_{c1}$. Dans ce cas-ci, l'augmentation de la tension de désertion au delà de V_{c1} n'a aucune influence sur le signal. À l'opposé, une particule incidente sur un côté sans jonction ne produit de signal qu'une fois que la tension de polarisation appliquée atteint un seuil critique (V_{c2}). C.-à-d. lorsque la zone de désertion commence à atteindre la position où les paires électron-trou ont été créées et la valeur de la tension, où le signal sature, correspond à la tension de désertion totale. On peut donc écrire que:

$$S(V) \propto \text{densité}(V)(V^m - V_c^m) \quad (2.29)$$

où la densité(V) correspond à la densité de paires électron-trou créées par la particule incidente et qui sont dans le volume actif pour une tension V . V_c est nulle pour une particule incidente du côté de la jonction mais vaut V_{c2} de l'autre côté. Le dépôt d'énergie non-uniforme, et par conséquent la création non-uniforme des paires électron-trou, n'est pas aussi simple à inclure. La façon dont la particule incidente perd son énergie en fonction de la distance de pénétration est un phénomène bien connu. Cependant le problème ici est de relier la valeur de la tension de polarisation appliquée à l'épaisseur désertée correspondante.

2.6 Courant de fuite

Dans le cas d'une jonction **pn** idéale en équilibre sans application d'une tension externe, la diffusion de porteurs majoritaires et la dérive des porteurs minoritaires s'annulent et il n'y a donc aucun courant net à travers la jonction. Lorsqu'une jonction **pn** est polarisée en sens inverse, un petit courant (typique-

ment de l'ordre du nA pour les détecteurs non irradiés utilisés dans cette thèse) est observé à travers la jonction, il est appelé courant de fuite. Normalement le courant de fuite est provoqué à la fois par des effets de corps ainsi que de surface.

2.6.1 Courant de fuite de volume

Les effets de volume provenant de l'intérieur du volume de silicium sont causés par deux mécanismes principaux. Premièrement, le champ électrique à travers la zone désertée empêche les porteurs majoritaires de traverser la jonction, donc le courant de diffusion est réduit. Les porteurs minoritaires dérivant à travers la jonction sous l'influence du champ électrique vont donc maintenant contribuer au courant, bien que dans la plupart des cas le courant des porteurs minoritaires est faible et rarement une source importante de courant de fuite. La deuxième source de courant de fuite du volume des diodes est la génération thermique de paires électron-trou dans la zone désertée. Ce courant de génération va évidemment augmenter avec le volume de la zone de désertion, mais peut être réduit par refroidissement.

Le courant de génération de volume, I_{vol} , est dominé par les processus 'Shockley-Read-Hall' et peut être approximé par l'équation

$$I_{vol} = \frac{q n_i \sigma_c v_{th} N_t A X}{2} \quad (2.30)$$

où A est l'aire du détecteur, σ_c la section efficace de capture des porteurs, N_t la densité de centres de génération, n_i est donnée à l'Éq. 2.1, X est donnée à l'Éq. 2.14. La vitesse thermique des porteurs (v_{th}) est fonction de la température absolue (T) selon:

$$\frac{1}{2} m_p v_{th}^2 = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.31)$$

où m_p est la masse effective des porteurs de charge.

Ces centres de génération, aussi appelés centres de recombinaison-génération, sont des niveaux dans la bande interdite causés par les imperfections du réseau ou des impuretés. Ils peuvent grandement augmenter la probabilité qu'un électron soit thermiquement excité de la bande de valence à la bande de conduction, surtout si le niveau énergétique est près du centre de la bande interdite. Les niveaux profonds peuvent aussi être utilisés comme des centres de recombinaison ou d'annihilation, pour un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence. Cependant, le silicium étant un semiconducteur à bande interdite indirecte, les changements de niveaux énergétiques doivent en général être accompagnés par des interactions de phonons de façon à conserver l'impulsion; le processus de recombinaison-génération est donc assez compliqué.

En combinant les Éqs. 2.1, 2.30 et 2.31 on obtient comme dépendance en température (voir Fig. 2-17a):

$$I_{vol} \propto T^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) \quad (2.32)$$

A température constante, le courant de fuite du volume causé par la génération de porteurs dépend essentiellement de l'épaisseur de désertion X , donc de l'Éq. 2.14:

$$I_g \propto \sqrt{V_b + V_0} \quad (2.33)$$

Pour un détecteur non-irradié, le courant du volume du détecteur va augmenter selon l'Éq. 2.33 (voir Fig. 2-17b). On verra à la sous-section 2.7.2 que le courant de fuite change avec l'irradiation.

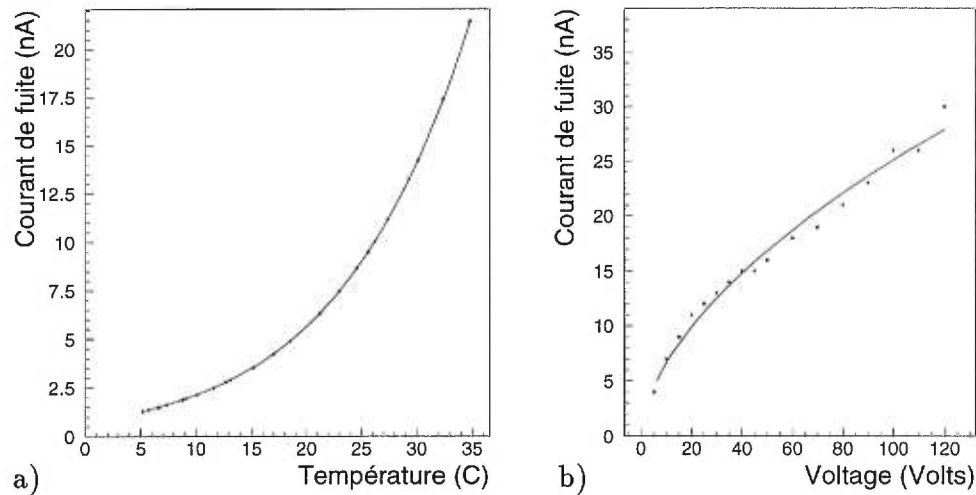


Figure 2-17. Ajustement aux données expérimentales (points) de courant de fuite en fonction de a) la température (Éq. 2.32), et b) la tension appliquée (Éq. 2.33) pour un détecteur PS.

2.6.2 Courant de fuite de surface

Le courant de fuite de surface se produit à l'extrémité de la jonction, où l'on retrouve des gradients de tension relativement élevés sur une courte distance. L'importance de ce courant de surface peut dépendre entre autres du mode de fabrication, du niveau d'humidité pouvant entraîner la condensation de gaz sur la surface, de la propreté du détecteur ou d'égratignures à la surface. La technologie utilisée présentement permet de réduire grandement les possibilités que le courant de surface soit important, de sorte qu'à la sortie de la manufacture, les courants de surface sont généralement négligeables. Dans le cas contraire, un nettoyage est nécessaire (voir appendice D). Il est possible de déterminer si le courant de fuite d'un détecteur non-irradié est dû au volume du détecteur, dans ce cas il aura une dépendance en \sqrt{V} et en T selon l'Éq. 2.32, ou de surface si le comportement est différent. La sous-section 2.7.2 traitera des détecteurs irradiés.

2.6.3 Claquage

L'effet de claquage dans une jonction **pn** est défini comme l'augmentation rapide du courant de fuite, lorsque la tension inverse est augmentée au delà d'une certaine limite. Peu importe le mécanisme responsable de cette augmentation de courant, la jonction devrait toujours être utilisée avec une tension très inférieure à cette limite. Le claquage peut provoquer la destruction de la diode par suite d'une fonte locale, s'il n'y a pas de circuit externe permettant de limiter le courant. En plus, si les courants sont très importants, ils peuvent grandement augmenter le bruit lors de la lecture du signal.

Il y a deux mécanismes principaux pour le claquage d'une jonction: le claquage avalanche, à des tensions élevées et le claquage Zener ou tunnel, à de basses tensions pour des diodes fortement dopées. Le claquage Zener se produit lorsque les électrons de la bande de valence sont à proximité, dans l'espace réel, d'états vides dans la bande de conduction. Bien qu'ils n'aient pas suffisamment d'énergie pour franchir le potentiel de la bande interdite, ils ont une probabilité finie, par effet tunnel, de rejoindre la bande de conduction. Normalement, les jonctions **pn** utilisées pour la détection de particules n'ont pas une densité de dopant assez importante pour que ce soit le cas.

Pour les claquages d'avalanche, les porteurs de charges gagnent assez d'énergie grâce au champ électrique pour créer d'autres paires électron/trou par ionisation, et donc le facteur limitant cette augmentation de courant est seulement la tension appliquée. La tension de claquage est inférieure pour des concentrations de dopant plus petites et se produit lorsque le champ électrique dans la zone de désertion atteint un seuil critique, E_{br} . La valeur normale pour le silicium est $E_{br} = 3 \cdot 10^7$ V/m. Les jonctions **pn** peuvent être fabriquées de façon à ce que la tension de claquage soit largement supérieure aux tensions auxquelles on s'attend à les utiliser.

En plus de ces deux types de claquage, le courant de fuite peut se mettre à croître rapidement en fonction de la tension, dans des conditions où on ne s'attend pas à trouver de claquage. Ceci peut résulter d'une augmentation du courant de surface, d'une contamination de la surface (réduisant les propriétés d'isolation). Il est difficile de prédire ou même de quantifier ces effets, et ils sont donc normalement déterminés par des mesures, mais tout comme les vrais claquages, ils imposent une tension maximale à l'utilisation des jonctions **pn** pour les applications de détection de particules. La Fig. 2-18a illustre un exemple de claquage. On voit sa répercussion sur les prises de mesures C-V à la Fig. 2-18b qui deviennent instables au delà d'une tension appliquée d'environ 400 volts.

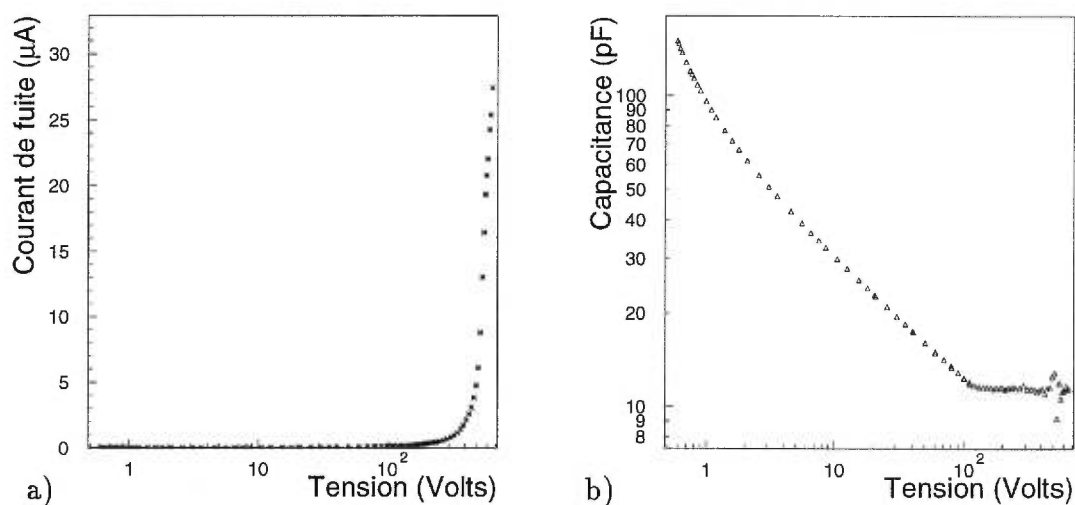


Figure 2-18. a) Courant de fuite (μA) d'un détecteur en fonction de la tension appliquée (volts) mettant en évidence le claquage. b) Capacitance (pF) en fonction de la tension appliquée (volts) montrant ce qui se produit au claquage.

2.7 Détecteurs irradiés

2.7.1 Évolution de la concentration effective de dopants

La création de défauts dans le silicium dus aux irradiations, fait l'objet d'études depuis déjà plus de 30 ans. Ces mesures ont été récemment étendues au cas de substrats de grande résistivité dopés en phosphore [35]. Il semblerait que deux types de défauts soient responsables de la modification de la concentration de dopants.

Premièrement, la création de complexes phosphore - vacance réduit le nombre des donneurs actifs. Ce taux de réduction (c) à une fluence Φ est proportionnel à la densité d'atomes de phosphore actifs, soit:

$$\frac{dN_d}{d\Phi} = -cN_d\Phi \quad (2.34)$$

Il en résulte donc une décroissance exponentielle du nombre de dopants actifs en fonction de la fluence.

Deuxièmement, il y a création de complexes de type di-vacance chargée négativement. Un complexe divacance agit comme un état accepteur et est produit à un taux constant (b):

$$\frac{dN_a}{d\Phi} = b \quad (2.35)$$

Ce qui donne donc que l'évolution de la concentration effective de dopants en fonction de la fluence est donnée par:

$$N_{eff} = N_a - N_d \exp(-c\Phi) + b\Phi \quad (2.36)$$

où N_a est la concentration initiale des accepteurs, N_d est la concentration initiale des donneurs, c le taux de réduction des donneurs et b le taux de création des accepteurs. D'après l'Éq. 2.36, on peut voir qu'une diode irradiée, initialement de type n, deviendra essentiellement intrinsèque à une certaine fluence (Φ_{inv}), puis s'inversera en un type p. L'Éq. 2.36 reproduit très bien le comportement du détecteur de la Fig. 2-19. Les valeurs de tension de désertion totale (V_d) en fonction de la fluence (Fig. 2-19a), proviennent de mesures de capacitance en fonction de la tension (courbe C-V) à chaque fluence. En introduisant ces valeurs de V_d dans l'Éq. 2.15, on en tire $|N_{eff}|$ en fonction de la fluence (Fig. 2-19b). La courbe dans la Fig. 2-19b représente un ajustement de l'Éq. (2.36) aux données (points) de N_{eff} en fonction de la fluence.

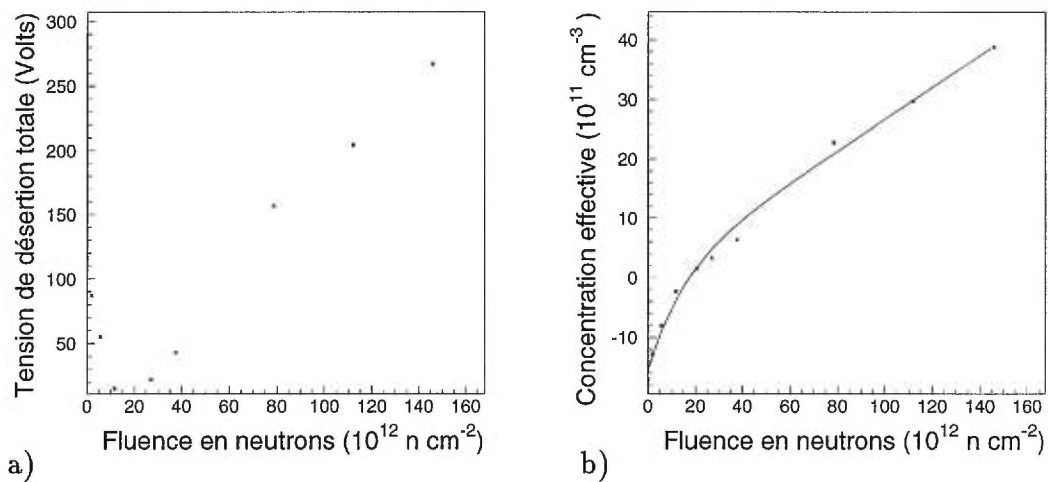


Figure 2-19. a) Tension de désertion totale (V_d) en fonction de la fluence (Φ) extraite de mesures C-V et b) concentration effective de dopants (N_{eff}) correspondante en fonction de la fluence (Φ). De l'Éq. 2.36, $b = 2,7 \cdot 10^{-2}/\text{cm}$, $c = 6,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, $N_d = 15,5 \cdot 10^{11}/\text{cm}^3$ et $N_a = 0$.

L'inversion du type de dopants a pour conséquence que la jonction se déplace du côté avant (p^+n) au côté arrière (pn^+) [36]. Comme on peut le voir à la Fig. 2-20, le signe de la pente du champ électrique change avec une fluence croissante. Ce résultat sera important pour le chapitre suivant et pour cette raison on a illustré le champ électrique rencontré par une particule incidente du côté arrière, ce qui revient à inverser l'axe des x de l'Éq. 2.17 ($x' = w - x$).

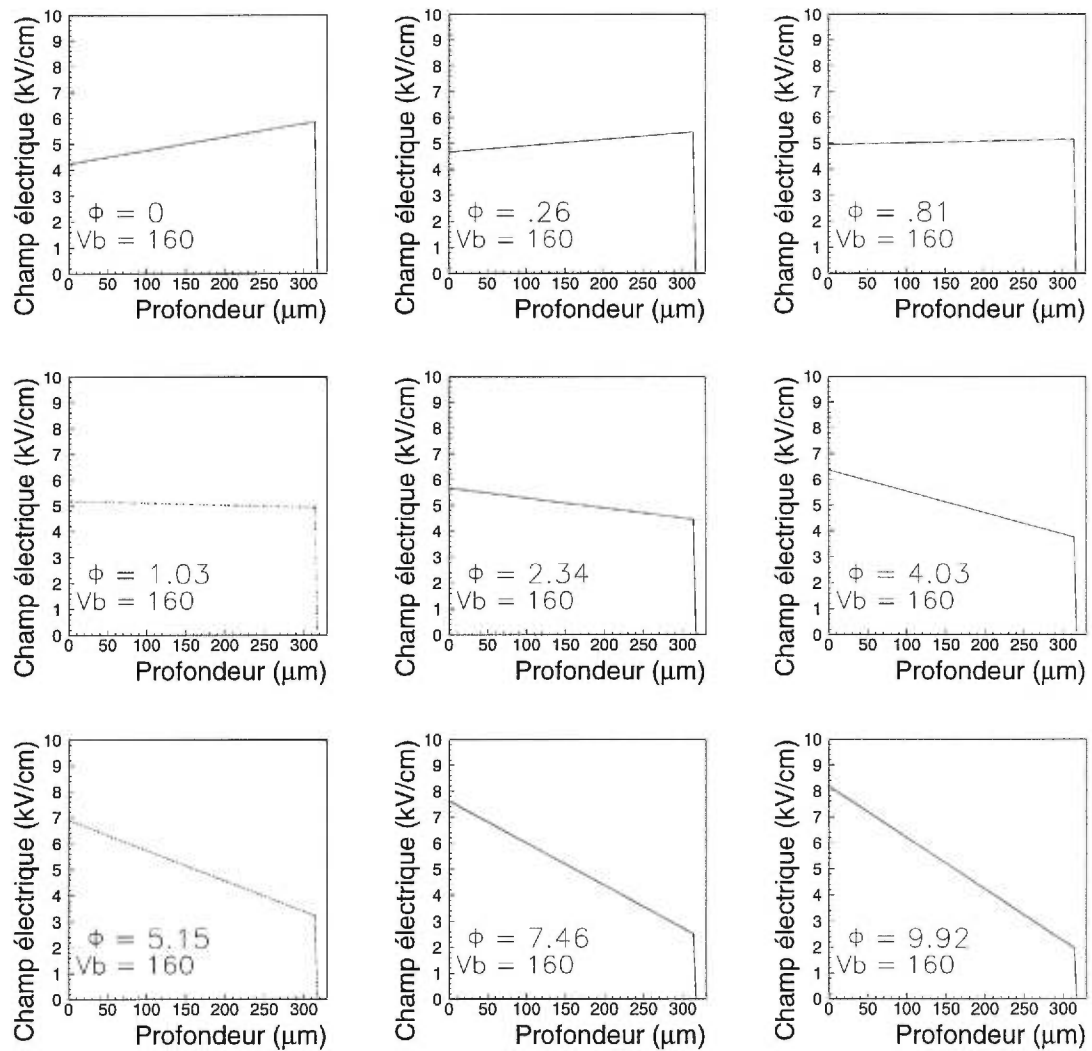


Figure 2-20. Profil du champ électrique ($-E(x)$) en fonction de la profondeur dans le détecteur (x) (à partir du côté arrière) à différentes fluences (Φ). La tension appliquée est $V_b = 160$ volts et les fluences considérées sont en unité de 10^{13} neutrons/cm².

2.7.1.1 Recuit

Après la fin de l'irradiation d'un détecteur, s'il n'est pas conservé à basse température (moins de 5° C), ses caractéristiques électriques continuent d'évoluer [37]. Il a été observé qu'à court terme (temps caractéristique τ_S) la tension de désertion totale diminue (*annealing*). Cet effet est bénéfique puisqu'il implique une tension d'opération inférieure pour les détecteurs. En revanche, à long terme (temps caractéristique τ_L) le comportement contraire se produit, c.-à-d. la tension de désertion totale augmente (*reverse annealing*). On trouve à la réf. [38] une expression qui reproduit bien les valeurs de la tension de désertion totale en fonction du temps (Fig. 2-21):

$$V_d(t) = V_Z + V_S \exp(-t/\tau_S) + V_A(1 - \exp(-t/\tau_L)) \quad (2.37)$$

où V_Z est le potentiel électrique dû aux accepteurs stables créés par la radiation, V_S est dû aux accepteurs métastables et V_A représente les sites endommagés qui peuvent devenir des sites accepteurs actifs. Ces différents accepteurs sont ceux créés selon l'Éq. 2.35.

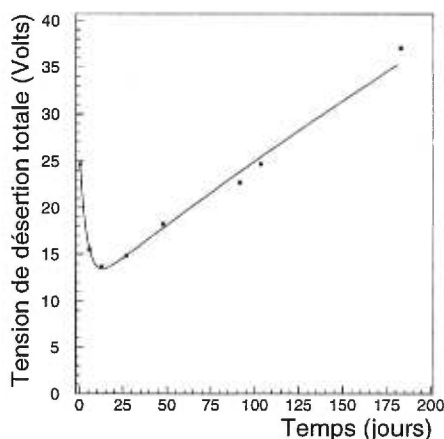


Figure 2-21. Tension de désertion totale (V_d) en fonction du temps (jours) pour un détecteur irradié à une fluence de $2,75 \cdot 10^{13}$ p/cm². La courbe représente un ajustement de l'Éq. 2.37 à une série de points expérimentaux avec $V_Z = 10,9$ volts, $V_S = 14,9$ volts, $V_A = 132$ volts, $\tau_S = 4,1$ jours et $\tau_L = 888$ jours.

2.7.2 Évolution du courant de fuite

Alors que les détecteurs non irradiés ont généralement un courant de fuite de l'ordre de quelques nA à la déplétion totale, pour des détecteurs irradiés le courant de fuite peut facilement atteindre des dizaines et même des centaines de μA pour des fluences de 10^{13} à 10^{14} particules/cm². Par conséquent, les chutes de tension dans les résistances du circuit électrique de mesure peuvent facilement rendre impossible la désertion totale du détecteur. Comme on le verra à la prochaine sous-section, cette augmentation du courant de fuite a aussi un effet néfaste sur le bruit dans les détecteurs au silicium.

2.7.3 Évolution du bruit

Le bruit peut-être décrit comme la variation du signal ambiant d'un détecteur, lorsqu'aucun signal réel n'est produit par le passage de particules. Ce signal ambiant est souvent appelé le *pedestal*. Le *pedestal* peut être mesuré en utilisant un retard tel que le signal est en dehors de la fenêtre de déclenchement. En pratique il faut tenir compte du bruit associé à la capacitance du détecteur en plus de celui attaché à la chaîne électronique (pré-amplificateur, câbles, etc.). Le bruit se divise en une composante parallèle et une composante série [39].

Pour le montage utilisé en [39], le bruit série qui domine pour les détecteurs non irradiés, est causé par le pré-amplificateur et la capacitance du détecteur, ce qui donne:

$$\sigma_{cap} = 674 + 3,3 \cdot C_t(pF) \quad [\text{électrons}] \quad (2.38)$$

Ce résultat a été obtenu en remplaçant le détecteur par des condensateurs. D'après l'équation de la capacitance (Éq. 2.22), on voit qu'il est préférable d'avoir un détecteur totalement déserté et l'épaisseur du détecteur doit être maximale afin de minimiser la capacitance et donc le bruit σ_{cap} .

Pour les détecteurs irradiés, le bruit parallèle domine. Le bruit parallèle est causé par le courant de fuite et est donné par l'équation phénoménologique suivante qui dépend du temps de mise en forme (*shaping time*):

$$\sigma_{I_{cf}} = \sqrt{\frac{I_{cf}\theta}{q}} \quad [\text{électrons}] \quad (2.39)$$

où θ est le temps de mise en forme en secondes, I_{cf} est en ampères et q en Coulombs. Le courant de fuite croissant avec l'épaisseur du détecteur (voir sous-section 2.6), il est avantageux de minimiser l'épaisseur du détecteur.

Le bruit total est donc obtenu en sommant quadratiquement les deux composantes:

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{cap}^2 + \sigma_{I_{cf}}^2 \quad (2.40)$$

Avant irradiation, la source principale de bruit est la capacitance du détecteur alors que pour des détecteurs irradiés la composante due au courant de fuite domine. Le compromis généralement accepté afin de minimiser le bruit total, est de prendre des détecteurs d'une épaisseur d'environ 300 μm .

2.7.4 Évolution du signal

Pour des détecteurs irradiés, la valeur de l'exposant m de l'Éq. 2.28 n'est plus de $1/2$ comme pour une jonction abrupte [40, 41] mais atteint une valeur $\approx 1,00 \pm 0,05$ pour une fluence de $1,6 \cdot 10^{14}$ p/cm². L'origine d'une valeur différente de $m = 1/2$ peut être expliquée en supposant une concentration non uniforme de dopants (voir appendice C). Dans ce cas, l'épaisseur de désertion ne suit plus l'Éq. 2.14 avec sa dépendance en \sqrt{V} .

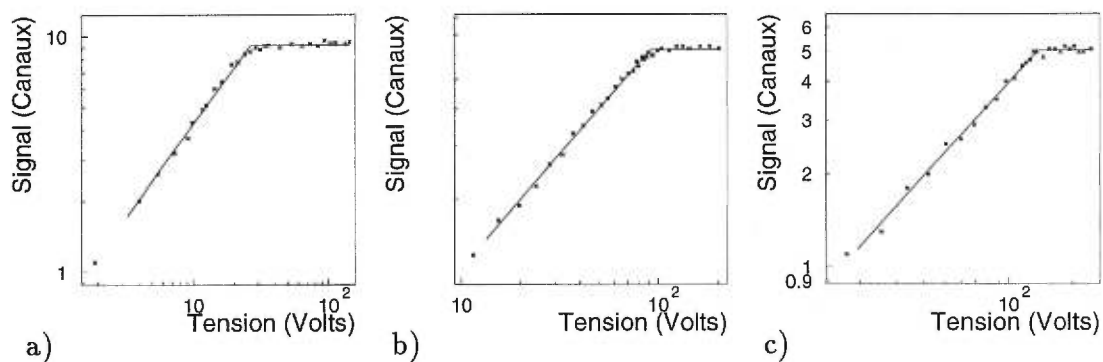


Figure 2-22. Signal de détecteurs irradiés ayant une épaisseur d'environ $300 \mu\text{m}$ et une résistivité initiale de $5,7 \text{ k}\Omega\text{-cm}$, pour des fluences (Φ) de a) $2,8 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$ ($m = 0,99 \pm 0,05$) b) $6,2 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$ ($m = 1,05 \pm 0,05$) et c) $1,6 \cdot 10^{14} \text{ p/cm}^2$ ($m = 0,98 \pm 0,05$) [34].

Chapitre 3

Modèle du transport de charge

3.1 Le modèle

On considère un semi-conducteur plan (diode $p^+ - n - n^+$) avec les côtés jonction et ohmique situés en $x = 0$ et $x = w$, respectivement (voir Fig. 3-1). Le transport de charge est décrit par l'équation de Poisson:

$$\nabla^2 \psi = -\nabla E = -\frac{q}{\varepsilon}(-N_{\text{eff}} - n + p - n_t + p_t) \quad (3.1)$$

et en supposant un seul niveau de piège, par les équations de continuité:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= -\frac{\partial n_t}{\partial t} + \frac{\nabla J_n}{q} + g - Rn - U_{SRH} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{\partial p_t}{\partial t} - \frac{\nabla J_p}{q} + g - Rp - U_{SRH} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_t}{\partial t} &= \frac{n}{\tau_{te}} - \frac{p_t}{\tau_{de}} - Rn_t \\ \frac{\partial p_t}{\partial t} &= \frac{p}{\tau_{th}} - \frac{p_t}{\tau_{dh}} - Rp_t \end{aligned} \quad (3.3)$$

où g est le terme de génération des paires électron-trou, alors que n (p) et n_t (p_t) sont les densités d'électrons (de trous) libres et piégés, respectivement. Toutes ces variables sont fonctions de la position (x) et du temps (t). $\tau_{te/h}$ et $\tau_{de/h}$ sont les temps de piégeage et de dépiégeage. Les densités d'électrons et de trous de

l'équation 3.1 tiennent compte de l'effet plasma, lorsque leur concentration sont de l'ordre de la concentration effective de dopants. Les porteurs s'isolent du champ électrique externe et prennent plus de temps à être collectés.

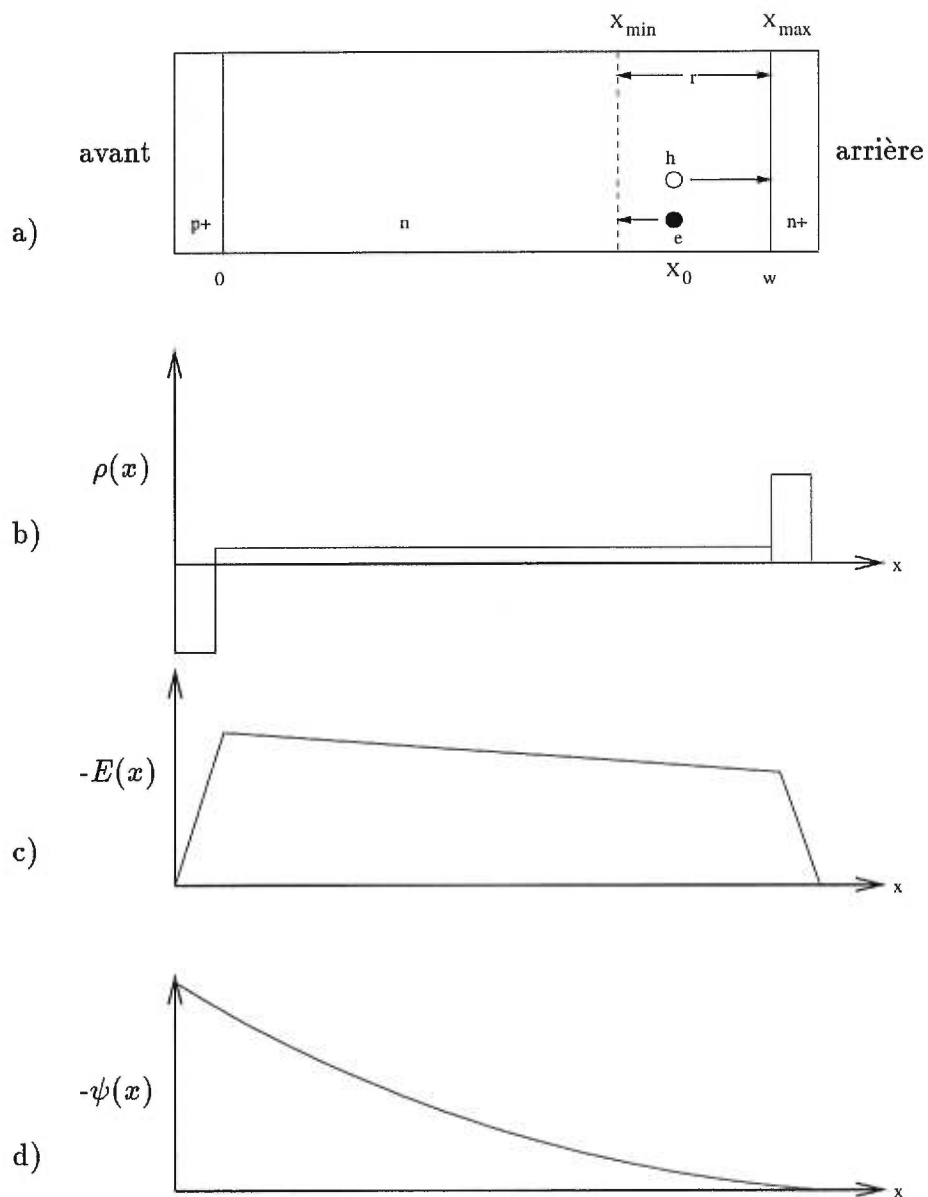


Figure 3-1. Représentation schématique d'un détecteur PS sur-déserté: a) le détecteur, b) la distribution de charge, c) le champ électrique et d) le potentiel électrostatique.

Les densités de courant des porteurs de charge sont données par:

$$\begin{aligned} J_n &= qn\mu_e E + \mu_e k_B T \nabla n \\ J_p &= qp\mu_h E - \mu_h k_B T \nabla p \end{aligned} \quad (3.4)$$

où μ_e et μ_h sont les mobilités des électrons et des trous, respectivement, qui dépendent du champ électrique, k_B la constante de Boltzman et T la température.

Le terme de génération-recombinaison de Shockley-Read-Hall est donné par:

$$U_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{(p + n_i)\tau_{th} + (n + n_i)\tau_{te}} \quad (3.5)$$

Un terme d'écoulement transverse R [42] dans les équations 3.2 et 3.3 tient compte de la diffusion transverse des porteurs.

$$R = \frac{18D_a}{18D_a t + r_0^2} \quad (3.6)$$

où D_a est la constante de diffusion ambipolaire et r_0 le rayon initial de la colonne de charges.

Les conditions initiales et aux frontières des densités de porteurs sont données par:

$$\begin{aligned} n(0, t) &= p(0, t) = 0 \\ n(w, t) &= p(w, t) = 0 \\ n_t(x, 0) &= p_t(x, 0) = 0 \\ n(x, 0) &= p(x, 0) = g(x) \end{aligned} \quad (3.7)$$

On a vu à la section 2.4 comment obtenir le champ électrique et le potentiel électrostatique en l'absence des termes de densités de porteurs de charge. Les conditions initiales sur le champ électrique, $E(x, 0)$, et sur le potentiel électrostatique, $\psi(x, 0)$, sont donc données par les Éqs. 2.5 et 2.6, respectivement. À cela il faut ajouter les conditions aux frontières:

$$E(0, t) = E(w, t) = 0 \quad (3.8)$$

$$\psi(w, t) = V_0 + \psi_p \approx 0 \quad \text{et} \quad \psi(0, t) = \psi_p - V_b \approx -V_b \quad (3.9)$$

La fonction de génération (g) dans l'équation (3.2) à $t = 0$ est donnée par:

$$g(x) = \frac{n_0 \times \text{densité}(x)\delta(x - x_0)}{\sum_{x'} \text{densité}(x')} \quad \text{pour } x_{min} \leq x_0 \leq x_{max} \quad (3.10)$$

où les densités pour des particules α ou β ont été définies à la section 2.5.2.

Pour des valeurs du champ électrique de l'ordre de 10^4 V/cm, la vitesse de dérive des porteurs de charge atteint la valeur de saturation v_s ($v_{sh} = 10^7$ cm/s et $v_{se} = 1,05 \cdot 10^7$ cm/s pour les trous et les électrons, respectivement [43]). On trouve phénoménologiquement [44, 45] que la valeur de la mobilité en fonction du champ électrique est donnée par:

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{[1 + (\mu_0 E(x)/v_c)^m]^{1/m}} \quad (3.11)$$

où μ_0 est la mobilité à champ électrique nul, $m = 1$ pour les trous et $m = 2$ pour les électrons. La Fig. 3-2 illustre cette dépendance.

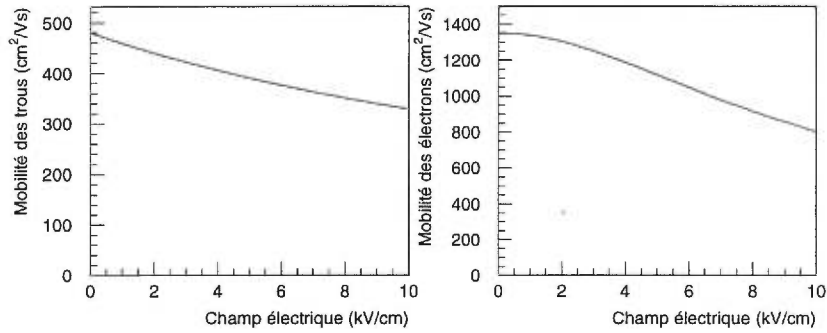


Figure 3-2. Mobilité (cm^2/Vs) des trous (a) et des électrons (b) dans le silicium en fonction du champ électrique (kV/cm) selon l'Éq. (3.11).

Les mobilités sont aussi fonctions de la température et de la concentration de dopants [46]. Les effets de la concentration ne se manifestent que pour des concentrations excédant 10^{14} dopants/ cm^3 , et sont donc sans conséquence pour ce travail. Cependant, toute modification de la température par 1,5 degré change les deux mobilités par $\approx 1\%$. On tient compte de ces effets par :

$$\mu(T, N_{\text{eff}}) = \mu_{\text{min}} + \frac{\mu_0 \left(\frac{T}{300}\right)^\nu - \mu_{\text{min}}}{1 + \left(\frac{T}{300}\right)^\xi \left(\frac{N_{\text{eff}}}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha} \quad (3.12)$$

où $\mu_{\text{min}} = 55,24$ ($49,7$) pour les électrons (trous), $N_{\text{ref}} = 1,072 \cdot 10^{17}$ ($1,606 \cdot 10^{17}$), $\nu = -2,3$ ($-2,2$), $\xi = -3,8$ ($-3,7$) et $\alpha = 0,73$ ($0,70$). La dépendance en température des mobilités est illustrée à la Fig. 3-3.

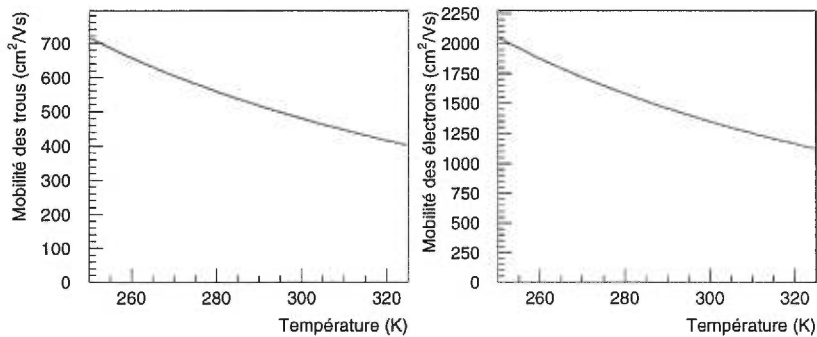


Figure 3-3. Mobilité (cm^2/Vs) des trous (a) et des électrons (b) dans le silicium en fonction de la température (K) selon l'Éq. (3.12).

3.2 Signal observable

À l'aide du théorème de Ramo [47], il est possible de relier le déplacement (Δx) d'un porteur de charge (généralisé par une particule incidente sur un détecteur) à la charge (Δq) qu'il induit sur les électrodes:

$$\Delta q = q \frac{\Delta x}{w} \quad (3.13)$$

ou de façon équivalente au courant qu'il induit, $I(t)$, sur les électrodes.

$$I(t) = \frac{q}{w} \int_0^w (\mu_e n + \mu_h p) E dx \quad (3.14)$$

Les mesures ont été faites avec des particules α de 5,49 MeV provenant d'une source de ^{241}Am , dont environ 0,5 MeV est perdu dans les ≈ 5 mm d'air séparant la source du détecteur, ou en utilisant des électrons d'une énergie > 2 MeV provenant d'une source de ^{106}Ru . La réponse en courant induite par les particules pénétrant la diode au silicium est détectée par un amplificateur de courant rapide ayant une impédance d'entrée $R_a = 50 \Omega$ et fournissant un gain $G = 1000$. Afin d'améliorer le rapport signal/bruit, la réponse en courant correspond à la moyenne de plusieurs signaux (typiquement un millier) enregistrés à l'aide d'un oscilloscope digital LeCroy (oscilloscope utilisé en mode *average*). Pour les particules α , l'oscilloscope enregistre les signaux lorsqu'un seuil minimal est atteint (oscilloscope utilisé en mode *self trigger*). En revanche, pour les particules β l'oscilloscope est déclenché par la coïncidence entre les signaux de deux photomultiplicateurs détectant les photons produits dans un scintillateur (aire $\approx 1 \text{ cm}^2$) placé en arrière d'un absorbeur en fer (épaisseur $\approx 0,5$ mm), ce qui permet la sélection d'électrons au minimum d'ionisation ayant une énergie ≥ 2 MeV.

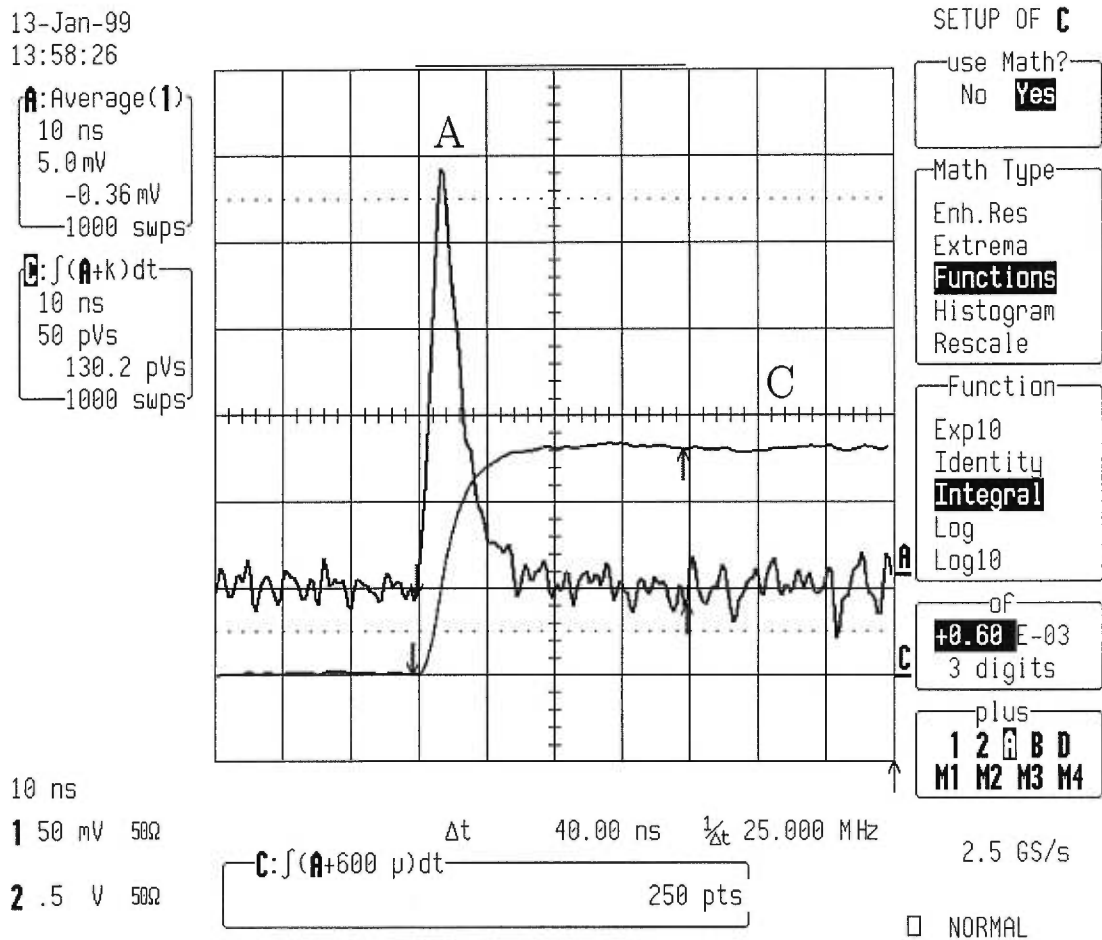


Figure 3-4. Image reproduisant les informations données par l'oscilloscope digital LeCroy. La courbe A représente le signal moyen produit par le passage d'une particule en fonction du temps alors que la courbe C est l'intégrale de la courbe A par rapport au temps et représente une mesure de la charge collectée.

Le signal observé à l'oscilloscope, $V(t)$, soit la courbe A à la Fig. 3-4) est une convolution du courant (Éq. (3.14)) produit par tous les porteurs de charge et la réponse du système, qui est simplement un circuit RC. Par abus de langage, on utilise souvent le terme de réponse en courant (*current pulse response*) pour désigner $V(t)$, puisque le signal provient d'un amplificateur de courant. La réponse du système est une Gaussienne ayant comme temps caractéristique $\sigma = R_a C_t$, où C_t est la capacitance du détecteur:

$$V(t) = \frac{GR_a}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{e,h} \int_{-\infty}^{\infty} I(t') \exp\left(-\frac{(t-t')^2}{2\sigma^2}\right) dt' \quad (3.15)$$

En intégrant l'Éq. (3.15) par rapport au temps, on peut obtenir l'équivalent d'une charge (voir la courbe C à la Fig. 3-4) en pVs. Il suffit de diviser cette valeur (en pVs) par la résistance du circuit (typiquement 50 Ω) pour obtenir la charge collectée (en fC) en fonction du temps.

La connaissance des concentrations d'électrons et de trous, ainsi que du champ électrique à chacune des coordonnées spatio-temporelles est nécessaire. Ces quantités peuvent être extraites à partir des équations aux dérivées partielles Éqs. 3.1 à 3.3. Aucune solution analytique ne pouvant être obtenue, les équations sont discrétisées à l'aide du schéma de découplage de Gummel [48] afin d'obtenir une solution numérique (voir l'appendice B). Les quantités qui nous intéressent sont extraites en utilisant le code MINUIT [49] afin de minimiser un χ^2 obtenu grâce à un ajustement de la solution numérique de l'Éq. (3.15) aux données expérimentales, qui sont obtenues à partir des mesures de la réponse en courant induite par le passage de particules α et β dans des détecteurs au silicium. Le cheminement logique utilisé est illustré à la Fig. 3-5.

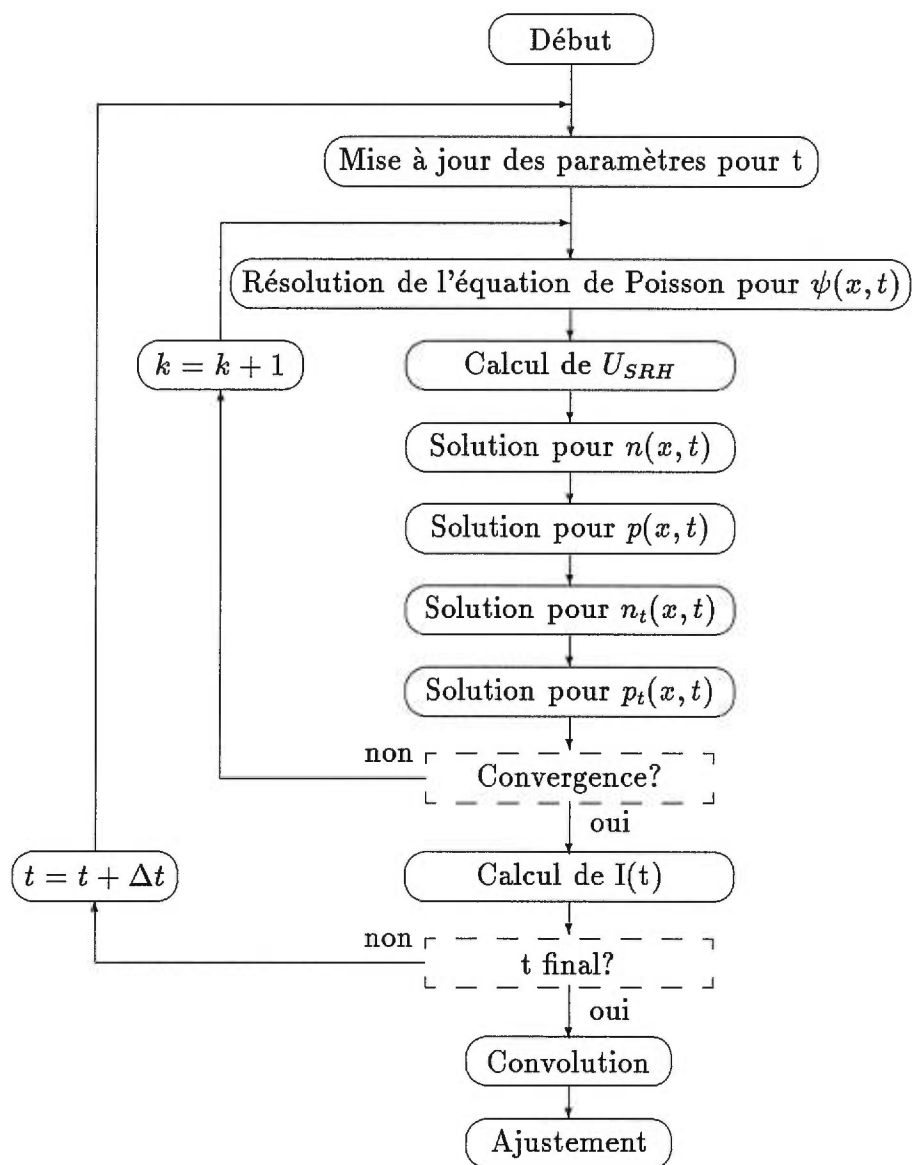


Figure 3-5. Algorithme utilisé pour l'ajustement de la solution du modèle de transport de charge aux données expérimentales.

Les Figs. 3-6 à 3-8 permettent de visualiser le transport des porteurs de charge en montrant la position des porteurs de charge en fonction du temps pour des particules α incidentes sur le côté avant de la diode (Fig. 3-6), sur le côté arrière de la diode (Fig. 3-7) et pour des particules β (Fig. 3-8) incidentes sur la diode.

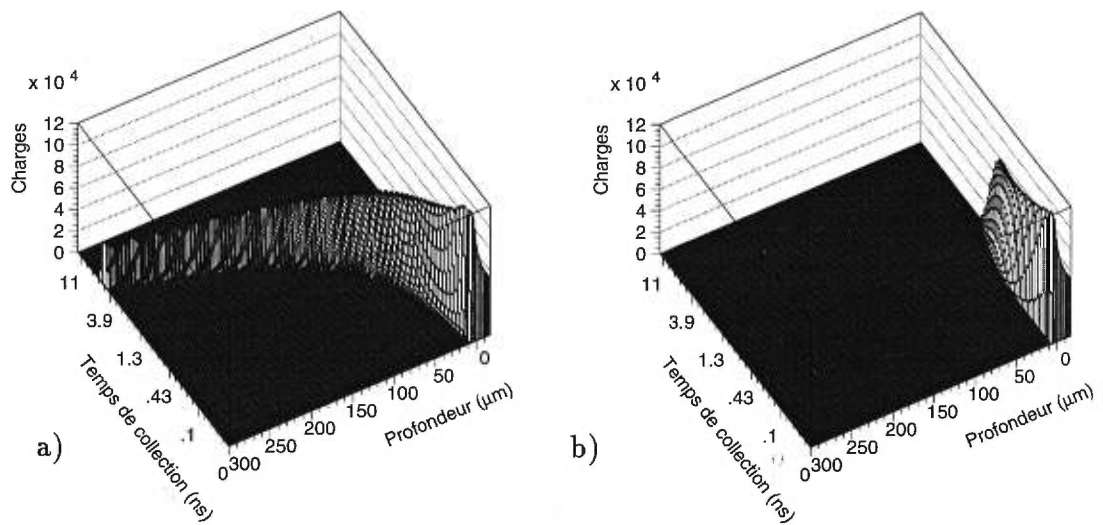


Figure 3-6. Représentation en 3 dimensions de la distribution a) des électrons (n) et b) des trous (p) pour une particule α incidente sur le côté avant de la diode.

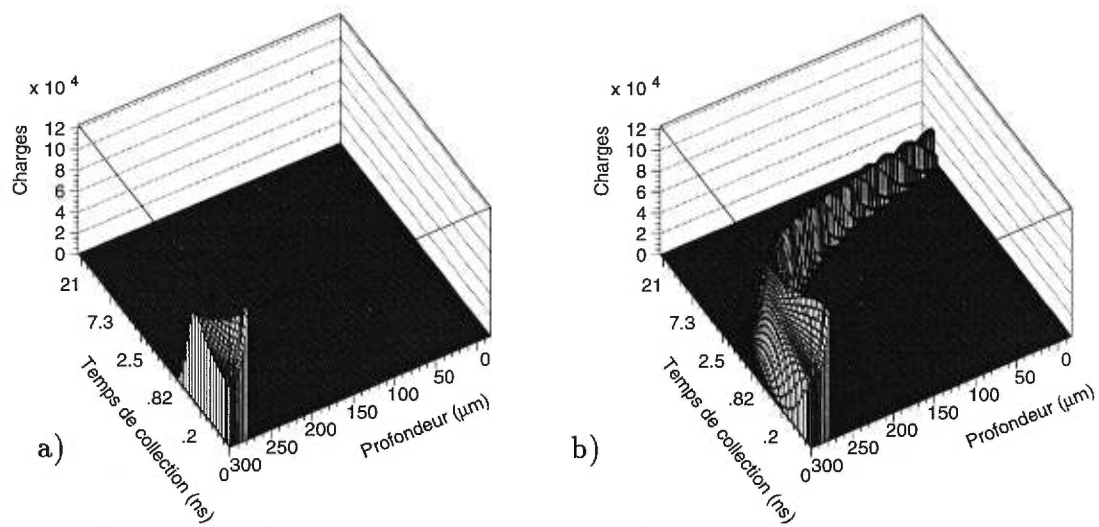


Figure 3-7. Représentation en 3 dimensions de la distribution a) des électrons (n) et b) des trous (p) pour une particule α incidente sur le côté arrière de la diode.

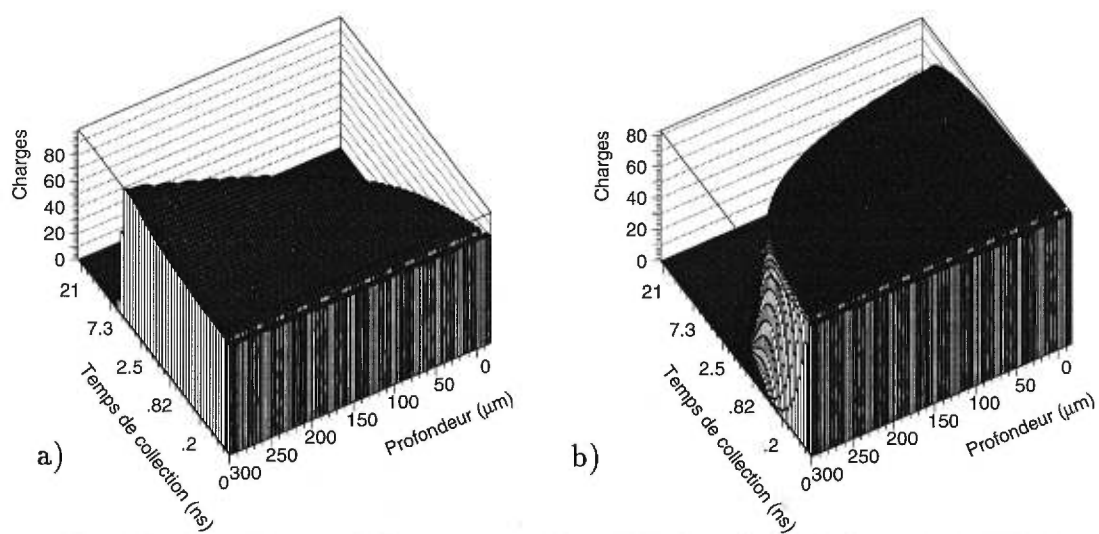


Figure 3-8. Représentation en 3 dimensions de la distribution a) des électrons (n) et b) des trous (p) pour une particule β incidente sur la diode.

3.3 Caractéristiques électriques obtenues grâce au modèle

3.3.1 Détecteurs PS non-irradiés ($\Phi = 0$)

Un résumé des caractéristiques (épaisseur, résistivité et concentration effective de dopants) avant irradiation des détecteurs au silicium de type PS utilisés pour ce travail sont présentés pour $\Phi = 0$ à la Table 3-I. Cette table indique aussi les fluences maximales auxquelles les détecteurs ont été exposés par la suite.

La Fig. 3-9 permet de visualiser le transport des porteurs de charge en montrant les signaux produits pour des particules α incidentes sur le côté avant (Fig. 3-9a), sur le côté arrière (Fig. 3-9b) et pour des particules β (Fig. 3-9c), pour deux détecteurs PS (M25 et M50). Pour les particules α entrant du côté arrière (n^+), les trous (h) dérivant dans le détecteur donnent la contribution principale au courant induit. Pour les particules α entrant du côté avant (côté jonction), les électrons (e) dérivant dans le détecteur donnent la contribution principale au courant induit. La mobilité des trous étant plus petite que celle des électrons, les signaux du côté arrière sont plus longs (Fig.3-9b). Dans le cas des particules β , aussi bien les électrons que les trous contribuent de façon significative au courant induit, avec les électrons formant le pic à faible temps de collection en vertu de leur mobilité plus élevée que celle des trous. Des ajustements des solutions du modèle de transport de charge aux réponses en courant induites par des électrons relativistes (électrons ayant une énergie > 2 MeV, provenant d'une source de ^{106}Ru) et des particules α (ayant une énergie de 5,49 MeV, provenant d'une source de ^{241}Am) incidentes du côté avant et arrière sont montrés à la figure 3-9.

Dét.	Particule incidente	Épaisseur (μm)	$N_{eff}(\Phi = 0)$ (10^{11} cm^{-3})	Résistivité ($\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$)	Φ_{max} (cm^{-2})
M4	α	317	-3,4	12,2	$9,92 \cdot 10^{13} \text{ n}$
M18	α, β	309	-4,1	11	$7,48 \cdot 10^{13} \text{ p}$
M25	α, β	308	-2,1	23	$7,48 \cdot 10^{13} \text{ p}$
M35	α	508	-1,7	24	$7,48 \cdot 10^{13} \text{ p}$
M49	β	301	-4,7	8,9	-
M50	β	471	-1,8	22,8	-
M53	β	223	-5,4	7,7	-
M85	β	247	-5,4	7,8	-
M156	β	300	-6,2	5,7	$2,75 \cdot 10^{13} \text{ p}$
M157	β	301	-6,2	5,7	$6,24 \cdot 10^{13} \text{ p}$
M158	β	302	-6,2	5,7	$1,61 \cdot 10^{14} \text{ p}$
M164	β	300	-6,2	5,7	-
M165	β	306	-6	5,9	-
P86	α, β	290	-21	2,5	$2,87 \cdot 10^{14} \text{ p}$
P88	α, β	290	-19	2,5	$2,87 \cdot 10^{14} \text{ p}$
P189	α, β	294	-21	2,5	$2,87 \cdot 10^{14} \text{ p}$
P304	α, β	320	-6	6	$2,87 \cdot 10^{14} \text{ p}$

Tableau 3-I. Caractéristiques initiales des détecteurs PS utilisés dans cette thèse. Le type de particule incidente pour chaque détecteur est indiqué tout comme la fluence maximale atteinte (Φ_{max}). La fluence est soit en proton (p/cm^2), soit en neutron (n/cm^2).

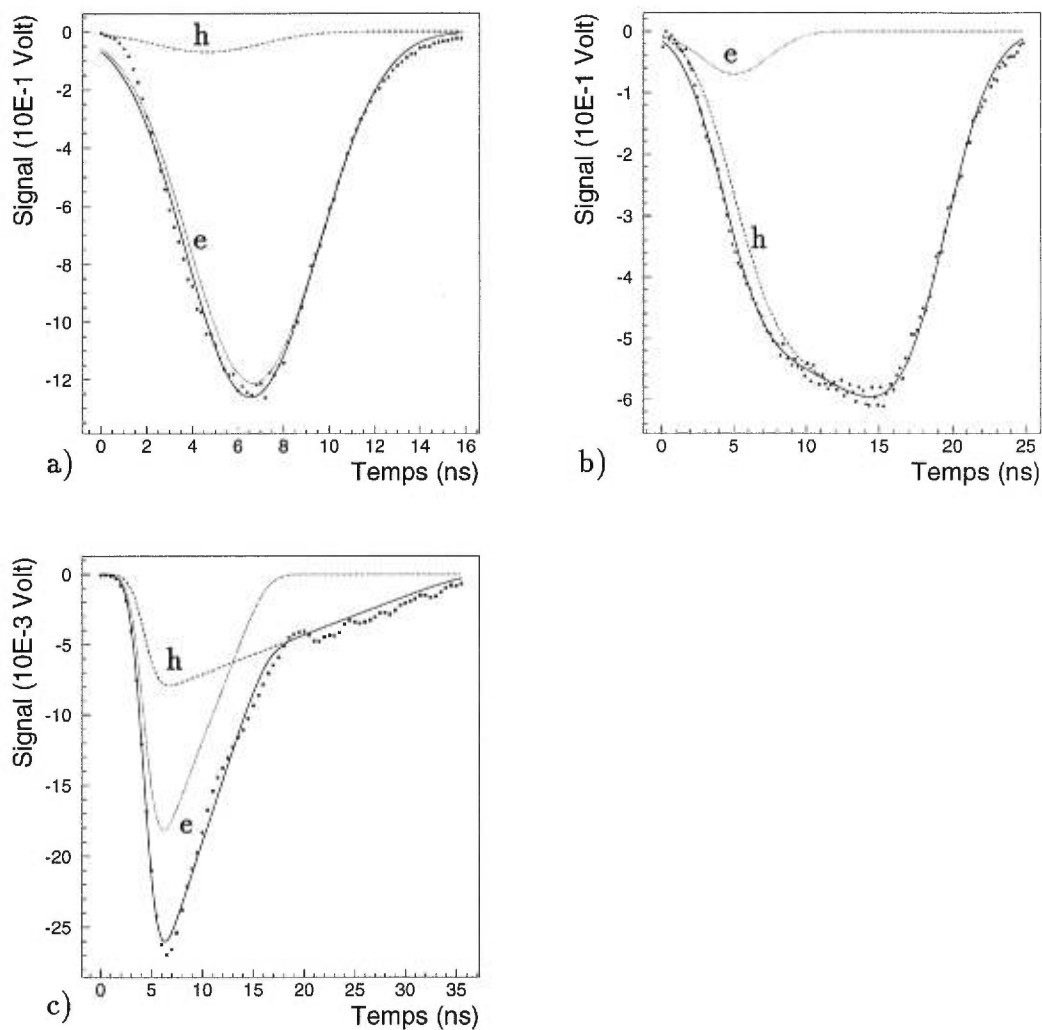


Figure 3-9. Ajustement (ligne continue) du modèle de transport de charge au signal produit à $\Phi = 0$ pour une particule α (source ^{241}Am avec $E_\alpha = 5,49$ MeV) incidente a) sur le côté avant du détecteur M25, b) sur le côté arrière du détecteur M25 et c) pour une particule β sur le détecteur M50 (source ^{106}Ru avec $E_\beta > 2$ MeV). La tension appliquée (V_b) est de 160 volts. Les contributions individuelles des électrons (e) et des trous (h) sont montrées dans chaque figure.

Le modèle reproduit très bien la forme des données expérimentales (voir Fig. 3-9), aussi bien pour les particules α que pour les particules β . Les valeurs des mobilités électron et trou pour des détecteurs non irradiés extraites du modèle et rapportées à la Table 3-II montrent que l'on obtient des valeurs cohérentes, peu importe le type de particules incidentes (α ou β). L'accord entre les résultats obtenus à partir de données de particules α ou β est une bonne indication de la cohérence du modèle. Les valeurs moyennes des mobilités électron et trou sont données par: $\mu_h = 492 \pm 9 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_e = 1276 \pm 20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, respectivement.

Détecteur	Particule incidente	μ_h (cm^2/Vs)	μ_e (cm^2/Vs)
M4	α	$503,8 \pm 2,2$	1278 ± 15
M18	α, β	$474,4 \pm 2,4$	1236 ± 15
M25	α	$476,0 \pm 2$	1308 ± 28
M35	α	$472,1 \pm 3$	1272 ± 5
M49	β	546 ± 11	1266 ± 24
M50	β	529 ± 13	1272 ± 20
M53	β	478 ± 12	1350 ± 20
P88	α	$459,1 \pm 4$	1222 ± 20
P189	α	480 ± 20	1340 ± 27
P304	α	495 ± 3	1124 ± 22

Tableau 3-II. Mobilités des électrons et des trous extraites à partir du modèle de transport de charge pour les détecteurs PS non irradiés. Le type de particule incidente ayant permis d'obtenir les valeurs des mobilités est indiqué pour chaque détecteur.

3.3.2 Détecteurs PS irradiés

Pour une tension de polarisation donnée, la forme du champ électrique dépend de la fluence atteinte (Éqs. (2.15), (2.17) et 2.36)) tout comme le courant induit par le déplacement des porteurs de charge. La pente de la réponse en courant est négative avant irradiation, diminue jusqu'à la fluence d'inversion (Φ_{inv}) du type **n** au type **p**, change de signe avec l'inversion, et devient de plus en plus positive à mesure que le niveau de fluence augmente. Le tout est illustré dans les Figs. 3-10 et 3-11 montrant les résultats du lissage du modèle de transport de charge à la réponse en courant produite par des particules α incidentes du côté avant (Figs. 3-10) et du côté arrière (Figs. 3-11) pour le détecteur M4 à des niveaux successifs d'irradiation en neutrons. Le changement de pente est bien visible à la Figs. 3-11 et est en accord avec les modifications du champ électrique présentées à la Fig. 2-20.

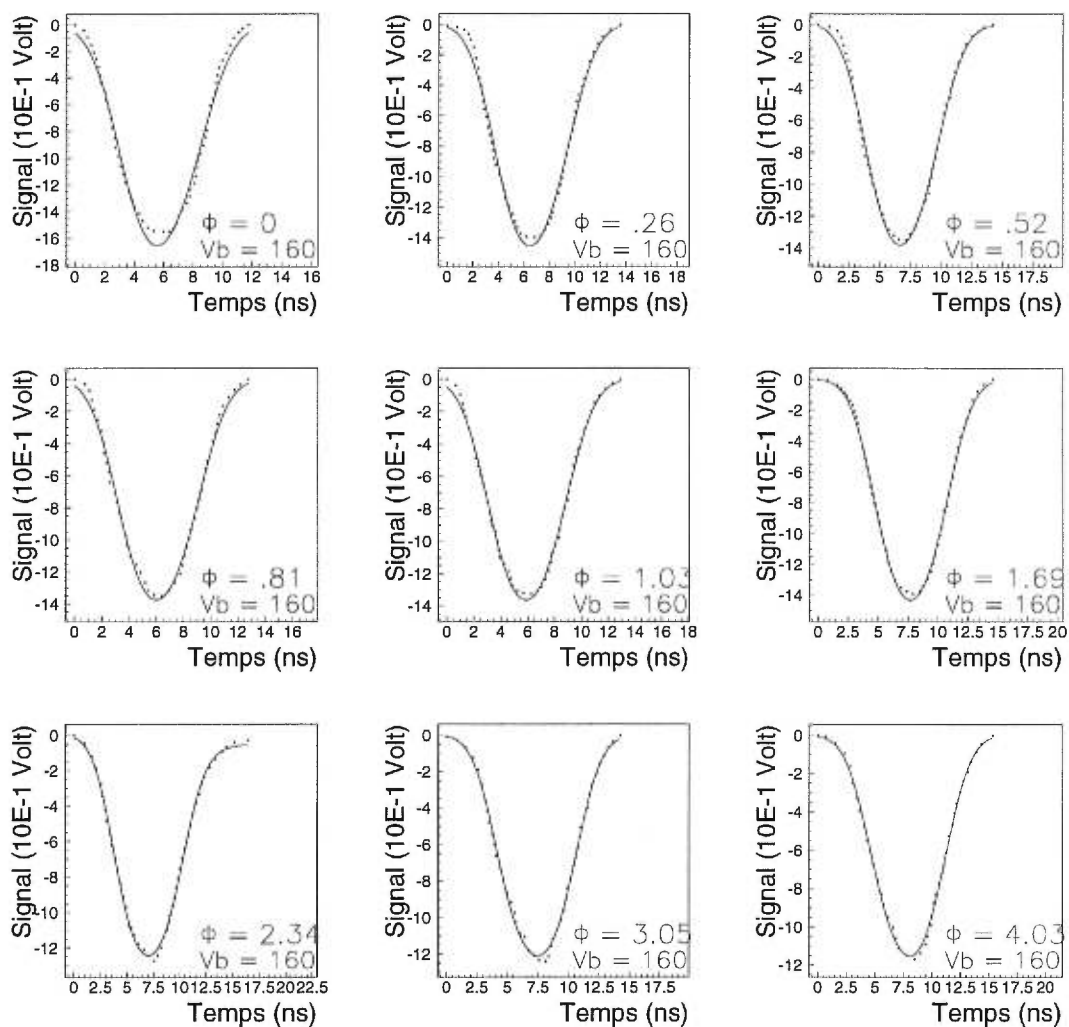


Figure 3-10. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4) pour des particules α incidentes sur le côté avant (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts).

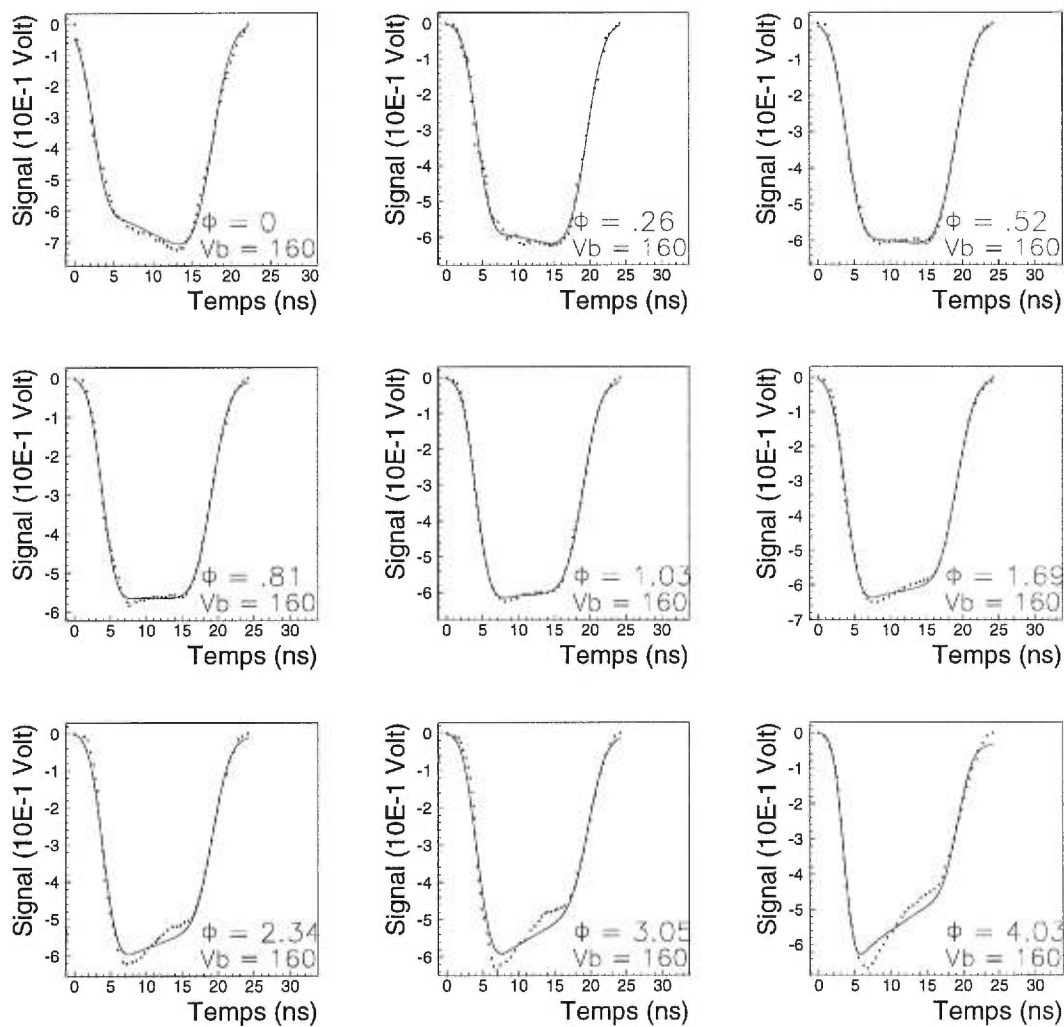


Figure 3-11. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4) pour des particules α incidentes sur le côté arrière (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts).

Un problème du modèle de transport de charge n'utilisant qu'une simple jonction pn^+ , est qu'après l'inversion de type n vers le type p , les mobilités continuent à décroître avec l'augmentation de la fluence. Les valeurs initiales de $\mu_h = 503,8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_e = 1278 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à $\Phi = 0$ pour M4 ont chuté à $\mu_h = 429 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_e = 790 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour une fluence $\Phi = 9,96 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$. Pour le détecteur M18, partant de $\mu_h = 474,4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_e = 1236 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à $\Phi = 0$, les valeurs des mobilités de ce détecteur chutent à $\mu_h = 338 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_e = 700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à une fluence de $\Phi = 7,5 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$ sans montrer aucun signe de saturation. De plus, le modèle de transport de charge reproduit pauvrement les données expérimentales pour des particules α incidentes sur le côté arrière du détecteur M4 (Fig. 3-12).

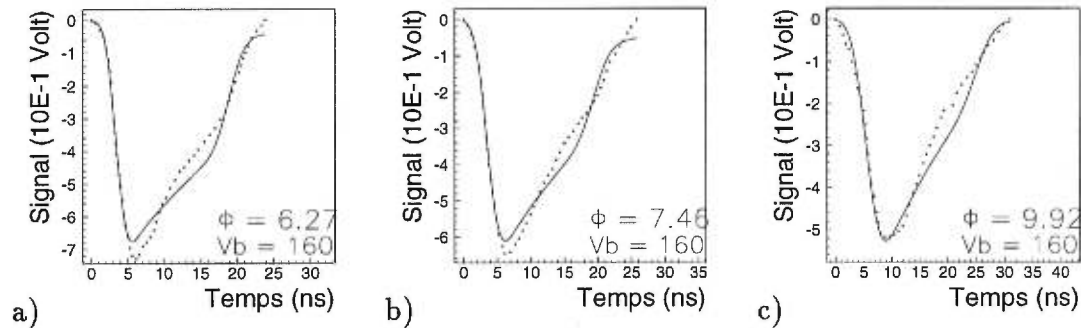


Figure 3-12. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4), pour des particules α incidentes sur le côté arrière pour des fluences en neutron de a) $6,27 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$, b) $7,46 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ et c) $9,92 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ (Φ en 10^{13} n/cm^2 , V_b la tension appliquée en volts).

3.3.3 Nécessité d'une double jonction

Le désaccord entre le modèle et les données apparaît après le point d'inversion tel que montré par exemple à la Fig. 3-12 pour le détecteur M4. Afin d'éliminer ce désaccord, le champ électrique après inversion a été modifié en introduisant une région de type **n** de $15 \mu\text{m}$ [50, 51] près du contact p^+ ($0 < x < x_n$) tel que montré à la Fig. 3-13. L'existence de cette région de type **n** a été confirmée par les résultats de mesures spectroscopiques obtenues en utilisant des particules α incidentes aussi bien sur le côté avant que le côté arrière. Un signal est observé du côté avant même pour une faible tension [30]. Comme on l'a vu à la section 2.5.2, on s'attend à obtenir un signal du côté de la jonction (pn^+ après l'inversion à un type **p**) pour une faible tension appliquée. En revanche, pour une particule α incidente du côté p^+ , aucun signal ne devrait être observable pour une tension inférieure à une certaine valeur critique (c.-à-d. lorsque le champ électrique atteint la région où les paires électron-trou ont été créées). On peut voir à la Fig. 3-14 l'évolution de la position des pics, qui correspond à la charge collectée, en fonction de la tension appliquée et en fonction de la fluence. Les pics étaient produits par des particules α provenant d'une source de Pu incidentes sur le côté avant ou arrière. Avant l'inversion du type **n** vers le type **p** (Figs. 3-14a-c), les signaux pour des particules α incidentes sur le côté avant (symbole *) sont observables pour de faibles valeurs de la tension appliquée, alors que pour des particules α incidentes sur le côté arrière (symbole \triangle) il faut atteindre des tensions appliquées relativement grandes. Autour du point d'inversion à $\Phi = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ (Fig. 3-14d), c.-à-d. pour un détecteur pratiquement intrinsèque, le comportement est similaire pour les côtés avant et arrière. Après l'inversion (Figs. 3-14e-f), on voit clairement que la situation s'est inversée et que la jonction est maintenant du côté arrière (jonction pn^+). De plus, on obtient que les mesures spectroscopiques donnent un signal non nul après l'inversion à un type **p** (Figs. 3-14e-f), pour de faibles valeurs de tensions appliquées, ce qui indique la présence d'un champ électrique près de la région p^+ , et par conséquent

d'une double jonction.

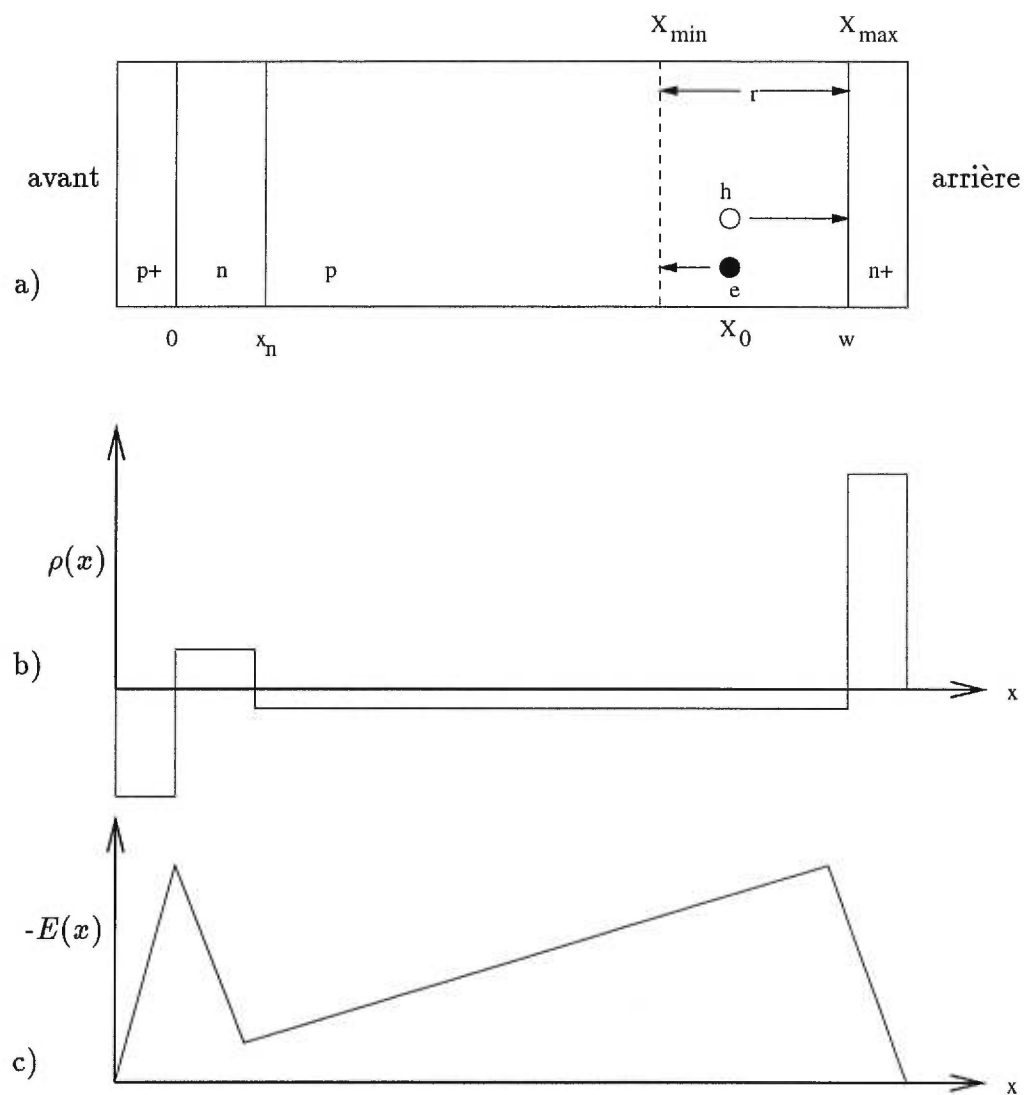


Figure 3-13. Représentation schématique de la double jonction dans un détecteur PS: a) le détecteur, b) la distribution de charge et c) le champ électrique.

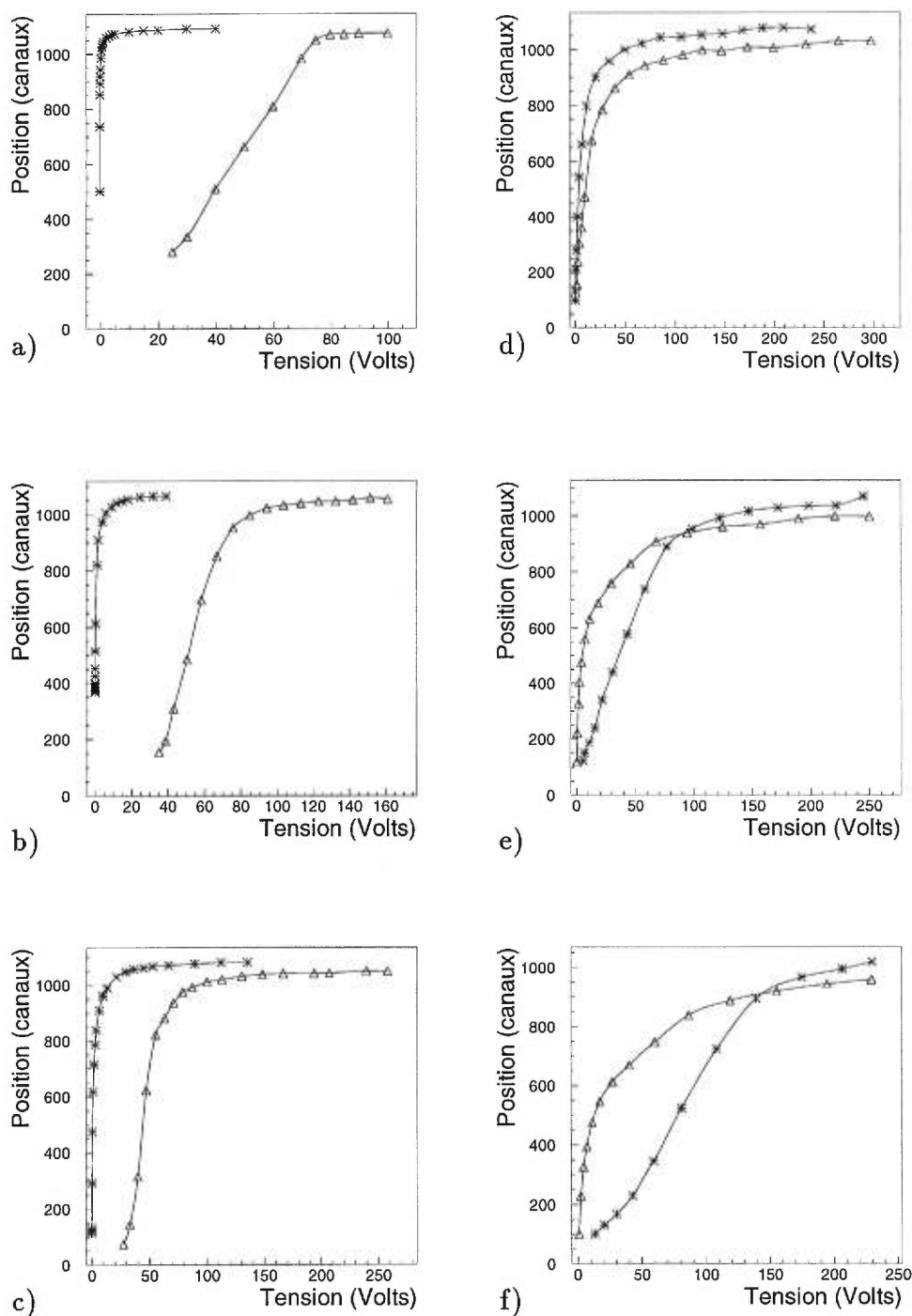


Figure 3-14. Évolution de la position des pics (canaux) extraite de mesures spectroscopiques pour des particules α incidentes sur le côté avant (*) ou arrière (Δ), en fonction de la tension appliquée (volts), pour des détecteurs PS à différentes fluences en neutron (avant l'inversion (a-c), à l'inversion de type n vers type p (d) et après l'inversion (e-f)). La valeur des fluences est: a) $\Phi = 0$, $\Phi = 6 \cdot 10^{12}$ n/cm², c) $\Phi = 1,5 \cdot 10^{13}$ n/cm², d) $\Phi = 3,5 \cdot 10^{13}$ n/cm², e) $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$ n/cm², f) $\Phi = 10^{14}$ n/cm².

Le modèle de transport de charge a été adapté afin de tenir compte de la double jonction. Une minimisation du χ^2 a permis de trouver comme valeur de l'épaisseur de cette région de type n $15,4 \pm 6,2 \mu\text{m}$. Pour ce faire, l'épaisseur de cette région de type n était laissée libre lors de l'ajustement du modèle de transport de charge aux données de différents détecteurs PS, à différentes fluences. L'introduction de cette petite région de type n après inversion permet au modèle de transport de charge de reproduire les données (Figs. 3-15 à 3-19) jusqu'aux valeurs les plus élevées de fluence. L'amélioration est dramatique pour des particules α incidentes sur le côté arrière. On voit à la colonne gauche de la Fig. 3-15 que sans la double jonction, bien que le début du signal soit très bien reproduit par le modèle, il y a un désaccord entre le modèle et les données expérimentales pour la queue du signal. Une fois la double jonction introduite (colonne de droite de la Fig. 3-15), on obtient un bon accord entre le modèle et les données aussi bien au début du signal que sur la queue de celui-ci. Dans le cas d'une particule α incidente du côté avant, la majeure partie de la charge est située autour de $20 \mu\text{m}$ du côté avant, et donc l'introduction d'une double jonction de $15 \mu\text{m}$ n'a aucun effet significatif sur le signal, ce qui est confirmé en comparant les colonnes de gauche au colonne de droite de la Fig. 3-16.

Les Figs. 3-17 et 3-18 montrent les résultats de l'ajustement du modèle de transport de charge à la réponse en courant produite par des particules α incidentes du côté avant et du côté arrière pour un détecteur de type PS (M18) à des niveaux successifs d'irradiation en protons. La Fig. 3-19 montre d'autres exemples d'ajustement du modèle pour des particules α ou β incidentes sur un détecteur de type PS (M25). L'existence d'une telle double jonction a été aussi rapportée par la suite par d'autres auteurs [52, 53, 54].

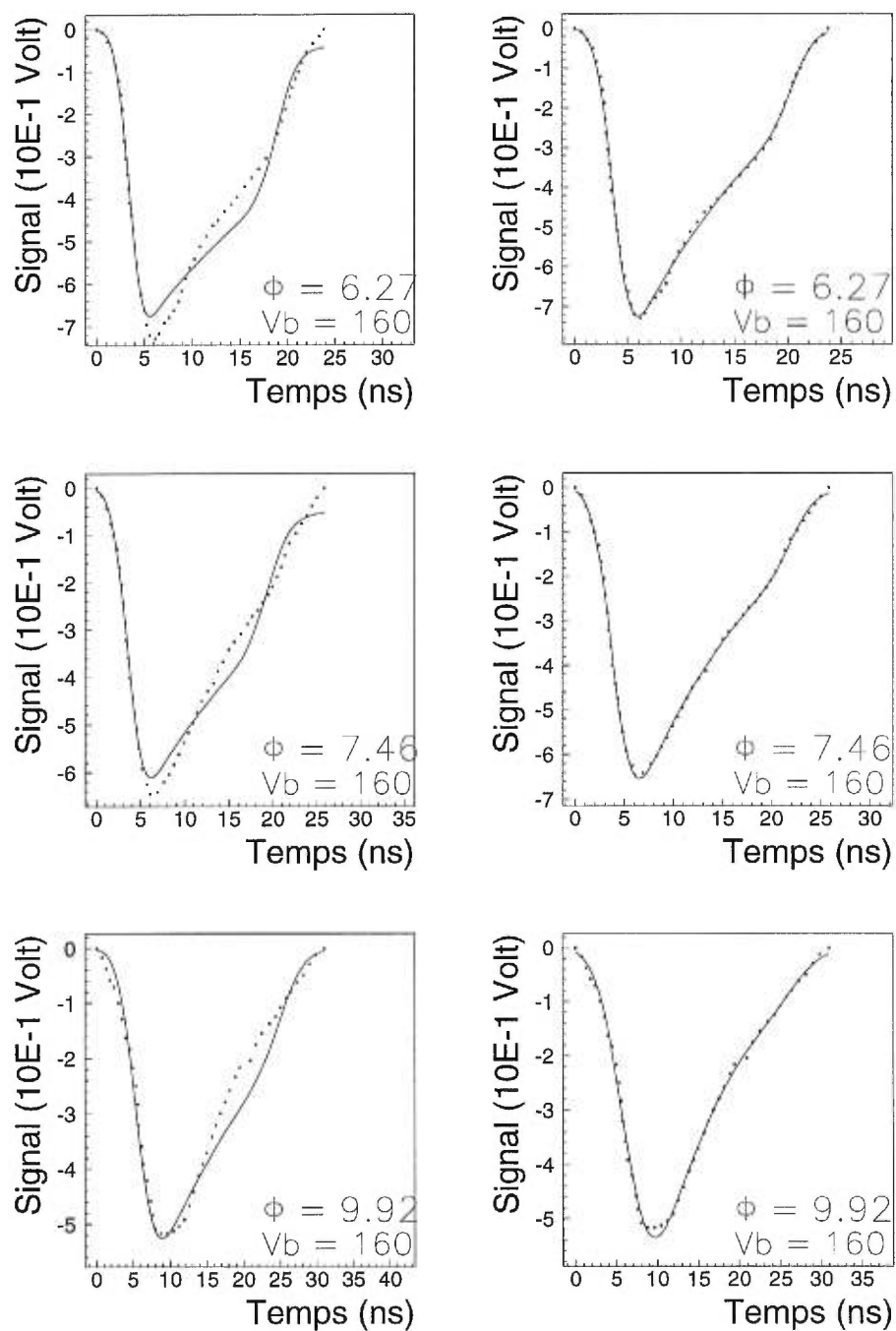


Figure 3-15. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4), pour des particules α incidentes sur le côté arrière, sans la double jonction (colonne de gauche) et avec la double jonction (colonne de droite) à haute fluence (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts).

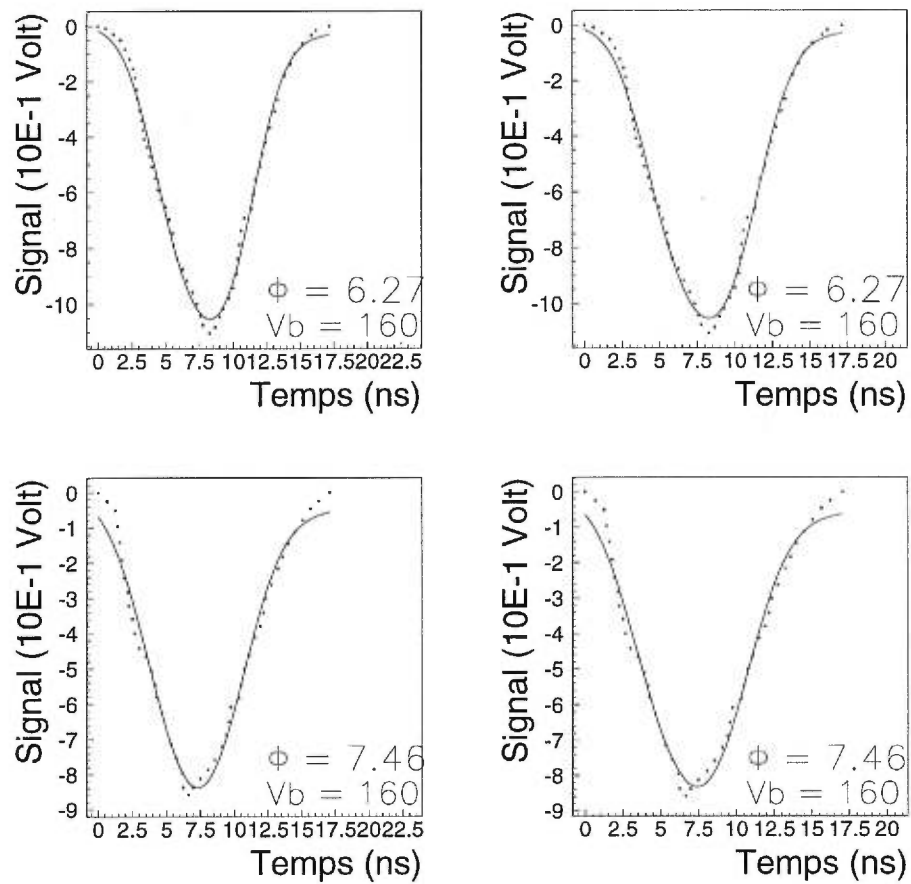


Figure 3-16. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M4), pour des particules α incidentes sur le côté avant, sans la double jonction (colonne de gauche) et avec la double jonction (colonne de droite) à haute fluence (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts).

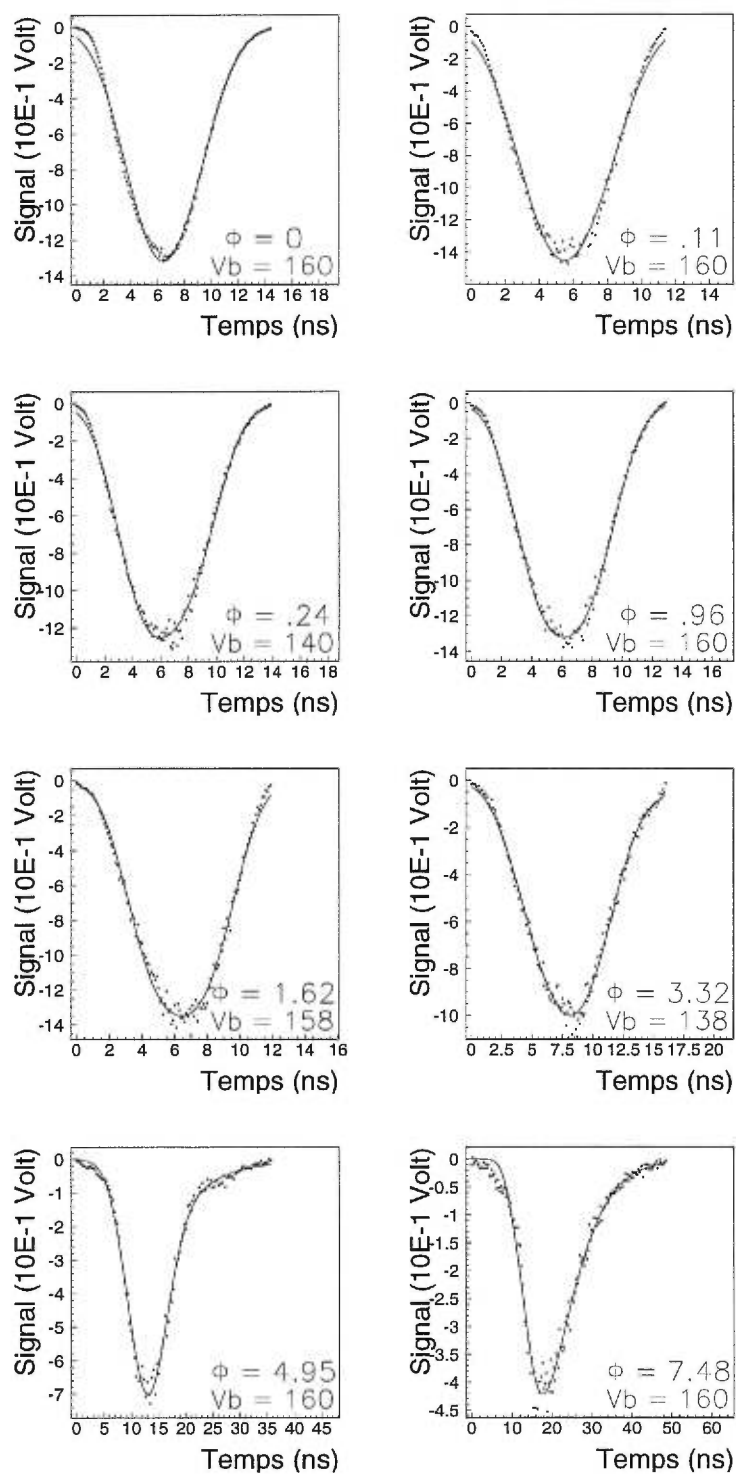


Figure 3-17. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M18) en tenant compte de la double jonction, pour des particules α incidentes sur le côté avant (Φ en 10^{13} p/cm², V_b la tension appliquée en volts).

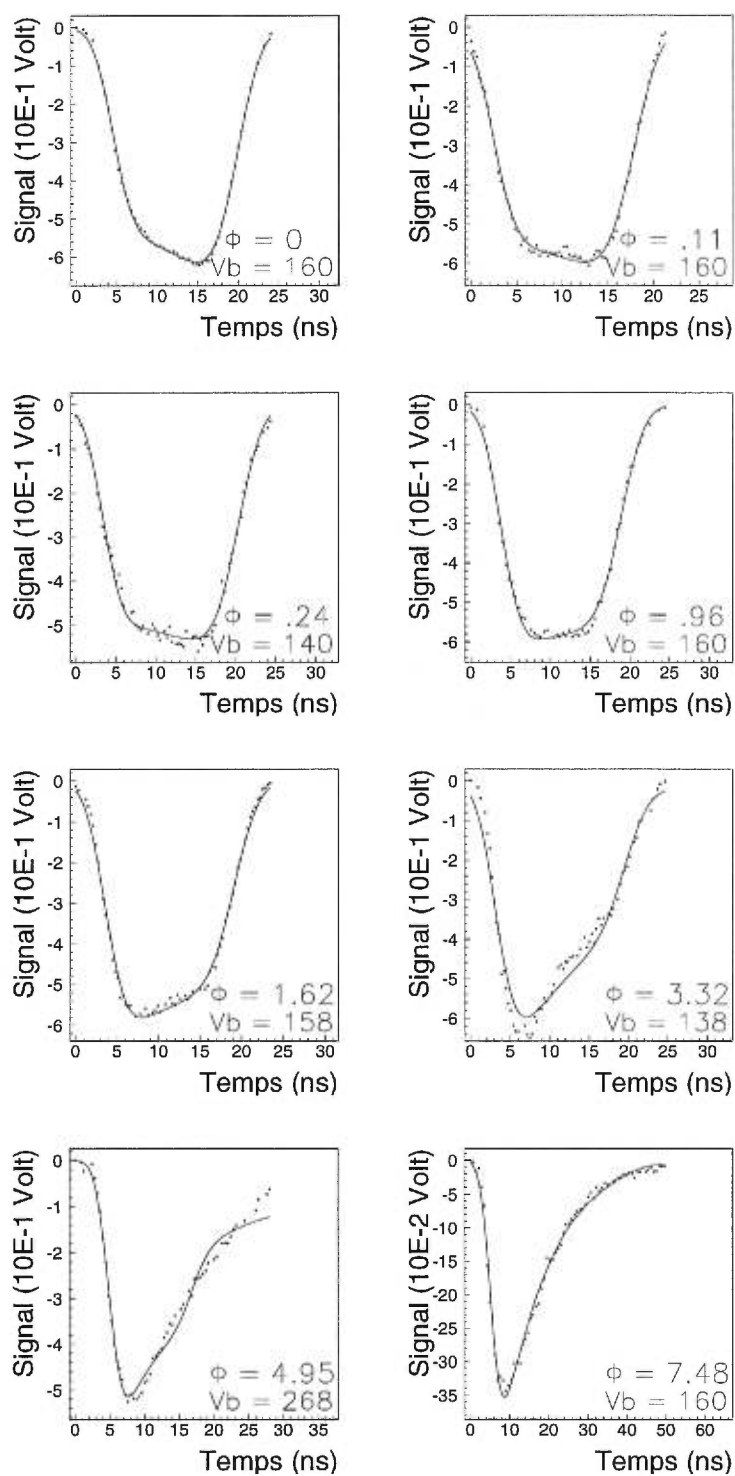


Figure 3-18. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M18) en tenant compte de la double jonction, pour des particules α incidentes sur le côté arrière (Φ en 10^{13} p/cm², V_b la tension appliquée en volts).

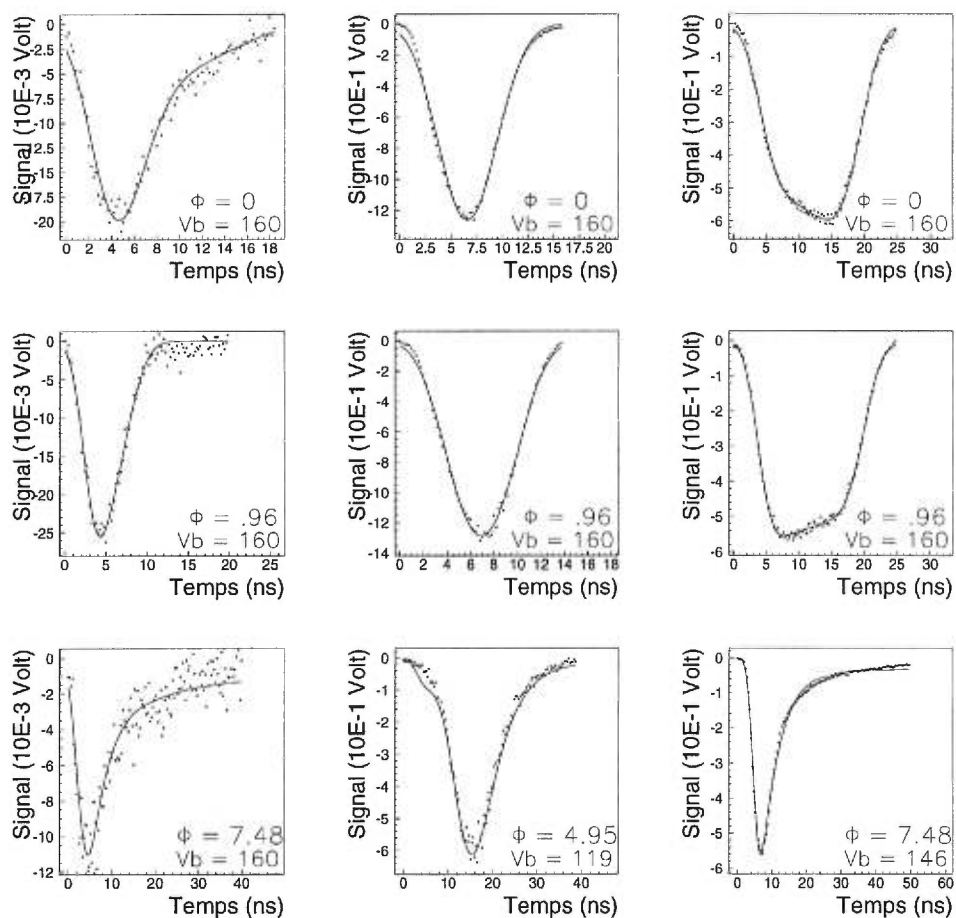


Figure 3-19. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour un détecteur PS (M25) en tenant compte de la double jonction pour des fluences allant de 0 à $7,48 \cdot 10^{13}$ p/cm². Les particules incidentes sont: des β (colonne de gauche), des α du côté avant (colonne centrale) ou des α du côté arrière (colonne de droite) du détecteur (Φ en 10^{13} p/cm², V_b la tension appliquée en volts).

L'introduction de la région de type n de $15 \mu\text{m}$ près du contact p^+ a pour conséquence de modifier de manière satisfaisante la dépendance des mobilités extraites en fonction de la fluence. Maintenant la mobilité tend, après une décroissance initiale, vers une valeur de saturation ($\mu_{sat_{e,h}}$) pour les électrons et les trous pour des valeurs de $\Phi > \Phi_{inv}$. Cette amélioration est montrée pour des particules α incidentes sur le détecteur M4 (irradié en neutrons) à la Fig. 3-20.

Plus généralement, l'évolution du comportement des mobilités en fonction de la fluence pour des détecteurs PS peut être décrites par (courbe à la Fig. 3-20):

$$\mu_{e/h} = \mu_{sat_{e/h}} + a_{e/h} \exp(-b_{e,h} \times \Phi) \quad (3.16)$$

Les valeurs de saturation ($\mu_{sat_{e,h}}$) pour $\Phi > \Phi_{inv}$ et les coefficients $a_{e,h}$ et $b_{e,h}$ sont donnés à la Table 3-III. La Fig. 3-21 montre les valeurs des mobilités extraites du modèle de transport de charge pour une série de détecteurs de type PS. On constate que l'évolution des mobilités en fonction de la fluence a un comportement similaire pour tous les détecteurs, une fois que les valeurs initiales (à $\Phi = 0$) des mobilités (Table 3-II) sont prises en compte. De plus, la Fig. 3-21 montre que indépendamment du type de particules incidentes, soit des particules α ou β , les mobilités sont en accord. Ceci est non seulement une indication que le modèle de transport de charge est cohérent, mais aussi que l'Éq. (3.1) tient bien compte de l'effet plasma.

Détecteur	N_d	N_a	b	c	$\mu_{sat,e}$	a_e	b_e	$\mu_{sat,h}$	a_h	b_h
M18	3,7	0	2,8	12,0	1028	231	4,1	459	15	0,54
M25	2,0	0	2,5	21,0	997	311	0,63	460	25	0,56
P88	30,0	11	1,5	1,5	1031	152	0,33	415	33	0,28
P189	19,0	0	1,4	3,2	1033	282	0,66	445	30	3,6
P304	5,4	0	1,6	2,9	1101	203	0,71	446	59	8,9

Tableau 3-III. Paramètres décrivant l'évolution des mobilités (Éq. (3.16)) et des concentrations effectives de dopants (Éq. (2.36)) en fonction de la fluence en protons de 24 GeV/c du CERN-PS pour des détecteurs PS. Ici N_d et N_a sont en unité de ($10^{11}/\text{cm}^3$), b en ($10^{-2}/\text{cm}$), c et $b_{e/h}$ en (10^{-13}cm^2), $\mu_{sat,e/h}$ et $a_{e/h}$ en (cm^2/Vs).

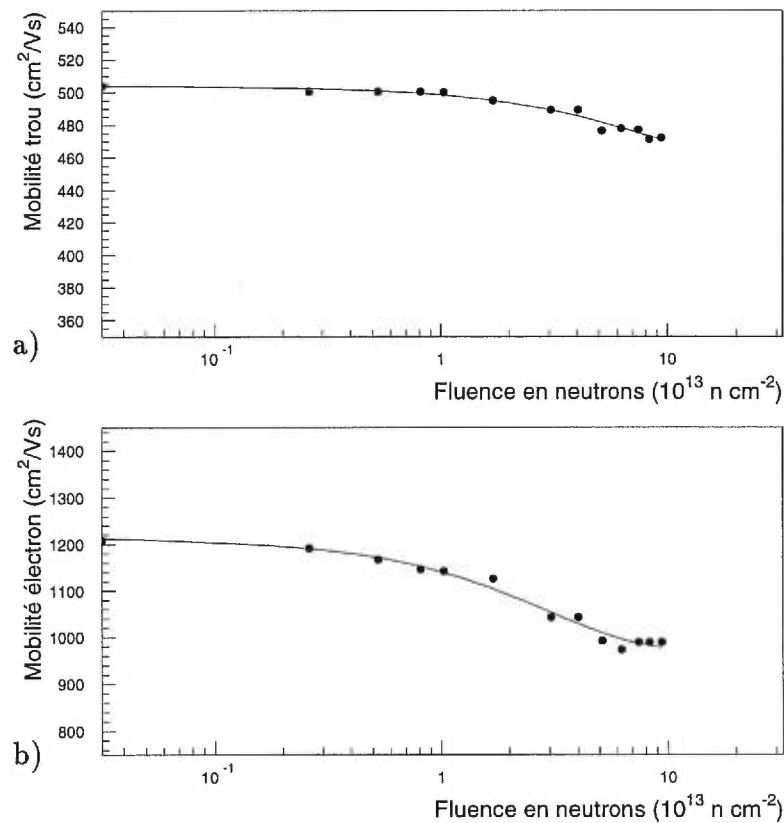


Figure 3-20. Mobilités des trous (a) et des électrons (b) en fonction de la fluence en neutron ($10^{13} \text{ n}/\text{cm}^2$) pour un détecteur PS (M4). Les valeurs ont été extraites en utilisant des particules α incidentes sur le détecteur et la ligne continue correspond à un ajustement de l'Éq. (3.16).

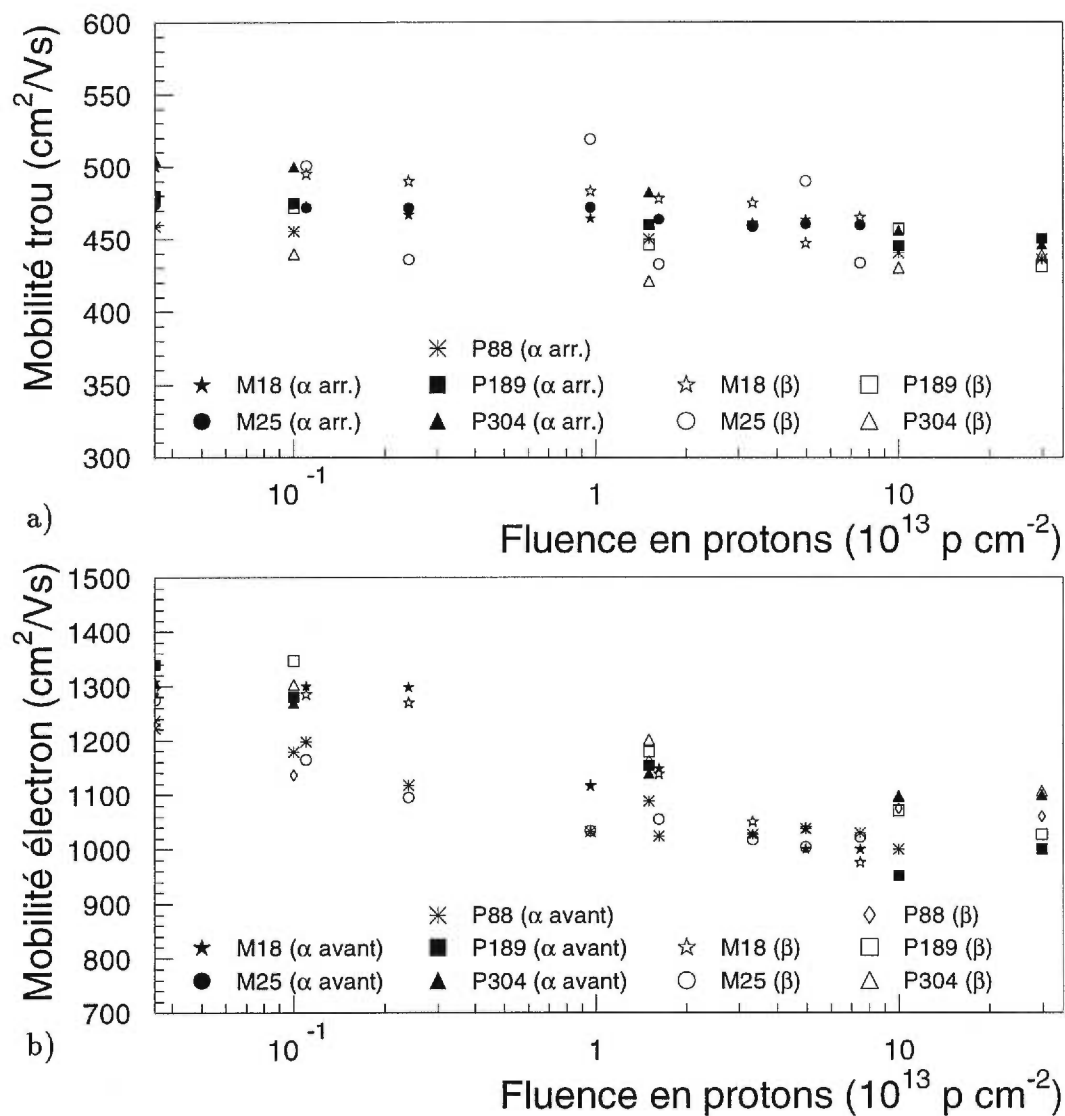


Figure 3-21. Comparaison des mobilités (cm^2/Vs) obtenues en fonction de la fluence en proton (10^{13} p/cm^2) pour différents détecteurs PS. Les valeurs des mobilités proviennent de mesures obtenues à partir: des particules β incidentes sur le détecteur PS (β), des particules α incidentes sur le côté avant (α avant) ou sur le côté arrière (α arr.) du détecteur.

L'évolution de la concentration effective de dopants (N_{eff} selon l'Éq. (2.36)) extraite du modèle de transport de charge se retrouve à la Table 3-III. Un ajustement (ligne) de l'Éq. (2.36) est illustré à la Fig. 3-22 pour des détecteurs de type PS irradiés en neutrons (M4) et protons (M18). La fluence d'inversion, pour passer d'un détecteur de type n vers un type p, est $\Phi_{inv} \approx 10^{13}$ particules/cm².

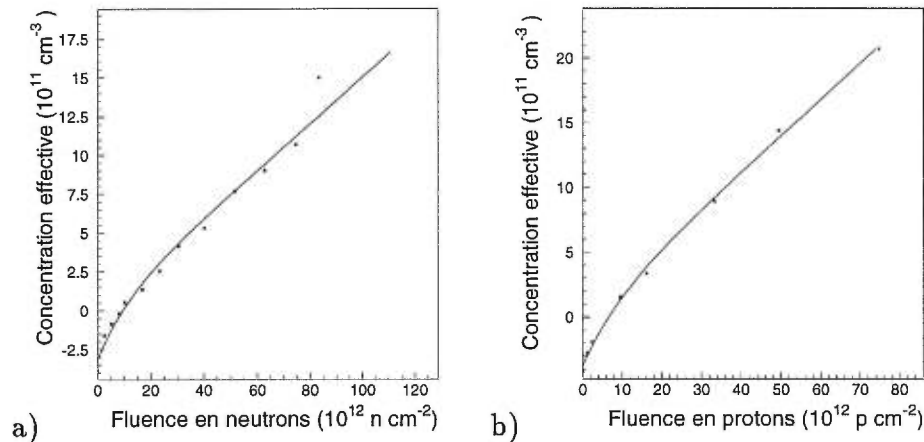


Figure 3-22. Ajustement (ligne continue) de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence (Φ) selon l'Éq. (2.36), pour un détecteur PS irradié en a) neutrons (M4) et b) protons (M18).

La Fig. 3-23 montre que pour des détecteurs irradiés, à mesure que la fluence augmente et donc le nombre de pièges, les temps de piégeage des porteurs de charge diminuent. L'intégration de l'équation (3.15) par rapport au temps de collection permet de déterminer la charge collectée, et donc en comparant le résultat obtenu en utilisant les temps de piégeage extraits à la fluence maximale à celui obtenu si aucun piégeage n'avait eu lieu, un déficit de collection de charge de 13 % est calculé pour des particules β . Ceci est en accord avec le déficit de 12 % obtenu à partir de mesures d'efficacité de collection de charge (CCE) faites en utilisant des particules β [55]. Pour des particules α incidentes sur le côté avant on trouve un déficit de collection de charge de 25 %. Ce pourcentage grimpe à 35 % pour des particules α incidentes sur le côté arrière. La différence entre particules β et α s'explique par le fait qu'en moyenne les paires électrons trous

créés par les particules β n'ont que la moitié de la profondeur du détecteur à parcourir. La différence d'efficacité de collection de charge pour les particules α incidentes du côté avant ou arrière, est liée aux différences de mobilités, et donc au temps nécessaire pour collecter les électrons (avant) ou les trous (arrière).

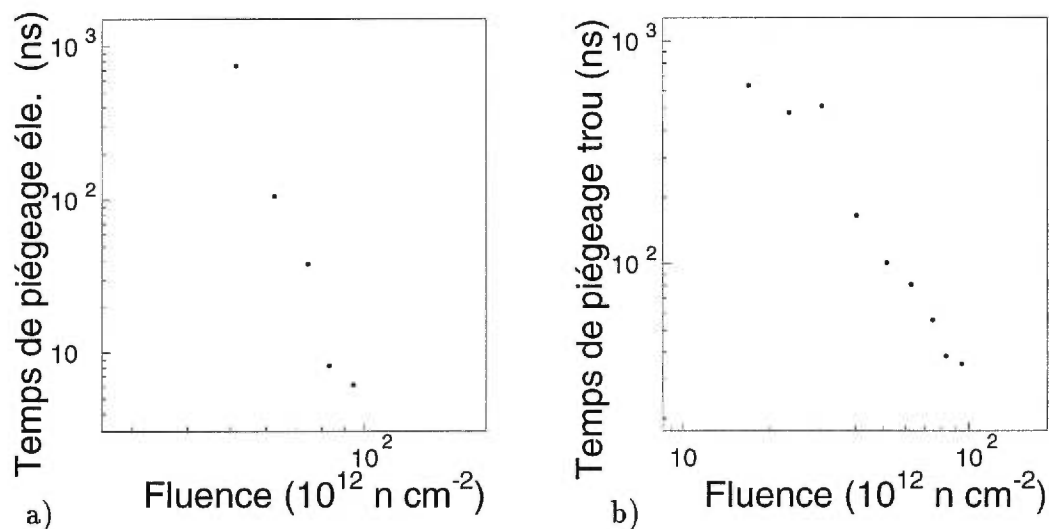


Figure 3-23. Temps de piégeage (ns) des électrons (a) et des trous (b) en fonction de la fluence en neutron (10^{12} n/cm^2) extraits de données obtenues avec des particules α incidentes sur un détecteur de type PS (M4).

Chapitre 4

Survie aux niveaux élevés de rayonnements

On considère ici deux façons de faire face aux hauts niveaux de rayonnement dans l'expérience ATLAS. La première méthode consiste à rendre les détecteurs plus résistants aux rayonnements alors que la seconde utilise détecteurs moins coûteux dont le remplacement à la suite de leur endommagement est tout de même économiquement viable.

4.1 Détecteurs planaires standards exotiques

Afin de réduire les dommages causés aux détecteurs au silicium, il a été suggéré de leur ajouter différents types d'impuretés. Une motivation étant que ces impuretés en se substituant à des atomes de silicium du cristal, peuvent rendre le matériau plus résistant en raison des contraintes mécaniques supérieures imposées au réseau cristallin. Une contrainte mécanique supérieure a pour conséquence qu'une radiation incidente a plus de difficulté à déplacer les atomes de silicium du réseau et donc permet de réduire le nombre et l'étendue des cascades. Une autre explication considère l'ajout bénéfique de réactions interstitielles formant des défauts multi-interstitiels. Des études [56, 57, 58] montrent que la valeur de la tension de désertion totale pour un détecteur hautement dopé en oxygène ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³), augmente en fonction de la fluence en protons de 24 GeV/c à la moitié du rythme atteint pour des détecteurs standards. Dans le cas d'irradiations en neutrons d'environ 1 MeV aucune différence significative

n'est observée.

Des détecteurs fortement dopés en oxygène ont été étudiés afin de vérifier si l'ajout de ces grandes concentrations d'oxygène a un effet sur leur propriétés électriques. La Table 4-I présente les caractéristiques initiales ($\Phi = 0$) des détecteurs PS dopés à l'oxygène (PS-oxy) utilisés pour cette thèse ainsi qu'une série de détecteurs PS sans oxygène servant de comparaison.

Dét.	Type	Particule incidente	Épaisseur (μm)	$N_{eff}(\Phi = 0)$ (10^{11} cm^{-3})	Résistivité ($\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$)	Φ_{max} (cm^{-2})
SV1	PS	α, β	301	-7,8	5,5	$1,52 \cdot 10^{14} \text{ p}$
P50	PS	α, β	297	-18,3	2	$1,0 \cdot 10^{14} \text{ n}$
P51	PS	α, β	303	-16,8	2	$1,52 \cdot 10^{14} \text{ p}$
P52	PS-oxy	α, β	301	-16	2	$1,0 \cdot 10^{14} \text{ n}$
P54	PS-oxy	α, β	305	-16,5	2	$1,52 \cdot 10^{14} \text{ p}$
P55	PS-oxy	α, β	304	-17,2	2	$1,0 \cdot 10^{14} \text{ n}$
P56	PS-oxy	α, β	305	-18,2	2	$1,0 \cdot 10^{14} \text{ n}$

Tableau 4-I. Caractéristiques initiales des détecteurs avec (PS-oxy) ou sans oxygène (PS) utilisés pour étudier l'effet des irradiations sur les détecteurs contenant de grandes quantités d'oxygène ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/ cm^3). Le type de particule incidente pour chaque détecteur est indiqué tout comme la fluence maximale atteinte (Φ_{max}) en neutron (n/cm^2) ou en proton (p/cm^2).

Le premier point étudié a été l'effet de l'ajout d'oxygène sur la collection de charge. La charge moyenne collectée (en fC) à partir du signal induit par des électrons relativistes est montrée à la Fig. 4-1 en fonction de la tension appliquée pour un détecteur PS-oxy comparé à un détecteur PS. Une saturation est atteinte à V_d et au delà (valeur en accord avec les mesures C-V) pour les détecteurs montrés à la Fig. 4-1. Pour les deux détecteurs, la valeur moyenne de la charge est $\sim 3,6$ fC au delà de la désertion totale, ce qui est en accord avec une épaisseur

d'environ $300 \mu\text{m}$. Aucune différence marquée n'étant observée pour la collection de charge, on en conclut que la concentration élevée d'oxygène ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/ cm^3) n'affecte pas la collection de charge pour des détecteurs PS-oxy non irradiés.

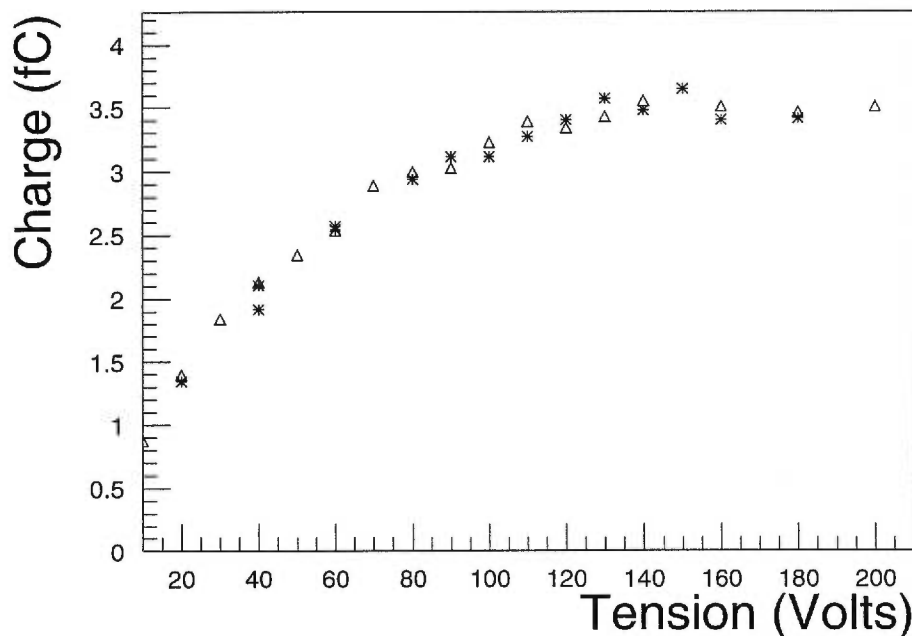


Figure 4-1. Comparaison de la charge collectée (fC) en fonction de la tension appliquée pour un détecteur PS-oxy non irradié (Δ , P55), et un détecteur PS non irradié (*, P50) illuminés par des particules β (énergie des $\beta > 2 \text{ MeV}$) [59].

La Fig. 4-2 montre les ajustements du modèle de transport de charge aux données obtenues avec des détecteurs fortement oxygénés ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/ cm^3). Les détecteurs ont été irradiés auprès du réacteur Triga par des neutrons ayant une énergie entre 1 et 10 MeV. On peut voir que le modèle de transport de charge, en incluant la double jonction après l'inversion, reproduit très bien les signaux obtenus avec des particules β (colonne de gauche) incidentes sur un détecteur PS-oxy, des particules α incidentes du côté avant (colonne centrale) ou du côté arrière (colonne de droite). Par conséquent, l'inclusion de grandes quantités d'oxygène n'affecte pas le signal produit par les particules incidentes sur un détecteur PS-oxy.

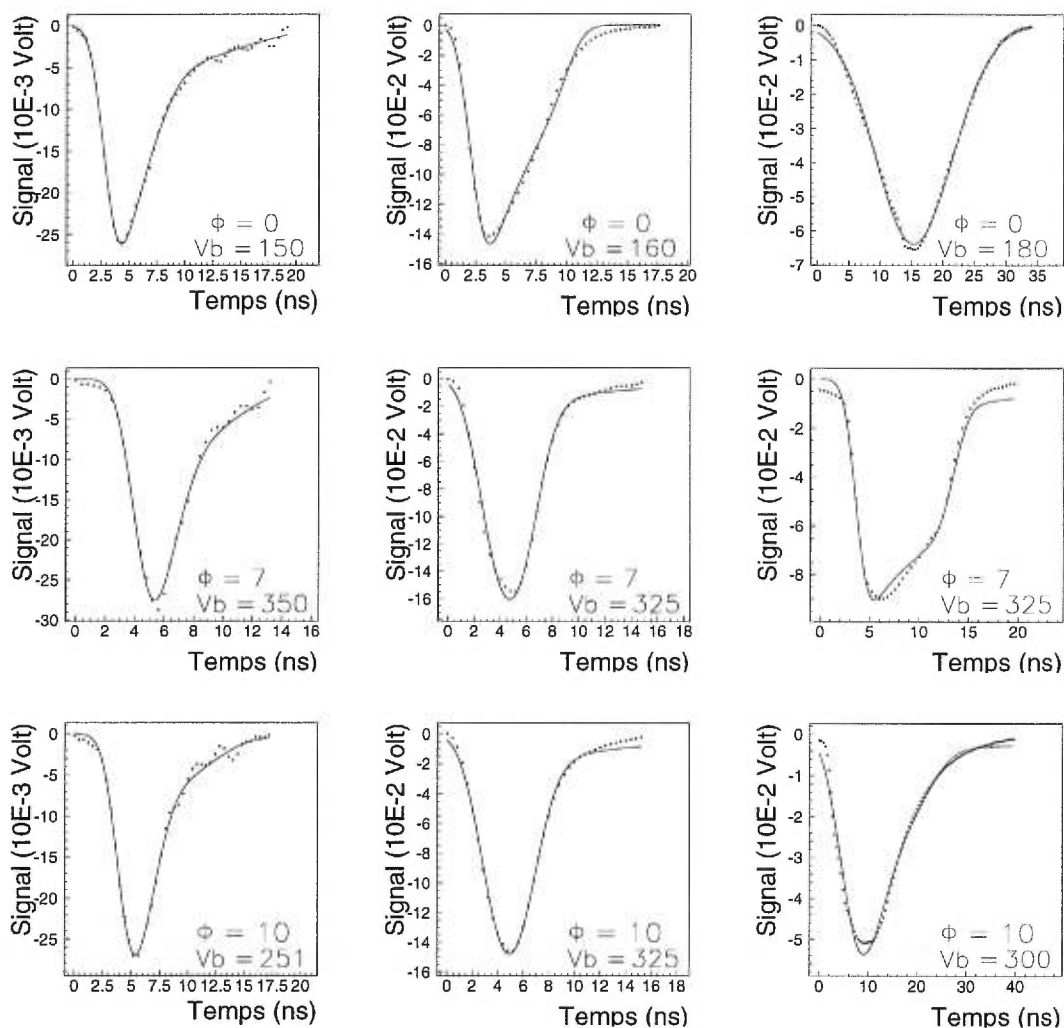


Figure 4-2. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour des détecteurs oxygénés (P55 et P56) en utilisant des particules β (colonne de gauche), des particules α du côté avant (colonne centrale) et du côté arrière (colonne de droite) pour des irradiations successives allant jusqu'à $\Phi = 10^{14}$ n/cm² (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts).

On peut voir à la Table 4-II que les mobilités obtenues pour les détecteurs PS-oxy avant irradiation sont en accord avec celles obtenues pour les détecteurs PS.

Détecteur	μ_h (cm ² /Vs)	μ_e (cm ² /Vs)
P50	465 ± 11	1402 ± 33
P52	499 ± 3	1313 ± 27
P55	469 ± 12	1302 ± 27
P56	472 ± 13	1362 ± 29

Tableau 4-II. Valeurs des mobilités (cm²/Vs) extraites du modèle à $\Phi = 0$ pour les détecteurs PS (P50) et PS-oxy (P52, P55, P56) dopés en oxygène ($5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³).

Les valeurs des paramètres utilisés dans les Éq. 2.36 et 3.16 pour décrire respectivement l'évolution des concentrations effectives de dopants et des mobilités en fonction de la fluence sont présentées à la Table 4-III. On peut voir à la Fig. 4-3 que les valeurs des mobilités en fonction de la fluence pour les détecteurs fortement oxygénés sont en accord avec celles des détecteurs PS.

Dét.	Type	N_d	N_a	b	c	$\mu_{sat,e}$	a_e	b_e	$\mu_{sat,h}$	a_h	b_h
P50	PS	15,5	0	2,7	6,8	1067	295	0,69	452	24	0,72
P55	PS-oxy	16,4	0	2,6	5,1	1059	236	0,91	457	21	0,78
P56	PS-oxy	16,9	0	2,6	4,8	1049	271	0,87	462	18	0,92

Tableau 4-III. Paramètres caractérisant l'évolution des concentrations efficaces de dopants (Éq. 2.36) et des mobilités (Éq. 3.16) en fonction de la fluence pour des détecteurs PS avec (P52, P55, P56 contenant $5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³) ou sans oxygène (P50). Ici N_d et N_a sont en unités de (10¹¹/cm³), b en (10⁻²/cm), c et $b_{e/h}$ en (10⁻¹³cm²), $\mu_{sat,e/h}$ et $a_{e/h}$ en (cm²/Vs).

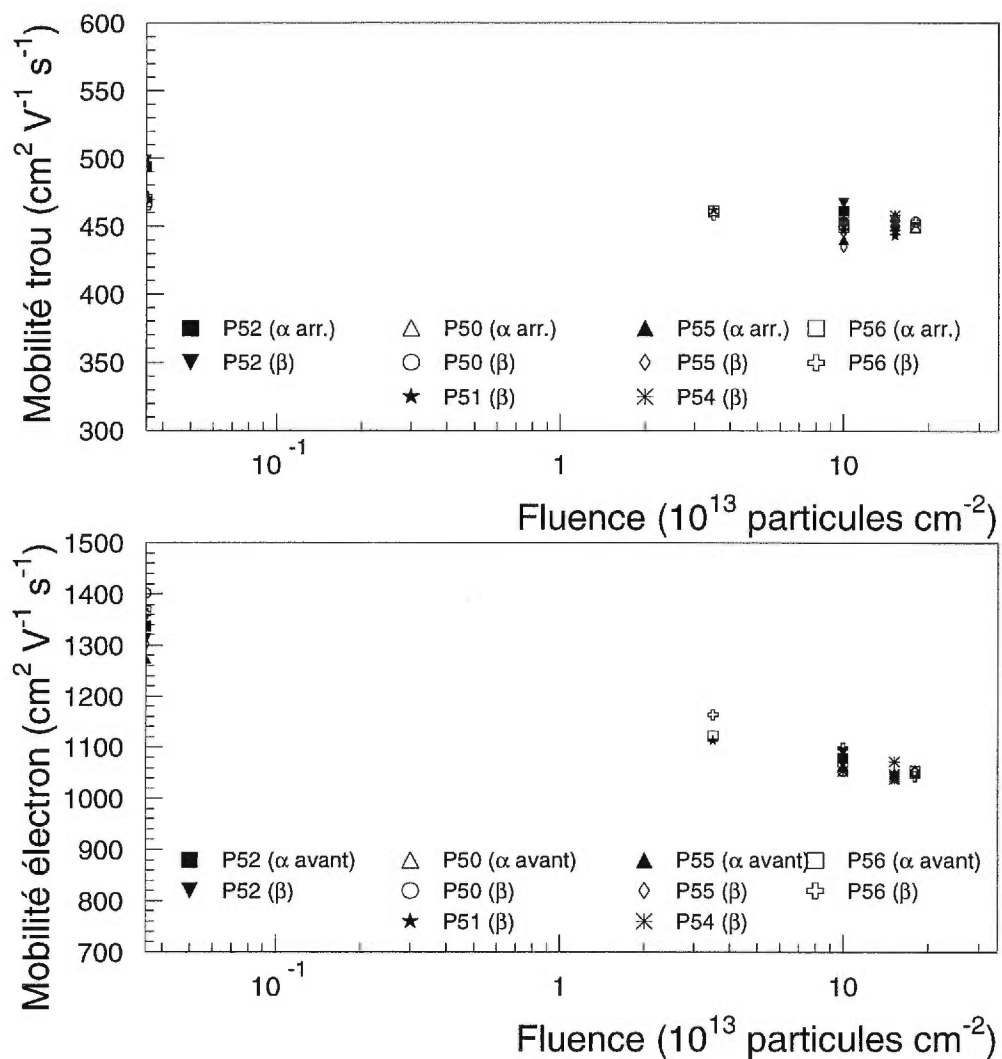


Figure 4-3. Comparaison des mobilités (cm^2/Vs) obtenues en fonction de la fluence en neutron de 1 à 10 MeV du réacteur Triga (10^{13} particules/ cm^2) pour des détecteurs standards (P50, P51) et dopés en oxygène (P52, P54, P55, P56). Les valeurs des mobilités proviennent de particules β (β), de particules α incidentes du côté avant (α avant) ou arrière (α arr.).

L'évolution de la concentration effective de dopants (selon l'Éq. 2.36) extraite du modèle de transport de charge se retrouve à la Table 4-III. Un ajustement (ligne) de l'Éq. 2.36 est illustrée à la Fig. 4-4 pour des détecteurs irradiés en neutrons de type PS (P50) et PS-oxy (P56). La fluence nécessaire pour passer d'un détecteur de type n vers un type p est $\Phi_{inv} \approx 10^{13}$ n/cm². On remarque qu'il n'y a aucune amélioration avec ces neutrons de 1-10 MeV pour la valeur de b . Comme nous ne disposons de données en protons de 24 GeV/c que pour un seul détecteur (P54), à une seule fluence ($1,52 \cdot 10^{14}$ p/cm²), il nous est difficile de tirer des conclusions sur l'amélioration du paramètre b . Cependant, la valeur de $b \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ /cm obtenue pour le détecteur P54 est en accord avec une amélioration d'environ un facteur 2 obtenue à la Réf. [58] en utilisant des protons de 24 GeV/c.

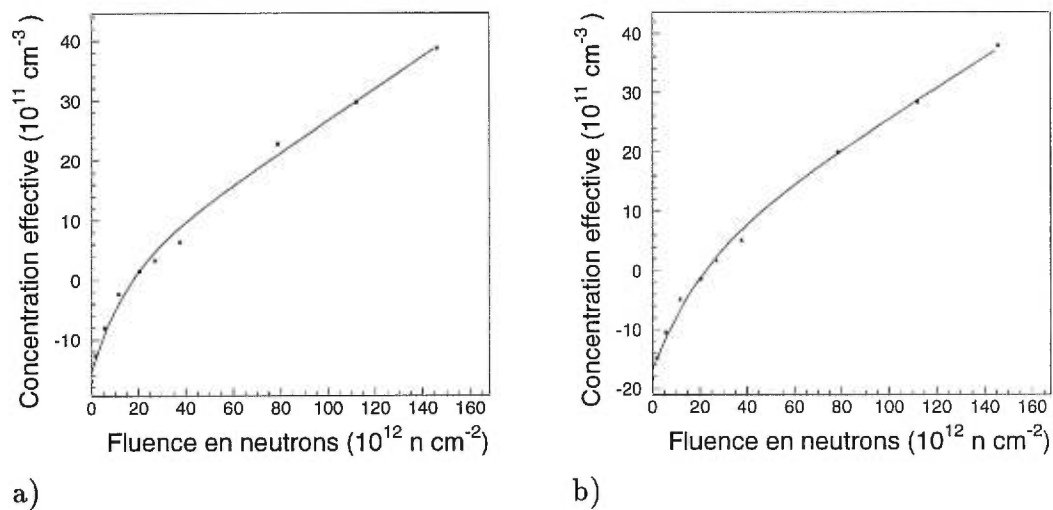


Figure 4-4. Ajustement (ligne continue) selon l'Éq. 2.36 de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence en neutron (Φ) de 1 à 10 MeV du réacteur Triga, pour un détecteur PS a) sans oxygène (P50) et b) avec $5 \cdot 10^{16}$ atomes d'oxygène/cm³ (P56).

4.2 Détecteurs MESA

La technologie MESA permet de produire des détecteurs moins coûteux [28]. Donc, en principe pour une expérience comme ATLAS qui s'étend sur dix ans, plutôt que d'utiliser des détecteurs plus résistants aux radiations, mais plus coûteux, il serait possible de remplacer les modules lorsqu'ils sont trop endommagés.

Les caractéristiques électriques des détecteurs MESA peuvent être extraites du modèle de transport de charge en supposant l'existence d'une couche dormante de $14 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$, de chaque côté des détecteurs MESA standard (MS) et MESA planaire (MP), respectivement. Pour les détecteurs MS, cette couche dormante de $14 \mu\text{m}$ correspond à l'épaisseur des régions n^+ et p^+ [60] et a été calculée en analysant comparativement les spectres de Landau [32] de détecteurs MS et PS. On peut voir à la Fig. 4-5 que l'énergie déposée la plus probable (en soustrayant le *pedestal*) pour un détecteur PS de $280 \mu\text{m}$ était d'environ 80 canaux. Or pour un détecteur MS on trouve de l'ordre de 78 canaux ce qui correspond à une épaisseur active d'environ $30 \mu\text{m}$ inférieure à son épaisseur physique. La technologie utilisée pour la création de détecteurs MP a aussi eu pour conséquence de réduire les épaisseurs des zones n^+ et p^+ , et par conséquent l'épaisseur de la zone dormante, à environ $5 \mu\text{m}$ [61].

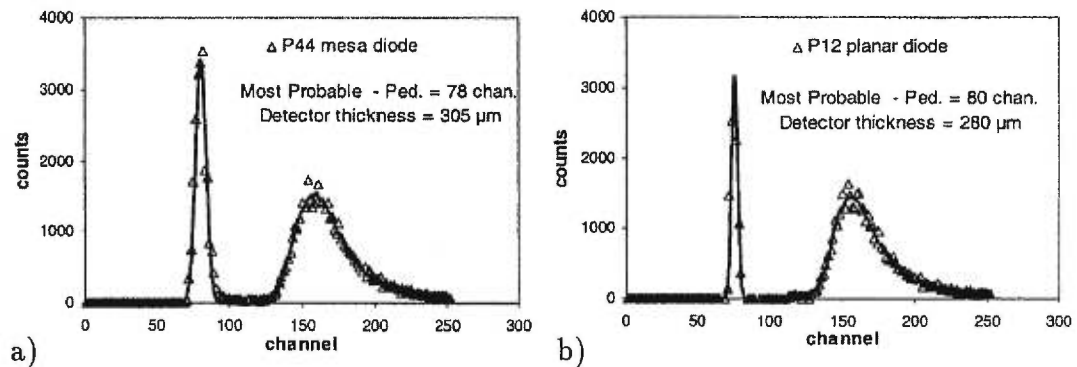


Figure 4-5. Comparaison des spectres de Landau produit par des électrons relativistes pour a) une diode MESA standard (MS) et b) une diode planaire standard (PS) [60].

Les mesures de collections de charge confirment l'existence de zones dormantes. La charge moyenne collectée (en fC) à partir du signal induit par des électrons relativistes est montrée à la Fig. 4-6 en fonction de la tension appliquée pour des détecteurs MS et MP comparés à un détecteur PS. Une saturation est atteinte à V_d et au delà (valeur en accord avec les mesures C-V) pour les détecteurs montrés à la Fig. 4-6. Pour le détecteur MS (P43), la valeur moyenne de la charge est $\sim 3,3$ fC au delà de la désertion totale, ce qui est en accord avec une épaisseur effective de ce détecteur de $283 \mu\text{m}$. Cette valeur est d'environ 10 % inférieure à l'épaisseur de $306 \mu\text{m}$ mesurée à l'aide d'un micromètre (voir Table 4-V), ce qui est en accord avec une zone dormante d'environ $14 \mu\text{m}$ de chaque côté. La valeur moyenne de la charge est de $3,2$ fC après désertion totale pour le détecteur MP (GR22), ce qui est en accord avec une épaisseur effective de $274 \mu\text{m}$, soit de 3-4% inférieure à l'épaisseur mesurée de $288 \mu\text{m}$, ceci est en accord avec une zone dormante d'environ $5 \mu\text{m}$ de chaque côté. Pour un détecteur PS (M165) on trouve une valeur moyenne de la charge $\sim 3,6$ fC au delà de la désertion totale, ce qui est en accord avec l'épaisseur mesurée de $306 \mu\text{m}$. La résistivité du détecteur PS étant de $5,9 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$, ceci explique la valeur inférieure de V_d à la Fig. 4-6 pour ce détecteur.

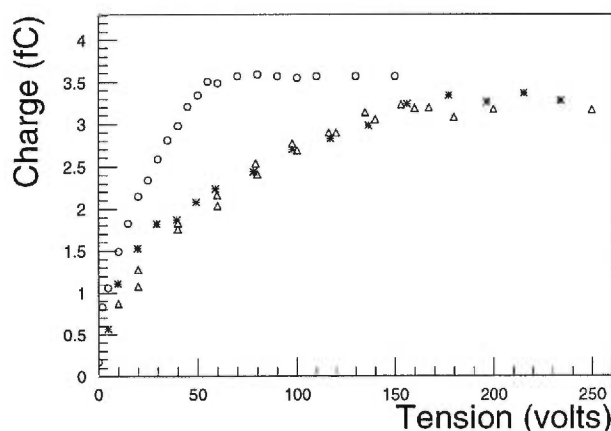


Figure 4-6. Comparaison de la charge collectée (fC) en fonction de la tension appliquée pour un détecteur MP (Δ , GR22), MS (*, P43), et PS (o, M165) illuminés par des particules β (énergie des $\beta > 2 \text{ MeV}$) [62].

En reprenant la méthode spectroscopique, il est aussi possible de voir les effets des zones dormantes pour les détecteurs de type MP. Une source alpha multiple (^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm) sous vide a été utilisée pour effectuer des mesures spectroscopiques avec des particules α . Les spectres résultants sont présentés à la Fig. 4-7 pour des particules α incidentes sur les côtés avant et arrière d'un détecteur MP à deux temps de mise en forme, soit $\tau = 0,25 \mu\text{s}$ (Fig. 4-7a-c) et $1,0 \mu\text{s}$ (Fig. 4-7d-f).

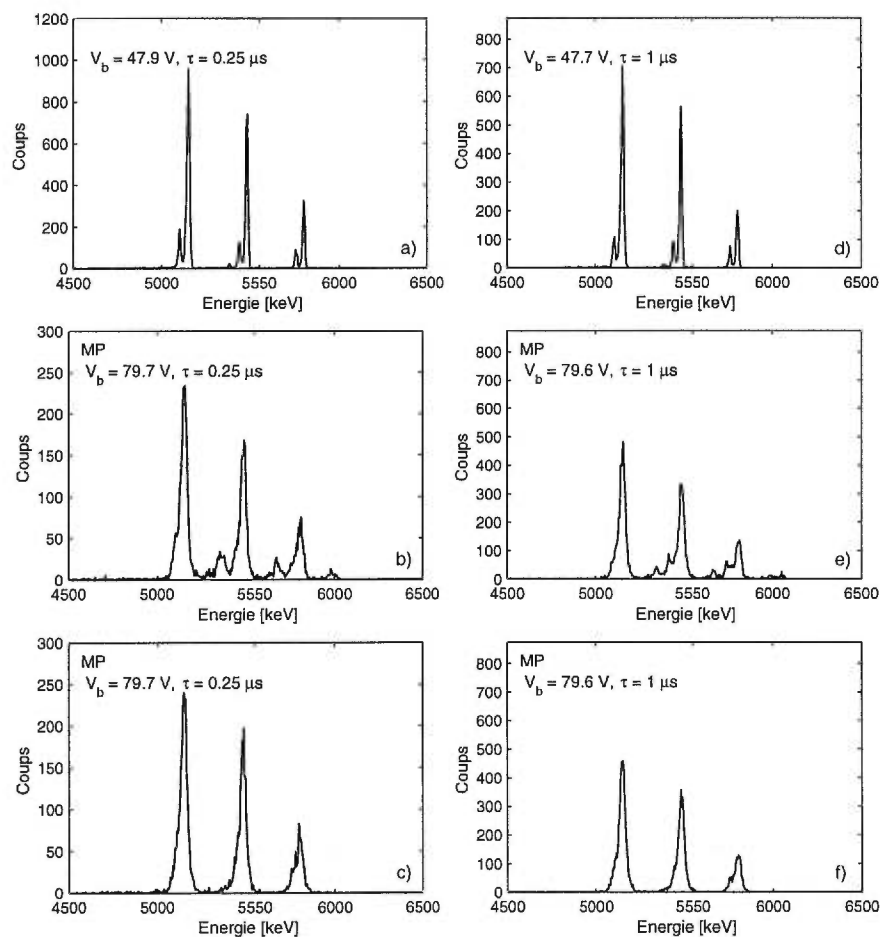


Figure 4-7. Spectres en énergie illustrant la réponse d'un détecteur MP à des particules α provenant d'une source multiple sous vide (Pu (5,16 MeV), Am (5,49 MeV), et Cm (5,81 MeV)) incidentes du côté avant [pour b) $\tau = 0,25$ et e) $\tau = 1,0 \mu\text{s}$] et du côté arrière [pour c) $\tau = 0,25$ et f) $\tau = 1,0 \mu\text{s}$], comparé à la réponse [pour a) $\tau = 0,25$ et d) $\tau = 1,0 \mu\text{s}$] du détecteur au silicium à barrière de surface (τ étant le temps de mise en forme). La tension appliquée était de 48 volts pour le détecteur de référence et 80 volts pour le détecteur MP.

τ (μs)	V_b (volts)	d_1 (keV)	d_2 (keV)	d_3 (keV)
0,25	10	115	-	-
1,0	10	55	-	-
0,25	80	52	62	10
1,0	80	6	2	5

Tableau 4-IV. Comparaison des réponses spectroscopiques d'un détecteur MP à un détecteur de référence en utilisant une source monoénergétique de particules α . d_1 et d_2 représentent respectivement la différence d'épaisseur des structures d'électrode du côté avant et arrière du détecteur MP par rapport à la structure d'électrode du détecteur de référence. d_3 est la différence de perte d'énergie pour une particule α incidente du côté avant et arrière (V_b est la tension appliquée en volts et τ le temps de mise en forme en μs).

Le déplacement de la position des pics en énergie par rapport au détecteur de référence (détecteur au silicium à barrière de surface décrit à la sous section 2.3.4) et leurs structures fines sont causés par des pertes d'énergie des particules α (différentes dans les couches non actives), soit près ou à la surface. La différence de perte d'énergie pour une particule α d'une source ^{241}Am ($E_\alpha = 5,49 \text{ MeV}$) dans la structure de l'électrode du côté avant, d_1 , pour une tension appliquée de 80 volts est de 6 keV et 52 keV (voir Table 4-IV) pour un temps de mise en forme de 1,0 μs et 0,25 μs , respectivement. Un comportement similaire est observé pour d_2 . On voit à la Table 4-IV que d_1 décroît lorsque la tension appliquée est augmentée, alors que d_2 ne peut être mesuré pour une tension inférieure à V_d . Les diminutions de d_1 et d_2 avec l'augmentation du temps de mise en forme, est donc en accord avec l'idée d'une zone dormante de chaque côté d'un détecteur MESA, qui deviendrait active avec un temps d'intégration plus long. La diminution de d_1 avec l'augmentation de la tension appliquée, et par conséquent augmentation du champ électrique et diminution du temps de collection, appuient aussi l'hypothèse d'une zone dormante. La différence de perte d'énergie pour des particules α incidentes du côté avant ou arrière (d_3), demeure plutôt constante en fonction du

temps de mise en forme.

Afin de tenir compte dans le modèle de transport de charge des zones dormantes mentionnées précédemment, l'épaisseur effective d'un détecteur MESA est définie comme:

$$w' = w - 2 \cdot X_{dormant} \quad (4.1)$$

La distribution initiale des porteurs de charge est la même que pour un détecteur PS, bien que seulement la région active $X_{dormant} < x < w - X_{dormant}$ (i.e. $0' < x < w'$) génèrera un signal (voir Fig. 4-8).

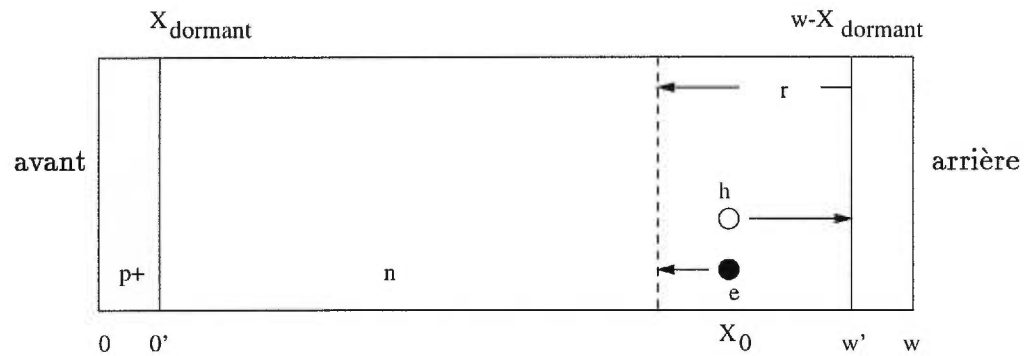


Figure 4-8. Représentation schématique d'un détecteur MESA.

La simple modification de l'épaisseur active du détecteur dans le modèle est insuffisante (ligne 1 à la Fig. 4-9) puisque les impulsions en courant sont plus étendues en temps. On considère qu'une fraction f des paires électron-trou créées dans la zone dormante devient active après un certain temps (T_{retard}), ce qui donne une composante supplémentaire (ligne 2 à la Fig. 4-9). On obtient donc une très bonne description de l'impulsion en courant en additionnant ces deux composantes (ligne 3 à la Fig. 4-9). Pour des particules α incidentes du côté avant du détecteur, des électrons seront réintroduits près de l'avant (Fig. 4-10a):

$$n(x, T_{retard}) = n(x, T_{retard}) + f, \quad (4.2)$$

pour des particules α incidentes du côté arrière du détecteur, des trous seront réintroduits près de l'arrière (voir Fig. 4-10b):

$$p(x, T_{retard}) = p(x, T_{retard}) + f, \quad (4.3)$$

ou une combinaison des deux cas pour des particules β (voir Fig. 4-10c-d).

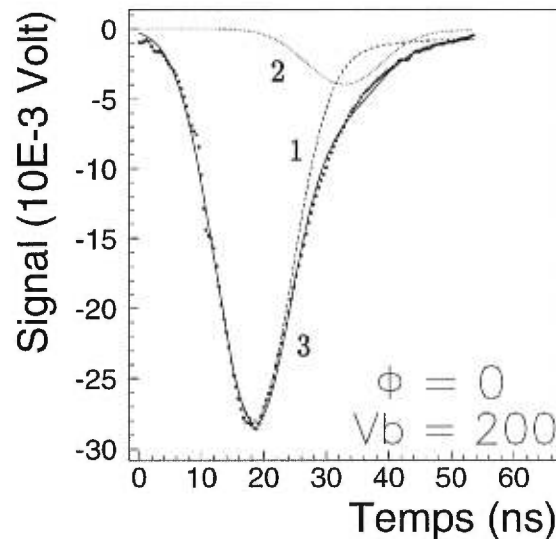


Figure 4-9. Réponse d'un détecteur MESA. Les lignes 1 et 3 correspondent respectivement au signal avant et après l'addition de la seconde composante (ligne 2).

On retrouve à la Table 4-V les caractéristiques avant irradiation des détecteurs de type MP et MS utilisés pour cette partie de l'étude.

La Table 4-VI montre les mobilités des détecteurs MESA non irradiés obtenues à l'aide du modèle de transport de charge. Les valeurs moyennes des mobilités calculés à partir de la Table 4-VI sont de $\mu_e = 1362 \pm 22 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_h = 465 \pm 12 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. En comparant ces valeurs avec les valeurs moyennes obtenues au chapitre 3 pour des détecteurs PS, soient: $\mu_e = 1301 \pm 22 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_h = 479 \pm 9 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, on ne trouve pas de différence marquée.

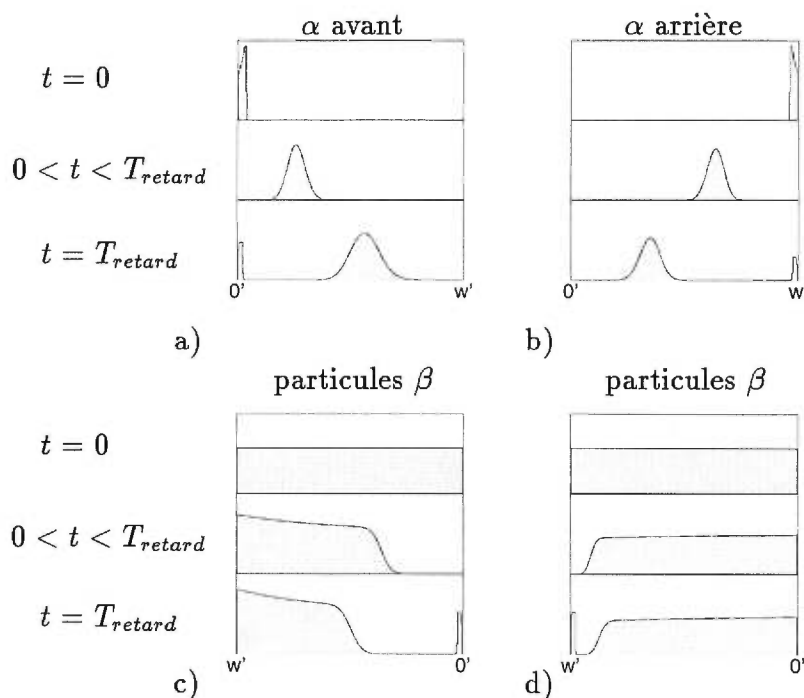


Figure 4-10. Positions des porteurs de charge en fonction du temps dans un détecteur MESA.

Le courant de fuite en fonction de la tension appliquée a été mesuré pour un détecteur MS et pour un détecteur MP (voir Fig. 4-11a). On remarque l'amélioration considérable qu'apporte la technologie des détecteurs MESA planaires par rapport aux détecteurs MESA standards pour ce qui est du courant de fuite. Les mesures de capacitance en fonction de la tension appliquée (voir Fig. 4-11b) se présentent comme celles des détecteurs PS (voir Fig. 2-13) lorsqu'on tient compte des différences d'épaisseur et de résistivité.

Des détecteurs de technologie MESA standard ont été irradiés jusqu'à une fluence de $2,87 \cdot 10^{14}$ p/cm² (présentement il n'existe aucune donnée pour des détecteurs MP irradiés) afin de déterminer s'ils peuvent être utiles en environnement de rayonnement élevé. La Fig. 4-12 montre la charge moyenne collectée pour des détecteur MS irradiés jusqu'à une fluence de $1,76 \cdot 10^{14}$ p/cm². On observe qu'à la fluence maximale l'efficacité de la collection de charge a chuté d'environ 13 %. Ce qui est en accord avec les résultats obtenus pour des détecteurs de type PS.

Dét.	Type	Particule incidente	Épaisseur (μm)	$N_{eff}(\Phi = 0)$ (10^{11} cm^{-3})	Résistivité ($\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$)	Φ_{max} (10^{14} p/cm^2)
GR22	MP	α, β	288	-19	2	-
P43	MS	α, β	306	-18	2	2,87
P44	MS	α, β	306	-18	2	2,87
P135	MS	α, β	308	-17	2	2,87
P300	MS	α, β	303	-6	6	2,87

Tableau 4-V. Caractéristiques initiales ($\Phi = 0$) des détecteurs MESA utilisés dans cette thèse. Le type de particule incidente pour chaque détecteur est indiqué tout comme la fluence maximale en protons atteinte (Φ_{max}).

Détecteur	μ_h (cm^2/Vs)	μ_e (cm^2/Vs)
GR22	471 ± 12	1386 ± 26
P43	459 ± 13	1403 ± 26
P44	455 ± 15	1422 ± 24
P135	472 ± 9	1310 ± 23
P300	469 ± 12	1298 ± 18

Tableau 4-VI. Valeurs des mobilités (cm^2/Vs) à $\Phi = 0$ extraites du modèle de transport de charge pour des détecteurs MESA (GR22, P43, P44, P135, P300).

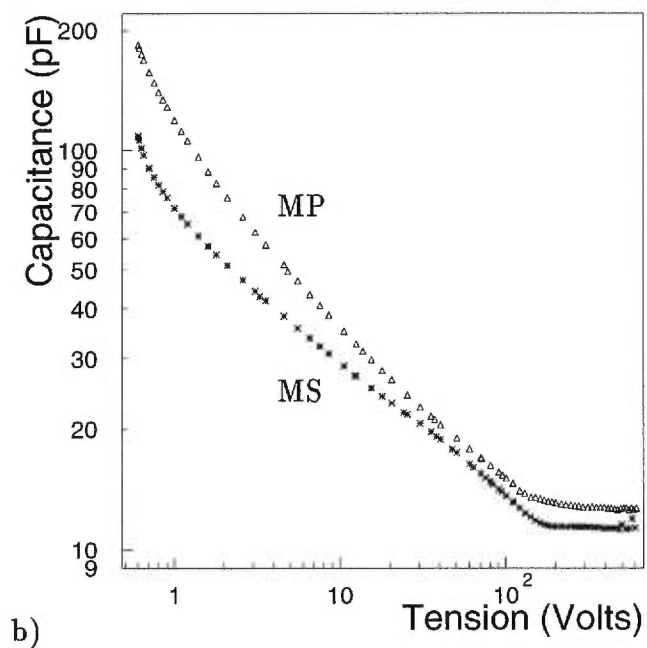
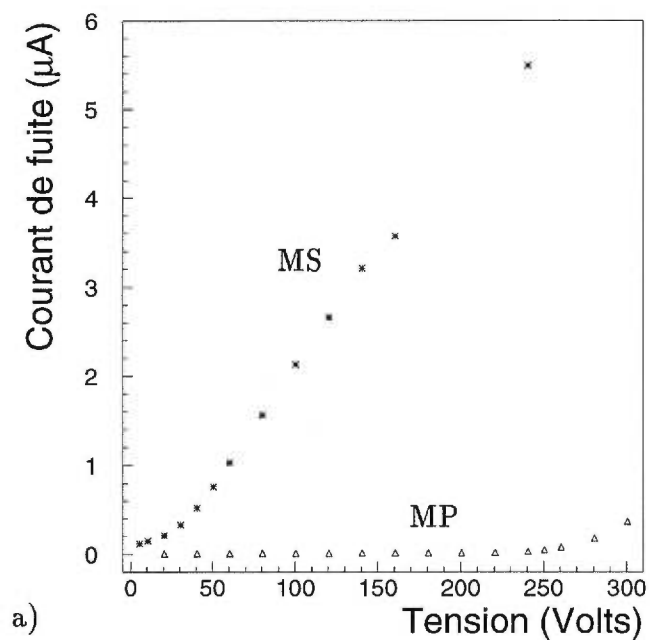


Figure 4-11. Courbes a) du courant de fuite en fonction de la tension appliquée (I-V) et b) de la capacitance en fonction de la tension appliquée (C-V) pour un détecteur MS (*) et pour un détecteur MP (Δ).

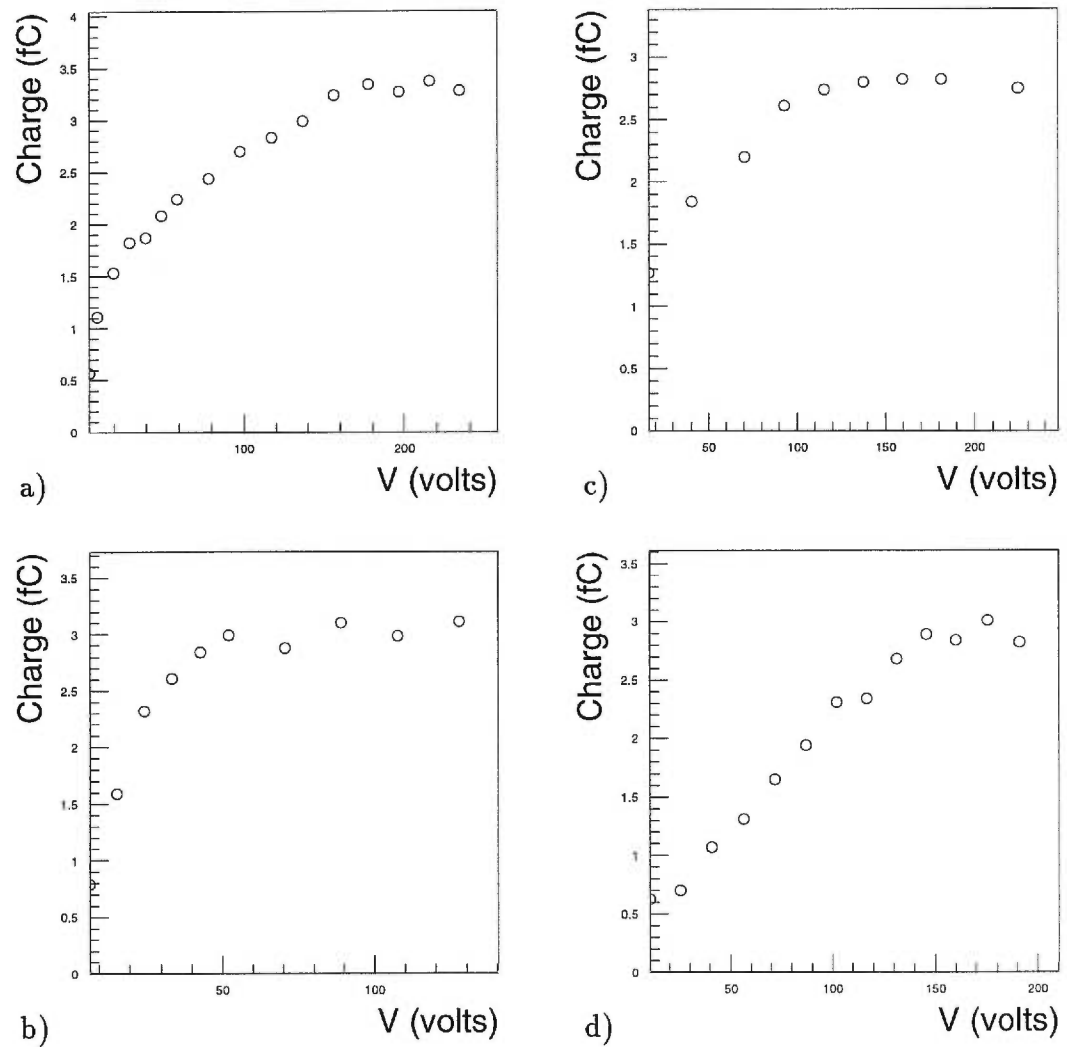


Figure 4-12. Charge collectée en fonction de la tension appliquée pour des détecteurs MS irradiés à des fluences jusqu'à $\Phi = 1,76 \cdot 10^{14}$ p/cm². La valeur des fluences est de: a) 0, b) 10^{12} p/cm², c) $4 \cdot 10^{13}$ p/cm² et d) $1,76 \cdot 10^{14}$ p/cm² [63].

La Fig. 4-13 montre les ajustements du modèle de transport de charge (tenant compte de la seconde composante retardée provenant de la zone dormante) aux données obtenues avec des détecteurs MS et MP. Les valeurs des paramètres utilisés dans les Éq. 2.36 et 3.16 pour décrire respectivement l'évolution des concentrations effectives de dopants et des mobilités en fonction de la fluence sont présentées à la Table 4-VII. On peut voir à la Fig. 4-14 que les valeurs des mobilités en fonction de la fluence pour les détecteurs MESA sont en accord avec celles des détecteurs PS avec ou sans oxygène. Donc la technologie MESA n'affecte pas l'évolution des mobilités.

Dét.	Type	N_d	N_a	b	c	$\mu_{sat,e}$	a_e	b_e	$\mu_{sat,h}$	a_h	b_h
P43	MS	19,0	1	1,0	1,6	1078	325	0,62	432	27	0,13
P44	MS	17,0	0	1,0	2,4	1057	361	1,1	440	14	0,38
P135	MS	23,0	7	0,7	1,3	1055	246	1,1	450	19	0,84
P300	MS	6,0	0	1,3	2,7	1019	261	0,84	442	22	0,85

Tableau 4-VII. Paramètres caractérisant l'évolution des concentrations efficaces de dopants (Éq. 2.36) et des mobilités (Éq. 3.16) en fonction de la fluence pour des détecteurs MESA standard. Ici N_d et N_a sont en unité de ($10^{11}/\text{cm}^3$), b en ($10^{-2}/\text{cm}$), c et $b_{e/h}$ en (10^{-13}cm^2), $\mu_{sat,e/h}$ et $a_{e/h}$ en (cm^2/Vs).

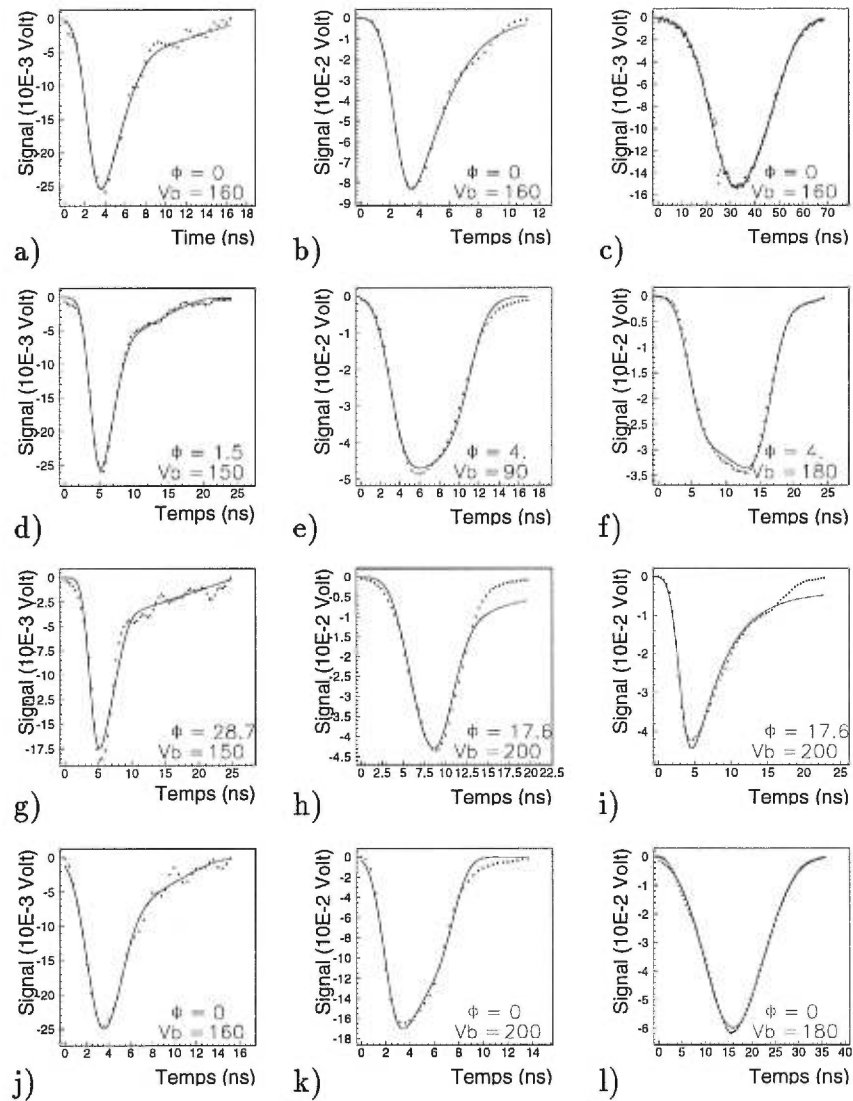


Figure 4-13. Ajustement (ligne continue) de la solution du modèle de transport de charge pour des détecteurs de type MS (P43 et P44 pour les trois premières rangées) et de type MP (GR22 pour la dernière rangée) en utilisant des particules β (colonne de gauche), des particules α du côté avant (colonne centrale) et du côté arrière (colonne de droite) pour des irradiations successives allant jusqu'à $\Phi = 10^{14}$ n/cm² (Φ en 10^{13} n/cm², V_b la tension appliquée en volts).

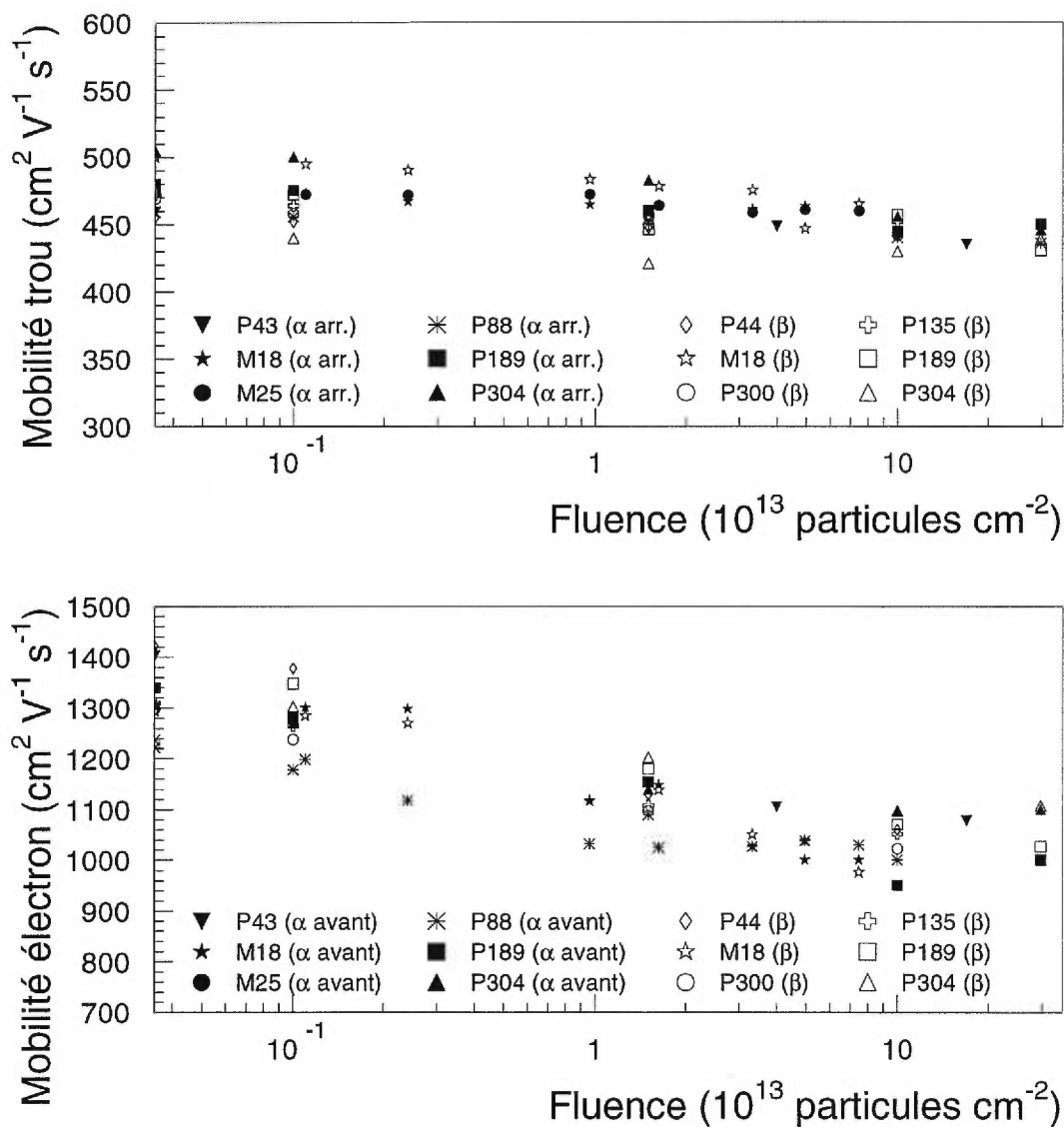


Figure 4-14. Comparaison des mobilités (cm^2/Vs) en fonction de la fluence (10^{13} particules/ cm^2) obtenues pour des détecteurs PS (M18, M25, P88, P189, P304) et MS (P43, P44, P135 et P300). Les valeurs des mobilités proviennent de particules β (β), de particules α incidentes du côté avant (α avant) ou arrière (α arr.).

L'évolution de la concentration effective de dopants (selon l'Éq. 2.36) extraite du modèle de transport de charge se retrouve à la Table 4-VII. Un ajustement (ligne) de l'Éq. 2.36 est illustré à la Fig. 4-15 pour des détecteurs MS (P44 et P135) irradiés en protons. La fluence nécessaire pour passer d'un détecteur de type n vers un type p est $\Phi_{inv} \approx 5 \cdot 10^{13}$ p/cm². En comparant le paramètre b (de l'Éq. 2.36) pour des détecteurs PS et MS (Table 3-III et 4-VII), on remarque que le création d'accepteurs se fait à un rythme environ 50 % plus lent en fonction de la fluence. L'origine de cette amélioration pour des protons de 24 GeV/c provient du fait que la diffusion du bore et du phosphore à 1200° C dans les détecteurs MS s'effectue dans l'air [60]. Par conséquent, des quantités importantes d'oxygène sont présentes dans ces détecteurs MS.

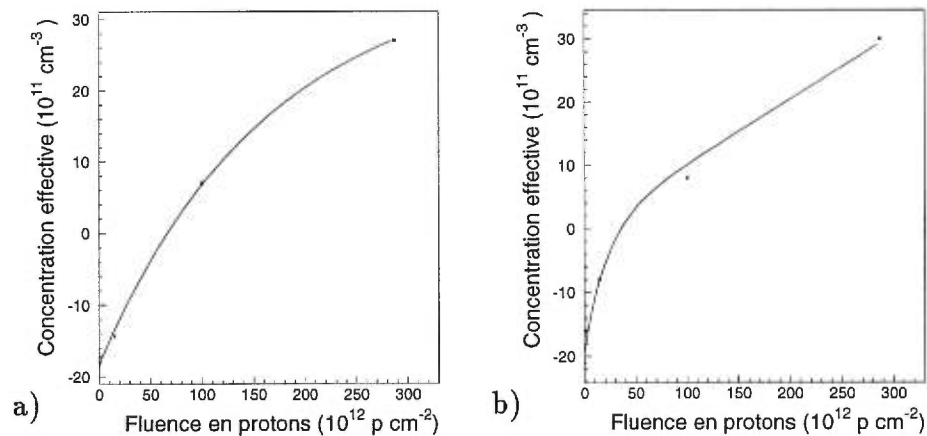


Figure 4-15. Ajustement (ligne continue) selon l'Éq. 2.36 de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence en proton (Φ) de 24 GeV/c du **CERN-PS**, pour les détecteurs MS a) P44) et b) P135.

Chapitre 5

Prédiction du comportement d'un détecteur PS au LHC

Les prédictions ont été faites pour un type de diode non oxygénée (PS) qui devrait être utilisée au LHC, soit d'une épaisseur $w = 300 \mu\text{m}$, d'une résistivité initiale $\rho_0 = 5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. A titre comparatif, les prédictions ont aussi été faites pour une diode oxygénée (PS-oxy) irradiée en protons de $24 \text{ GeV}/c$. Le choix d'une résistivité élevée permet d'avoir une tension de désertion totale relativement basse (voir Éq. 2.16). En revanche pour le choix de l'épaisseur, il faut faire un compromis entre d'un côté minimiser cette épaisseur afin de réduire la tension de désertion totale (voir Éq. 2.15) et le courant de fuite de volume (voir Éq. 2.30), et d'un autre côté maximiser le rapport signal/bruit. Afin de faire les prédictions on prend comme valeur initiale de mobilité: $\mu_{e0} = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_{h0} = 480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. D'après l'Éq. 2.16 on trouve $N_{eff}(\Phi = 0) = -9,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, et en introduisant cette valeur dans l'Éq. 2.15 on trouve $V_d(\Phi = 0) = 64 \text{ volts}$. À partir des résultats obtenus au chapitre 3 (Éq. 3.16 et Table 3-III), on pose que les mobilités (μ) en fonction de la fluence (Φ) sont données par:

$$\mu_e(\Phi) = 1050 + 272 \times \exp(-5,17 \cdot 10^{-14} \times \Phi) \quad (5.1)$$

et

$$\mu_h(\phi) = 450 + 33,5 \times \exp(-2,09 \cdot 10^{-14} \times \Phi) \quad (5.2)$$

Pour ce qui est de la concentration effective de dopants (N_{eff}) en fonction de la fluence (Φ) pour les détecteurs PS, on utilise les résultats obtenus lors de mesures faites au réacteur de recherche Triga (Ljubljana, Slovenia) avec des neutrons (énergie de 1-10 MeV). Il faut noter que l'utilisation de données en protons de 24 GeV/c du CERN-PS donnerait les mêmes résultats:

$$N_{eff}(\Phi)_{PS} = -9,3 \cdot 10^{11} \exp(-5 \cdot 10^{-13} \Phi) + 2,6 \cdot 10^{-2} \Phi \quad (5.3)$$

Pour les détecteurs PS-oxy, on utilise les résultats obtenus au CERN-PS pour des protons de 24 GeV/c:

$$N_{eff}(\Phi)_{PS-oxy} = -9,3 \cdot 10^{11} \exp(-5 \cdot 10^{-13} \Phi) + 1,5 \cdot 10^{-2} \Phi \quad (5.4)$$

Les Éq. 5.3 et 5.4 jumelées à l'Éq. 2.15 permettent d'obtenir les valeurs de tension de désertion totale en fonction des fluences qui nous intéressent. Ces valeurs sont reproduites à la Table 5-I.

Fluence (10^{14} particules/cm 2)	PS-oxy		PS	
	N_{eff} (10^{11} /cm 3)	V_d (volts)	N_{eff} (10^{11} /cm 3)	V_d (volts)
-	-9,3	64	-9,3	64
0,5	7,5	51	13	89
1,0	15	102	26	178
2,0	30	205	52	355

Tableau 5-I. Valeurs des concentrations effectives de dopants (10^{11} /cm 3) et des tensions de désertion totales calculées en fonction de la fluence en particules (10^{14} particules/cm 2) telles qu'utilisées pour les prédictions des impulsions en courant. On utilise des neutrons d'environ 1-10 MeV pour les détecteurs PS et des protons de 24 GeV/c pour les détecteurs PS-oxy.

5.0.1 Prédiction des impulsions en courant

Puisqu'il est envisagé d'opérer les détecteurs à une température de -5 à -10 °C (afin de diminuer le courant de fuite et autres effets des dommages par irradiation), on commencera par regarder l'effet de la température sur les signaux. On peut voir l'effet de la température pour un détecteur non irradié à la Fig. 5-1a ainsi que pour un détecteur irradié aux Figs. 5-1b-c. On note qu'à la température la plus basse (275 K), l'impulsion est plus courte puisque la mobilité est plus élevée (voir Éq. 3.12).

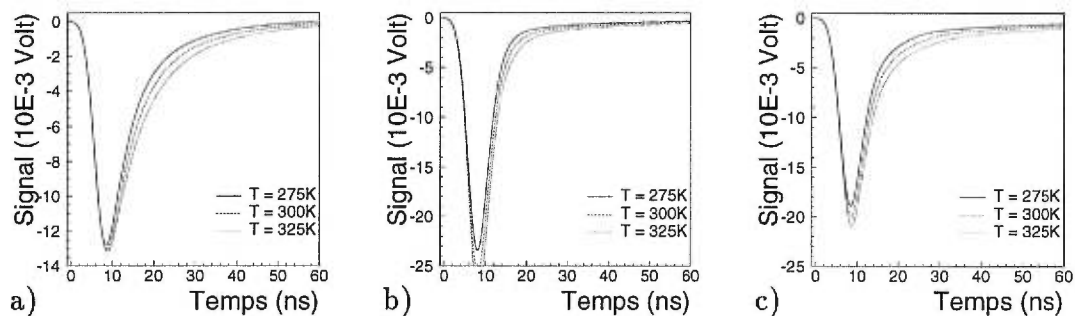


Figure 5-1. Effet de la température sur les impulsions en courant induites par des particules β incidentes sur un détecteur de $300 \mu\text{m}$ ayant une résistivité initiale de $5 \text{ k}\Omega\text{-cm}$. Les fluences considérées sont: a) $\Phi = 0$ ($V_d = 64$ volts), b) $2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ de 1-10 MeV pour un détecteur PS selon les données Triga ($V_d = 355$ volts), et c) $2 \cdot 10^{14} \text{ p/cm}^2$ de 24 GeV/c pour un détecteur PS-oxy selon les données du **CERN-PS** ($V_d = 205$ volts).

Les Figs. 5-2 et 5-3 montrent l'évolution des impulsions pour un détecteur PS (données Triga) et un détecteur PS-oxy (données du **CERN-PS**). En observant une rangée de gauche à droite, on remarque que le temps nécessaire pour collecter les charges diminue puisque le champ électrique augmente en fonction de la tension appliquée (voir Éq. 2.17). En revanche, il est difficile de tirer des conclusions sur l'effet de la fluence en regardant une colonne de haut en bas, il faudra attendre les Figs. 5-4 et 5-5 pour cela.

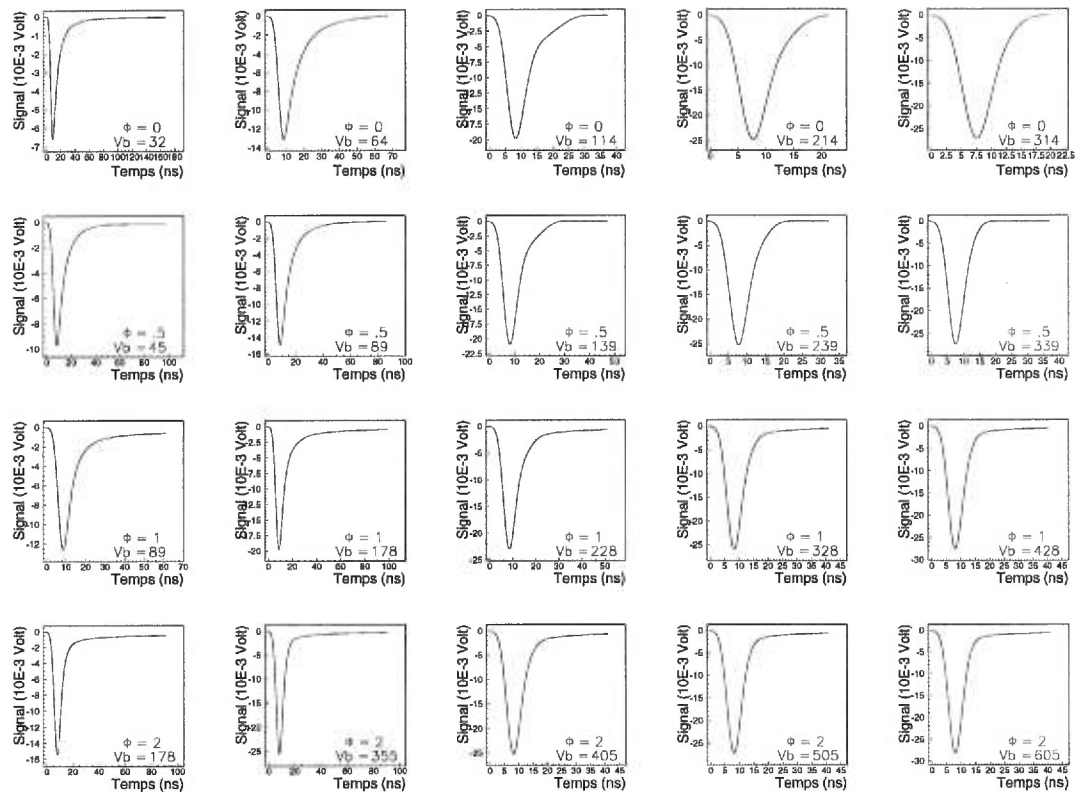


Figure 5-2. Impulsion en courant induite par des particules β incidentes sur un détecteur PS d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ ayant une résistivité initiale de $5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ selon les données Triga (neutrons de 1-10 MeV), montrée individuellement, en fonction de la fluence en neutron (verticalement) et de la tension appliquée (horizontalement). La fluence Φ est en unités de 10^{14} n/cm^2 et V_b est la tension appliquée en volts.

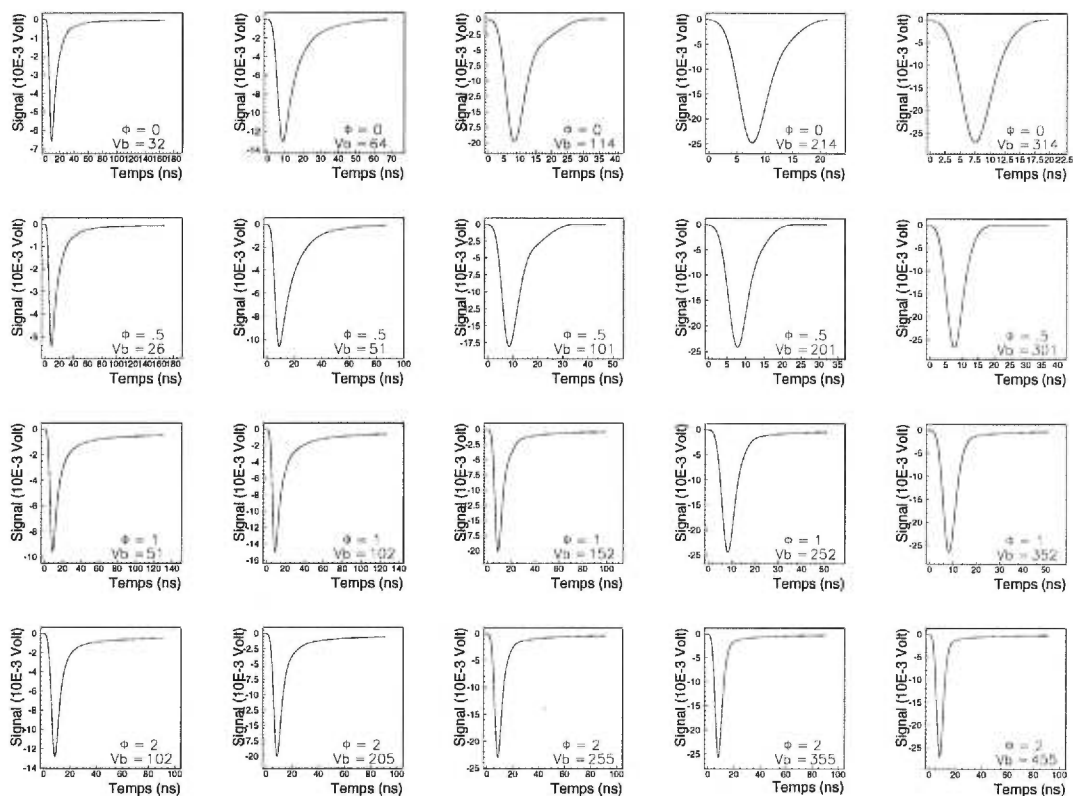


Figure 5-3. Impulsion en courant induite par des particules β incidentes sur un détecteur PS-oxy d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ ayant une résistivité initiale de $5 \text{ k}\Omega\text{-cm}$ selon les données du CERN-PS (protons à $24 \text{ GeV}/c$), montrée individuellement, en fonction de la fluence en protons (verticalement) et de la tension appliquée (horizontalement). La fluence Φ est en unités de $10^{14} \text{ p}/\text{cm}^2$ et V_b est la tension appliquée en volts.

Comme on peut le voir à la Table 5-I, la tension nécessaire pour totalement désertter un détecteur (V_d) varie énormément en fonction de la fluence. Ceci a pour conséquence une grande variation du champ électrique dans le détecteur pour des tensions près de V_d et donc des variations importantes sur l'allure des signaux (voir Figs. 5-4a-c (PS) et 5-5a-c (PS-oxy)). En revanche, on peut voir aux Figs. 5-4d-e (PS) et 5-5d-e (PS-oxy) que pour des tensions de 150 et 250 volts au delà de V_d , l'étalement en amplitude et en temps des signaux n'est pas aussi accentué par rapport à celui observé pour des tensions près de V_d . Ceci s'explique par le fait que la modification du champ électrique est minimale en passant de $V_d(\Phi = 0) + 250$ volts à $V_d(\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ particules/cm}^2) + 250$ volts.

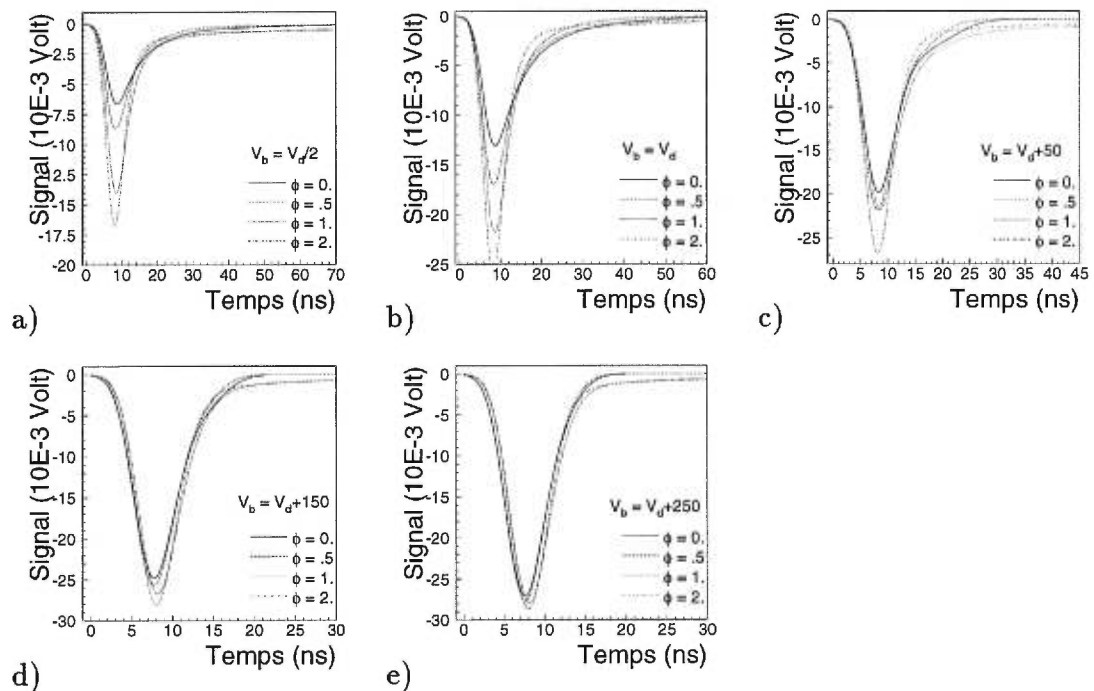


Figure 5-4. Effet de la fluence en neutron (1-10 MeV) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS, pour une tension donnée (par rapport à la tension de désertion totale) selon les données Triga. Les tensions appliquées sont de: a) $V_d/2$, b) V_d , c) $V_d + 50$ volts, d) $V_d + 150$ volts et e) $V_d + 250$ volts (Φ en 10^{14} n/cm² et V_b en volts).

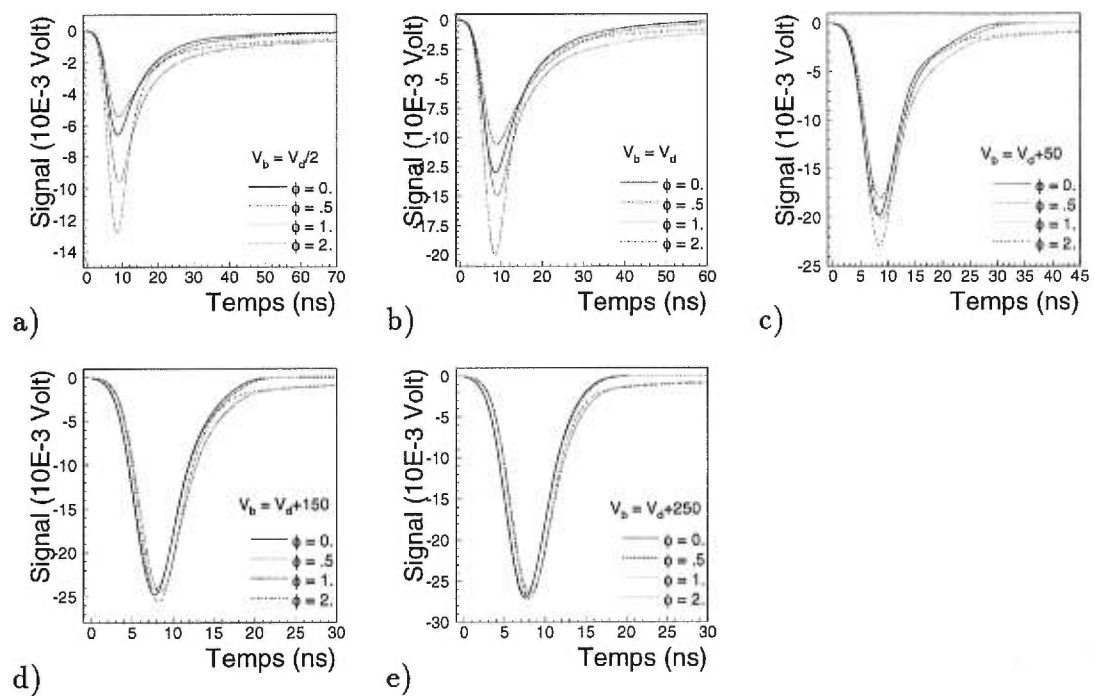


Figure 5-5. Effet de la fluence en proton (24 GeV/c) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS-oxy, pour une tension donnée (par rapport à la tension de désertion totale) selon les données du **CERN-PS**. Les tensions appliquées sont de: a) $V_d/2$, b) V_d , c) $V_d + 50$ volts, d) $V_d + 150$ volts et e) $V_d + 250$ volts (Φ en 10^{14} p/cm² et V_b en volts).

Tel que mentionné précédemment, on peut voir aux Figs. 5-6 (PS) et 5-7 (PS-oxy) que peu importe la fluence, l'augmentation de la tension appliquée aux bornes du détecteur (et par conséquent le champ électrique interne) peut réduire considérablement la durée du signal.

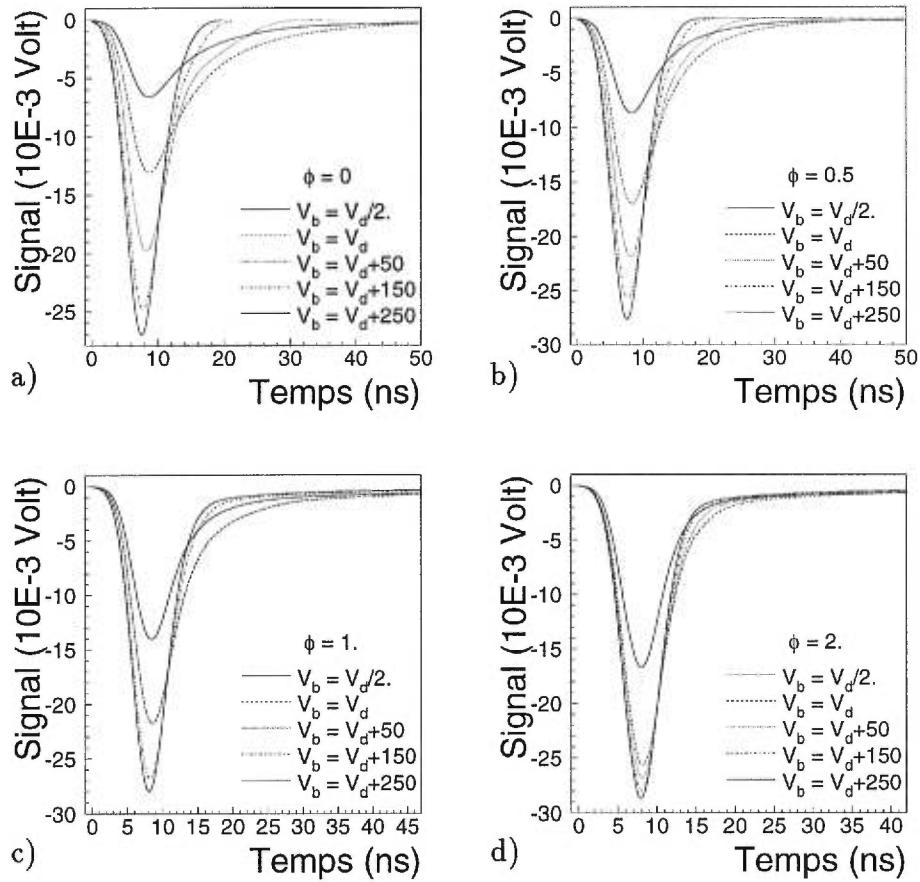


Figure 5-6. Effet de la tension appliquée (par rapport à la tension de désertion totale) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS en fonction de la fluence en neutron (1-10 MeV) selon les données Triga. Les fluences en neutron sont de: a) 0, b) $5 \cdot 10^{13}$ n/cm², c) 10^{14} n/cm² et d) $2 \cdot 10^{14}$ n/cm², (Φ en 10^{14} n/cm² et V_b en volts).

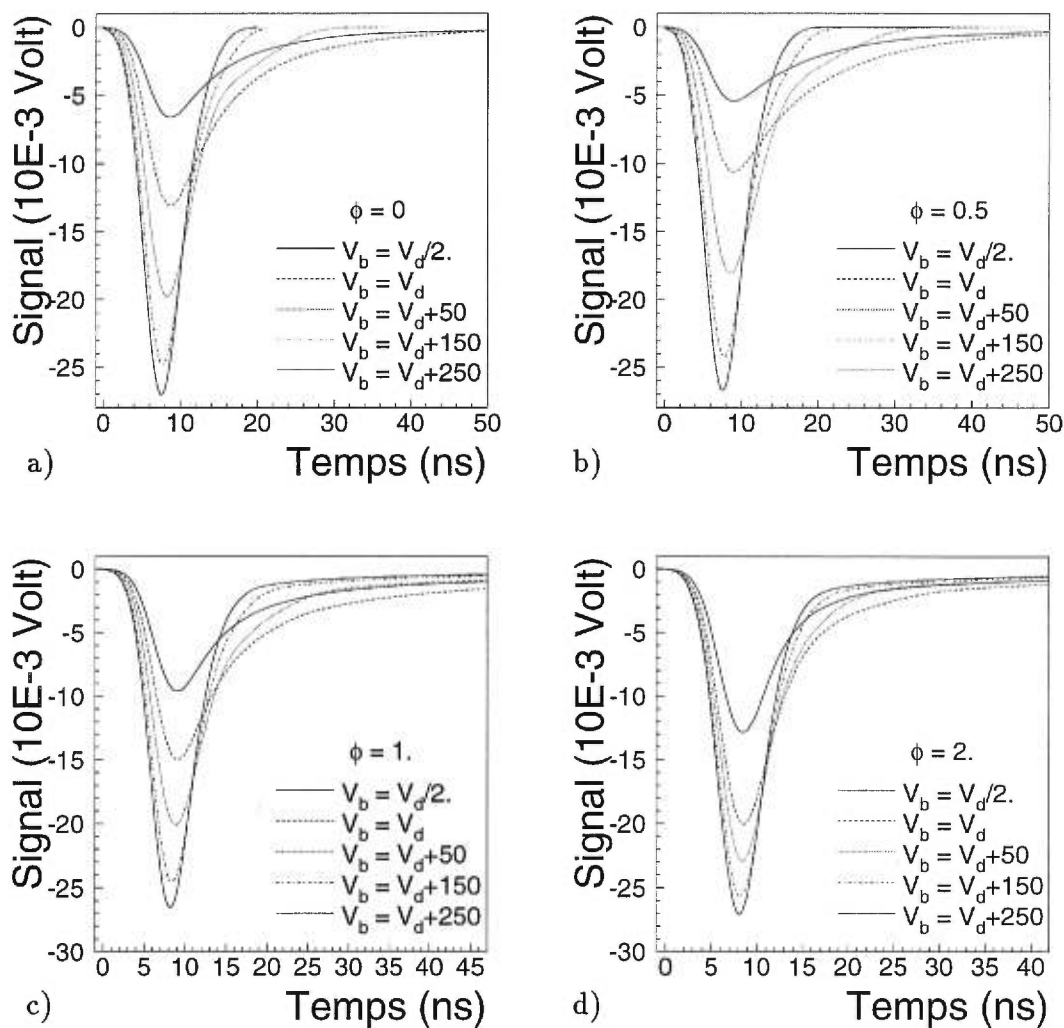


Figure 5-7. Effet de la tension appliquée ($V_d/2$, V_d , $V_d + 50$ volts, $V_d + 150$ volts, $V_d + 250$ volts) sur les impulsions en courant d'un détecteur PS-oxy en fonction de la fluence en proton (24 GeV/c) selon les données du CERN-PS. Les fluences en proton sont de: a) 0, b) $5 \cdot 10^{13}$ p/cm², c) 10^{14} p/cm² et d) $2 \cdot 10^{14}$ p/cm², (Φ en 10^{14} p/cm² et V_b en volts).

La Fig. 5-8 montre l'efficacité de la collection de charge (CCE) en fonction de la tension appliquée ($V_b = V_d/2, V_d$ et $V_d + 250$ pour chaque rangée) et de la fluence (colonne de haut en bas). Les contributions individuelles des électrons (cercles pleins) et des trous (cercles vides) ainsi que l'efficacité de collection de charge totale (ligne continue) y sont présentées. Comme on peut s'y attendre, pour un détecteur non irradié qui n'est pas totalement déserté (première colonne de la Fig. 5-8), la collection de charge n'atteint pas 55 % même après un temps de collection de 100 ns. Pour le détecteur non irradié (première rangée), le fait d'augmenter la tension implique un temps de collection plus court pour collecter 100 % de la charge (50 ns à V_d contre 8 ns à $V_d + 250$ volts). Pour les détecteurs irradiés (PS et PS-oxy) on n'arrive pas à collecter toute la charge rapidement (c.-à-d. en moins de 100 ns). En revanche l'augmentation de la tension peut accroître significativement l'efficacité de la collection de charge, passant d'environ 60 % à $V_d/2$, à environ 80 % à V_d et 90 % à $V_d + 250$ volts. On peut donc s'attendre à retrouver une collection de 100 % pour une tension appliquée suffisante.

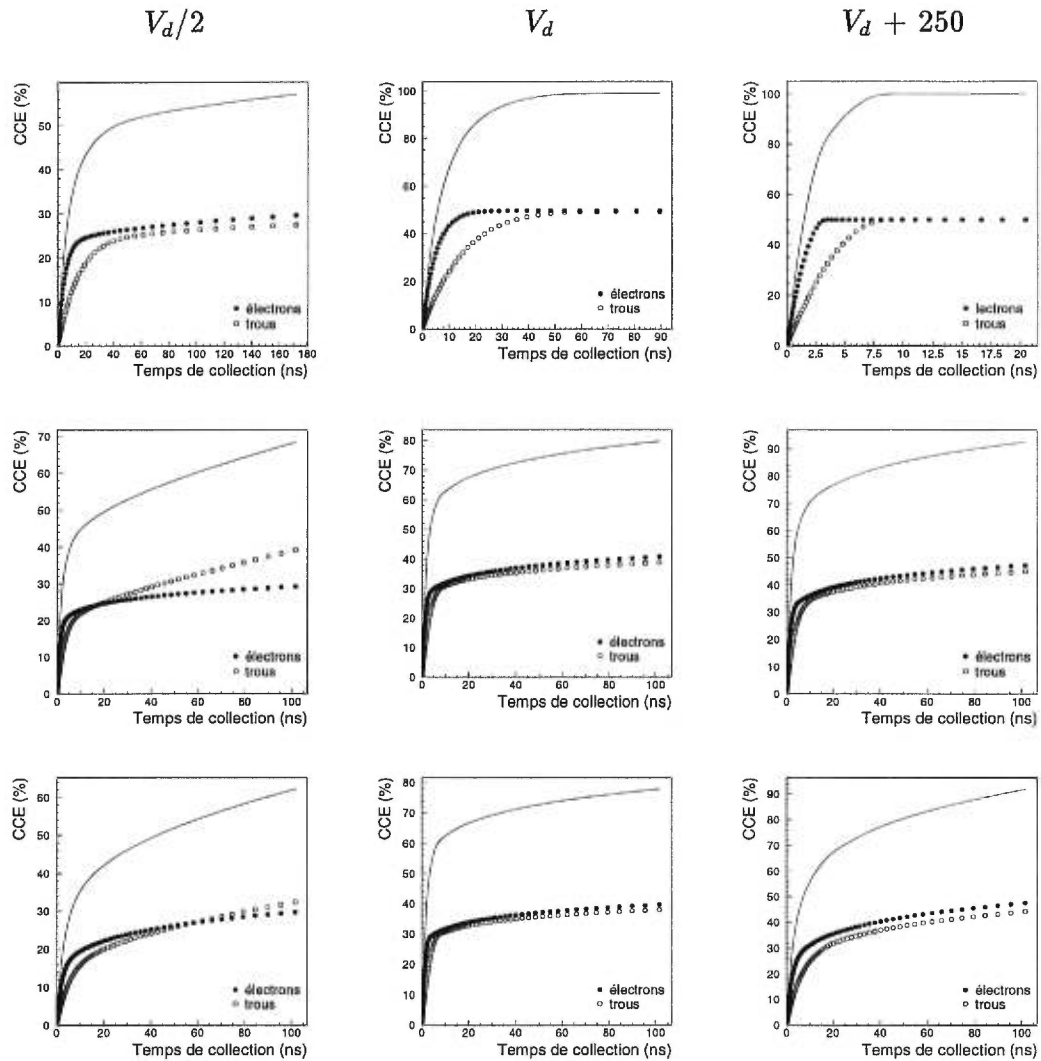


Figure 5-8. Efficacité de la collection de charge (CCE) en fonction du temps, pour différentes tensions appliquées ($V_b = V_d/2$, V_d et $V_d + 250$ pour chaque rangée) lorsque des particules β sont incidentes sur un détecteur de $300 \mu\text{m}$ ayant une résistivité initiale de $5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. Les fluences sont de $\Phi = 0$ (première rangée) et $2 \cdot 10^{14}$ particules/cm² (la deuxième rangée étant pour un détecteur PS selon les données Triga en neutron (énergie de 1-10 MeV) et la troisième rangée pour un détecteur PS-oxy selon les données en proton (24 GeV/c) du CERN-PS). L'efficacité de la collection de charge est représentée par un cercle plein pour les électrons, un cercle vide pour les trous et une ligne continue pour la somme des deux.

Conclusion

Nous avons vu que le modèle de transport de charge développé dans cette thèse permet de bien reproduire les signaux expérimentaux produits par des particules α ou β incidentes sur des détecteurs au silicium de divers types. Le modèle permet de déterminer l'évolution des caractéristiques électriques des détecteurs au silicium en fonction de la fluence d'irradiation (Φ). En particulier, l'évolution des mobilités (μ) et des concentrations effectives de dopants (N_{eff}) est extraite du modèle à partir de données expérimentales en fonction de la fluence d'irradiation en neutrons ou protons. L'influence de la température est incluse dans le modèle. Le modèle appliqué à une simple jonction pn reproduit très bien les données expérimentales avant et jusqu'à l'inversion de type n vers type p. En revanche, il a été nécessaire d'inclure une double jonction (dont la présence est confirmée notamment par la méthode spectroscopique) après l'inversion du type n vers le type p. Le modèle de transport de charge donnant des résultats en accord pour des particules α et β , on en conclut que l'effet plasma est peu important.

Le modèle a été appliqué à des détecteurs hautement oxygénés ($5 \cdot 10^{16}$ oxygènes/cm³) irradiés par des neutrons de 1-10 MeV. Ceci a permis de confirmer que l'ajout de grandes concentration d'oxygène ne modifiait pas les caractéristiques électriques attendues pour les détecteurs avant et après irradiation. Comme nous ne disposons pas de suffisamment de données pour des détecteurs hautement oxygénés irradiés en protons, il ne nous a pas été possible de confirmer avec certitude l'amélioration du comportement de la concentration effective en fonction de la fluence, qui est obtenue en utilisant des protons de 24 GeV/c. Cependant, il a été possible d'observer cette amélioration indirectement dans les détecteurs

de type MESA, puisque la diffusion du bore et du phosphore à 1200°C se fait dans l'air et résulte en la diffusion d'oxygène dans le détecteur.

Le modèle de transport de charge a pu être appliqué avec succès aux détecteurs de type MESA (MS et MP) en ajoutant des zones dormantes de $14\ \mu\text{m}$ (MS) et $5\ \mu\text{m}$ (MP) de chaque côté des détecteurs. L'existence de ces zones dormantes a été confirmée par la méthode spectroscopique et par l'analyse de spectres de Landau en énergie.

On peut donc utiliser l'information obtenue sur l'évolution des caractéristiques électriques des détecteurs afin de prédire la forme des signaux des détecteurs au silicium qu'on envisage d'utiliser dans les expériences du **LHC**, en fonction de la tension de désertion appliquée et de la fluence. On a vu précédemment que des détecteurs au silicium seront utilisés comme éléments actifs pour la trajectométrie et la calorimétrie (*pre-shower*) dans les futures expériences au **LHC**. Afin de préparer ces détecteurs pour leur utilisation dans les expériences du **LHC**, il est important de simuler la chaîne électronique de lecture. Une des données principales permettant de réaliser cette simulation est d'obtenir la forme des impulsions en courant de ces détecteurs (en fonction du temps de collection) pour des particules relativistes. Les conditions d'irradiations qui existeront au **LHC** auront pour conséquence d'affecter les propriétés de transport de charge des détecteurs. On a donc prédit la modification de la forme des signaux pour des détecteurs au silicium typiques qui y seront utilisés.

Perspectives futures

Des études sont sur le point d'être réalisées au laboratoire René-J.A. Lévesque de l'Université de Montréal avec des détecteurs fortement dopés en oxygène ($4 \cdot 10^{17}$ atomes d'oxygène/cm³) exposés à des fluences en protons de 10 MeV. Ces données permettront de vérifier si la réduction du rythme d'*anti-annealing* de la concentration effective de dopants observés avec des protons de 24 GeV/c est encore observée pour des protons de 10 MeV. Le modèle de transport de charge sera appliqué aux données prises lors de ces irradiations. Afin de mieux reproduire les conditions d'utilisation des détecteurs dans les expériences du LHC, l'effet de garder les détecteurs sous tension lors des irradiations sera aussi étudié pour des détecteurs PS, PS-oxy et MESA. D'autre part, des zones d'irradiation en protons et neutrons sont en opération au CERN-PS afin de poursuivre les études d'irradiation des détecteurs au silicium [64].

Dans l'avenir, le modèle de transport de charge pourrait être raffiné comme suit:

- Puisque la résolution des équations aux dérivées partielles du modèle de transport de charge entre chaque minimisation prend un temps de calcul important, il faudrait accélérer cette étape.
- Utiliser le programme avec des données prises à basse température (≈ -7 °C) afin de confirmer son bon fonctionnement sous ces conditions et de vérifier l'effet Lazarus (amélioration de l'efficacité de la collection de charge des détecteurs irradiés lorsqu'ils sont opérés à très basse température).
- Adapter le programme à d'autres type de particules incidentes telles les γ et protons de faible énergie.

Bibliographie

- [1] C.L. Cowan, F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, A.D. McGuire, *Detection of the free neutrino: A Confirmation*, Kropp, W.R. (ed.) et al.: Neutrinos and other matters, p. 57, 1956.
- [2] D. Glaser, *The bubble chamber*, S. Fluegge (ed.), Encyclopedia of Physics, Springer (Berlin), Vol. 45, 1955.
- [3] F.J. Hasert et al., Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, Phys. Let. 46B, p. 138, 1973. Nucl. Phys. B73, p.1, 1974.
- [4] J.G. Morfin, *Recent Neutral Current Results From The Gargamelle Experiment*, Stanford 1975, Symposium On Lepton and Photon Interactions At High Energies, Stanford, 537-549, 1975.
- [5] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Letter of Intent for A General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/92-4, 1992.
- [6] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Technical Proposal for A General-Purpose pp Experiment at the LHC at CERN*, CERN/LHCC/94-43, 1994.
- [7] *CMS - The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38, 1994.
- [8] *ALICE - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*, CERN/LHCC/95-71, 1995.
- [9] *LHC-B - Technical Proposal for A Dedicated LHC Collider Experiment for Precision measurement of CP violation*, CERN/LHCC/95-5, 1995.

- [10] P.W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge field*, Phys. Lett. 12, p. 132, 1964.
- [11] P.W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, Phys. Rev. Lett. 13, p. 508, 1964.
- [12] F. Englert et R. Brout, *Broken symmetries and the masses of gauge mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, p. 321, 1964.
- [13] Y. Gol'fand et E. Likhman, JETP Lett. 13, p. 323, 1971.
- [14] D. Volkov et V. Akulov, *Is the neutrino a Goldstone particle*, Phys. Lett. 46B, p. 109, 1973.
- [15] S. Weinberg, Phys. Rev. D13, p. 974, 1976.
- [16] S. Dimopoulos et L. Susskind, *Mass without scalars*, Nucl. Phys B155, p. 237, 1979.
- [17] D. Denegri, *Standard model physics at the LHC (pp collisions)*, CERN-PPE/90-181, 1990.
- [18] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN /LHCC/96-40, 1996.
- [19] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN /LHCC/96-41, 1996.
- [20] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN /LHCC/96-42, 1996.
- [21] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Inner Detector Technical Design Report*, Vol. 1 et 2, CERN /LHCC/97-16 et 97-17, 1997.
- [22] Collaboration **ATLAS**, *ATLAS - Muon Spectrometer Technical Design Report*, Vol. 1 et 2, CERN /LHCC/97-22, 1997.

- [23] Collaboration ATLAS, *ATLAS - First - level trigger Technical Design Report*, CERN /LHCC/98-14, 1998.
- [24] K.V. Ravi, *Imperfections and impurities in semiconductor silicon*, Wiley-Interscience, J. Wiley & Sons, New York, 1981.
- [25] A.J.R. de Kock, *Crystal growth of bulk crystals: Purification, Doping and Defects*, Handbook on Semiconductor Vol 3: Material Properties and Preparation, Ed. S.P. Koller, North-Holland, Amsterdam, 1980.
- [26] J. Kemmer, *Improvement of detector fabrication by the planar process*, Nucl. Inst. and Meth. A226, pp. 89-93, 1984.
- [27] M. Tanenbaum et D.E. Thomas, *Diffused Emitter and Base Silicon Transistors*, Bell Syst. Techn. Journ. 35, p. 1, 1956.
- [28] B. Sopko, P. Hazdra, Z. Kohout, D. Mrázek, S. Pospíšil, *Production of FZ silicon wafers by Polovodiče/Prague and MESA detector production*, 2nd Workshop on Radiation Hardening of Silicon Detectors, CERN, 4-5 Février 1997, p. 1, rapport interne de la collaboration CERN RD-48, 1997.
- [29] D. Chren, M. Juneau, Z. Kohout, C. Lebel, C. Leroy, V. Linhart, S. Pospíšil, P. Roy, A. Saintonge, B. Sopko, *Study of the characteristics of MESA detectors*, soumis à Nucl. Instr. and Meth. A., 1999
- [30] G. Casse, Z. Doležal, M. Glaser, Z. Kohout, J. Koníček, F. Lemeilleur, C. Leroy, V. Linhart, J.J. Mareš, S. Pospíšil, P. Roy, B. Sopko, M. Šiňor, J. Švejda, V. Vorobel, I. Wilhelm, *Scanning of silicon detectors using alpha particles and low energy protons*, Proceedings of the 6th International Workshop on GaAs Detectors and related Compounds, Prague-Průhonice, Czech Republic, June 22-26, 1998, eds. S. Pospíšil, K.M. Smith, et I. Wilhelm, Nucl. Instr. and Meth. A434, No. 1, 1999.

- [31] C. F. Williamson, J-P Boujot, J. Picard, *Tables of range and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0,05 to 500 MeV*, p. 321, 1992.
- [32] L. Landau, *On the energy loss of fast particles by ionization*, Journal on Physics VIII(4), pp. 201-205, 1944.
- [33] I. Trigger, *Évolution du spectre de dépôts énergétiques dans des détecteurs au silicium irradiés en protons*, Université de Montréal, 1995.
- [34] C. Leroy, S. Bates, B. Dezillie, M. Glaser, F. Lemeilleur, I. Trigger, *Study of charge collection and noise in non-irradiated and irradiated silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A388, p.289, 1997.
- [35] D. Pitzl, N. Cartiglia, B. Hubbard, D. Hutchinson, J. Leslie, K. O'Shaughnessy, W. Rowe, H. F. -W. Sadrozinski, A. Seiden, E. Spencer, H. J. Ziocck, P. Ferguson, K. Holzscheiter et W. F. Sommer , *Type inversion in silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A311 , 98-104, 1992.
- [36] F. Lemeilleur, M. Glaser, E.H.M. Heijne, P. Jarron, E. Occeci, J. Rioux, *Electrical properties and charge collection efficiency for neutron-irradiated p-type and n-type silicon detectors*, Nucl. Phys. B (proc. Suppl) 32, p. 415, 1993.
- [37] E. Fretwurst, H. Feick, M. Glaser, C. Gössling, E.H.M. Heijne, A. Hess, F.Lemeilleur, G. Lindström, K.H. Mählmann, A. Rolf, T. Schulz, C. Soave. *Reverse annealing of the effective impurity concentration and long term operational scenario for silicon detectors in future collider experiments*, Nucl, Instr. and Meth. A342, pp. 119-125, 1994.
- [38] D. Morgan et P. Riedler, *Annealing Study of Irradiated ATLAS Prototype Silicon Microstrip Detectors*, note ATL-INDET-98-199, 1998.

- [39] E. Borchi, M. Bruzzi, C. Leroy, S. Pirollo, S. Sciortino, *Charge collection and noise analysis of heavy irradiated silicon detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sc. Vol 45, N0 2, pp. 141-145, 1998.
- [40] M. Bosetti, C. Furetta, C. Leroy, S. Pensotti, P.G. Rancoita, M. Rattagi, M. Redaelli, M. Rizzatti, A. Seidman, G. Terzi, *Effect on charge collection and structure of n-type silicon detectors irradiated with large fluences of fast neutrons*, Nucl. Instr. and Meth. A 343, pp. 435-440, 1994.
- [41] E. Borchi, M. Bruzzi, C. Leroy, S. Pirollo, S. Sciortino, *Electrical characteristics and charge collection efficiency of silicon detectors irradiated with very high neutron and proton fluences*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 61B, p. 481, 1998.
- [42] A. Taroni et G. Zanarini, *Plasma effects and charge collection time in solid state detectors*, Nucl. Instr. and Meth. 67, p. 277, 1969.
- [43] A. Dargys et J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs, and InP*, Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, Lithuania.
- [44] S.M. Sze, *Semiconductor devices, Physics and Technology*, AT&T Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey, 1965.
- [45] S. R. Shukla and M. N. Sen, *Analytical expressions for the drift velocity of hot charge carriers in silicon*, Solid-St. Electron. 35, 593-597, 1992.
- [46] D. M. Caughey et R. E. Thomas, *Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field*, Proc. IEEE, vol. 55, p. 2192, 1967.
- [47] S. Ramo, *Currents induced by electron motion*, Proc. IRE vol. 27(9), p. 584, 1939.
- [48] H. K. Gummel, *A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations*, IEEE Trans. Electron. Devices ED-11, p. 455, 1964.

- [49] Application Software Group, *MINUIT Function Minimization and Error Analysis Reference Manual*, Version 92.1, i, 1992.
- [50] C. Leroy, P. Roy, G. Casse, M. Glaser, E. Grigoriev, F. Lemeilleur, *Charge Transport in Non-Irradiated and Irradiated Silicon Detectors*, "6th International Workshop on Gallium Arsenide and Related Compounds: GaAs '98", Prague-Průhonice, République Tchèque, 22 - 26 juin 1998, Nucl. Instr. and Meth. A434, No. 1, pp. 90-102. 1999.
- [51] C. Leroy, P. Roy, G. Casse, M. Glaser, E. Grigoriev, F. Lemeilleur, *Study of Charge Transport in Non-Irradiated and Irradiated Silicon Detectors*, "International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices", Florence, Italie, 4 - 6 Mars 1998, Nucl. Instr. and Meth. A426 (1999), pp. 99-108.
- [52] G. Casse, E. Grigoriev, F. Lemeilleur et M. Glaser, *Study of the evolution of the active volume in irradiated detectors*, note CERN-EP/98-61, 1998.
- [53] L.J. Beatie, T.J. Brodbeck, A. Chilingarov, G. Hughes, S.A. McGarry, P.N. Ratoff, T. Sloan, *The electric field in irradiated silicon detector*, note INDET-NO-194, 1998.
- [54] D. Menichelli, M. Bruzzi, Z. Li et V. Eremin, *Modelling of observed double junction effect*, 1998.
- [55] C. Leroy, M. Glaser, E.H.M. Heijne, P. Jarron, F. Lemeilleur, J. Rioux, C. Soave, I. Trigger, *Study of the electrical properties and charge collection of silicon detectors under neutron, proton and gamma irradiation*, Proc. IVth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, World Scientific, eds. A. Menzione and A. Scribano, Singapore, pp. 627-634, 1994.
- [56] Collaboration ROSE, RD48 STATUS REPORT, note CERN/LHCC 97-39, 1997.

- [57] Collaboration ROSE, *2nd RD48 STATUS REPORT*, note CERN/LHCC 98-39, 1998.
- [58] A. Ruzin, G. Casse, M. Glaser, F. Lemeilleur, J. Matheson, S. Watts, A. Zanet, *Radiation effects in silicon detectors processed on carbon and oxygen rich substrates*, note ROSE/TN/99-5, 1999.
- [59] Communication privée de Claude Leroy, 1999.
- [60] G. Casse, M. Glaser, E. Grigoriev, F. Lemeilleur, A. Ruzin, B. Sopko, A. Taffard, *Impact of MESA and planard process on radiation hardness of Si detectors*, note CERN-ECP/97-09, 1998.
- [61] Communication privée de Bruno Sopko, 1999.
- [62] Communication privée de Claude Leroy, 1999.
- [63] Communication privée de Claude Leroy, 1999.
- [64] M. Glaser, L. Durieu, F. Lemeilleur, M. Tavlet, C. Leroy, P. Roy, *New Irradiation Zones at the CERN-PS*, Nucl. Instr. and Meth. A426, pp. 72-77, 1999.
- [65] Z. Li and H.W. Kraner, *Fast neutron radiation damage effects on high resistivity silicon junction detectors*, Journ. of Elec. Mat. vol. 21(7), p. 701, 1992.
- [66] A. De Mari, *An accurate numerical steady-state one-dimensional solution of the p-n junction*, Solid-State Electron. 11, p. 33, 1968.
- [67] G. A. Erskine, *F406 Banded Linear Equations*, KERNLIB, 1984.
- [68] D. L. Scharfetter et H. K. Gummel, *Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator*, IEEE Trans. Electron. Devices ED-16, p. 64, 1969.
- [69] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky et W.T. Vetterling, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, p. 123, 1991.

- [70] Méthode utilisée au laboratoire de semi-conducteur de l'Université Technique de Prague; communication privée de Dominik Chren et Bruno Sopko, 1999.

Appendice A

Montages expérimentaux à l'Université de Montréal

On retrouve dans cette section la description des montages expérimentaux utilisés pour les mesures I-V et C-V effectuées à l'Université de Montréal.

A.1 Montage pour les mesures I-V et C-V

A.1.1 Mesures du courant de fuite

Afin de mesurer la dépendance en voltage du courant de fuite (I-V), un appareil **Keithley model 236 Source Measure Unit** est utilisé. Cet appareil peut agir comme ampèremètre, comme source de courant (± 100 mA) en parallèle avec un voltmètre ou encore comme source de tension (± 110 volts) en série avec un ampèremètre. Ce dernier mode de fonctionnement est celui qui nous intéresse pour obtenir les courbes I-V. L'appareil est lu via le port IEEE-488 par un ordinateur personnel, fonctionnant sous Windows 95, à l'aide du programme Labview 5.0. On verra à la sous-section A.1.3 comment effectuer des mesures de courant de fuite à des tensions supérieures aux limites (± 110 volts) de cet appareil.

A.1.2 Mesures de capacitance

Un Keithley model 590 CV Analyser est utilisé pour effectuer les mesures de capacitance en fonction de la tension appliquée (C-V). Le principe de fonctionnement repose sur l'application d'une tension continue (source interne de ± 20 volts ou source externe jusqu'à 200 volts) aux bornes du détecteur. Une faible tension alternative (15 mV rms à une fréquence de 100 kHz) est ensuite sur-imposée afin de déterminer la capacitance (voir Fig. A-1). Cet appareil est lu de façon similaire au Keithley model 236 Source Measure Unit (voir section précédente). La section suivante montre comment contourner la limite de ± 200 volts du Keithley model 590 CV Analyser.

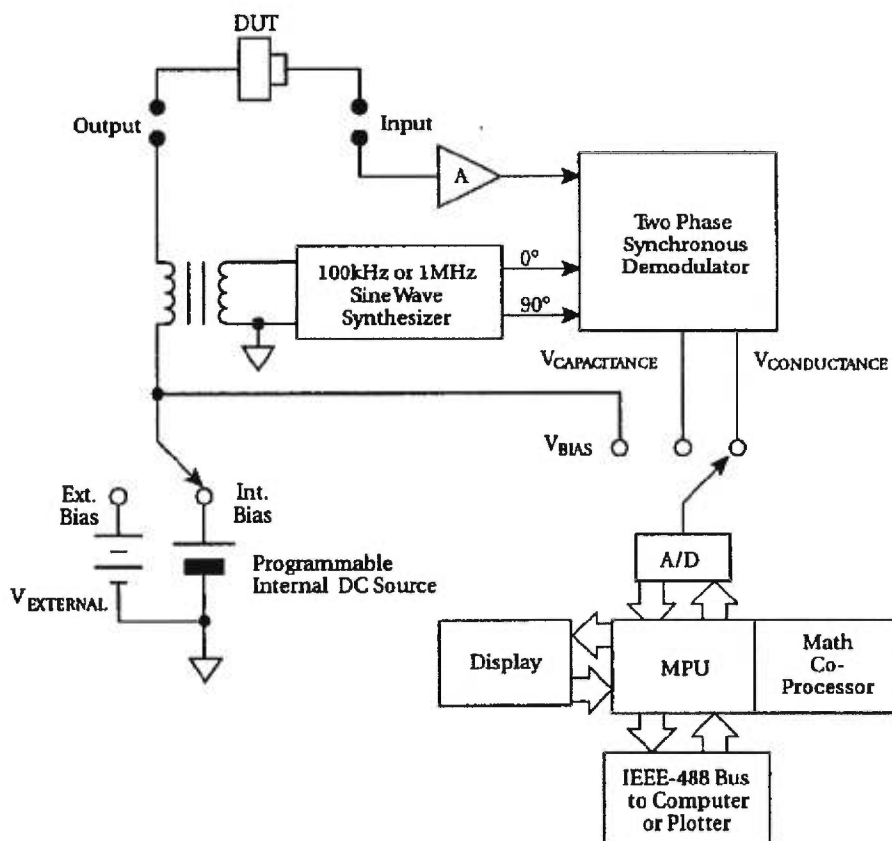


Figure A-1. Diagramme en bloc du Keithley model 590 CV Analyser.

A.1.3 Mesures de I-V et C-V simultanées

La valeur de la tension de désertion totale de détecteurs de faible résistivité initiale ou fortement irradiés, peut facilement atteindre plusieurs centaines de volts. Les limites d'opération des appareils mentionnées précédemment (± 110 volts pour les mesures I-V et ± 200 volts pour les mesures C-V) sont donc insuffisantes puisqu'elles ne permettent pas une désertion totale des détecteurs quand ceux-ci sont irradiés. Afin de remédier à ce problème, la tension continue appliquée aux bornes du détecteur ne doit pas traverser le capacimètre et le courant de fuite doit être mesuré autrement. Ceci est possible à l'aide de la carte IV-CV dont le schéma apparaît à la Fig. A-2 obtenu en prêt du CERN. La source haute tension est branchée entre BIAS-IN et BIAS-OUT, le détecteur entre HDUT et LDUT, et le capacimètre entre HPOT et LPOT. Cette carte pouvant aussi être utilisée avec un capacimètre possédant 4 bornes (le Keithley 590 n'en ayant que 2) explique la présence des bornes HCUR et LCUR qui ne sont pas utilisées dans nos mesures. On peut voir que la présence de la série de condensateurs C1 à C4 à pour conséquence d'isoler les bornes HPOT et LPOT de la tension continue appliquée entre BIAS-IN et BIAS-OUT, tout en laissant passer le faible signal alternatif (15 mV rms à une fréquence de 100 kHz) du capacimètre vers le détecteur placé entre HDUT et LDUT. Due aux résistances R1 à R3, la tension réelle aux bornes du détecteur est obtenue en soustrayant la chute de tension dans ces 3 résistances ($V_r = V - (R1 + R2 + R3) \cdot I_{cf}$). Le courant de fuite (I_{cf}) est quant à lui obtenu en mesurant la tension aux bornes de la résistance R3 (i.e. entre BIAS-OUT et LDUT). Les autres composantes de cette carte IV-CV sont essentiellement des protections en cas de défaillance d'un des condensateurs. Afin d'améliorer la précision des mesures de 0 à 110 volts, le **Keithley model 236 Source Measure Unit** remplace les deux voltmètres et la source haute tension.

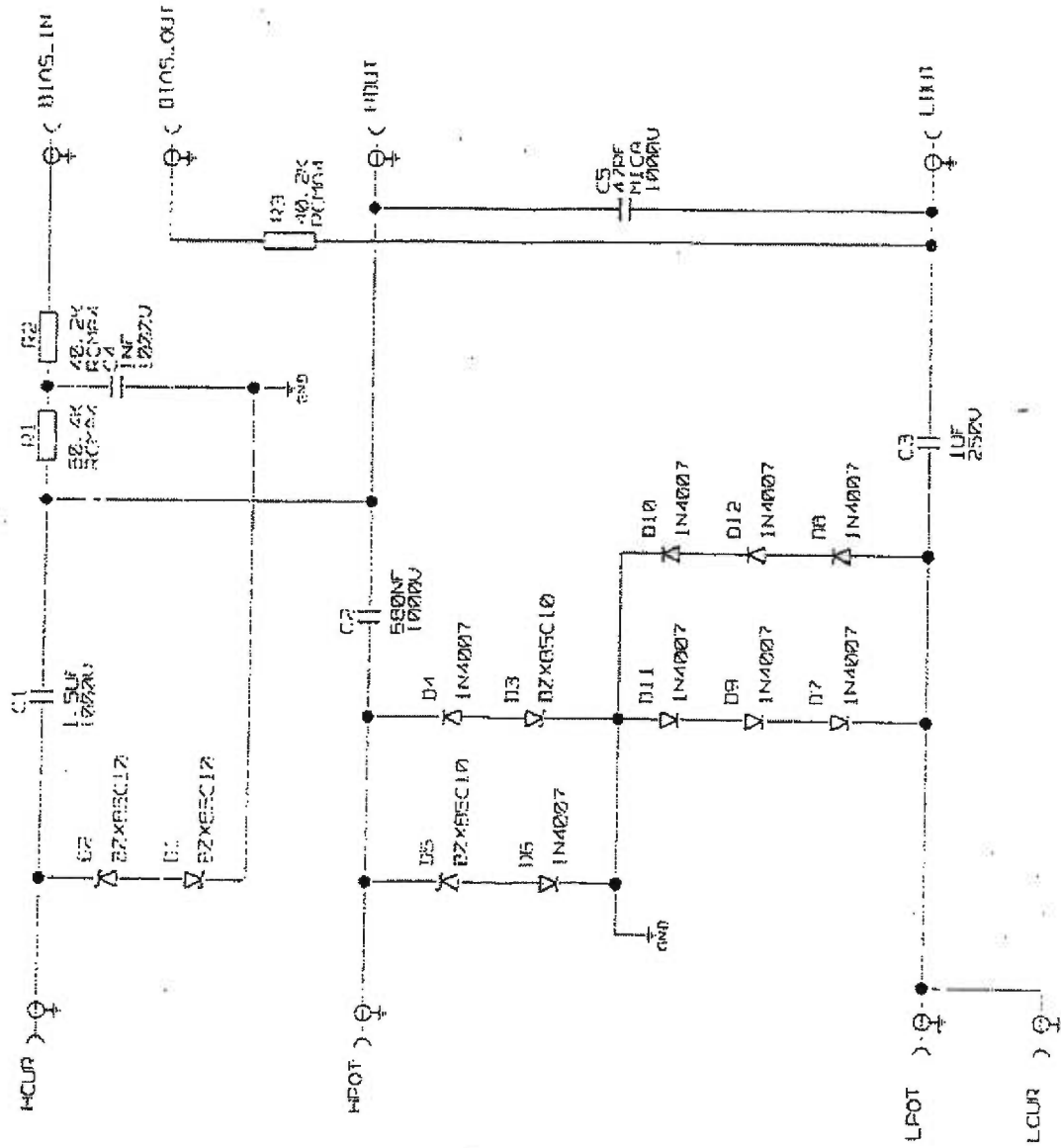


Figure A-2. Représentation schématique de la carte IV/CV.

Des tests ont été effectués afin de s'assurer que la présence de la carte IV-CV n'influence pas les résultats obtenus. Il a été trouvé que le courant de fuite mesuré par le Keithley 236 et celui calculé à partir de la tension mesurée par le voltmètre lors de la même mesure étaient en accord. Un très bon accord a aussi été obtenu pour le courant de fuite mesuré avec ou en l'absence de la carte IV-CV. Et finalement la capacitance est la même (en tenant compte du condensateur C5) lorsque mesurée avec ou en l'absence de la carte IV-CV.

Appendice B

Distribution de dopant non-uniforme

Cette appendice aborde les modifications imposées au champ électrique et potentiel électrostatique qui sont obtenues lorsque l'approximation d'une simple jonction pn abrupte n'est plus suffisante.

B.1 Jonction pn généralisée

Pour des diodes $p^+n n^+$ non-irradiées, la méthode standard pour extraire la concentration de dopants consiste à négliger la région n^+ et à considérer deux régions avec les distributions de charge décrites par (Fig. B-1):

$$\rho(x) = \begin{cases} -qF_p|x|^m & \text{pour } -x_a \leq x \leq 0 \\ qF_n x^m & \text{pour } 0 \leq x \leq x_d \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

où q est la charge de l'électron et $m \neq \{-1, -2\}$, alors que les constantes F_p et F_n sont données par:

$$F_p = \frac{N_a}{x_a^m} \quad \text{et} \quad F_n = \frac{N_d}{x_d^m} \quad (\text{B.2})$$

où N_a est la concentration d'accepteurs de la région de type p et N_d la concentration de donneurs de la région de type n. On voit que le cas $m = 0$ correspond

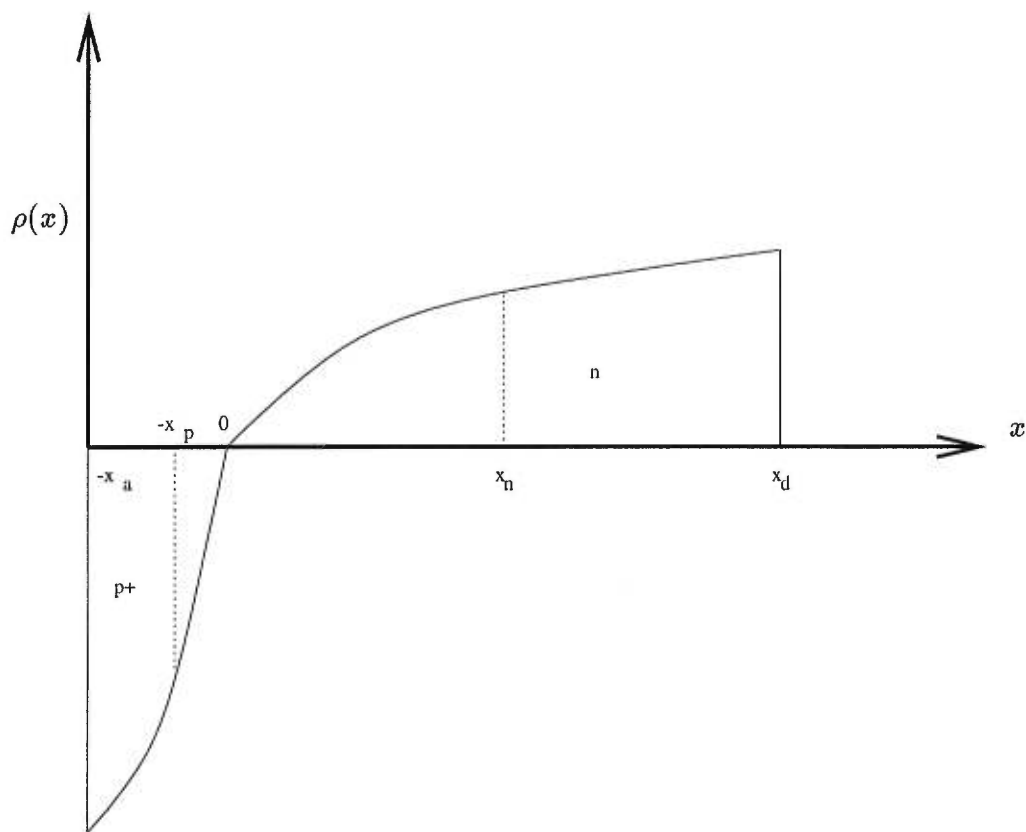


Figure B-1. Distribution de la concentration effective de dopants pour une jonction $p^+ - n$.

à la jonction pn abrupte déjà présentée à la section 2.4. L'épaisseur totale de la diode donne une relation simple entre les longueurs de désertion de la région de type p (x_a) et de la région de type n (x_d):

$$w = x_a + x_d \quad (\text{B.3})$$

En une dimension, l'équation de Poisson peut être écrite comme:

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (\text{B.4})$$

où ϵ est la permittivité du silicium.

Une première intégration de l'Éq. B.4 donne le champ électrique produit

par la séparation de charge. En utilisant les conditions aux frontières $E(x_n) = E(-x_p) = 0$, on trouve:

$$E(x) = -\frac{d\Psi}{dx} = \begin{cases} \frac{qF_p}{\varepsilon(m+1)} (|x|^{m+1} - x_p^{m+1}) & \text{pour } -x_p \leq x \leq 0 \\ \frac{qF_n}{\varepsilon(m+1)} (x^{m+1} - x_n^{m+1}) & \text{pour } 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

La continuité du champ électrique en $x = 0$ donne l'équation de neutralité:

$$F_n x_n^{m+1} = F_p x_p^{m+1} \quad (\text{B.6})$$

Le potentiel électrostatique est obtenu en intégrant l'Éq. B.5. Si une tension de biais $-V_b < 0$ est appliquée du côté de type p de la jonction (biais inverse), les conditions aux frontières $\Psi(-x_p) = \Psi_p - V_b$ et $\Psi(x_n) = \Psi_n$ donnent:

$$\Psi(x) = \begin{cases} \Psi_p - V_b + \frac{qF_p}{\varepsilon(m+1)(m+2)} (|x|^{m+2} - |x|(m+2)x_p^{m+1} + (m+1)x_p^{m+2}) & \text{pour } -x_p \leq x \leq 0 \\ \Psi_n - \frac{qF_n}{\varepsilon(m+1)(m+2)} (x^{m+2} - x(m+2)x_n^{m+1} + (m+1)x_n^{m+2}) & \text{pour } 0 \leq x \leq x_n \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

avec le potentiel de contact V_0 ($\approx 0,6$ V pour le silicium) défini par:

$$V_0 = \Psi_n - \Psi_p \quad (\text{B.8})$$

Les épaisseurs de désertion des régions de type n et p sont obtenues en utilisant l'Éq. B.6 et en imposant la continuité du potentiel électrostatique en $x = 0$:

$$x_n = \left(\frac{(m+2)\varepsilon(V_0 + V_b)}{q} \frac{F_p^{1/(m+1)}}{F_n(F_p^{1/(m+1)} + F_n^{1/(m+1)})} \right)^{1/(m+2)} \quad (\text{B.9})$$

et

$$x_p = \left(\frac{(m+2)\varepsilon(V_0 + V_b)}{q} \frac{F_n^{1/(m+1)}}{F_p(F_p^{1/(m+1)} + F_n^{1/(m+1)})} \right)^{1/(m+2)} \quad (\text{B.10})$$

donc l'épaisseur totale de désertion est donnée par:

$$X = x_n + x_p = \left(\frac{(m+2)\varepsilon(V_0 + V_b)}{qF_pF_n} \right)^{1/(m+2)} \left(F_p^{1/(m+1)} + F_n^{1/(m+1)} \right)^{\frac{m+1}{m+2}} \quad (\text{B.11})$$

La tension de biais minimale à fournir pour dépeupler totalement le détecteur (i.e. $X = w$) est donc:

$$V_d = -V_0 + \frac{qw^{m+2}}{\varepsilon(m+2)F_pF_n} (F_p^{1/(m+1)} + F_n^{1/(m+1)})^{-(m+1)/(m+2)} \quad (\text{B.12})$$

Pour les diodes non-irradiées, en posant $m = 0$ on retrouve les expressions familières pour une concentration uniforme de dopants:

$$X_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 + V_b)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \quad (\text{B.13})$$

et

$$V_{d0} = -V_0 + \frac{w^2q}{2\varepsilon} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1} \quad (\text{B.14})$$

La concentration de dopants de la région p^+ étant typiquement de l'ordre de 10^{15} dopants/cm³ alors que la concentration de dopants de la région de type n est de l'ordre de 10^{12} dopants/cm³, le terme $1/N_a$ peut être négligé.

B.1.1 Jonction pn réelle

Une représentation plus appropriée d'une diode non-irradiée p^+nn^+ consiste à utiliser une distribution de charge donnée par (Fig. B-2):

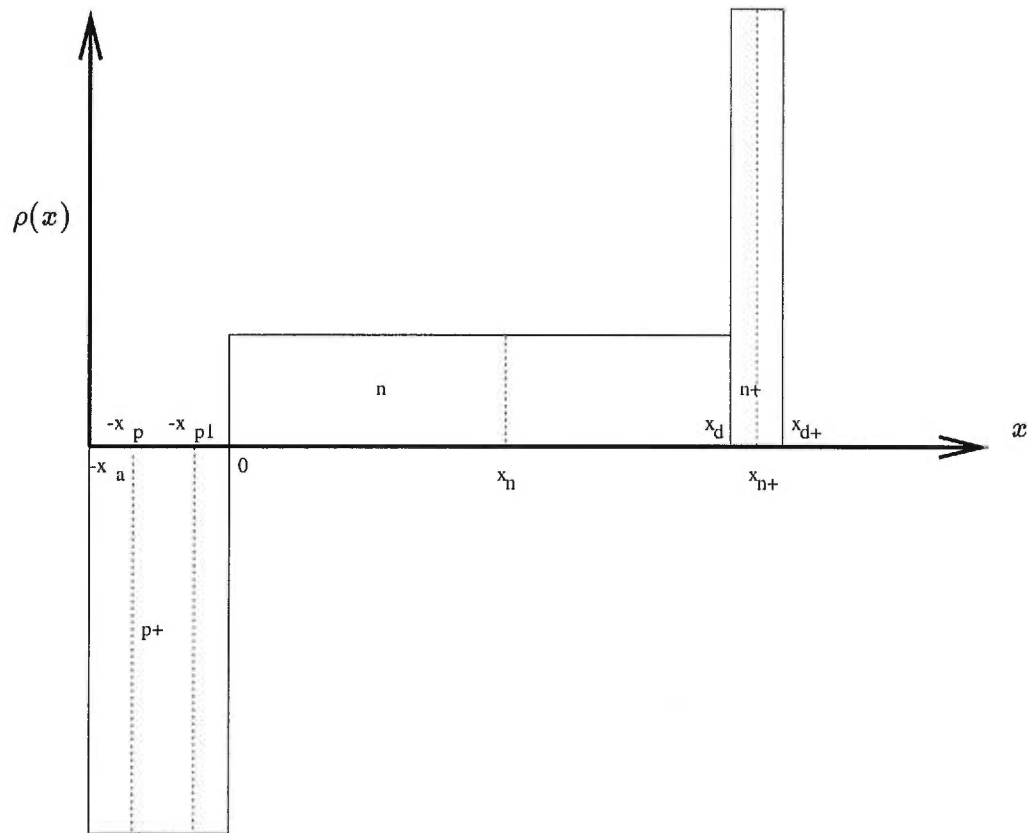


Figure B-2. Distribution de la concentration effective de dopants pour une jonction $p^+ - n - n^+$.

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a & \text{pour } -x_a \leq x < 0 \\ qN_d & \text{pour } 0 < x < x_d \\ qN_d^+ & \text{pour } x_d < x \leq x_d^+ \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

Les épaisseurs des régions de type p (x_a) et de type n (x_d^+) satisfont la relation:

$$w = x_a + x_d^+ \quad (\text{B.16})$$

En définissant V_{d1} comme la tension qui doit être appliquée pour désarter totalement la région de type n, on trouve que pour une tension de biais $V_{b1} \leq V_{d1}$ (i.e. la région dépeuplée n'atteint pas la région n⁺ ($x_{n1} \leq x_d$)) la situation est exactement la même qu'à la section B.1. L'épaisseur de désertion est donc:

$$X_1 = x_{n1} + x_{p1} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 + V_{b1})}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \quad (\text{B.17})$$

alors que la tension de biais minimale à appliquer pour dépeupler totalement la région de type n (i.e. $x_{n1} = x_d$) est:

$$V_{d1} = -V_0 + \frac{(N_d x_d)^2 q}{2\varepsilon} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \quad (\text{B.18})$$

Pour une tension de biais $V_{b2} \geq V_{d1}$ la région de type n est totalement dépeuplée, alors que la région n⁺ commence à se dépeupler. Une première intégration de l'Éq. B.4 donne le champ électrique produite par la séparation de charge. En utilisant les conditions aux frontières $E(x_{n+}) = E(-x_p) = 0$ et la continuité en $x = 0$, on trouve:

$$E(x) = \begin{cases} \frac{qN_a}{\varepsilon}(|x| - x_p) & \text{pour } -x_p \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_a}{\varepsilon}x_p + \frac{qN_d}{\varepsilon}x & \text{pour } 0 \leq x \leq x_d \\ \frac{qN_{d+}}{\varepsilon}(x - x_{n+}) & \text{pour } x_d \leq x \leq x_{n+} \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

La continuité du champ électrique en $x = x_d$ donne l'équation de neutralité:

$$\mathbf{N}_d x_d + \mathbf{N}_{d+}(x_{n+} - x_d) = \mathbf{N}_a x_p \quad (\text{B.20})$$

Le potentiel électrostatique est obtenu en intégrant l'Éq.B.19. Si une tension de biais $-V_{b2} < 0$ est appliquée du côté p de la jonction, les conditions aux frontières sont $\Psi(-x_p) = \Psi_p - V_{b2}$ et $\Psi(x_{n+}) = \Psi_n$ et en utilisant la continuité en $x = 0$ on a:

$$\Psi(x) = \begin{cases} \Psi_p - V_{b2} + \frac{q\mathbf{N}_a}{2\epsilon}(|x| - x_p)^2 & \text{pour } -x_p \leq x \leq 0 \\ \Psi_p - V_{b2} + \frac{q\mathbf{N}_a}{\epsilon} x x_p + \frac{q\mathbf{N}_a}{2\epsilon} x_p^2 - \frac{q\mathbf{N}_d}{2\epsilon} x^2 & \text{pour } 0 \leq x \leq x_d \\ \Psi_n - \frac{q\mathbf{N}_{d+}}{2\epsilon}(x - x_{n+})^2 & \text{pour } x_d \leq x \leq x_{n+} \end{cases} \quad (\text{B.21})$$

Les épaisseurs de désertion des régions \mathbf{n}^+ et \mathbf{p}^+ sont obtenues en utilisant l'Éq. B.20 et en imposant la continuité du potentiel électrostatique en $x = 0$:

$$x_p = \frac{\sqrt{2q\epsilon(V_0+V_{b2})(\mathbf{N}_a^2\mathbf{N}_{d+}+\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}^2)}+(qx_d)^2\mathbf{N}_a(-\mathbf{N}_a\mathbf{N}_d\mathbf{N}_{d+}-\mathbf{N}_d^2\mathbf{N}_{d+}+\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}^2+\mathbf{N}_d\mathbf{N}_{d+}^2)}{q\mathbf{N}_a^2+q\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}} + x_d \frac{\mathbf{N}_d-\mathbf{N}_{d+}}{\mathbf{N}_a+\mathbf{N}_{d+}} \quad (\text{B.22})$$

et

$$x_{n+} = \frac{\sqrt{2q\epsilon(V_0+V_{b2})(\mathbf{N}_a^2\mathbf{N}_{d+}+\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}^2)}+(qx_d)^2\mathbf{N}_a(-\mathbf{N}_a\mathbf{N}_d\mathbf{N}_{d+}-\mathbf{N}_d^2\mathbf{N}_{d+}+\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}^2+\mathbf{N}_d\mathbf{N}_{d+}^2)}{q\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}+q\mathbf{N}_{d+}^2} - x_d \frac{\mathbf{N}_d-\mathbf{N}_{d+}}{\mathbf{N}_a+\mathbf{N}_{d+}} \quad (\text{B.23})$$

l'épaisseur de désertion sera donc:

$$X = \sqrt{\frac{2\epsilon((V_{b2} - V_{d1})\mathbf{N}_a\mathbf{N}_d + (V_0 + V_{b2})\mathbf{N}_d\mathbf{N}_{d+} + (V_0 + V_{d1})\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+})}{q\mathbf{N}_d\mathbf{N}_a\mathbf{N}_{d+}}} \quad (\text{B.24})$$

La tension de biais minimale nécessaire pour dépeupler totalement le détecteur (i.e. $X = w$) est donc:

$$V_d = \frac{(qw^2/2\varepsilon)N_d N_a N_{d^+} + V_{d1} N_d N_a - (V_0 + V_{d1}) N_a N_{d^+} - V_0 N_d N_{d^+}}{N_d N_a + N_{d^+} N_d} \quad (\text{B.25})$$

B.2 Double jonction

Après inversion du type de dopant, on considère que la jonction est de type $p^+ n p n^+$. Ce concept d'une double jonction se retrouve aussi [65].

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a^+ & \text{pour } -x_a^+ \leq x < 0 \\ qN_d & \text{pour } 0 < x < x_d \\ -qN_a & \text{pour } x_d < x < x_a \\ qN_d^+ & \text{pour } x_a < x \leq x_d^+ \end{cases} \quad (\text{B.26})$$

En intégrant l'Éq. B.4 et en utilisant les conditions aux frontières habituelles, on obtient le champ électrique pour un détecteur qui n'est pas totalement déserté.

Si l'on néglige les régions p^+ et n^+ , pour une tension appliquée V_b supérieure à la tension de désertion V_d , on aura:

$$E(x, 0) = \begin{cases} \frac{-qN_d}{\varepsilon}(x - x_d) + \frac{V_b - V_d}{w} & \text{pour } 0 < x \leq x_d \\ \frac{qN_a}{\varepsilon}(x - x_d) + \frac{V_b - V_d}{w} & \text{pour } x_d \leq x < w \end{cases} \quad (\text{B.27})$$

Appendice C

Détails mathématiques du modèle de transport de charge

On présente ici plus en détails le cheminement mathématique utilisé pour le modèle de transport de charge.

Les concentrations de porteurs ($c = n$ ou p) étant des quantités qui varient rapidement, il est préférable de les exprimer en terme des pseudo potentiels de Fermi (Φ_c pour les porteurs de charge libres et Φ_{c_t} pour les porteurs de charge piégés) pour des calculs numériques:

$$c = n_i e^{\pm q(\psi - \Phi_c)/k_B T} \quad \text{et} \quad c_t = n_i e^{\pm q(\psi - \Phi_{c_t})/k_B T} \quad (\text{C.1})$$

Les variables des équations précédentes ont chacune leurs propres grandeurs caractéristiques. La première étape pour résoudre les équations numériquement consiste à les rendre sans dimension. La Table C-I montre les facteurs de renormalisation utilisés (tiré de De Mari [66]).

Ceci permet de reformuler le problème comme suit:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -(-N_{\text{eff}} - n + p - n_t + p_t) \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial}{\partial x} \left(-c \frac{\partial \psi}{\partial x} \pm \frac{\partial c}{\partial x} \right) - U_{SRH} + g - Rc - \frac{\partial c_t}{\partial t} \quad (\text{C.3})$$

Quantité	Symbole	Facteur de renormalisation
x	X_0	$\sqrt{\varepsilon KT/q^2 n_i}$
$\psi, \Phi_n, \Phi_p, \Phi_{nt}, \Phi_{pt}$	ψ_0	KT/q
n, n_t, p, p_t, N_{eff}	N_0	n_i
D_n, D_p, D_a	D_0	$1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
$t, k_{rn}, k_{rp}, k_{cn}, k_{cp}$	t_0	X_0^2/D_0
$U_{SRH}, R_n, R_p, R_{nt}, R_{pt}, g$	U_0	$D_0 N_0 / X_0^2$

Tableau C-I. Liste des facteurs de renormalisation utilisés afin de rendre les différentes variables sans dimension.

$$\frac{\partial c_t}{\partial t} = \frac{c}{\tau_{tc}} - \frac{c_t}{\tau_{dc}} - R c_t \quad (\text{C.4})$$

La résolution simultanée du système d'équations couplées (Éqs. C.2 à C.4) peut être simplifiée en utilisant une méthode itérative, où les équations sont résolues une après l'autre. Le schéma proposé par Gummel [48] consiste à faire l'hypothèse que les pseudo potentiels de Fermi sont constants entre chaque itération, ce qui permet de découpler les équations. À l'itération k , les variables sont ψ^k, n^k, p^k, n_t^k et p_t^k . En définissant:

$$\Delta^k \psi = \psi^k - \psi^{k-1} \quad (\text{C.5})$$

$$\bar{c}_{k-1} = c^{k-1} e^{\Delta^k \psi}, \quad (\text{C.6})$$

l'équation de Poisson peut être réécrite comme:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -(-N_{\text{eff}} - \bar{n}_{k-1} + \bar{p}_{k-1} - \bar{n}_{tk-1} + \bar{p}_{tk-1}). \quad (\text{C.7})$$

En faisant le développement en série des exponentielles, l'équation de Poisson devient une fonction linéaire du potentiel électrostatique:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \left(N_{\text{eff}} + (n^{k-1} + n_t^{k-1})(1 + \Delta^k \psi) - (p^{k-1} + p_t^{k-1})(1 - \Delta^k \psi) \right). \quad (\text{C.8})$$

La discrétisation de l'équation de Poisson est obtenue en réécrivant le potentiel électrostatique comme:

$$\begin{aligned} \psi(x) = & \frac{(x-x_i)(x-x_{i+1})}{(x_{i-1}-x_i)(x_{i-1}-x_{i+1})} \psi_{i-1} + \frac{(x-x_{i-1})(x-x_{i+1})}{(x_i-x_{i-1})(x_i-x_{i+1})} \psi_i \\ & + \frac{(x-x_{i-1})(x-x_i)}{(x_{i+1}-x_{i-1})(x_{i+1}-x_i)} \psi_{i+1}. \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Ce qui permet d'obtenir:

$$\psi''(x_i) = \psi_i'' = \frac{2\psi_{i-1}}{h_{i-1}(h_i + h_{i-1})} - \frac{2\psi_i}{h_i h_{i-1}} + \frac{2\psi_{i+1}}{h_i(h_i + h_{i-1})} \quad (\text{C.10})$$

où le pas, h_i , est défini par:

$$h_i = x_{i+1} - x_i. \quad (\text{C.11})$$

Donc pour un pas constant, h , on a:

$$\psi_i'' = \frac{\psi_{i-1} - 2\psi_i + \psi_{i+1}}{h^2}. \quad (\text{C.12})$$

Sous forme matricielle l'équation de Poisson sera donc:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{h^2} \begin{pmatrix} -2 & 1 & & & & \\ & 1 & -2 & 1 & & \\ & & 1 & -2 & 1 & \\ & & & \ddots & \ddots & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & 1 & -2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1^k \\ \psi_2^k \\ \psi_3^k \\ \vdots \\ \vdots \\ \psi_n^k \end{pmatrix} \\
 = & \begin{pmatrix} n_1^{k-1} + n_{t1}^{k-1} + p_1^{k-1} + p_{t1}^{k-1} \\ n_2^{k-1} + n_{t2}^{k-1} + p_2^{k-1} + p_{t2}^{k-1} \\ n_3^{k-1} + n_{t3}^{k-1} + p_3^{k-1} + p_{t3}^{k-1} \\ \vdots \\ \vdots \\ n_n^{k-1} + n_{tn}^{k-1} + p_n^{k-1} + p_{tn}^{k-1} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \psi_1^k \\ \psi_2^k \\ \psi_3^k \\ \vdots \\ \vdots \\ \psi_n^k \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} n_1^{k-1} + n_{t1}^{k-1} \\ n_2^{k-1} + n_{t2}^{k-1} \\ n_3^{k-1} + n_{t3}^{k-1} \\ \vdots \\ \vdots \\ n_n^{k-1} + n_{tn}^{k-1} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 1 - \psi_1^{k-1} \\ 1 - \psi_2^{k-1} \\ 1 - \psi_3^{k-1} \\ \vdots \\ \vdots \\ 1 - \psi_n^{k-1} \end{pmatrix} \\
 - & \begin{pmatrix} p_1^{k-1} + p_{t1}^{k-1} \\ p_2^{k-1} + p_{t2}^{k-1} \\ p_3^{k-1} + p_{t3}^{k-1} \\ \vdots \\ \vdots \\ p_n^{k-1} + p_{tn}^{k-1} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 1 + \psi_1^{k-1} \\ 1 + \psi_2^{k-1} \\ 1 + \psi_3^{k-1} \\ \vdots \\ \vdots \\ 1 + \psi_n^{k-1} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -N_{\text{eff}} + \psi_0^k/h^2 \\ -N_{\text{eff}} \\ -N_{\text{eff}} \\ \vdots \\ \vdots \\ -N_{\text{eff}} + \psi_{n+1}^k/h^2 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{C.13}$$

ce qui est une équation de la forme:

$$(A_\psi - IB_\psi)\vec{\psi} = C_\psi\vec{\psi} = D_\psi \tag{C.14}$$

où C_ψ est une matrice tridiagonale. Il existe plusieurs méthodes spécifiques pour résoudre efficacement de telles équations. La méthode utilisée ici est une élimination Gaussienne avec échange de ligne provenant des bibliothèques du CERN (DBEQN [67]).

La non-linéarité du terme de génération-recombinaison est supprimée en évaluant la fonction en terme de n^{k-1} et p^{k-1} plutôt que n^k et p^k .

Afin de discrétiser la dérivé partielle de la densité de courant, Sharfetter et Gummel [68] ont fait l'hypothèse que sur le segment de x_i à x_{i+1} , les valeurs de $J, D(= \mu k_B T/q)$ et E restent constantes. Ceci permet d'intégrer l'Éq. (3.4) et d'obtenir:

$$J = qDE \left(\frac{c_i}{1 - \exp(\pm E(x_{i+1} - x_i))} - \frac{c_{i+1}}{\exp(\pm E(x_i - x_{i+1})) - 1} \right) \quad (\text{C.15})$$

En définissant:

$$D = D_{i+1/2} \quad (\text{C.16})$$

$$J = J_{i+1/2} \quad (\text{C.17})$$

$$DB(i, \pm) = \frac{D_{i+1/2}}{h_i} \frac{\pm \Delta_i^k \psi}{e^{\pm \Delta_i^k \psi} - 1} \quad (\text{C.18})$$

on obtient:

$$J_{i+1/2} = \pm q (DB_c(i, \pm)c_{i+1} - DB_c(i, \mp)c_i) \quad (\text{C.19})$$

La discrétisation donne donc:

$$\frac{\partial J_i}{\partial x} = \frac{J_{i+1/2} - J_{i-1/2}}{(h_i + h_{i-1})/2} \quad (\text{C.20})$$

La discrétisation en temps:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = H \quad (\text{C.21})$$

est obtenue en utilisant:

$$\frac{f(t) - f(t - \Delta t)}{\Delta t} = sH(t) + (1 - s)H(t - \Delta t) \quad (\text{C.22})$$

où s est une constante entre zéro et l'unité. Le cas où $s = 1/2$ est le schéma implicite de Crank-Nicolson-type, alors que $s = 1$ est le schéma d'Euler renversé. La discrétisation entraîne des équations similaires à l'Éq. (C.14). Pour ce qui est des densités de porteurs piégés, on obtient directement:

$$\begin{aligned} c_{t,i,j}^k = & \frac{\Delta t_j}{1 + s k_r \Delta t_j} \left(s k_c c_{i,j}^k + (1 - s) k_c c_{i,j-1}^k \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{\Delta t_j} + (1 - s) k_r \right) c_{t,i,j-1}^k \right). \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Le critère utilisé pour la convergence des itérations est:

$$e^k = \max \left\{ \left| \frac{\psi_{i,j}^k - \psi_{i,j}^{k-1}}{\psi_{i,j}^k} \right|, \left| \frac{C_{i,j}^k - C_{i,j}^{k-1}}{C_{i,j}^k} \right| \right\} < \epsilon \quad (\text{C.24})$$

où ϵ est la précision relative désirée.

L'intégration par rapport à x est calculée en utilisant l'Éq. [69]:

$$\begin{aligned}
\int_{x_0}^{x_{N+1}} f(x)dx = & h \left(\frac{109}{48}f_1 - \frac{5}{48}f_2 + \frac{63}{48}f_3 + \frac{49}{48}f_4 + \sum_{l=5}^{N-4} f_l \right. \\
& \left. + \frac{49}{48}f_{N-3} + \frac{63}{48}f_{N-2} - \frac{5}{48}f_{N-1} + \frac{109}{48}f_N \right) + O\left(\frac{1}{N^4}\right)
\end{aligned} \tag{C.25}$$

alors que l'intégration par rapport à t est simplement obtenue par:

$$\int_{t_1}^{t_M} f(t)dt = \sum_{j=1}^M f(t_j)dt(j) \tag{C.26}$$

Appendice D

Nettoyage des diodes

On présente ici une méthode permettant de nettoyer les diodes de silicium du type utilisé dans cette thèse [70]. L'objectif de ce nettoyage est de diminuer le courant de fuite de surface.

1. Placer la diode sur le porte échantillon (pince à vide ou tout autre support).
Le porte échantillon ayant été au préalable nettoyé avec de l'alcool éthylique ou méthylique, de l'eau déionisée et séché à l'aide d'un flux d'azote ou d'air (filtré au niveau de $0,4 \mu\text{m}$).
2. Nettoyer mécaniquement (à l'aide d'une brosse douce) la diode qui est maintenue en place dans un mélange d'eau déionisée et de détergent sans bulles (e.g. TRITON). Utiliser quelques gouttes de détergent par litre d'eau déionisée. Il est possible d'utiliser une brosse à dent douce (brosse pour enfant) pour le nettoyage en effectuant des mouvements latéraux et circulaires.
3. Rincer la diode dans de l'eau déionisée et sécher à l'aide d'un flux d'azote ou d'air (filtré au niveau de $0,4 \mu\text{m}$).
4. Rincer la diode dans de l'alcool éthylique ou méthylique (ne pas utiliser d'alcool propylique).
5. Refaire l'étape numéro 3.

6. Vérifier la diode nettoyée optiquement (à l'oeil nu ou en utilisant une lentille).
7. Entreposer la diode dans un contenant stérile et propre (sans poussière).

À noter qu'avant de commencer le nettoyage, il faut vérifier à l'oeil nu le côté arrière de la diode. Si le côté arrière est sale, il faut le nettoyer en premier lieu. Il ne faut pas utiliser de lumière intense lors du nettoyage. Dans le cas contraire, il y a danger qu'une photo-initialisation de processus électro-chimique non contrôlé commence à endommager les structures en métal.

Appendice E

Irradiations

Cette thèse repose sur l'étude de détecteurs au silicium irradiés à différentes facilités. On commencera par résumer dans un tableau les conditions d'irradiation et par la suite un court texte détaillera les divers sites d'irradiation.

Nom	Type de machine	Particules	Énergie	Flux
PSAIF	proton-synchroton	neutrons	≈ 1 MeV	$5 \cdot 10^8$ n/cm ² /s
Triga	réacteur	neutrons	1 à 10 MeV	10^{13} n/cm ² /s
Montréal	tandem	protons	1 à 10 MeV/c	$3 \cdot 10^{10}$ p/cm ² /s
CERN-PS	proton-synchroton	protons	24 GeV/c	$5 \cdot 10^9$ p/cm ² /s

Tableau E-I. Caractéristiques des sites d'irradiation.

E.1 Irradiation en neutrons

E.1.1 PSAIF

La zone **PSAIF** du **CERN-PS** a permis d'effectuer des irradiations en neutrons. Cette zone était située entre le **CERN-PS** et l'accumulateur d'anti-proton qui servait à alimenter en antiprotons le SPS et la machine LEAR. La distribution en énergie des neutrons est piquée légèrement avant 1 MeV. Le flux moyen de $5 \cdot 10^8$ n/cm²/s est obtenu à raison de quelques bouffées par minute avec une calibration absolue de la fluence à 15 % près.

E.1.2 Réacteur Triga

Le réacteur de recherche Triga Mark II du Jozef Stefan Institute, situé à Ljubljna, a été utilisé pour les irradiations en neutrons allant de 1 à 10 MeV. Le flux moyen est de 10^{13} n/cm²/s. Par mesure d'activation de feuilles d'or il est possible de calibrer de façon absolue la fluence à 10 % près.

E.2 Irradiation en protons

E.2.1 CERN-PS

En défocalisant le faisceau primaire T7 extrait du Synchrotron à proton du CERN, il est possible d'avoir accès à des protons de 24 GeV/c sur une aire de quelques cm². Le flux moyen de $5 \cdot 10^9$ p/cm²/s est obtenu à raison de 4 à 8 bouffées par minute. En mesurant l'activation de feuilles d'aluminium il est possible de calibrer de façon absolue la fluence à 6 % près.

E.2.2 Université de Montréal

Bien qu'aucunes données de cette thèse ne proviennent de détecteurs irradiés à l'accélérateur de l'Université de Montréal, nous mentionnerons tout de même cette facilité puisqu'elle est utilisée pour des irradiations complémentaires. Le tandem de l'université de Montréal permet d'atteindre des énergies allant jusqu'à environ 10 à 12 MeV/c par charge électrique. En utilisant un collimateur avec une ouverture d'environ 1 cm² il est possible d'atteindre un flux moyen d'environ $3 \cdot 10^{10}$ p/cm²/s. La fluence est mesurée en ligne à l'aide d'un moniteur de profil de faisceau (*Beam Profil Monitor*) placé en amont de la cible et est connue à environ 7 % près.