

Université de Montréal

**Mesure des champs de radiation dans le détecteur ATLAS et sa caverne avec les
détecteurs au silicium à pixels ATLAS-MPX**

par
Jihène Bouchami

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

Février, 2013

© Jihène Bouchami, 2013.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Mesure des champs de radiation dans le détecteur ATLAS et sa caverne avec les
détecteurs au silicium à pixels ATLAS-MPX**

présentée par:

Jihène Bouchami

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Paul Charbonneau,	président-rapporteur
Claude Leroy,	directeur de recherche
François Schiettekatte,	membre du jury
Luc Marleau,	examineur externe
Louis-Pierre Arguin,	représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le: 8 février 2013

RÉSUMÉ

Les collisions proton-proton produites par le LHC imposent un environnement radiatif hostile au détecteur ATLAS. Afin de quantifier les effets de cet environnement sur la performance du détecteur et la sécurité du personnel, plusieurs simulations Monte Carlo ont été réalisées. Toutefois, la mesure directe est indispensable pour suivre les taux de radiation dans ATLAS et aussi pour vérifier les prédictions des simulations. À cette fin, seize détecteurs ATLAS-MPX ont été installés à différents endroits dans les zones expérimentale et technique d'ATLAS. Ils sont composés d'un détecteur au silicium à pixels appelé MPX dont la surface active est partiellement recouverte de convertisseurs de neutrons thermiques, lents et rapides.

Les détecteurs ATLAS-MPX mesurent en temps réel les champs de radiation en enregistrant les traces des particules détectées sous forme d'images matricielles. L'analyse des images acquises permet d'identifier les types des particules détectées à partir des formes de leurs traces. Dans ce but, un logiciel de reconnaissance de formes appelé MA-Falda a été conçu. Étant donné que les traces des particules fortement ionisantes sont influencées par le partage de charge entre pixels adjacents, un modèle semi-empirique décrivant cet effet a été développé. Grâce à ce modèle, l'énergie des particules fortement ionisantes peut être estimée à partir de la taille de leurs traces. Les convertisseurs de neutrons qui couvrent chaque détecteur ATLAS-MPX forment six régions différentes. L'efficacité de chaque région à détecter les neutrons thermiques, lents et rapides a été déterminée par des mesures d'étalonnage avec des sources connues.

L'étude de la réponse des détecteurs ATLAS-MPX à la radiation produite par les collisions frontales de protons à 7 TeV dans le centre de masse a montré que le nombre de traces enregistrées est proportionnel à la luminosité du LHC. Ce résultat permet d'utiliser les détecteurs ATLAS-MPX comme moniteurs de luminosité. La méthode proposée pour mesurer et étalonner la luminosité absolue avec ces détecteurs est celle de van der

Meer qui est basée sur les paramètres des faisceaux du LHC. Vu la corrélation entre la réponse des détecteurs ATLAS-MPX et la luminosité, les taux de radiation mesurés sont exprimés en termes de fluences de différents types de particules par unité de luminosité intégrée. Un écart significatif a été obtenu en comparant ces fluences avec celles prédites par GCALOR qui est l'une des simulations Monte Carlo du détecteur ATLAS. Par ailleurs, les mesures effectuées après l'arrêt des collisions proton-proton ont montré que les détecteurs ATLAS-MPX permettent d'observer la désintégration des isotopes radioactifs générés au cours des collisions. L'activation résiduelle des matériaux d'ATLAS peut être mesurée avec ces détecteurs grâce à un étalonnage en équivalent de dose ambiant.

Mots clés : reconnaissance de formes, effet de partage de charge, efficacité de détection de neutrons, luminosité, méthode de van der Meer, fluences de particules, simulation GCALOR, activation résiduelle, équivalent de dose ambiant.

ABSTRACT

The LHC proton-proton collisions create a hard radiation environment in the ATLAS detector. In order to quantify the effects of this environment on the detector performance and human safety, several Monte Carlo simulations have been performed. However, direct measurement is indispensable to monitor radiation levels in ATLAS and also to verify the simulation predictions. For this purpose, sixteen ATLAS-MPX devices have been installed at various positions in the ATLAS experimental and technical areas. They are composed of a pixelated silicon detector called MPX whose active surface is partially covered with converter layers for the detection of thermal, slow and fast neutrons.

The ATLAS-MPX devices perform real-time measurement of radiation fields by recording the detected particle tracks as raster images. The analysis of the acquired images allows the identification of the detected particle types by the shapes of their tracks. For this aim, a pattern recognition software called MAFalda has been conceived. Since the tracks of strongly ionizing particles are influenced by charge sharing between adjacent pixels, a semi-empirical model describing this effect has been developed. Using this model, the energy of strongly ionizing particles can be estimated from the size of their tracks. The converter layers covering each ATLAS-MPX device form six different regions. The efficiency of each region to detect thermal, slow and fast neutrons has been determined by calibration measurements with known sources.

The study of the ATLAS-MPX devices response to the radiation produced by proton-proton collisions at a center of mass energy of 7 TeV has demonstrated that the number of recorded tracks is proportional to the LHC luminosity. This result allows the ATLAS-MPX devices to be employed as luminosity monitors. To perform an absolute luminosity measurement and calibration with these devices, the van der Meer method based on the LHC beam parameters has been proposed. Since the ATLAS-MPX devices response and the luminosity are correlated, the results of measuring radiation levels are expressed in

terms of particle fluences per unit integrated luminosity. A significant deviation has been obtained when comparing these fluences with those predicted by GCALOR, which is one of the ATLAS detector simulations. In addition, radiation measurements performed at the end of proton-proton collisions have demonstrated that the decay of radionuclides produced during collisions can be observed with the ATLAS-MPX devices. The residual activation of ATLAS components can be measured with these devices by means of ambient dose equivalent calibration.

Keywords: pattern recognition, charge sharing effect, neutron detection efficiency, luminosity, van der Meer method, particle fluences, GCALOR simulation, residual activation, ambient dose equivalent.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	v
TABLE DES MATIÈRES	vii
Liste des Tableaux	x
Liste des Figures	xv
Liste des Annexes	xxviii
Liste des Sigles	xxix
NOTATION	xxxii
AVANT-PROPOS	xxxiii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : L'EXPÉRIENCE ATLAS	4
1.1 Le collisionneur LHC	4
1.2 Le détecteur ATLAS	6
1.3 Les détecteurs ATLAS-MPX	8
CHAPITRE 2 : RECONNAISSANCE DE FORMES	15
2.1 Interactions des particules avec un détecteur ATLAS-MPX	15
2.1.1 Particules lourdes chargées	15
2.1.2 Particules légères chargées	20
2.1.3 Photons	23
2.1.4 Neutrons	25

2.2	Analyse d'images	28
2.2.1	Logiciel de reconnaissance de formes MAFalda	28
2.2.2	Optimisation des paramètres de reconnaissance de formes	31
2.2.3	Évaluation de la performance du logiciel MAFalda	36
CHAPITRE 3 : ÉTUDE DE L'EFFET DE PARTAGE DE CHARGE ENTRE PIXELS		39
3.1	Modèle de partage de charge	39
3.2	Validation expérimentale du modèle de partage de charge	48
CHAPITRE 4 : ÉTUDE DE LA RÉPONSE D'UN DÉTECTEUR ATLAS- MPX DE RÉFÉRENCE AUX NEUTRONS		52
4.1	Mesures expérimentales	52
4.1.1	Neutrons thermiques et lents	52
4.1.2	Neutrons rapides émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf	53
4.1.3	Neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$	54
4.2	Étalonnage de la réponse du détecteur de référence aux neutrons	55
4.3	Efficacité de détection de neutrons	59
CHAPITRE 5 : CORRÉLATION ENTRE LA RÉPONSE DES DÉTECTEURS ATLAS-MPX À LA RADIATION ET LA LUMINOSITÉ DU LHC		63
5.1	Mesure préliminaire des champs de radiation	63
5.1.1	Radiation naturelle	63
5.1.2	Radiation produite par les collisions de protons avec une cible fixe	66
5.2	Mesure des champs de radiation produits par les collisions proton-proton	68
5.3	Mesure et étalonnage de la luminosité absolue par la méthode de van der Meer	76
CHAPITRE 6 : ENVIRONNEMENT RADIATIF D'ATLAS		90

6.1	Fluences de particules par unité de luminosité intégrée	90
6.1.1	LETP	93
6.1.2	MIP	96
6.1.3	HETP	100
6.1.4	Neutrons thermiques et lents	104
6.2	Mesure de la radioactivité résiduelle	109
	CONCLUSION	118
	BIBLIOGRAPHIE	122

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Exemples de réactions nucléaires de neutrons avec le silicium et l'aluminium pour un seuil de réaction inférieur à 5 MeV [17].	27
2.2	Paramètres de reconnaissance de formes du logiciel MAFalda.	35
5.1	Informations sur les collisions de faisceaux stables de protons à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites lors des remplissages Fill2006, Fill2007, Fill2008, Fill2009 et Fill2010 [41].	71
5.2	Paramètres des faisceaux de protons du Fill1089 au point IP1 (remplissage effectué les 8 et 9 mai 2010) [41]. L'énergie des faisceaux est de 3.5 TeV.	78
5.3	Valeurs de σ_U et de Σ_U obtenues à partir des données prises par MPX15 au cours des balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 . Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. L'incertitude sur σ_U a été obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 5.5 aux données expérimentales, celle sur Σ_U a été déterminée par l'équation 5.8. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	81
5.4	Valeurs de L_0 et de $N_{0 moy}$ obtenues à partir des données prises par les détecteurs MPX15, MPX14 et MPX01 au cours des balayages B_1 (H_1 et V_1) et B_2 (H_2 et V_2). Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. L'incertitude sur L_0 a été déterminée par l'équation 5.9 et celle sur $N_{0 moy}$ a été obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 5.5 aux données expérimentales. Le rapport de L_0 sur $N_{0 moy}$ est aussi présenté dans le tableau. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	85

- 5.5 Valeurs de L_0 et de N_{emoy} obtenues à partir des données prises par MPX15 durant les balayages B₁ (H₁ et V₁), B₂ (H₂ et V₂), B₃ (H₃ et V₃) et B₄ (H₄ et V₄). Les deux premiers balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 lors du Fill1089, tandis que les deux derniers ont été effectués le 15 mai 2011 lors du Fill1783. Les collisions proton-proton ont été produites avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. L'incertitude sur L_0 a été déterminée par l'équation 5.9, celle sur N_{emoy} a été obtenue à partir de l'ajustement des données expérimentales. Le rapport de L_0 sur N_{emoy} est aussi présenté dans le tableau. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. . 88
- 5.6 Paramètres des faisceaux de protons du Fill1783 au point IP1 (remplissage effectué le 15 mai 2011) [41]. L'énergie des faisceaux est de 3.5 TeV. 88
- 6.1 Fluences d'électrons (positrons inclus) et de photons par nb⁻¹ obtenues par la simulation GCALOR [49] comparées au nombre moyen de LETP par cm² et par nb⁻¹ mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des nombres de LETP détectées par cm² et par nb⁻¹. La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de LETP mesuré sur la fluence d'électrons par nb⁻¹ prédite par GCALOR. Les mesures expérimentales ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. 95

- 6.2 Fluence de muons (anti-muons inclus) par nb^{-1} obtenue par la simulation GCALOR [49] comparée au nombre moyen de MIP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des nombres de MIP détectées par cm^2 et par nb^{-1} . La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de MIP mesuré sur la fluence de muons par nb^{-1} prédite par GCALOR. Les mesures expérimentales ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. 99
- 6.3 Fluence de protons par nb^{-1} obtenue par la simulation GCALOR [49] comparée au nombre moyen de HETP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des nombres de HETP détectées par cm^2 et par nb^{-1} . La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de HETP mesuré sur la fluence de protons par nb^{-1} prédite par GCALOR. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. . . 104

6.4	Fluence de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} obtenue par la simulation GCALOR [49] comparée à celle mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des fluences de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} mesurées. La dernière colonne du tableau donne le rapport de la fluence mesurée sur celle prédite par GCALOR. Les mesures expérimentales ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse.	107
6.5	Exemples de noyaux radioactifs produits dans ATLAS par réactions nucléaires, leur temps de demi-vie et leurs principales émissions [17]. . . .	110
6.6	Informations sur les collisions de faisceaux stables de protons à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites pendant les remplissages Fill1736, Fill1737, Fill2220 et Fill2222 [41].	112
6.7	Débits moyens d'équivalent de dose ambiant $\text{H}^*(10)$ mesurés avec les détecteurs ATLAS-MPX en 2008 avant le démarrage du LHC et pendant l'heure qui a suivi l'arrêt des collisions du Fill1737 et du Fill2222. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Aucun résultat est donné pour MPX15, MPX14 et MPX01 car leur seuil de détection était de 230 keV pendant les remplissages Fill1737 et Fill2222. Le détecteur MPX04 était temporairement déconnecté après le Fill2222.	116

- I.1 Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le système de coordonnées XYZ associé au détecteur ATLAS. Ce système est tel que l'origine correspond au point d'interaction IP1 situé au centre du détecteur, l'axe Z correspond à la direction des faisceaux, l'axe X pointe vers le centre du LHC et l'axe Y pointe vers le haut. La coordonnée radiale R est définie par : $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$. La position de chaque détecteur ATLAS-MPX est repérée par les coordonnées du centre de la boîte en duraluminium qui le contient. L'incertitude sur ces coordonnées est de 1 cm. xxxv
- II.1 Aire de chacune des régions R_i des détecteurs ATLAS-MPX installés dans ATLAS et de celui de référence. Les régions sont définies comme suit : silicium recouvert de polyéthylène (R_1), silicium recouvert de polyéthylène et d'aluminium (R_2), silicium recouvert d'aluminium et de fluorure de lithium (R_3), silicium recouvert d'aluminium de $150 \mu\text{m}$ (R_4) et de $100 \mu\text{m}$ (R_5) et silicium non-recouvert (R_6). xxxvi

LISTE DES FIGURES

- 1.1 Le système d'accélérateurs du LHC. Les protons sont initialement accélérés par LINAC, PSB, PS et SPS jusqu'à 450 GeV. Ils passent ensuite au LHC où ils acquièrent leur énergie finale (7 TeV en cas de fonctionnement nominal). Les collisions proton-proton se produisent aux quatre points d'interaction où se trouvent les détecteurs ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. La figure est tirée de [7] et modifiée. 5
- 1.2 Le détecteur ATLAS. Il est constitué d'aimants solénoïde et toroïdaux et de trois détecteurs principaux : le détecteur interne, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et le spectromètre à muons. La figure est tirée de [3] et modifiée. 7
- 1.3 Le système de coordonnées XYZ d'ATLAS. L'origine de ce système correspond au point d'interaction IP1. L'axe Z correspond à la direction des faisceaux, l'axe X pointe vers le centre du LHC et l'axe Y pointe vers le haut. La figure est tirée de [8]. 7
- 1.4 Plan ZR représentant une partie de la caverne expérimentale UX15 et de la caverne technique USA15. Les détecteurs ATLAS-MPX sont illustrés par des rectangles bleus qui ne sont pas à l'échelle. La position de chacun de ces détecteurs est repérée par les coordonnées Z et R (en mètre) du centre de la boîte qui le contient. Ces détecteurs ont trois orientations différentes par rapport à l'axe Z : perpendiculaire (rectangles verticaux), parallèle (rectangles horizontaux) et inclinée de 45° (rectangle incliné). 10
- 1.5 Détecteur MPX (à gauche) connecté à son interface USB (à droite). . . 12

1.6	Surface d'un détecteur MPX recouverte de convertisseurs de neutrons : a) photographie et b) image par rayons X. Les convertisseurs forment six régions : silicium recouvert de polyéthylène (R_1), silicium recouvert de polyéthylène et d'aluminium (R_2), silicium recouvert d'aluminium et de fluorure de lithium (R_3), silicium recouvert d'aluminium de $150\ \mu\text{m}$ (R_4) et de $100\ \mu\text{m}$ (R_5) et silicium non-recouvert (R_6).	12
1.7	Image illustrant la réponse du détecteur MPX01 à la radiation induite par les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. La mesure a été faite le 2 août 2010 avec un temps d'exposition de 0.5 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les formes blanches sont les traces des particules détectées.	14
2.1	Pouvoir d'arrêt des protons et des particules alpha dans le silicium en fonction de leur énergie [14].	16
2.2	Courbes de Bragg de protons de 5 et 10 MeV dans le silicium [14]. . . .	17
2.3	Dispositif expérimental auprès de l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal. Les particules accélérées passent d'abord par une feuille d'or de $0.18\ \mu\text{m}$ d'épaisseur placée à 45° par rapport à la ligne du faisceau incident. Les particules diffusées par cette feuille avec un angle de $90^\circ (\pm 0.4^\circ)$ sont détectées par un détecteur MPX. Le dispositif est sous vide poussé (la pression est de l'ordre de 10^{-7} Torr).	18
2.4	Exemples de traces de protons de 9.9 MeV à a) 0° et b) 70° et de protons de 400 keV à c) 0° et d) 70° . Les images ont été prises par un détecteur MPX avec un temps d'exposition de 50 ms, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	19
2.5	Image prise par un détecteur MPX montrant des traces de muons de 40 GeV ayant une incidence parallèle à la surface du détecteur. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 9.6 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	20

2.6	Pouvoir d'arrêt des électrons dans le silicium par ionisation, par radiation et total en fonction de leur énergie [16].	21
2.7	Image prise par un détecteur MPX exposé aux photons et aux électrons émis par une source de ^{137}Cs . La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 0.1 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	22
2.8	Image prise par un détecteur MPX a) irradié simultanément par des électrons de 49.47 keV en moyenne provenant d'une source de ^{14}C et par des protons de 400 keV et b) exposé uniquement aux électrons provenant de la source de ^{14}C . Les mesures ont été faites avec un temps d'exposition de 50 ms, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	23
2.9	Coefficient d'atténuation des photons dans le silicium en fonction de leur énergie [18].	24
2.10	Portée des protons et des noyaux de carbone dans le polyéthylène en fonction de leur énergie [14].	26
2.11	Les quatre types de traces tels qu'observés par un détecteur ATLAS-MPX à bas seuil : a) traces ovales, b) traces rectilignes, c) traces curvilignes et d) traces courtes.	29
2.12	Détermination des caractéristiques dimensionnelles d'une trace par l'algorithme <i>BlobsFinder</i> du logiciel MAFalda. Les pixels de la trace sont représentés par des carrés blancs et gris. La largeur de cette trace est définie comme deux fois la distance entre la droite d'ajustement (ligne rouge) et le centre du pixel le plus externe (carré gris). La longueur de la trace est égale à la distance entre les points extrêmes d'intersection entre la droite d'ajustement et la trace (points A et B). Le système de coordonnées xyz associé au détecteur est tel que l'axe z coïncide avec la normale de celui-ci.	30

- 2.13 Nombre moyen de pixels internes en fonction de l'énergie des protons à a) 0° et b) 70° . Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions des traces enregistrées en fonction du nombre de pixels internes. L'incertitude sur l'énergie est de 1 %. Les mesures ont été faites avec un détecteur MPX. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V. 32
- 2.14 Distribution en largeur des traces de muons de 40 GeV ayant un angle d'incidence de 90° . La mesure a été faite avec un détecteur MPX. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V. 33
- 2.15 Distribution en taille des traces d'électrons provenant d'une source de ^{137}Cs a) dans le cas où la largeur est supérieure à 1.8 pixels et b) dans le cas où la largeur est inférieure ou égale à 1.8 pixels. Les mesures ont été faites avec un détecteur MPX. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V. 33
- 2.16 Détermination des angles d'incidence et plan d'une particule au minimum d'ionisation. Les pixels qui forment la trace de cette particule sont représentés par des carrés noirs. Un système de coordonnées xyz est défini tel que l'axe z coïncide avec la normale du détecteur MPX. L'angle d'incidence ϑ est mesuré par rapport à l'axe z . L'angle plan φ est mesuré entre l'axe x et la droite d'ajustement des pixels de la trace qui est représentée par une ligne rouge. 35

- 2.17 Activité mesurée a) de la source de ^{137}Cs et b) de la source de ^{241}Am en fonction de l'angle de rotation d'un détecteur MPX (voir l'équation 2.7). Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude donnée par l'équation 2.8. L'activité de la source de ^{137}Cs a été obtenue en comptant le nombre de toutes les traces enregistrées. Celle de la source de ^{241}Am a été déterminée en comptant seulement le nombre de traces ovales enregistrées. Les mesures ont été faites dans le vide avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. L'activité réelle de chaque source est représentée par une bande bleue. *[-0.3cm] 37
- 3.1 Collection des porteurs de charge générés par une particule fortement ionisante. Seuls les nuages de trous sont représentés pour une raison de clarté. La colonne de plasma initialement produite (t_0) est dégradée sous l'effet du champ électrique de polarisation F et de la diffusion des porteurs de charge. En se déplaçant vers la cathode (matrice de pixels), les porteurs de charge diffusent jusqu'à ce qu'ils soient collectés par plusieurs pixels adjacents (t_1 et t_2). Un système de coordonnées xyz est défini tel que l'axe z coïncide avec la normale du détecteur MPX. 40
- 3.2 Profil radial de la densité d'énergie correspondant à un dépôt initial de 500 keV pour trois instants différents : 10, 20 et 50 ns (voir l'équation 3.4). La variable r est telle que $r^2 = (x - x_i)^2 + (y - y_i)^2$ 42
- 3.3 Distributions de l'énergie collectée par unité de surface (E_{surf}) et par pixel (E_{pix}) obtenues par le modèle de partage de charge pour un proton de 10 MeV à : a) 0° et b) 70° et une particule alpha de 16 MeV à c) 0° et d) 70° . Ces distributions correspondent à une tension de polarisation de 100 V. 47

3.4	Taille moyenne des traces de protons en fonction de leur énergie à a) 0° et b) 70° . Les résultats des mesures expérimentales et ceux du modèle de partage de charge ont été obtenus pour un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions en taille des traces.	49
3.5	Taille moyenne des traces de particules alpha en fonction de leur énergie à a) 0° et b) 70° . Les résultats des mesures expérimentales et ceux du modèle de partage de charge ont été obtenus pour un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions en taille des traces. . .	50
4.1	Spectres des neutrons des sources a) de $^{241}\text{AmBe}$ et b) de ^{252}Cf [34]. . .	54
4.2	Spectre des neutrons produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ [36]. Ce spectre a été mesuré à 105 cm de la cible de lithium. L'énergie des projectiles est de 30 MeV.	55
4.3	Réponse du détecteur ATLAS-MPX de référence a) aux neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, b) aux neutrons rapides émis par la source de ^{252}Cf , c) aux neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ et d) aux neutrons thermiques et lents. Seulement les traces ovales sont illustrées. Le temps d'exposition est de a) 4.5 s (superposition de 4500 images), b) 3.5 s (superposition de 3500 images), c) 7.5 s (superposition de 1500 images) et d) 20 s (superposition de 1000 images). Les palettes de couleur donnent le nombre total d'événements comptabilisé par chaque pixel. Les images ont été prises avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.	56

- 4.4 Distribution en taille des traces ovales induites dans la région R_1 du détecteur ATLAS-MPX de référence par a) les neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, b) les neutrons rapides émis par la source de ^{252}Cf et c) les neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 58
- 4.5 Distributions en taille des traces ovales produites dans la région R_3 du détecteur ATLAS-MPX de référence par les neutrons thermiques et lents et par a) les neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, b) les neutrons rapides émis par la source de ^{252}Cf et c) les neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 59
- 4.6 Efficacité de chaque région R_i du détecteur ATLAS-MPX de référence à détecter les neutrons rapides émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf et ceux produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ (voir l'équation 4.1). L'incertitude sur ε_i est donnée par l'équation 4.2. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 60
- 4.7 Section efficace a) de la diffusion élastique $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$, b) de la réaction $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ et c) de la réaction $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ [17]. 61
- 5.1 Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX01 entre le 6 et le 8 septembre 2008. Les traces enregistrées sont dues à la radiation naturelle dans ATLAS. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 min, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 65

- 5.2 Distribution des traces rectilignes enregistrées par MPX01 entre le 14 avril et le 8 septembre 2008 en fonction de a) la pseudorapacité η et b) l'angle azimutal ϕ . Les traces rectilignes ont été produites par des muons cosmiques ayant un angle d'incidence supérieur à 51° ($\eta < 0.75$). Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 65
- 5.3 Nombre moyen de chaque type de traces par cm^2 et par seconde mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX en 2008 avant le démarrage du LHC. Chaque taux a été déterminé avec une incertitude statistique de 1 % dans le cas des traces courtes et curvilignes, de 2 % dans le cas des traces ovales et de 3 % dans le cas des traces rectilignes. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 67
- 5.4 Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX15 pendant les opérations préliminaires du LHC (du 10 au 12 septembre 2008). La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 1 min, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les collisions de protons de 450 GeV qui ont été produites de temps à autre avec le collimateur TCT ou possiblement avec les chambres à vide du LHC font augmenter le nombre de traces enregistrées. 68
- 5.5 Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré entre le 5 et le 9 août 2011 par a) MPX02 (temps d'exposition de 0.2 s) et b) MPX12 (temps d'exposition de 10 s). Les bandes bleues représentent les périodes de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites pendant les remplissages consécutifs Fill2006, Fill2007, Fill2008, Fill2009 et Fill2010. Les mesures ont été effectuées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 70

- 5.6 Nombre total de traces par cm^2 et par seconde mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX pendant les collisions proton-proton du Fill2009 (8 août 2011). Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur en question (cercle rempli de bleu). Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 230 keV dans le cas de MPX15, MPX14 et MPX01 et de 8 keV dans le cas des autres détecteurs. La tension de polarisation est de 100 V. 72
- 5.7 Variation en fonction du temps a) de la luminosité du LHC et b) du nombre total de traces par cm^2 et par 0.2 s mesuré par MPX02 le 8 août 2011 pendant les collisions de faisceaux stables de protons du Fill2009. Les valeurs de la luminosité ont été prises de [41]. Les données prises par MPX02 correspondent à un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les données de la luminosité et du nombre de traces sont ajustées par une fonction exponentielle décroissante. 73
- 5.8 Nombre de chaque type de traces par cm^2 (N_{col}) mesuré par a) MPX02 et b) MPX12 en fonction de la luminosité intégrée vue par chacun de ces détecteurs (L_{MPX}). Les mesures ont été faites pendant des périodes de collisions de faisceaux stables de protons à 7 TeV dans le centre de masse. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V. Les données correspondant à chaque type de traces sont ajustées par une fonction linéaire représentée par une ligne ayant la même couleur que les points expérimentaux (le coefficient de détermination R^2 est de l'ordre de 0.99). 75
- 5.9 Balayage a) horizontal (selon X) et b) vertical (selon Y) des faisceaux en recouvrement au point d'interaction IP1. Chaque balayage est effectué en déplaçant les faisceaux dans deux sens opposés. 77

- 5.10 Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX15 le 8 et le 9 mai 2010 pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Quatre balayages de faisceaux ont été effectués : deux horizontaux (H_1 et H_2) et deux verticaux (V_1 et V_2). La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 80
- 5.11 Distributions du nombre total de traces par cm^2 mesuré par MPX15 au cours des balayages : a) H_1 , b) H_2 , c) V_1 et d) V_2 . Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Les mesures ont été faites avec un temps d'exposition de 10 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les données expérimentales sont ajustées par une fonction gaussienne plus un fond constant. 81
- 5.12 Luminosité L_0 mesurée avec plusieurs détecteurs dans ATLAS par la méthode de van der Meer à partir des données prises au cours des balayages B_1 (H_1 et V_1) et B_2 (H_2 et V_2). Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Les valeurs de la luminosité mesurée avec LUCID, BCM et LAr ont été prises de [44]. Dans le cas de LUCID, deux algorithmes ont été utilisés : LUCID1 (LUCID_Event_AND) et LUCID2 (LUCID_Event_OR). Les mesures faites avec MPX15, MPX14 et MPX01 correspondent à un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. L'incertitude sur L_0 a été déterminée par l'équation 5.9. 83
- 5.13 Nombre d'événements par cm^2 mesuré par MPX15 au cours des balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 . Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 lors des collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 87

- 6.1 Nombre moyen de LETP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les taux de LETP mesurés sont aussi donnés dans le tableau 6.1 avec leurs incertitudes. 94
- 6.2 Distribution en fonction de a) la pseudorapidité η et b) l'angle azimutal ϕ des MIP détectées par MPX01 pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse produites en août 2010. Ces distributions sont comparées à celles des muons cosmiques détectés en 2008 avant le démarrage du LHC. Les mesures ont été réalisées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 97
- 6.3 Nombre moyen de MIP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les taux de MIP mesurés sont aussi donnés dans le tableau 6.2 avec leurs incertitudes. 98
- 6.4 Nombre par cm^2 de traces ovales enregistrées dans chaque région R_i des détecteurs : a) MPX02 et b) MPX12 en fonction de la luminosité intégrée vue par chacun de ces détecteurs. Ce nombre a été déterminé par l'équation 5.1, dans laquelle l'aire du détecteur a été remplacée par l'aire de chaque région R_i . Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. 101

- 6.5 Distribution des HETP détectées par MPX01 (à l'exception de la région R_3) en fonction de : a) la taille et b) la longueur de leurs traces ovales. Les mesures ont été faites pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites en août 2010. Le seuil de détection est de 8 keV et la tension de polarisation est de 100 V. 102
- 6.6 Nombre moyen de HETP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les taux de HETP mesurés sont aussi donnés dans le tableau 6.3 avec leurs incertitudes. 103
- 6.7 Fluence moyenne de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les fluences de neutrons thermiques et lents mesurées sont aussi données dans le tableau 6.4 avec leurs incertitudes. 106
- 6.8 Nombre de chaque type de traces mesuré par a) MPX04 du 25 au 26 avril 2011 pendant et après les remplissages Fill1736 et Fill1737 et b) MPX02 du 17 au 22 octobre 2011 pendant et après les remplissages Fill2220 et Fill2222. Le temps d'exposition est de 5 et 0.2 s respectivement. Les bandes bleues représentent les périodes de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 111

- 6.9 Composantes de désintégration observées avec MPX02 après l'arrêt des collisions du Fill2222 (du 18 au 22 octobre 2011). Pour chaque composante, le nombre total de traces mesuré est ajusté par une fonction exponentielle plus un fond constant. Cet ajustement donne le temps de demi-vie de chaque composante de désintégration : a) 27.69 s, b) 1.58 h, c) 12.93 h et d) 21.23 h. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 0.2 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 112
- 6.10 Débit d'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ mesuré avec MPX02 après l'arrêt des collisions du Fill2222 (du 18 au 22 octobre 2011). La mesure a été faite avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. 114
- III.1 Distributions en taille des traces ovales induites par les neutrons émis par une source de $^{241}\text{AmBe}$ dans chacune des régions du détecteur ATLAS-MPX de référence : a) R_1 , b) R_2 , c) R_3 , d) R_4 , e) R_5 et f) R_6 . Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. xxxvii
- III.2 Distributions en taille des traces ovales induites par les neutrons émis par une source de ^{252}Cf dans chacune des régions du détecteur ATLAS-MPX de référence : a) R_1 , b) R_2 , c) R_3 , d) R_4 , e) R_5 et f) R_6 . Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. xxxviii
- III.3 Distributions en taille des traces ovales induites par les neutrons provenant de la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ dans chacune des régions du détecteur ATLAS-MPX de référence : a) R_1 , b) R_2 , c) R_3 , d) R_4 , e) R_5 et f) R_6 . Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. xxxix

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans ATLASxxxv
Annexe II :	Aires des six régions des détecteurs ATLAS-MPX xxxvi
Annexe III :	Réponse du détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons rapidesxxxvii

LISTE DES SIGLES

AD	Antiproton Decelerator
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
BCM	Beam Condition Monitor
BI	Barrel Inner
BM	Barrel Middle
BO	Barrel Outer
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CMI	Czech Metrology Institute
CMS	Compact Muon Solenoid
CNGS	Cern Neutrinos to Gran Sasso
ECE	End-Caps Extra
ECI	End-Caps Inner
ECM	End-Caps Middle
ECO	End-Caps Outer
EMB	ElectroMagnetic Barrel
EMEC	ElectroMagnetic End-Caps
ExtTileCal	Extended Tile Calorimeter
FCal	Forward Calorimeter
FITPix	Fast Interface for Timepix Pixel detectors
FORTTRAN	FORmula TRANslator

GEANT3	GEometry ANd Tracking version 3
GMT	Greenwich Mean Time
GS	Gran Sasso
HEC	Hadronic End-Caps
HETP	High Energy Transfer Particles
ID	Inner Detector
IEAP	Institute of Experimental and Applied Physics in Prague
IP1	Interaction Point 1
ISOLDE	Isotope Separator OnLine DEvice
JD	Shielding Disc
JF	Shielding Forward
JM	Shielding Moderator
JN	Shielding Nose
JP	Shielding Plug
JT	Shielding Toroid
LAr	Liquid Argon
LEIR	Low Energy Ion Ring
LETP	Low Energy Transfer Particles
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LINAC	LINear ACcelerator
LUCID	LUMinosity measurement using Cerenkov Integrating Detector
MAFalda	Medipix Analysis Framework
MIP	Minimum Ionizing Particles

MPX	MediPiX2
NPI	Nuclear Physics Institute
n-ToF	neutrons Time of Flight
PIX	détecteurs au silicium à PIXels du détecteur interne d'ATLAS
PS	Proton Synchrotron
PSB	Proton Synchrotron Booster
Quad	Quadrupôles du LHC
SCT	SemiConductor Tracker
SEE	Single Event Effect
sLHC	super Large Hadron Collider
SPS	Super Proton Synchrotron
TAS	Target Absorber Secondaries
TCT	Target Collimator Tertiary
TileCal	Tile Calorimeter
TPX	TimePiX
TRT	Transition Radiation Tracker
USA15	Underground Service Area 15
USB	Universal Serial Bus
UX15	Underground eXperimental area 15

NOTATION

Symbole	Valeur	Signification
Symboles latins		
d	0.03 cm	Épaisseur d'un détecteur MPX
D_a	$17.48 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Coefficient de diffusion ambipolaire dans le silicium à 300 K
f_{rev}	11.245 kHz	Fréquence de révolution des protons dans le LHC
I	173 eV	Potentiel moyen d'ionisation du silicium
k_B	$8.617 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$	Constante de Boltzman
m_e	511 keV	Masse au repos des électrons
q_e	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$	Charge électrique élémentaire
r_e	$2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$	Rayon classique des électrons
s	$55 \times 10^{-4} \text{ cm}$	Taille des pixels d'un détecteur MPX
S	1.98 cm^2	Aire d'un détecteur MPX
T	300 K	Température
V_f	20 V	Tension de désertion totale d'un détecteur MPX
Symboles grecs		
μ_e	$1350 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	Mobilité des électrons dans le silicium à 300 K
μ_h	$450 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	Mobilité des trous dans le silicium à 300 K
ρ_a	$4.99 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$	Densité atomique du silicium à 300 K
ρ_e	$6.99 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$	Densité électronique du silicium à 300 K

AVANT-PROPOS

Les travaux présentés dans cette thèse ont été réalisés dans le cadre de la collaboration ATLAS-MPX qui regroupe des chercheurs de l'Université de Montréal, de l'IEAP et du CERN. Je résumerai dans la suite mes contributions personnelles à ces travaux.

Le logiciel MAFalda a été conçu en collaboration avec John Idarraga de l'Université de Montréal. Mon rôle a été de déterminer les meilleurs paramètres de ce logiciel permettant de reconnaître les formes des traces des particules. J'ai également évalué la performance de MAFalda à l'aide des paramètres obtenus. Pour tout cela, j'ai mesuré les traces de différents types de particules avec un détecteur MPX. Je me suis servie aussi de la mesure des traces de muons qui a été faite au CERN par le groupe d'Erik Heijne. Par ailleurs, j'ai écrit tous les algorithmes annexes à MAFalda que j'ai utilisés pour produire les résultats présentés dans cette thèse.

L'étude de l'effet de partage de charge entre pixels est passée par deux étapes. La première a été de mesurer la taille des traces de protons et de particules alpha en fonction de la tension de polarisation d'un détecteur MPX. La seconde a été de développer, à partir des mesures effectuées, un modèle qui décrit la formation des traces des particules fortement ionisantes. J'ai réalisé ces deux étapes conjointement avec Céline Lebel de l'Université de Montréal. Par la suite, j'ai testé la validité du modèle élaboré en calculant la taille des traces de protons et de particules alpha avec énergies et angles d'incidence différents et la comparant avec celle que j'ai mesurée expérimentalement avec un détecteur MPX.

La réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons thermiques, lents et rapides a été étudiée au moyen de données prises aux CMI et NPI. J'ai effectué toutes les mesures avec Andrea Gutierrez de l'Université de Montréal, sauf celle des neutrons thermiques et lents qui a été faite par Zdenek Vykydal de l'IEAP. Ensuite, j'ai étalonné la

réponse de chaque région du détecteur de référence en déterminant, pour chaque spectre de neutrons incidents, une distribution caractéristique en taille des traces produites. J'ai également évalué l'efficacité de chacune des régions à détecter les neutrons thermiques, lents et rapides.

J'ai consacré la dernière partie de ma thèse à l'analyse des données prises par les détecteurs ATLAS-MPX. Tout d'abord, j'ai vérifié le bon fonctionnement de ces détecteurs en analysant leur réponse au bruit de fond naturel ainsi qu'à celui induit lors de la mise en service du LHC en septembre 2008. J'ai par la suite étudié, en fonction de la luminosité, la réponse de ces détecteurs à la radiation générée pendant les collisions frontales de protons à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites en 2010 et 2011. J'ai ainsi obtenu les fluences de divers types de particules par unité de luminosité intégrée pour chaque détecteur. Puis, j'ai comparé ces fluences avec celles prédites par la simulation GCALOR du détecteur ATLAS afin de tester la validité de celle-ci. Cette simulation a été faite par Mike Shupe de l'Université d'Arizona. Par ailleurs, j'ai mesuré et étalonné la luminosité absolue avec les trois détecteurs ATLAS-MPX les plus proches de la ligne des faisceaux du LHC. J'ai utilisé à cette fin les données collectées au cours des balayages de faisceaux de protons en recouvrement qui ont été effectués selon la méthode de van der Meer. Afin d'évaluer la performance de ces trois détecteurs, j'ai procédé à la comparaison entre les valeurs de la luminosité mesurées et celles obtenues avec les calorimètres LAr et les moniteurs principaux de luminosité LUCID et BCM. Finalement, je me suis servie de l'étalonnage de la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence en équivalent de dose ambiant afin d'évaluer la radioactivité résiduelle dans ATLAS. Cet étalonnage a été fait par Zdenek Vykydal avec des sources radioactives connues.

INTRODUCTION

La performance d'un collisionneur de particules est caractérisée par la luminosité et l'énergie dans le centre de masse. Plus ces paramètres sont élevés, plus la recherche de nouvelles particules lourdes et de processus physiques rares devient possible. Actuellement, le LHC est le collisionneur le plus performant au monde. Mis en service effectif en 2009, il produit des collisions proton-proton avec une énergie de plusieurs TeV dans le centre de masse. Les données qui en résultent permettent au détecteur ATLAS de tester le modèle standard avec précision, de chercher le boson de Higgs et d'explorer une nouvelle physique comme la supersymétrie. En fonctionnement nominal, la luminosité produite par le LHC est de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Une telle luminosité entraîne une irradiation importante des détecteurs et des composants électroniques d'ATLAS, pouvant les endommager ou perturber leur fonctionnement. De plus, les débits de dose provoqués par l'activation résiduelle des matériaux d'ATLAS peuvent avoir un impact sur la sécurité du personnel en cas d'accès à la zone expérimentale ou technique pour un entretien ou un changement d'équipements. Pour quantifier leurs effets, les champs de radiation générés doivent être mesurés. D'autre part, les mesures expérimentales sont nécessaires pour tester la validité des simulations Monte Carlo qui ont été réalisées afin de concevoir le détecteur ATLAS et de prévoir son environnement radiatif.

Le détecteur ATLAS est équipé de différents moniteurs de radiation, notamment les détecteurs ATLAS-MPX qui font l'objet de cette thèse. Ces détecteurs ont pour rôle d'enregistrer et de visualiser en temps réel les traces des particules détectées. Ils sont composés d'un détecteur au silicium à pixels appelé MPX qui est partiellement recouvert de convertisseurs de neutrons thermiques, lents et rapides. Ces convertisseurs divisent la surface active de chaque détecteur en six régions différentes.

Dans le premier volet de cette thèse (chapitres 1 - 4), des outils sont développés pour comprendre la réponse des détecteurs ATLAS-MPX à la radiation. En plus de donner

un survol du LHC et du détecteur ATLAS, le chapitre 1 présente les détecteurs ATLAS-MPX et décrit leur fonctionnement. Le chapitre 2 passe en revue les interactions des particules avec un détecteur ATLAS-MPX et décrit les types de traces qui peuvent être produits. Il présente également le logiciel MAFalda qui permet d'identifier les types des particules détectées en reconnaissant les formes de leurs traces. Les mesures expérimentales qui ont été effectuées afin d'optimiser les paramètres de MAFalda et d'évaluer sa performance sont décrites dans le même chapitre. L'étude de l'effet de partage de charge entre pixels fait l'objet du chapitre 3. De cette étude, un modèle semi-empirique reliant l'énergie des particules fortement ionisantes à la taille de leurs traces est développé. Pour tester sa validité, une comparaison est faite entre la taille des traces de protons et de particules alpha estimée par le modèle et celle mesurée expérimentalement. Dans le chapitre 4, la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence est étalonnée à l'aide de sources connues de neutrons thermiques, lents et rapides. De plus, l'efficacité de détection de neutrons est déterminée pour chacune des régions de ce détecteur.

Le second volet de cette thèse (chapitres 5 et 6) vise à connaître l'environnement radiatif du détecteur ATLAS. Au chapitre 5, une étude préliminaire de la réponse des détecteurs ATLAS-MPX est menée au moyen des données collectées en 2008 avant et pendant les premières opérations du LHC avec des protons de 450 GeV. De plus, une corrélation est établie entre la luminosité du LHC et la réponse de ces détecteurs à la radiation générée par les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Dans ce contexte, la méthode de van der Meer qui permet de mesurer et d'étalonner la luminosité absolue avec les détecteurs ATLAS-MPX est présentée. Dans le chapitre 6, l'environnement radiatif du détecteur ATLAS est décrit en termes des fluences de différents types de particules par unité de luminosité intégrée mesurées par les détecteurs ATLAS-MPX. Une comparaison est faite entre ces fluences et celles prédites par GCALOR, l'une des simulations Monte Carlo du détecteur ATLAS. Afin de contrôler l'exposition du personnel à la radiation dans les zones expérimentale et technique, la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence est étalonné avec des sources radioactives délivrant un débit

d'équivalent de dose ambiant connu. Les résultats de mesures de la radioactivité résiduelle avec les détecteurs ATLAS-MPX sont présentés dans le chapitre 6.

Cette thèse s'achève par une conclusion synthétisant les travaux effectués et présentant quelques perspectives pour des travaux futurs.

CHAPITRE 1

L'EXPÉRIENCE ATLAS

La recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique au-delà du modèle standard est actuellement l'une des priorités de la physique expérimentale des particules. Pour ce but, l'expérience ATLAS est menée auprès du collisionneur LHC au CERN. Ce chapitre donne en premier lieu un aperçu sur le LHC et le détecteur ATLAS. Il présente ensuite les détecteurs ATLAS-MPX et explique leur principe de fonctionnement.

1.1 Le collisionneur LHC

Le LHC [1] est installé dans un tunnel de 27 km de circonférence au CERN [2]. Il produit des collisions frontales de protons avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et une luminosité de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans les conditions nominales de fonctionnement. Il permet aussi des collisions plomb-plomb à 1148 TeV dans le centre de masse et à une luminosité de l'ordre de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme ces collisions ne font pas l'objet de cette thèse, elles ne seront pas considérées dans la suite.

Les protons sont initialement accélérés jusqu'à une énergie de 450 GeV par la chaîne composée des accélérateurs LINAC, PSB, PS et SPS (voir la figure 1.1). Ils sont ensuite injectés dans le LHC où ils sont accélérés en sens inverse dans deux chambres à vide jusqu'à atteindre l'énergie finale. Un faisceau nominal du LHC est composé de 2808 paquets contenant chacun 1.15×10^{11} protons. Les paquets se croisent chaque 25 ns aux quatre points où les expériences ATLAS, CMS, LHCb et ALICE sont installées (voir la figure 1.1). Les expériences ATLAS [3] et CMS [4] sont destinées à l'exploration de la physique à l'échelle du TeV. L'expérience LHCb [5] est consacrée à l'étude du méson B et de la violation CP, alors que ALICE [6] a pour but l'étude du plasma de quarks et de

gluons produits lors des collisions plomb-plomb.

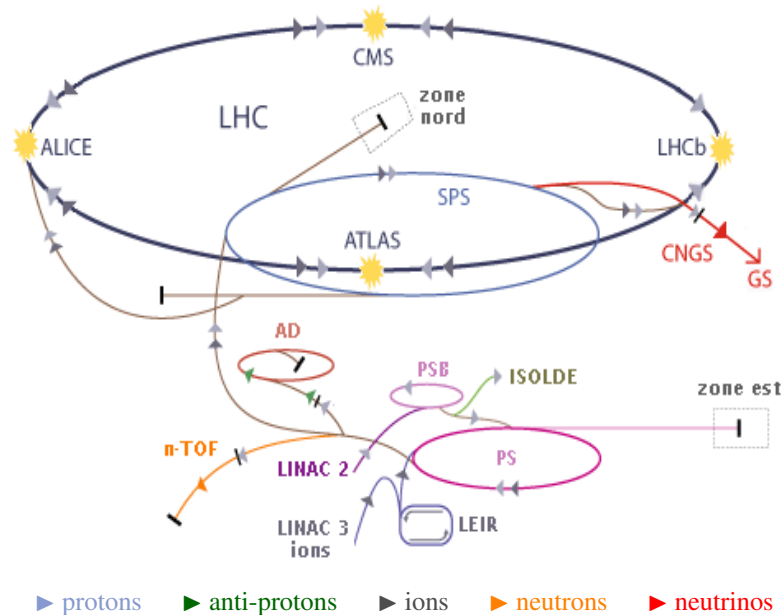


Figure 1.1 – Le système d’accélérateurs du LHC. Les protons sont initialement accélérés par LINAC, PSB, PS et SPS jusqu’à 450 GeV. Ils passent ensuite au LHC où ils acquièrent leur énergie finale (7 TeV en cas de fonctionnement nominal). Les collisions proton-proton se produisent aux quatre points d’interaction où se trouvent les détecteurs ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. La figure est tirée de [7] et modifiée.

Le LHC a démarré en septembre 2008 en faisant circuler des protons de 450 GeV. Il a produit ses premières collisions proton-proton en novembre 2009 avec une énergie de 1.18 TeV dans le centre de masse. Le relèvement de l’énergie des protons en mars 2010 a permis d’atteindre 7 TeV dans le centre de masse. La luminosité du LHC (appelée aussi luminosité instantanée) est définie comme le nombre de protons qui entrent en collisions par cm^2 et par seconde à un point d’interaction donné. Elle a été graduellement augmentée au cours des deux premières années d’exploitation du LHC de 10^{26} à $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ grâce, entre autres, à une augmentation du nombre de paquets de protons dans les faisceaux. Après deux ans de fonctionnement, le LHC a livré à l’expérience ATLAS une luminosité intégrée (ou accumulée) de 5.66 fb^{-1} . En 2012, les collisions proton-proton

ont été produites avec une énergie de 8 TeV dans le centre de masse et une luminosité de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les opérations nominales sont envisagées en 2015.

1.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est localisé dans une caverne appelée UX15. Il mesure 44 m de long et 25 m de diamètre. Il est composé d'un aimant solénoïde, d'aimants toroïdaux et de trois détecteurs principaux : le détecteur interne, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et le spectromètre à muons (voir la figure 1.2). Les systèmes électroniques d'ATLAS sont placés dans des cavernes adjacentes à UX15, en particulier USA15 qui contient la plupart de ces systèmes (voir la figure 1.3). Le repère associé au détecteur ATLAS est tel que l'origine correspond au point d'interaction IP1 au centre du détecteur, l'axe Z correspond à la direction des faisceaux, l'axe X pointe vers le centre du LHC et l'axe Y pointe vers le haut (voir la figure 1.3). Par convention, le faisceau qui circule selon la direction des Z négatifs est appelé faisceau 1 et celui qui circule selon la direction des Z positifs est appelé faisceau 2. La coordonnée radiale R est donnée par :

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2}. \quad (1.1)$$

L'angle azimutal ϕ est mesuré dans le plan transverse XY par rapport à l'axe des X positifs et l'angle polaire θ est mesuré par rapport à l'axe des Z positifs. Une quantité généralement utilisée à la place de θ est la pseudorapidité :

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (1.2)$$

Le détecteur interne (ID) est le système qui entoure le point d'interaction d'ATLAS ($|\eta| < 2.5$). Il est immergé dans un champ magnétique de 2 T créé par l'aimant solénoïde. Il est formé de détecteurs au silicium à pixels (PIX), de détecteurs au silicium à microbandes (SCT) et de compteurs proportionnels (TRT). Ces détecteurs permettent de mesu-

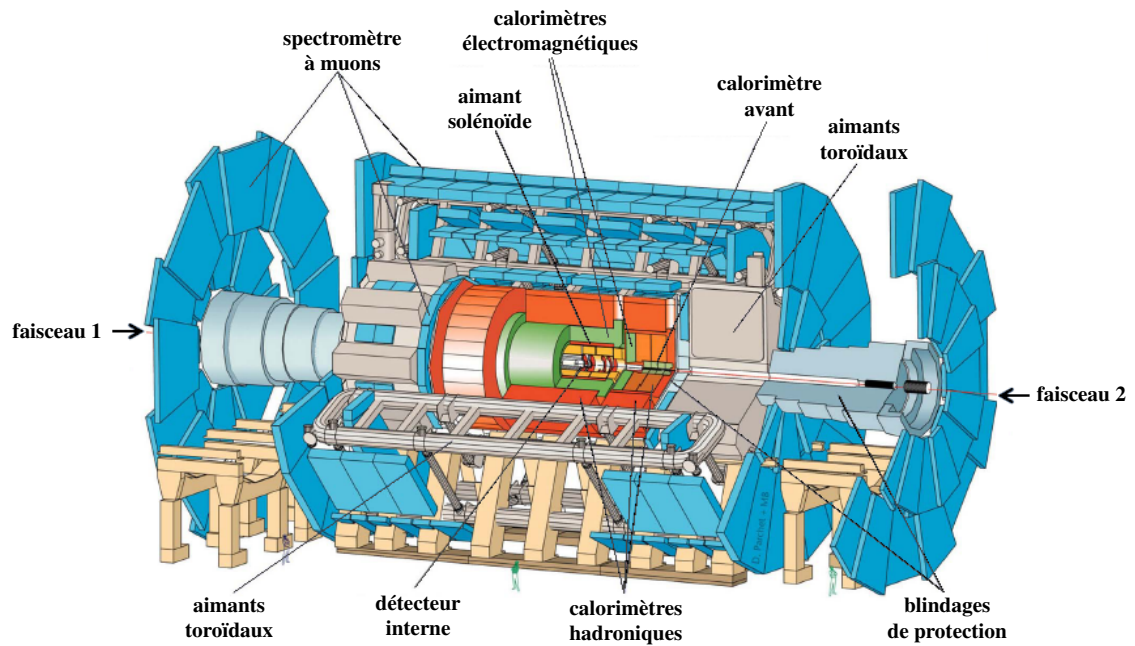


Figure 1.2 – Le détecteur ATLAS. Il est constitué d’aimants solénoïde et toroïdaux et de trois détecteurs principaux : le détecteur interne, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et le spectromètre à muons. La figure est tirée de [3] et modifiée.

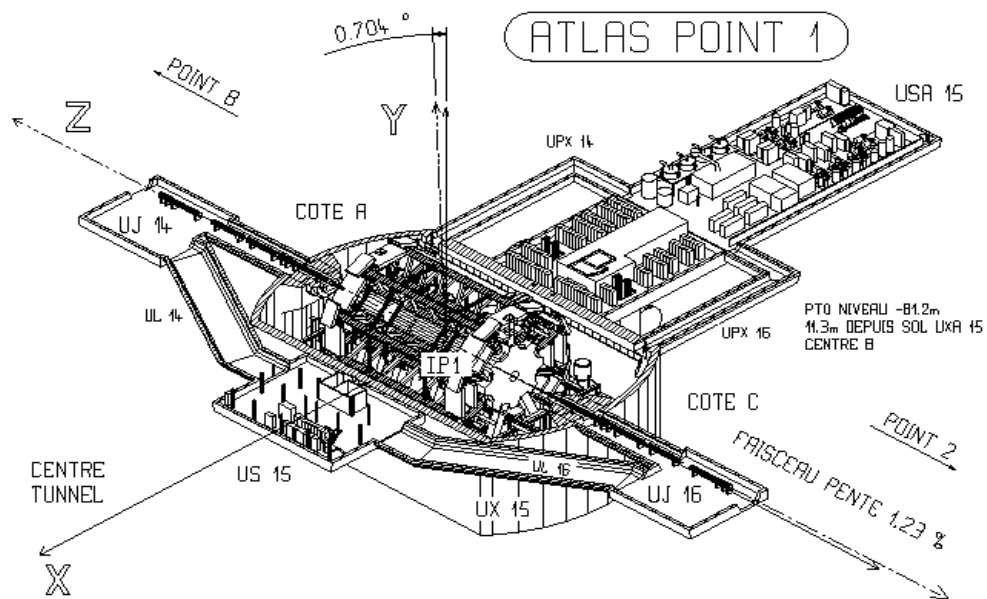


Figure 1.3 – Le système de coordonnées XYZ d’ATLAS. L’origine de ce système correspond au point d’interaction IP1. L’axe Z correspond à la direction des faisceaux, l’axe X pointe vers le centre du LHC et l’axe Y pointe vers le haut. La figure est tirée de [8].

rer l'impulsion des particules chargées, de reconstruire les vertex et d'étudier les particules de courte durée de vie. La détection du boson de Higgs avec ces détecteurs est possible via des canaux de désintégration comme $H \rightarrow b\bar{b}$.

Le détecteur interne est entouré de calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Les premiers ($|\eta| < 3.2$) sont des calorimètres à échantillonnage à argon liquide avec un absorbeur en plomb qui sont répartis sur deux bouchons (EMEC) et un baril (EMB). Ces calorimètres permettent de déterminer l'énergie des particules électromagnétiques. Ces mesures sont importantes pour la détection du boson de Higgs dans certains canaux comme $H \rightarrow \gamma\gamma$ ou $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2e^+2e^-$. Les calorimètres hadroniques ($|\eta| < 4.9$) sont formés de tuiles de scintillateurs avec un absorbeur en fer pour la section du baril (TileCal et ExtTileCal) et de calorimètres à échantillonnage à argon liquide avec un absorbeur en cuivre et en tungstène pour les sections de bouchon (HEC) et avant (FCal). Ce système de calorimétrie sert à mesurer l'énergie des hadrons et à reconstruire les jets.

Le spectromètre à muons constitue la partie externe du détecteur ATLAS ($|\eta| < 2.7$). Il est construit autour des aimants toroïdaux qui produisent un champ magnétique de l'ordre de 1 T. Il est composé de compteurs proportionnels répartis sur trois barils (BI, BM et BO) et quatre roues (ECI, ECE, ECM et ECO). Ces compteurs permettent de reconstruire les trajectoires des muons et de déterminer leur impulsion. Il est possible de détecter le boson de Higgs par le biais des canaux conduisant à la production de muons et d'anti-muons, comme par exemple $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2\mu^+2\mu^-$.

1.3 Les détecteurs ATLAS-MPX

Au LHC, la majeure partie de la section efficace inélastique proton-proton¹ est attribuée aux collisions dans lesquelles le transfert d'impulsion est faible. Ces collisions sont appelées événements de biais minimum. Lors du fonctionnement nominal du LHC, cha-

¹ La section efficace inélastique proton-proton est de 80 mb à 14 TeV dans le centre de masse [9].

que événement intéressant pour l'expérience ATLAS est accompagné de 23 événements de biais minimum par croisement de paquets [10]. Ces événements constituent donc la source principale de bruit de fond dans le détecteur ATLAS. La contribution à ce bruit des collisions de protons avec des molécules du gaz résiduel dans les chambres à vide du LHC est négligeable en comparaison avec celle des événements de biais minimum [11]. Il est à noter que la couverture en pseudorapidité d'ATLAS ne permet pas de détecter les produits des collisions élastiques car les protons sont diffusés à petit angle. Le nombre élevé d'événements de biais minimum crée un environnement radiatif sévère. Afin de réduire l'impact de la radiation sur la performance du détecteur ATLAS, plusieurs blindages de protection ont été installés (voir la figure 1.4) :

- blindage modérateur (JM) en polyéthylène dopé avec du carbure de bore. Il est placé dans l'espace délimité par ID, EMEC et FCal. Son rôle est de protéger le détecteur interne des neutrons rapides provenant des calorimètres,
- blindage calorimétrique (JP) en laiton. Il est situé derrière HEC et FCal. Sa tâche consiste à protéger ECI de la radiation provenant des calorimètres,
- blindage disque (JD) en acier, en laiton et en polyéthylène. Il est placé derrière JP et a le même rôle que lui,
- blindage toroïdal (JT) en acier et en polyéthylène dopé avec du carbure de bore. Il est situé en dessous des aimants toroïdaux afin de les protéger,
- blindage avant (JF) en fonte ductile et en polyéthylène dopé avec l'acide borique. Il est placé dans la région avant d'ATLAS (région de pseudorapidité élevée). Son rôle est de protéger ECM et ECO de la radiation induite par les interactions des produits de collisions avec les chambres à vide du LHC ou avec TAS²,
- blindage nez (JN) en fonte. Il complète la tâche de JF.

² TAS est un collimateur en cuivre permettant de protéger les aimants quadripolaires du LHC (Quad) qui assurent la focalisation finale des faisceaux avant le point d'interaction d'ATLAS.

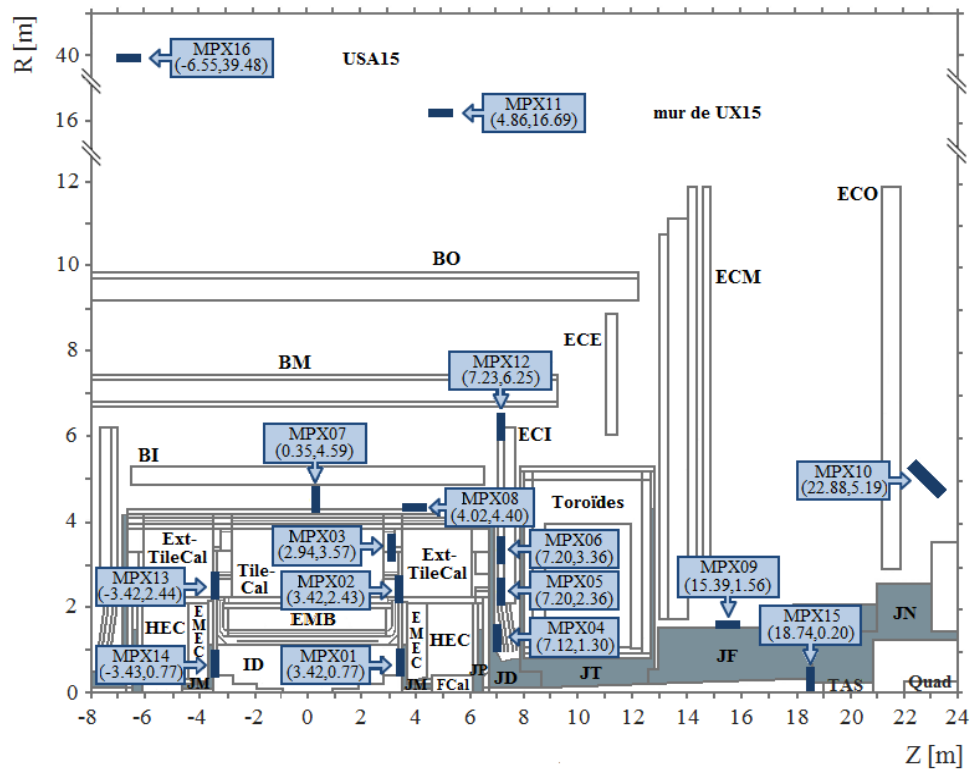


Figure 1.4 – Plan ZR représentant une partie de la cavité expérimentale UX15 et de la cavité technique USA15. Les détecteurs ATLAS-MPX sont illustrés par des rectangles bleus qui ne sont pas à l'échelle. La position de chacun de ces détecteurs est repérée par les coordonnées Z et R (en mètre) du centre de la boîte qui le contient. Ces détecteurs ont trois orientations différentes par rapport à l'axe Z : perpendiculaire (rectangles verticaux), parallèle (rectangles horizontaux) et inclinée de 45° (rectangle incliné).

Dans ATLAS, seize détecteurs au silicium à pixels appelés ATLAS-MPX sont utilisés pour suivre en temps réel les taux de radiation pendant et en dehors des périodes de collisions du LHC. Chacun de ces détecteurs est placé dans une boîte protectrice en duraluminium de $160 \text{ mm} \times 60 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$. Les coordonnées du centre de chaque boîte dans le repère XYZ sont reportées à l'annexe I. La figure 1.4 est une illustration du plan ZR dans lequel une partie de la cavité expérimentale UX15 et de la cavité technique USA15 est représentée. Sur cette figure, les détecteurs ATLAS-MPX sont représentés par des rectangles bleus qui ne sont pas à l'échelle. Chacun de ces détecteurs est désigné par le préfixe MPX suivi d'un indice d'identification (MPX01, MPX02, etc). La position

de chaque détecteur est repérée par les coordonnées (Z, R) du centre de la boîte qui le contient. Tel que montré à la figure 1.4, les boîtes sont orientées dans l'une des directions suivantes par rapport à l'axe Z : perpendiculaire (rectangles verticaux), parallèle (rectangles horizontaux) et inclinée de 45° (rectangle incliné). À l'exception de MPX16 qui est placé dans USA15, tous les détecteurs ATLAS-MPX sont installés dans UX15.

Un détecteur ATLAS-MPX est un détecteur MPX dont la surface active est partiellement recouverte de couches qui convertissent les neutrons thermiques, lents et rapides en particules chargées. Le MPX, montré à la figure 1.5, est un détecteur au silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de 1.98 cm^2 d'aire connecté à la puce de lecture Medipix2 [12]. Cette puce est constituée d'une matrice de 256×256 chaînes de lecture identiques et indépendantes. Chaque chaîne est connectée à sa propre diode de redressement dans le détecteur, définissant une structure de pixel de $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ d'aire. Comme le montre la figure 1.6, les couches de convertisseurs forment six régions différentes :

- région R_1 : silicium recouvert d'une couche de polyéthylène de 1.3 mm d'épaisseur. Le polyéthylène fait augmenter l'efficacité de détection de neutrons rapides à partir des collisions élastiques avec les noyaux d'hydrogène,
- région R_2 : silicium recouvert d'une couche de polyéthylène de 1.3 mm d'épaisseur déposée sur une couche d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'aluminium permet d'atténuer les photons et d'absorber les particules chargées de basse énergie, entre autres les protons de recul provenant du polyéthylène dont l'énergie est inférieure à 3.42 MeV . Il sert aussi de convertisseur de neutrons rapides au moyen des réactions nucléaires,
- région R_3 : silicium recouvert d'une couche d'aluminium de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposé sur une poudre de fluorure de lithium (3 mg.cm^{-2}). Le lithium permet la détection de neutrons thermiques et lents à partir de la réaction nucléaire ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$,
- régions R_4 et R_5 : silicium recouvert d'une couche d'aluminium de 150 et $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur respectivement,

- région R_6 : silicium non-recouvert. Elle sert de référence pour les autres régions. Les neutrons rapides peuvent être détectés par le biais des réactions nucléaires avec le silicium.

Les aires des régions diffèrent d'un détecteur ATLAS-MPX à un autre. Elles sont reportées à l'annexe II.



Figure 1.5 – Détecteur MPX (à gauche) connecté à son interface USB (à droite).

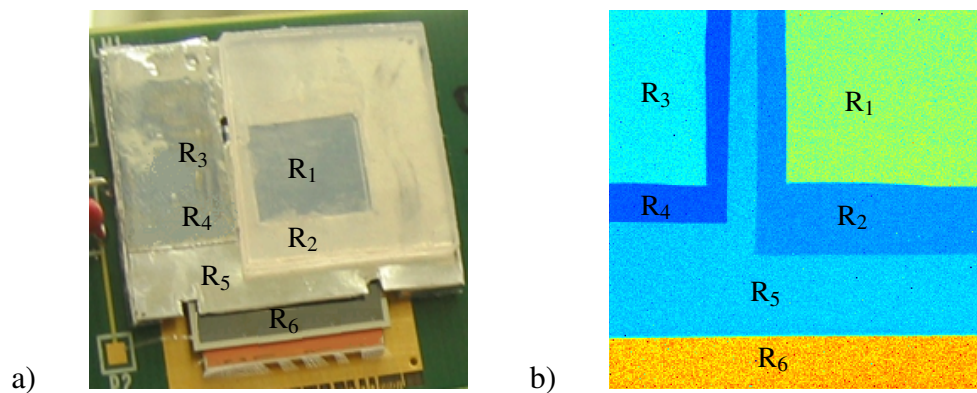


Figure 1.6 – Surface d'un détecteur MPX recouverte de convertisseurs de neutrons : a) photographie et b) image par rayons X. Les convertisseurs forment six régions : silicium recouvert de polyéthylène (R_1), silicium recouvert de polyéthylène et d'aluminium (R_2), silicium recouvert d'aluminium et de fluorure de lithium (R_3), silicium recouvert d'aluminium de $150\ \mu\text{m}$ (R_4) et de $100\ \mu\text{m}$ (R_5) et silicium non-recouvert (R_6).

L'énergie déposée par une particule ionisante dans le détecteur au silicium est transformée en charge électrique qui induit un signal dans un ou plusieurs pixels. Le signal reçu par chaque pixel est compté comme un événement si son amplitude dépasse un seuil de discrimination choisi par l'utilisateur. Ce seuil, appelé également seuil de détection, permet de supprimer le bruit de fond électronique qui est équivalent à une énergie de l'ordre de quelques keV. Après un certain temps d'exposition (équivalent au temps de pose pour une photographie), les informations sur le nombre d'événements comptabilisé par chaque pixel sont transmises à l'ordinateur d'acquisition par une interface USB (voir la figure 1.5) pour obtenir une image matricielle représentant l'état de la matrice de pixels. Dans ATLAS, vu que toutes les interfaces USB sont placées dans USA15, elles sont indirectement connectées aux détecteurs ATLAS-MPX par des câbles. Le temps d'exposition minimal qui peut être choisi est d'une dizaine de μs . Il faut cependant noter qu'il existe un temps mort de 6 s entre l'acquisition de deux images consécutives pendant lequel le détecteur n'enregistre aucun événement. Ce temps mort est nécessaire pour transmettre à l'ordinateur d'acquisition les informations enregistrées. Les paramètres d'acquisition comme le temps d'exposition par image, le seuil de détection ou la tension de polarisation sont contrôlés par un logiciel appelé Pixelman [13]. La tension de polarisation des détecteurs ATLAS-MPX est fixée à 100 V. Le temps d'exposition d'un détecteur donné est ajusté selon le taux de radiation auquel il est exposé. Le seuil de détection est choisi égal à 8 keV pour tous les détecteurs. Dans le cas de MPX15, MPX14 et MPX01, le seuil est mis à 230 keV lorsqu'ils sont fortement irradiés. Signalons que les résultats présentés dans cette thèse correspondent à un seuil de détection de 8 keV, sauf indication contraire.

Les images prises par un détecteur ATLAS-MPX permettent de visualiser les traces des particules détectées. Une trace est définie comme le groupement de pixels adjacents qui ont comptabilisé individuellement un nombre non nul d'événements. De tels pixels sont dits activés. La figure 1.7 montre une image prise par MPX01 lors des collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été réalisées le 2 août 2010. La

mesure a été faite avec un temps d'exposition de 0.5 s. Les objets blancs illustrés représentent les traces des particules détectées. Afin d'associer à chaque type de particules une forme caractéristique permettant de l'identifier, il est fondamental de connaître le comportement des particules dans un détecteur ATLAS-MPX. D'autre part, l'identification des particules nécessite un logiciel de reconnaissance de formes. Tous ces points seront examinés dans le chapitre suivant.

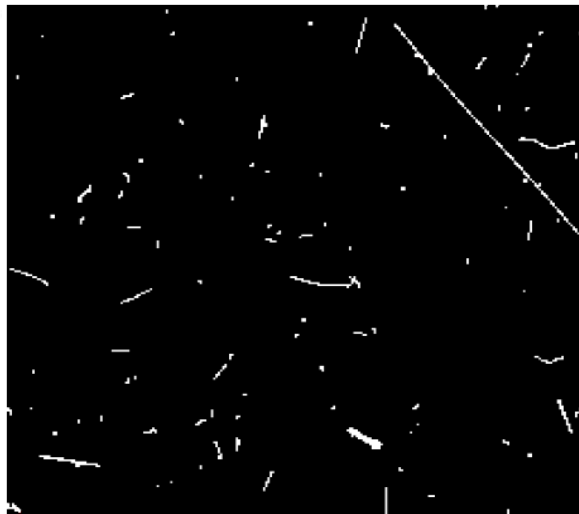


Figure 1.7 – Image illustrant la réponse du détecteur MPX01 à la radiation induite par les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. La mesure a été faite le 2 août 2010 avec un temps d'exposition de 0.5 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les formes blanches sont les traces des particules détectées.

CHAPITRE 2

RECONNAISSANCE DE FORMES

La détection des particules par un détecteur ATLAS-MPX repose sur leurs interactions avec le silicium. Les traces qui en résultent ont des formes caractéristiques permettant de reconnaître les types des particules détectées. La première section de ce chapitre décrit les interactions des particules avec le silicium et les types de traces qui peuvent être produits. Les interactions des neutrons avec les matériaux convertisseurs sont également décrites. Dans la deuxième section est présenté le logiciel de reconnaissance de formes MAFalda. La performance de ce logiciel est évaluée dans la même section. Notons que les mesures expérimentales décrites dans ce chapitre ont été faites avec un détecteur MPX non-recouvert dans le but d'étudier le comportement des particules dans le silicium où elles sont détectées.

2.1 Interactions des particules avec un détecteur ATLAS-MPX

Dans la suite, les particules sont groupées en quatre classes selon leur masse et leur charge : particules lourdes chargées, particules légères chargées, photons et neutrons.

2.1.1 Particules lourdes chargées

Comme leur nom l'indique, ce sont toutes les particules chargées sauf les électrons et les positrons. En traversant le silicium, elles interagissent avec les électrons atomiques en leur transférant de l'énergie par l'intermédiaire des forces coulombiennes. Il s'agit d'une perte d'énergie par ionisation. Les particules lourdes chargées interagissent de la même façon avec les matériaux convertisseurs. Comme l'énergie perdue dans ces matériaux par ionisation n'est pas récupérable, la détection de ces particules ne se fait qu'à

partir de l'énergie qu'elles déposent dans le silicium. Les particules lourdes chargées qui ont une énergie supérieure ou égale au seuil de détection sont supposées être détectées avec une probabilité de 100 %.

Les particules lourdes chargées ralentissent progressivement en traversant le silicium. Leur trajectoire est presque rectiligne vu que leur masse est grande par rapport à celle des électrons atomiques. L'énergie moyenne perdue par unité de longueur est appelée pouvoir d'arrêt. La figure 2.1 illustre le pouvoir d'arrêt des protons et des particules alpha dans le silicium en fonction de leur énergie. Cette figure indique que les particules les plus lourdes sont les plus ionisantes.

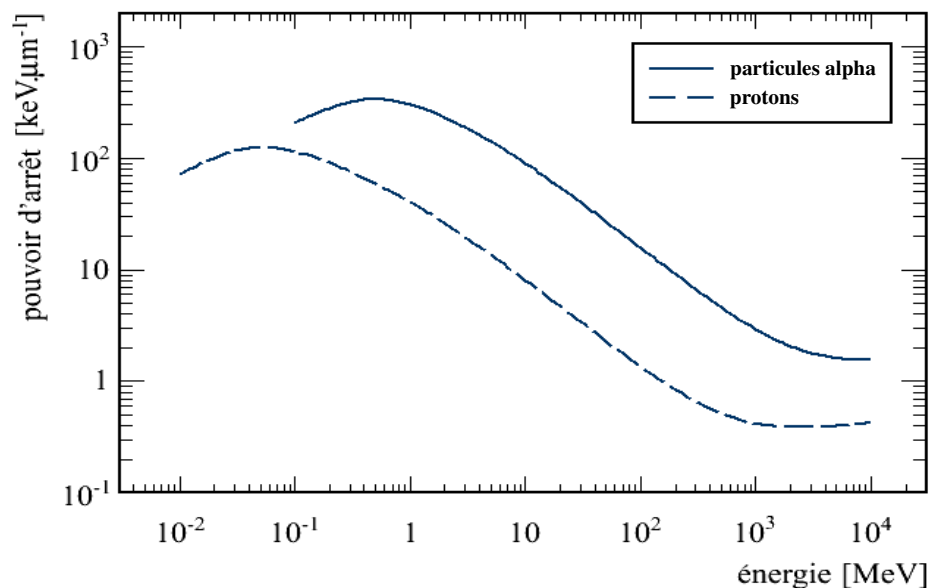


Figure 2.1 – Pouvoir d'arrêt des protons et des particules alpha dans le silicium en fonction de leur énergie [14].

Les particules dont le pouvoir d'arrêt est minimal et quasi-constant sont dites au minimum d'ionisation. C'est le cas par exemple des protons qui ont une énergie au-delà de quelques GeV ou des muons ayant une énergie supérieure à quelques centaines de MeV. De telles particules perdent une petite quantité d'énergie en traversant le silicium. Par

ailleurs, les particules qui ont un pouvoir d'arrêt élevé sont dites fortement ionisantes. Ces particules sont freinées d'autant plus qu'elles rentrent dans le silicium jusqu'à ce qu'elles perdent le maximum d'énergie avant de s'arrêter. Ce comportement se traduit par une courbe de Bragg qui relie le pouvoir d'arrêt à la distance parcourue. La figure 2.2 illustre les courbes de Bragg de protons de 5 et 10 MeV dans le silicium. D'après cette figure, plus les particules incidentes sont énergétiques, plus leur portée dans le silicium est longue.

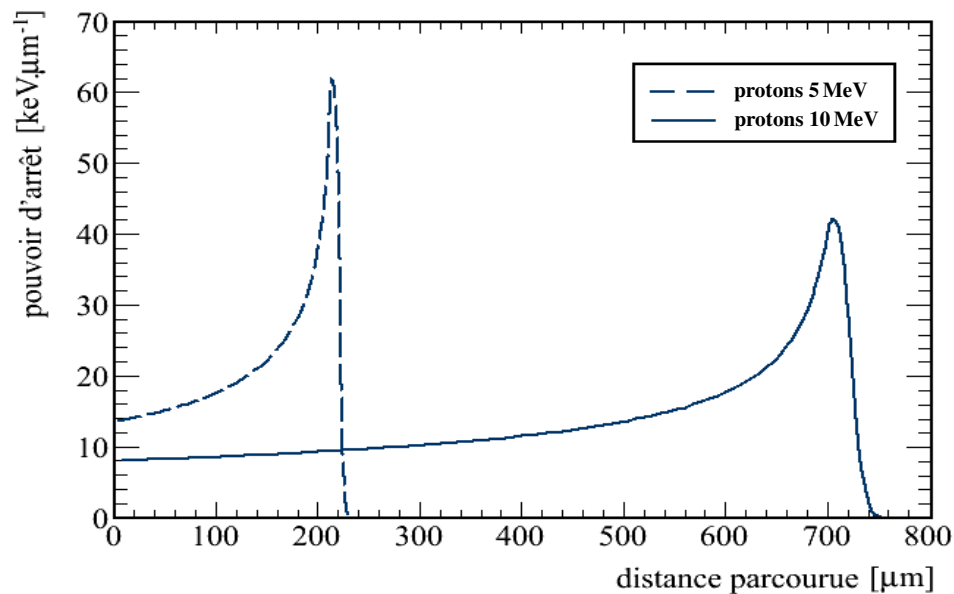


Figure 2.2 – Courbes de Bragg de protons de 5 et 10 MeV dans le silicium [14].

Une particule lourde chargée crée des paires électron-trou par ionisation le long de son parcours dans le silicium. Ces porteurs de charge sont ensuite séparés par le champ électrique de polarisation qui les attire vers les électrodes de collection. Si la particule est fortement ionisante, les porteurs de charge sont fortement dispersés pendant leur migration. Par conséquent, ils sont répartis entre plusieurs pixels adjacents. Cet effet de partage de charge sera étudié plus en détails au chapitre suivant. La figure 2.3 illustre le dispositif expérimental qui a été utilisé afin de mesurer avec un détecteur MPX les traces

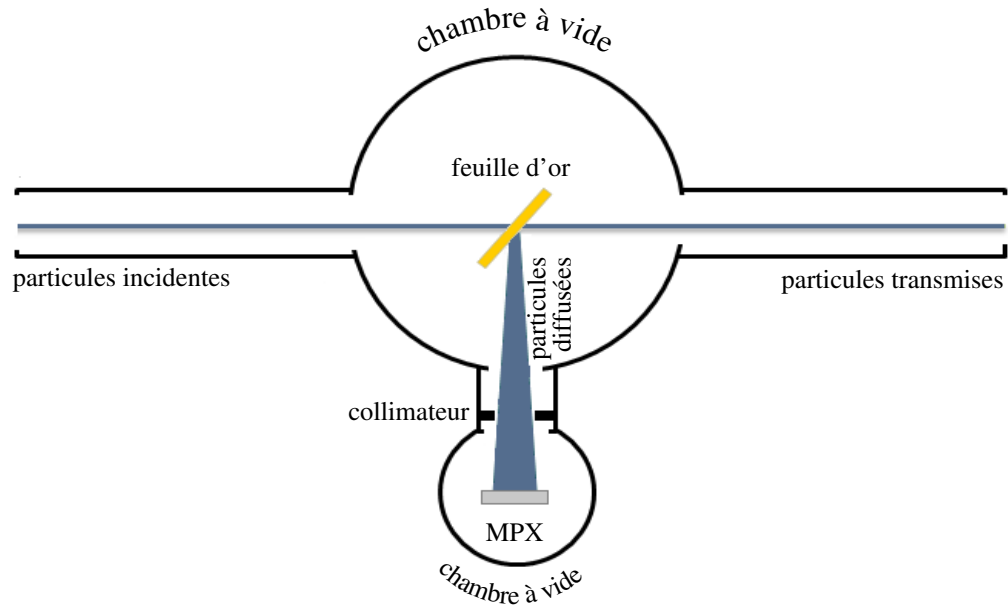


Figure 2.3 – Dispositif expérimental auprès de l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal. Les particules accélérées passent d'abord par une feuille d'or de $0.18 \mu\text{m}$ d'épaisseur placée à 45° par rapport à la ligne du faisceau incident. Les particules diffusées par cette feuille avec un angle de $90^\circ (\pm 0.4^\circ)$ sont détectées par un détecteur MPX. Le dispositif est sous vide poussé (la pression est de l'ordre de 10^{-7} Torr).

de protons produits par l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal. Le MPX est fixé à un goniomètre dans une chambre à vide. Il détecte les protons diffusés à $90^\circ (\pm 0.4^\circ)$ par une feuille d'or de $0.18 \mu\text{m}$ d'épaisseur qui est placée à 45° par rapport à la ligne du faisceau incident. La feuille d'or permet de réduire le flux de protons sur le détecteur. Notons que l'angle d'incidence des particules est mesuré par rapport à la normale du détecteur. Les figures 2.4.a) et b) montrent des traces de protons de 9.9 MeV ayant un angle d'incidence de 0 et 70° respectivement. L'énergie initiale de ces protons avant diffusion par la feuille d'or est de 10 MeV. À 0° , les protons de 9.9 MeV laissent des traces relativement circulaires. Par contre, à 70° , ils produisent des traces de forme asymétrique caractéristique du dépôt d'énergie de Bragg. Les figures 2.4.c) et d) montrent des traces de protons de 400 keV à 0 et 70° respectivement. L'énergie initiale

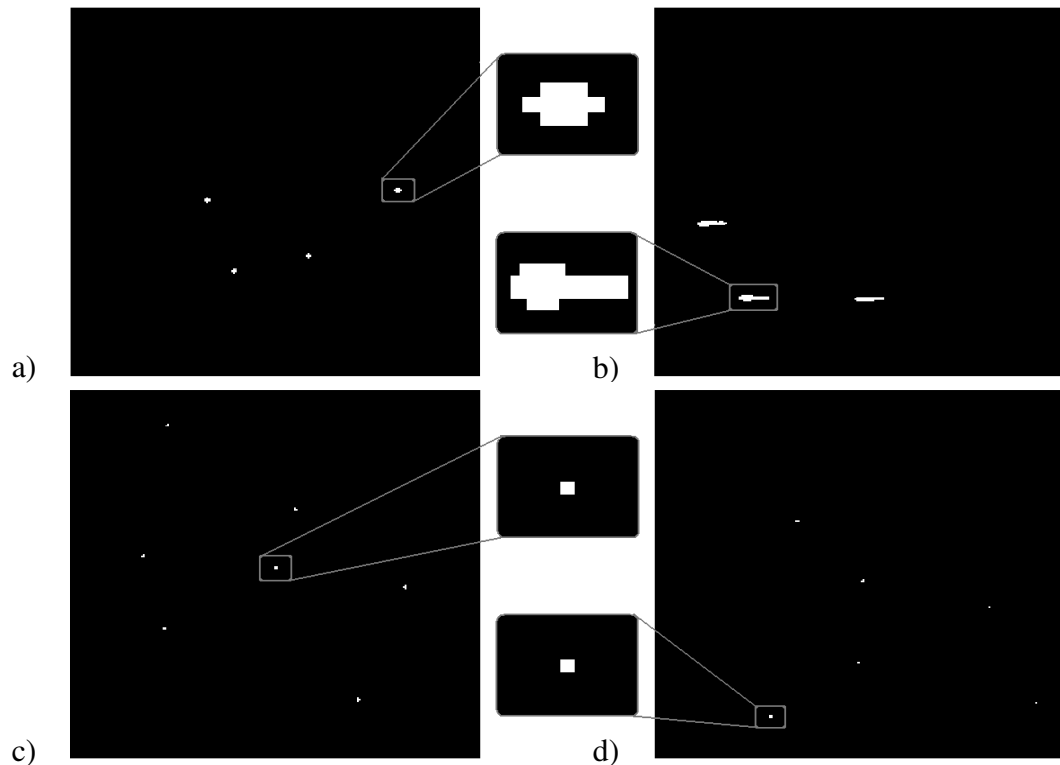


Figure 2.4 – Exemples de traces de protons de 9.9 MeV à a) 0° et b) 70° et de protons de 400 keV à c) 0° et d) 70° . Les images ont été prises par un détecteur MPX avec un temps d'exposition de 50 ms, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

de ces protons, qui est de 1.44 MeV, a été réduite après diffusion par la feuille d'or et après avoir traversé une feuille d'argent de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur placée devant le MPX. Les traces des protons de 400 keV ont la forme d'un carré ou d'une ligne courte et sont composées de quelques pixels. Le dépôt de Bragg n'est pas clairement visible à 70° vu que ces protons ont une courte portée dans le silicium (environ $5\ \mu\text{m}$ [14]). En résumé, les particules fortement ionisantes de haute énergie produisent des traces ovales comme celles des protons de 9.9 MeV. Par contre, les particules de basse énergie laissent des traces courtes comme celles des protons de 400 keV.

Vu que les particules au minimum d'ionisation ont un faible pouvoir d'arrêt dans le

silicium, leurs traces sont peu influencées par l'effet de partage de charge. Elles sont donc fines et rectilignes, comme celles montrées à la figure 2.5. Cette figure représente une image prise par un détecteur MPX exposé à des muons de 40 GeV ayant un angle d'incidence de 90° par rapport à la normale du détecteur. Ces muons ont été produits par des collisions de protons de 450 GeV sur une cible fixe. La mesure a été faite auprès de l'accélérateur SPS au CERN [15]. La taille (c'est-à-dire le nombre de pixels activés) des traces produites par les particules au minimum d'ionisation dépend de l'angle d'incidence. Lorsque celui-ci est petit, ces particules activent seulement quelques pixels. Dans ce cas, les traces formées sont semblables à celles produites par les particules lourdes chargées de basse énergie (voir les figures 2.4.c et d).

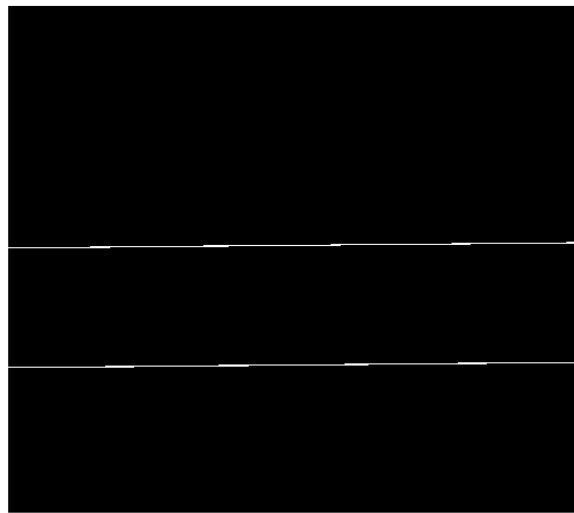


Figure 2.5 – Image prise par un détecteur MPX montrant des traces de muons de 40 GeV ayant une incidence parallèle à la surface du détecteur. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 9.6 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

2.1.2 Particules légères chargées

Les particules légères chargées sont les électrons et les positrons. Elles perdent leur énergie dans le silicium par le biais des interactions coulombiennes avec les électrons

atomiques (perte d'énergie par ionisation) ainsi qu'avec les noyaux. L'interaction avec ces derniers se manifeste par le ralentissement des particules légères chargées en émettant des photons appelés rayonnements de freinage. C'est une perte d'énergie par radiation. La figure 2.6 illustre le pouvoir d'arrêt des électrons par ionisation, par radiation et total dans le silicium en fonction de leur énergie. Le pouvoir d'arrêt par ionisation est dominant si l'énergie des électrons est inférieure à 50 MeV. Notons que les particules légères chargées sont supposées être détectées avec une probabilité de 100 % si elles ont une énergie supérieure ou égale au seuil de détection.

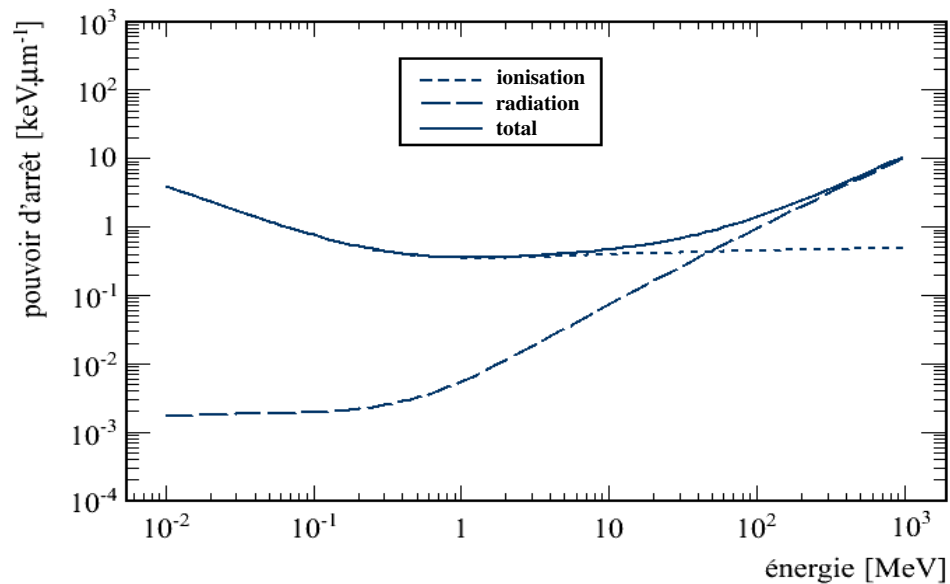


Figure 2.6 – Pouvoir d'arrêt des électrons dans le silicium par ionisation, par radiation et total en fonction de leur énergie [16].

Les particules légères chargées ont un faible pouvoir d'arrêt par ionisation dans le silicium en comparaison avec celui des particules lourdes chargées. Le pouvoir d'arrêt d'un électron de 1 MeV par exemple est de $0.36 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, qui est deux ordres de grandeur plus petit que celui d'un proton ayant la même énergie. De plus, les particules légères chargées ont des trajectoires sinueuses en raison de leur petite masse. La figure 2.7 montre une image prise par un détecteur MPX exposé à une source radioactive de



Figure 2.7 – Image prise par un détecteur MPX exposé aux photons et aux électrons émis par une source de ^{137}Cs . La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 0.1 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

^{137}Cs (dispositif expérimental sous vide). Cette source émet principalement des rayons β^- de 187.1 keV en moyenne (100 %), des rayons γ de 661.65 keV (85.1 %) et des électrons de 624.21 keV (7.79 %) [17]. Tel que sera vu à la section 2.1.3, les photons de la source de ^{137}Cs sont détectés par le biais des électrons qu'ils génèrent en interagissant avec le détecteur. Ainsi, les traces formées sont celles des électrons primaires et secondaires. Vu que la gamme d'énergie de ces particules s'étend d'une dizaine jusqu'à des centaines de keV, la taille de leurs traces varie entre un pixel et des dizaines de pixels. Le faible pouvoir d'arrêt des électrons implique la formation de traces fines, comme le montre la figure 2.7. Parmi les traces enregistrées sont celles ayant une forme curviligne qui reflète le profil incurvé de la trajectoire des particules légères chargées. Ces traces sont dues aux électrons qui ont au moins une centaine de keV. Les électrons moins énergétiques laissent par contre des traces courtes de quelques pixels. Toutefois, ce type de traces est également associé aux particules lourdes chargées de basse énergie ainsi qu'aux particules au minimum d'ionisation qui ont une incidence proche de la normale. Par conséquent, dans le cas d'un champ mixte de radiation, il est impossible de discerner

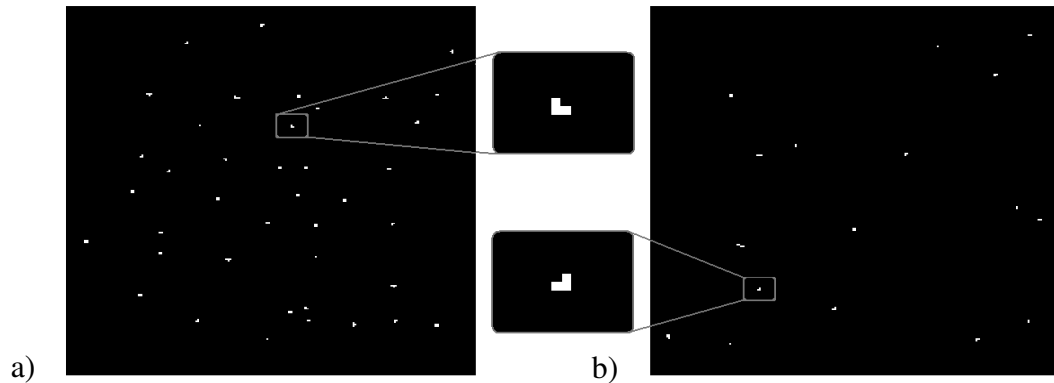


Figure 2.8 – Image prise par un détecteur MPX a) irradié simultanément par des électrons de 49.47 keV en moyenne provenant d'une source de ^{14}C et par des protons de 400 keV et b) exposé uniquement aux électrons provenant de la source de ^{14}C . Les mesures ont été faites avec un temps d'exposition de 50 ms, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

entre ces trois types de particules. Ceci est démontré par la figure 2.8.a) qui illustre la réponse du détecteur exposé simultanément à des protons de 400 keV et à une source radioactive de ^{14}C . Cette source émet des rayons β^- de 49.47 keV en moyenne [17]. La réponse du MPX est indistinguishable de celle obtenue lorsqu'il est exposé à la source de ^{14}C uniquement, comme l'indique la figure 2.8.b).

2.1.3 Photons

Les photons interagissent avec le silicium selon trois mécanismes :

- effet photoélectrique : un photon incident transmet la totalité de sa quantité de mouvement à un électron atomique qui est alors éjecté,
- diffusion Compton : un photon incident transmet une partie de sa quantité de mouvement à un électron atomique qui est éjecté par la suite,
- création de paire : un photon incident est transformé en une paire électron-positron si son énergie est au moins égale à 1.022 MeV.

Contrairement aux particules chargées, les photons peuvent traverser le silicium sans aucune interaction. Ils sont détectés avec une probabilité donnée par :

$$\xi = 1 - \exp(-\mu d), \quad (2.1)$$

où d est l'épaisseur du détecteur et μ est le coefficient d'atténuation des photons dans le silicium (appelé aussi probabilité d'interaction par unité de longueur) donné par :

$$\mu = \rho_a \sigma, \quad (2.2)$$

où ρ_a est la densité atomique du silicium et σ est la section efficace totale d'interaction des photons avec le silicium. La figure 2.9 donne le coefficient d'atténuation en fonction de l'énergie des photons. Cette figure indique que les photons énergétiques sont les moins atténués. À titre d'exemple, les photons de 0.01 et 1 MeV sont détectés avec une probabilité de 90 et 0.4 % respectivement.

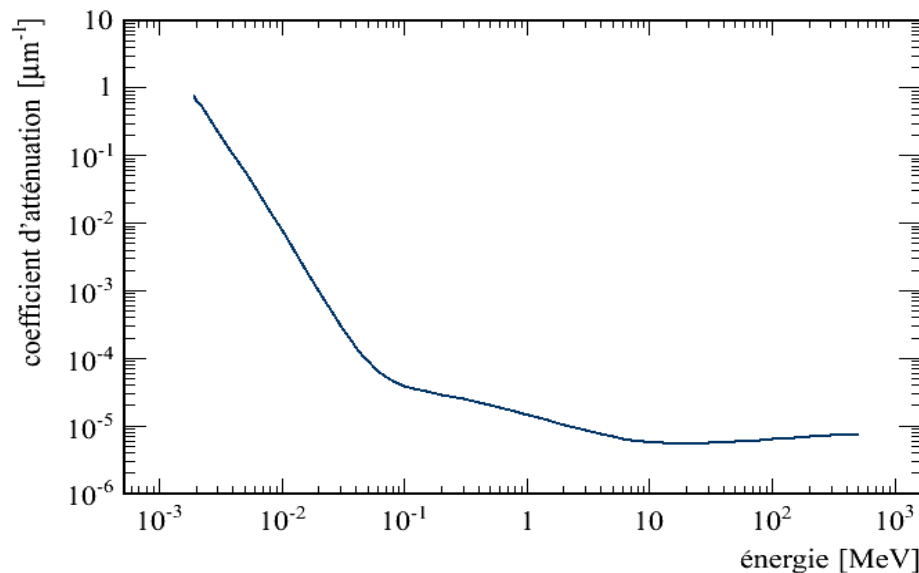


Figure 2.9 – Coefficient d'atténuation des photons dans le silicium en fonction de leur énergie [18].

En raison de leur charge nulle, les photons sont détectés par le biais des particules légères chargées qu'ils produisent en interagissant avec le silicium. Bien entendu, il est aussi possible de détecter les photons par l'intermédiaire de leurs interactions dans les couches de convertisseurs si les particules qui en résultent peuvent atteindre le silicium. En conclusion, les photons induisent les mêmes traces que celles qui ont été décrites dans la section précédente.

2.1.4 Neutrons

Les neutrons interagissent avec les noyaux par collisions élastiques et inélastiques. Cette section porte sur les trois types principaux de neutrons rencontrés dans ATLAS :

- neutrons rapides : énergie supérieure à 100 keV,
- neutrons lents : énergie entre 25 meV et 0.1 eV,
- neutrons thermiques : distribution de Maxwell (énergie moyenne de 25 meV à 300 K).

2.1.4.1 Neutrons rapides

Lors d'une collision élastique avec un neutron incident, le noyau cible recule avec une énergie donnée par :

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \vartheta E, \quad (2.3)$$

où A est la masse atomique du noyau cible, E est l'énergie du neutron incident et ϑ est l'angle de diffusion du neutron par rapport à sa direction d'incidence. Les neutrons rapides transmettent une grande quantité d'énergie aux noyaux légers par collisions élastiques. À titre d'exemple, un neutron de 1 MeV peut céder la totalité de son énergie à

un noyau d'hydrogène, tandis qu'il ne peut transmettre que 133 keV au maximum à un noyau de silicium. C'est pour cette raison que le polyéthylène, matériau riche en hydrogène, est choisi comme convertisseur de neutrons rapides pour les détecteurs ATLAS-MPX. Dans ce matériau, les neutrons rapides interagissent avec les noyaux d'hydrogène et de carbone. Tel que montré à la figure 2.10, les protons ont une portée dans le polyéthylène plus longue que celle des noyaux de carbone. Par exemple, un proton de 10 MeV parcourt une distance de 1.3 mm dans le polyéthylène, alors qu'un noyau de carbone ayant la même énergie ne peut parcourir qu'environ 12 μm [14]. Il est alors convenable de supposer que les neutrons rapides qui interagissent avec le polyéthylène par collisions élastiques sont détectés principalement par le biais des protons de recul.

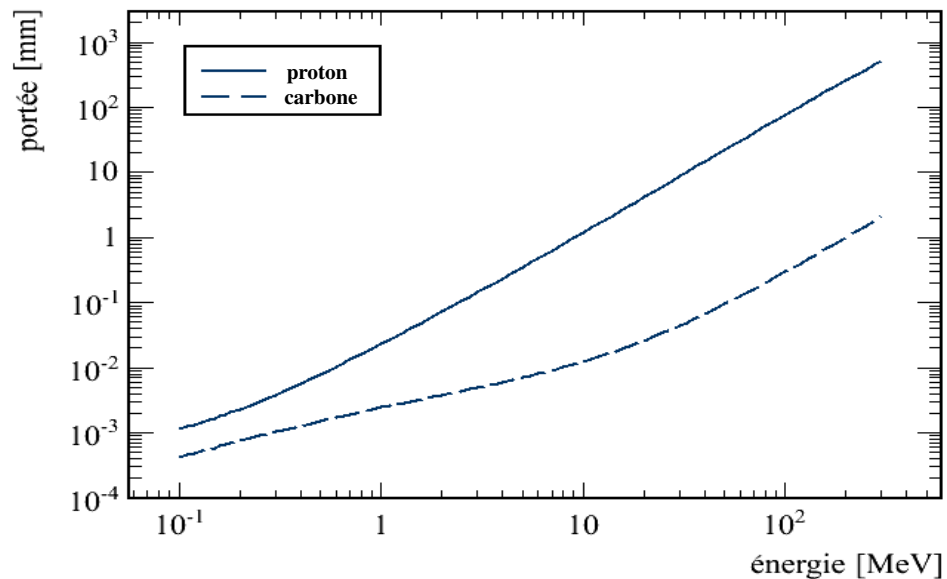


Figure 2.10 – Portée des protons et des noyaux de carbone dans le polyéthylène en fonction de leur énergie [14].

Les neutrons rapides peuvent aussi être détectés par le biais des particules lourdes chargées, comme les protons ou les particules alpha, générées lors des réactions nucléaires avec le silicium ou avec les autres matériaux convertisseurs. La plupart des ré-

actions nucléaires nécessitent un seuil de quelques MeV au moins, comme l'indique le tableau 2.1 qui donne quelques exemples de ces réactions.

Réaction	Valeur Q [MeV]	Seuil [MeV]
$^{28}\text{Si}(n,\alpha)^{25}\text{Mg}$	-2.65	2.74
$^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$	-3.86	3.99
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	-1.82	1.89
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	-3.13	3.24

Tableau 2.1 – Exemples de réactions nucléaires de neutrons avec le silicium et l'aluminium pour un seuil de réaction inférieur à 5 MeV [17].

2.1.4.2 Neutrons thermiques et lents

Les neutrons thermiques et lents peuvent interagir par collisions élastiques. Cependant, l'énergie transmise aux noyaux n'est pas suffisante pour qu'ils soient détectés. Pour cette raison, le lithium est utilisé comme convertisseur de neutrons thermiques et lents par le biais de la réaction nucléaire $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$. La section efficace de cette réaction est grande, particulièrement pour les neutrons thermiques qui est de 940 b [17]. Les noyaux de tritium et d'hélium produits ont une énergie de 2.73 et 2.05 MeV respectivement. Leurs portées respectives dans le fluorure de lithium sont de 33 et 6 μm [14]. Donc, la plupart des particules qui peuvent atteindre le silicium sont les noyaux de tritium.

En résumé, les neutrons sont détectés par l'intermédiaire des particules lourdes chargées produites par leurs interactions avec les différents matériaux convertisseurs. Ces particules laissent donc dans le silicium les mêmes types de traces décrits dans la section 2.1.1. En réalité, les neutrons peuvent produire des rayons gamma par capture radiative. Or, le silicium a une faible efficacité de détection de photons par rapport à celle des particules chargées qui est supposée de 100 % pour les particules dont l'énergie est au moins égale au seuil de détection. Pour cette raison, nous considérons que les neutrons sont

détectés seulement par le biais des particules lourdes chargées. L'efficacité de chaque région d'un détecteur ATLAS-MPX à détecter les neutrons thermiques, lents et rapides sera déterminée au chapitre 4.

2.2 Analyse d'images

2.2.1 Logiciel de reconnaissance de formes MAFalda

Les images prises par un détecteur ATLAS-MPX permettent de visualiser les traces des particules chargées primaires ou secondaires (c'est-à-dire produites par les interactions des particules neutres). Tel que montré à la figure 2.11, les traces sont classées en quatre types selon leur forme géométrique :

- traces ovales associées aux particules fortement ionisantes,
- traces rectilignes associées aux particules au minimum d'ionisation ayant un grand angle d'incidence par rapport à la normale du détecteur,
- traces curvilignes associées aux particules légères chargées de haute énergie,
- traces courtes (forme d'un carré ou d'une ligne courte) associées aux particules chargées lourdes et légères de basse énergie ainsi qu'aux particules au minimum d'ionisation ayant un petit angle d'incidence.

Chaque type de traces lui correspond des particules de différentes natures. Les traces curvilignes par exemple sont associées aux électrons, positrons et photons. Dans le cas d'un champ de radiation mixte comme celui rencontré dans ATLAS, il est impossible de distinguer entre les particules qui produisent des traces de la même forme. C'est plutôt les types des particules détectées qui peuvent être identifiés à partir des formes des traces enregistrées. Il faut signaler que les quatre types de traces illustrés à la figure 2.11 correspondent à un bas seuil de détection (entre quelques keV et quelques dizaines de keV). L'augmentation du seuil réduit le nombre de pixels activés et, par suite, la taille et

le nombre de traces enregistrées. Il est recommandé de choisir un haut seuil lorsque le nombre de particules détectées est élevé de sorte que les traces produites sont superposées. De cette façon, il devient possible de visualiser les traces individuelles sans avoir besoin de réduire considérablement le temps d'exposition pour ne pas perdre de données à cause du temps mort. Tel qu'il a été mentionné dans le chapitre précédent, le seuil choisi pour les détecteurs MPX15, MPX14 et MPX01 lorsqu'ils sont exposés à un taux de radiation élevé est de 230 keV. Dans ce cas, les seules particules pouvant être détectées sont les particules fortement ionisantes (et les neutrons) car elles sont les seules à pouvoir déposer une énergie élevée dans un seul pixel. Les traces obtenues ne sont pas ovales comme celles observées à bas seuil, elles sont composées de un à quelques pixels.

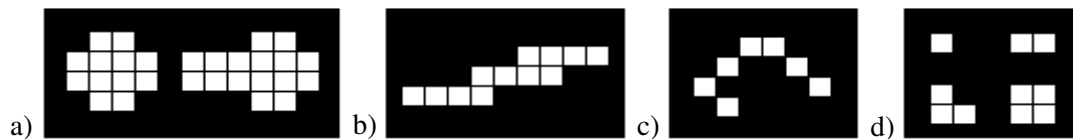


Figure 2.11 – Les quatre types de traces tels qu’observés par un détecteur ATLAS-MPX à bas seuil : a) traces ovales, b) traces rectilignes, c) traces curvilignes et d) traces courtes.

Un logiciel appelé MAFalda a été conçu afin de reconstruire les traces, de reconnaître leurs formes et d’en déduire les types des particules détectées [19, 20]. Ce logiciel est un ensemble d’algorithmes en langage C++ basés sur le système de programmation orientée objet ROOT [21]. Chaque image est enregistrée avec deux fichiers sources : un fichier .txt contenant le nombre d’événements comptabilisé par chaque pixel et un fichier .dsc contenant les paramètres d’acquisition comme le temps d’exposition par exemple. Pour faciliter l’analyse, les fichiers sources de toutes les images sont compressés et convertis en un seul fichier .root. La reconnaissance de formes se fait par deux algorithmes appelés *BlobsFinder* et *PRBasicSpecies*. D’autres algorithmes reliés à ceux-ci sont utilisés pour gérer les données une fois toutes les traces identifiées.

La première étape de la reconnaissance de formes, faite par *BlobsFinder*, consiste

à reconstruire les traces et à déterminer leurs caractéristiques dimensionnelles. Pour ce faire, un système de coordonnées xyz est défini tel que l'axe z coïncide avec la normale du détecteur. *BlobsFinder* calcule la taille et le nombre de pixels internes de chaque trace. Tel que déjà mentionné, la taille est définie comme le nombre de pixels activés qui composent la trace. Un pixel interne est celui entouré des quatre côtés par des pixels activés adjacents. De plus, *BlobsFinder* effectue un ajustement linéaire des pixels de chaque trace et calcule la longueur et la largeur de celle-ci. La longueur d'une trace est égale à la distance entre les deux points extrêmes d'intersection entre la droite d'ajustement et la trace. La largeur d'une trace est égale à deux fois la distance entre la droite d'ajustement et le centre du pixel le plus éloigné de celle-ci (appelé aussi pixel le plus externe). Notons que la longueur et la largeur sont exprimées en nombre de pixels. À titre d'exemple, la trace représentée à la figure 2.12 est formée de 13 pixels et a deux pixels internes. Le pixel le plus externe de cette trace (carré gris) est situé à une distance de 1.1 pixels par rapport à la droite d'ajustement (ligne rouge). Cette trace a donc une largeur de 2.2 pixels. Sa longueur, qui est égale à la distance entre les points A et B, est de 6.2 pixels.

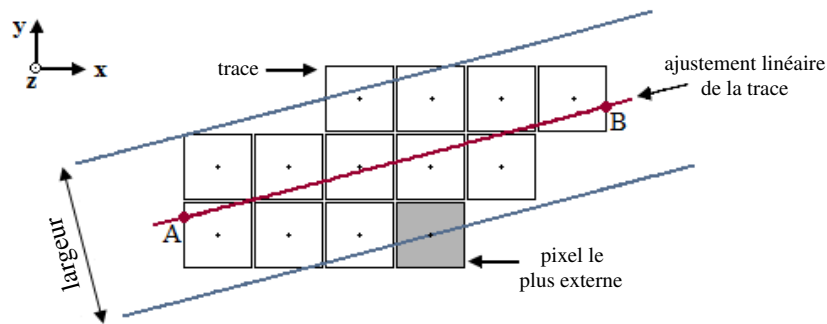


Figure 2.12 – Détermination des caractéristiques dimensionnelles d'une trace par l'algorithme *BlobsFinder* du logiciel MAFalda. Les pixels de la trace sont représentés par des carrés blancs et gris. La largeur de cette trace est définie comme deux fois la distance entre la droite d'ajustement (ligne rouge) et le centre du pixel le plus externe (carré gris). La longueur de la trace est égale à la distance entre les points extrêmes d'intersection entre la droite d'ajustement et la trace (points A et B). Le système de coordonnées xyz associé au détecteur est tel que l'axe z coïncide avec la normale de celui-ci.

Dans la deuxième étape, la forme de chaque trace est identifiée par l'algorithme *PRBasicSpecies* selon les critères suivants :

- la trace qui a un nombre de pixels internes au moins égal à $nInnerPixels$ est identifiée comme une trace ovale,
- la trace qui a un nombre de pixels internes inférieur à $nInnerPixels$, une largeur inférieure ou égale à $nPixelsWidth$ et une taille supérieure ou égale à $nPixelsLine$ est identifiée comme une trace rectiligne,
- la trace qui a un nombre de pixels internes inférieur à $nInnerPixels$ est identifiée comme une trace curviligne si elle a une largeur supérieure à $nPixelsWidth$ et une taille supérieure ou égale à $nPixelsCurly$ ou bien elle a une largeur inférieure ou égale à $nPixelsWidth$ et une taille comprise entre $nPixelsCurly$ et $nPixelsLine$,
- la trace qui a un nombre de pixels internes inférieur à $nInnerPixels$ et une taille inférieure à $nPixelsCurly$ est identifiée comme une trace courte.

Les paramètres $nInnerPixels$, $nPixelsWidth$, $nPixelsLine$ et $nPixelsCurly$ doivent être convenablement choisis pour que les formes des traces enregistrées soient correctement reconnues. L'optimisation de ces paramètres fait l'objet de la section suivante.

2.2.2 Optimisation des paramètres de reconnaissance de formes

La distribution des traces de protons en fonction du nombre de pixels internes a été mesurée pour différentes énergies et angles d'incidence. Le dispositif expérimental est le même que celui décrit dans la section 2.1.1. La figure 2.13 donne le nombre moyen de pixels internes en fonction de l'énergie des protons à 0 et 70°. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions mesurées. L'incertitude sur l'énergie, qui est d'environ 1 %, est due à la dispersion de l'énergie initiale des protons en traversant la feuille d'or. La figure 2.13 indique que les protons de 400 et 600 keV laissent des traces

qui n'ont pratiquement aucun pixel interne. Ceci est le cas des muons de 40 GeV qui ont un angle d'incidence de 90° et des électrons provenant des sources de ^{137}Cs et de ^{14}C . Par conséquent, les traces ovales sont définies comme les traces contenant au moins un pixel interne. Donc, $nInnerPixels = 1$ pixel. Les protons considérés comme des particules fortement ionisantes sont alors ceux qui ont une énergie au moins égale à 1 MeV.

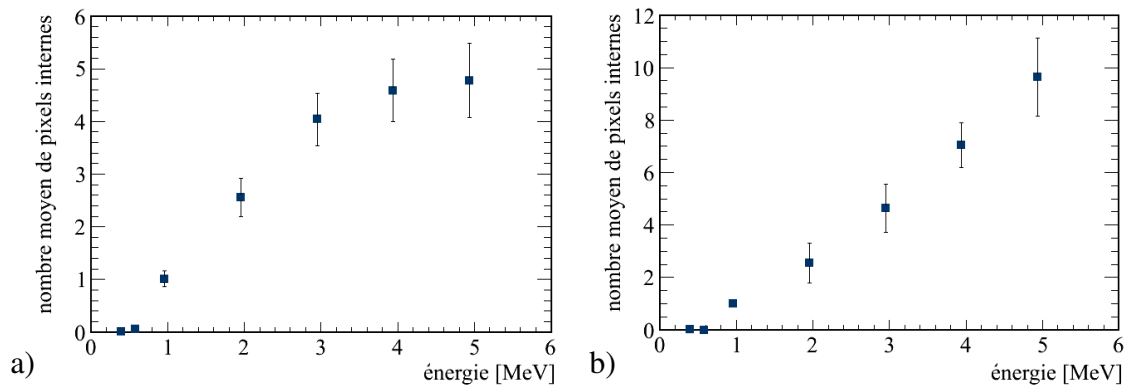


Figure 2.13 – Nombre moyen de pixels internes en fonction de l'énergie des protons à a) 0° et b) 70° . Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions des traces enregistrées en fonction du nombre de pixels internes. L'incertitude sur l'énergie est de 1 %. Les mesures ont été faites avec un détecteur MPX. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V.

Le paramètre $nPixelsWidth$ permet de séparer les traces curvilignes des traces rectilignes. Afin d'évaluer ce paramètre, la distribution en largeur des traces de muons de 40 GeV ayant un angle d'incidence de 90° a été mesurée. La figure 2.14 illustre la distribution obtenue. Cette figure montre que les traces produites, qui sont des traces rectilignes, ont une largeur moyenne de 1.8 pixels. Cette valeur est donc attribuée à $nPixelsWidth$. Le paramètre $nPixelsCurly$ permet de distinguer entre les traces courtes et les traces curvilignes. Pour optimiser ce paramètre, la distribution en taille des traces d'électrons provenant de la source de ^{137}Cs a été mesurée en sélectionnant uniquement celles dont la largeur est supérieure à $nPixelsWidth$. La distribution mesurée, qui est montrée à la figure 2.15.a), indique que les traces sélectionnées ont une taille de 5 pixels

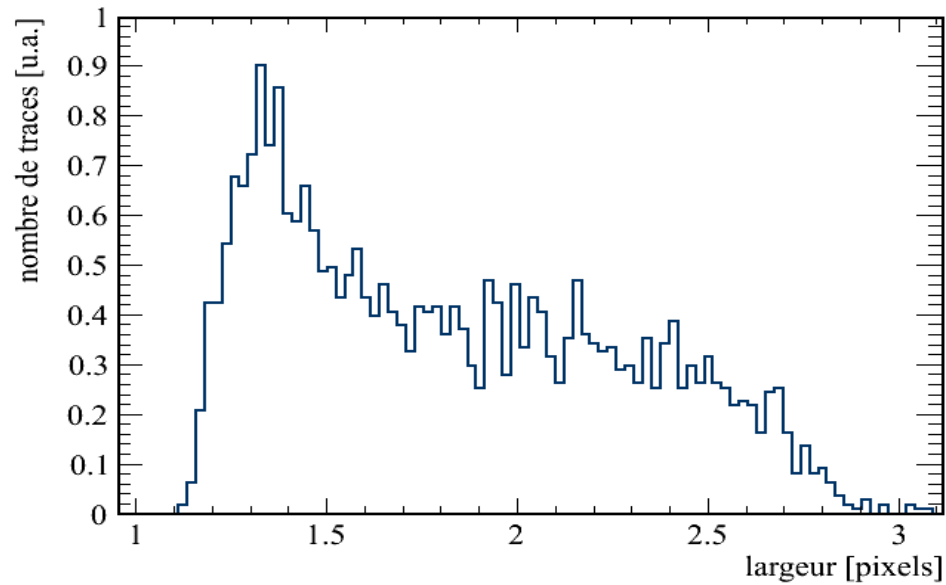


Figure 2.14 – Distribution en largeur des traces de muons de 40 GeV ayant un angle d’incidence de 90° . La mesure a été faite avec un détecteur MPX. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V.

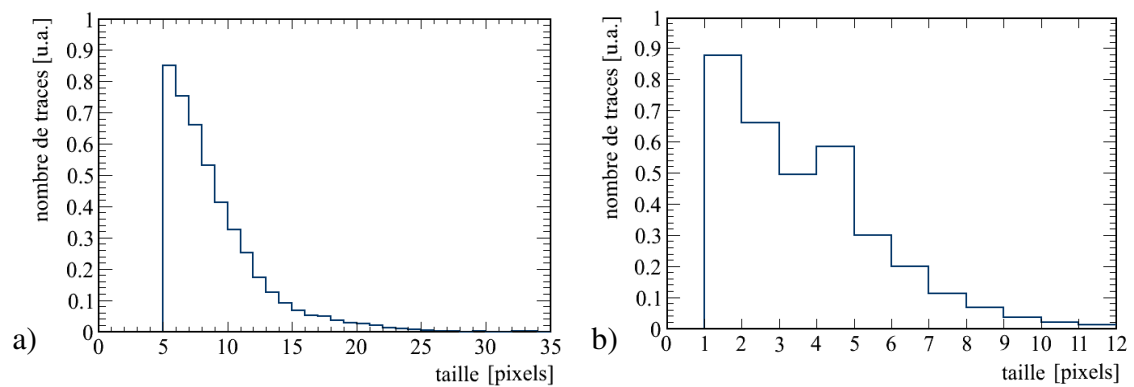


Figure 2.15 – Distribution en taille des traces d’électrons provenant d’une source de ^{137}Cs a) dans le cas où la largeur est supérieure à 1.8 pixels et b) dans le cas où la largeur est inférieure ou égale à 1.8 pixels. Les mesures ont été faites avec un détecteur MPX. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V.

au minimum. Par suite, $nPixelsCurly$ est choisi égal à 5 pixels. Finalement, pour évaluer le paramètre $nPixelsLine$, la distribution en taille des traces d'électrons qui ont une largeur inférieure ou égale à $nPixelsWidth$ a été mesurée. Selon la figure 2.15.b) qui illustre cette distribution, les traces sélectionnées ont une taille inférieure à 12 pixels au maximum. Cette valeur est alors donnée à $nPixelsLine$.

Tel que déjà vu dans ce chapitre, les particules au minimum d'ionisation qui peuvent être identifiées sont celles qui laissent des traces rectilignes. La méthode utilisée afin de déterminer les angles d'incidence et plan de ces particules avec MAFalda est présentée dans la suite en prenant comme exemple la trace rectiligne illustrée à la figure 2.16. Les pixels de cette trace sont représentés par des carrés noirs. La figure illustre également le système de coordonnées xyz associé au détecteur MPX. L'angle d'incidence ϑ de la particule est mesuré par rapport à l'axe z . Il est déterminé par l'équation suivante :

$$\vartheta = \arctan\left(\frac{l \times s}{d}\right), \quad (2.4)$$

où d est l'épaisseur du détecteur, s est la taille d'un pixel et l est la longueur de la trace calculée par l'équation suivante :

$$l = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}, \quad (2.5)$$

où Δx et Δy sont respectivement la longueur selon x et selon y de la droite d'ajustement des pixels de la trace qui est représentée par une ligne rouge. Comme il n'y a aucun moyen pour savoir si la particule détectée est rentrée du côté positif ou négatif de l'axe z , l'angle d'incidence qui peut être déterminé est compris entre 0 et 90°. L'angle d'incidence correspondant à la taille minimale des traces rectilignes qui est de 12 pixels dépend de la disposition des pixels dans la trace. Dans le cas de la trace illustrée à la figure 2.16 qui a une taille de 12 pixels, ϑ est égal à 72°. Donc, les particules au minimum d'ionisation qui peuvent être identifiées sont celles qui ont un large angle d'incidence par

rapport à la normale du détecteur. Par ailleurs, l'angle plan φ est défini comme l'angle entre l'axe x et la droite d'ajustement, tel qu'illustré à la figure 2.16. Cet angle varie entre 0 et 180° et il est calculé par l'équation suivante :

$$\varphi = \arctan\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right). \quad (2.6)$$

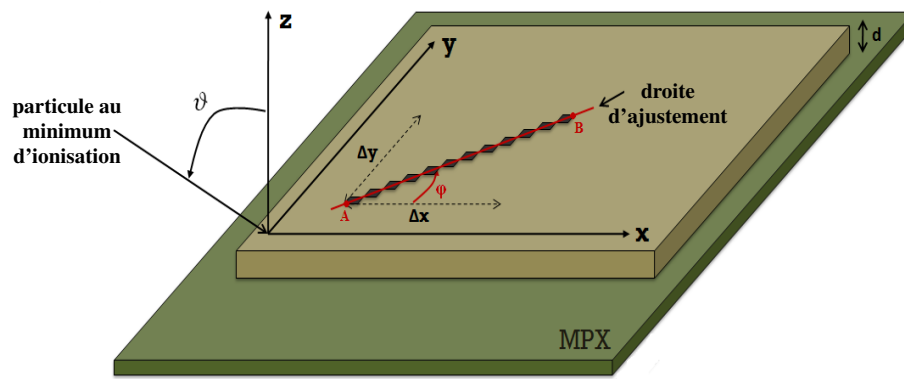


Figure 2.16 – Détermination des angles d'incidence et plan d'une particule au minimum d'ionisation. Les pixels qui forment la trace de cette particule sont représentés par des carrés noirs. Un système de coordonnées xyz est défini tel que l'axe z coïncide avec la normale du détecteur MPX. L'angle d'incidence ϑ est mesuré par rapport à l'axe z . L'angle plan φ est mesuré entre l'axe x et la droite d'ajustement des pixels de la trace qui est représentée par une ligne rouge.

En résumé, les valeurs des paramètres de reconnaissance de formes $nInnerPixels$, $nPixelsWidth$, $nPixelsLine$ et $nPixelsCurly$ sont présentées dans le tableau 2.2. La performance de MAFalda sera évaluée dans la section suivante.

Paramètre	$nInnerPixels$	$nPixelsWidth$	$nPixelsLine$	$nPixelsCurly$
Valeur [pixels]	1	1.8	12	5

Tableau 2.2 – Paramètres de reconnaissance de formes du logiciel MAFalda.

2.2.3 Évaluation de la performance du logiciel MAFalda

Afin d'évaluer la performance de MAFalda, les activités de deux sources de ^{137}Cs et de ^{241}Am ont été mesurées avec un détecteur MPX et comparées ensuite aux activités réelles. Notons que la dernière source émet principalement des particules alpha de 5.48 MeV (84.8 %), des rayons X de 13.9 keV (37 %) et des rayons gamma de 59.54 keV (35.9 %) [17]. L'activité réelle de la source de ^{137}Cs est de 86 ± 4 kBq et celle de la source de ^{241}Am est de 3.7 ± 0.2 kBq. L'activité de chaque source a été mesurée en fonction de l'angle entre la normale du détecteur et l'axe de la source. L'angle 0° correspond à la situation où l'axe de la source coïncide avec la normale du détecteur. La totalité du dispositif expérimental est sous vide. L'activité expérimentale est déterminée par l'équation suivante :

$$A_{exp} = \frac{N}{f_\theta \times t \times \sum_i (p_i \times \xi_i)}, \quad (2.7)$$

où N est le nombre total de traces enregistrées, f_θ est la fraction d'angle solide qui sous-tend la surface du détecteur, t est le temps total d'acquisition, p_i est la probabilité d'émission des particules ayant une énergie donnée et ξ_i est l'efficacité du MPX à détecter ces particules. Rappelons que ξ_i vaut 1 pour les particules chargées qui ont une énergie supérieure ou égale au seuil de détection (qui est de 8 keV). Dans le cas des photons, ξ_i est déterminée par l'équation 2.1. L'incertitude sur A_{exp} est déterminée par l'équation suivante :

$$\Delta A_{exp} = A_{exp} \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_\theta}{f_\theta}\right)^2}, \quad (2.8)$$

où ΔN et Δf_θ sont respectivement l'incertitude sur N (qui est \sqrt{N}) et celle sur f_θ . Notons que l'incertitude sur l'angle de rotation du détecteur est de 2.5° .

En premier lieu, le MPX a été exposé à la source de ^{137}Cs . L'activité de celle-ci a été déterminée en comptant le nombre de toutes les traces enregistrées. En second lieu, le MPX a été exposé simultanément aux sources de ^{137}Cs et de ^{241}Am . Le but de cette mesure est de déterminer l'activité de la source de ^{241}Am en ne comptant que le nombre de traces ovales enregistrées. Ceci permet de vérifier que MAFalda peut distinguer les traces ovales des autres traces. La figure 2.17 donne l'activité mesurée de la source de ^{137}Cs et celle de la source de ^{241}Am en fonction de l'angle de rotation du MPX. L'activité réelle est représentée à la figure 2.17 par une bande bleue. Elle est supposée constante pendant toutes les mesures vu que le temps de demi-vie de chaque source est long (30 ans dans le cas de ^{137}Cs et 432 ans dans le cas de ^{241}Am [17]). La figure 2.17 indique que l'activité est reconstruite avec un écart par rapport à celle attendue de 3 % dans le cas de la source de ^{137}Cs et de 2 % dans le cas de la source de ^{241}Am . Ces écarts sont compris dans l'incertitude sur les activités réelles qui est d'environ 5 %. En conclusion, le logiciel MAFalda a été testé avec succès.

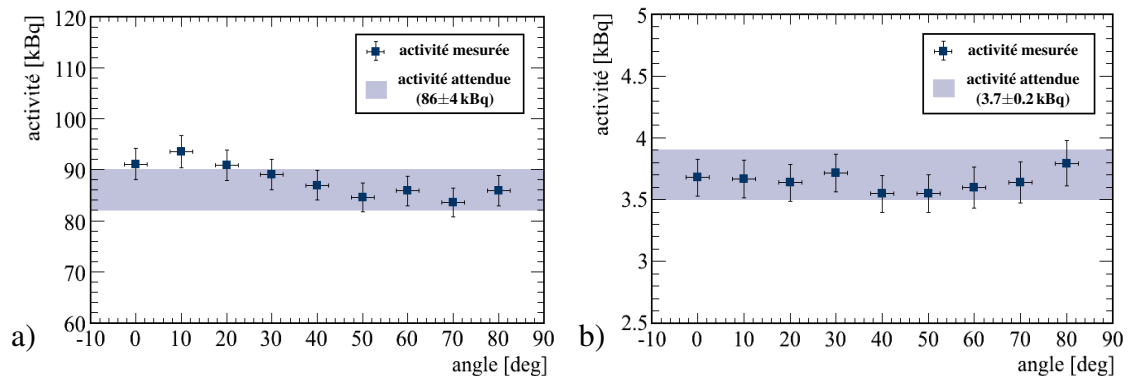


Figure 2.17 – Activité mesurée a) de la source de ^{137}Cs et b) de la source de ^{241}Am en fonction de l'angle de rotation d'un détecteur MPX (voir l'équation 2.7). Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude donnée par l'équation 2.8. L'activité de la source de ^{137}Cs a été obtenue en comptant le nombre de toutes les traces enregistrées. Celle de la source de ^{241}Am a été déterminée en comptant seulement le nombre de traces ovales enregistrées. Les mesures ont été faites dans le vide avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. L'activité réelle de chaque source est représentée par une bande bleue.

Tel qu'il a été montré dans ce chapitre, un détecteur ATLAS-MPX permet de visualiser les traces des particules chargées primaires ou secondaires produites par des particules neutres. Ces traces représentent en quelque sorte les projections des trajectoires des particules détectées sur le plan du détecteur. Avec le logiciel MAFalda, les types des particules détectées peuvent être identifiés par le biais des formes de leurs traces. Comme l'énergie ne peut pas être mesurée directement, un modèle décrivant l'effet de partage de charge entre pixels est utilisé afin d'estimer l'énergie des particules fortement ionisantes à partir de la taille de leurs traces. Ceci sera vu en détails au chapitre suivant.

CHAPITRE 3

ÉTUDE DE L'EFFET DE PARTAGE DE CHARGE ENTRE PIXELS

Les porteurs de charges créés par une particule fortement ionisante le long de son parcours dans le détecteur au silicium sont collectés par plusieurs pixels adjacents. Ceci est dû à la dispersion latérale des porteurs de charge pendant leur déplacement vers les électrodes. L'étude de cet effet permet de relier l'énergie des particules fortement ionisantes à la taille de leurs traces. Dans la première section de ce chapitre, l'effet de partage de charge est décrit par un modèle semi-empirique en termes des phénomènes de dérive, de plasma et de diffusion dans un détecteur complètement déserté. La validité de ce modèle est testée à la deuxième section en déterminant la taille moyenne des traces de protons et de particules alpha et la comparant ensuite avec celle mesurée expérimentalement.

3.1 Modèle de partage de charge

Le passage d'une particule fortement ionisante dans un détecteur MPX est repéré par les paires électron-trou qu'elle produit le long de son parcours. L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou dans le silicium est de 3.62 eV à 300 K. L'application d'un champ électrique de polarisation inverse fait dériver les électrons vers l'anode et les trous vers la cathode (matrice de pixels). La haute énergie déposée induit autour du trajet de la particule un nuage de plasma électron-trou qui perturbe localement le champ de polarisation. Étant les plus sensibles à ce champ, les porteurs de charge périphériques se mettent rapidement à migrer vers les électrodes. Par contre, les porteurs de charge profonds ne sont polarisés que lorsqu'ils sont dispersés par diffusion ambipolaire. La diffusion ambipolaire est causée par le gradient de densité de charge généré dans le détecteur. Au fur et à mesure que la diffusion progresse, le nuage de plasma se dégrade

jusqu'à ce que tous les porteurs de charge soient soumis au champ de polarisation. Le transport des porteurs de charge par diffusion et par dérive engendre un signal dans plusieurs pixels adjacents formant la trace de la particule incidente (voir la figure 3.1).

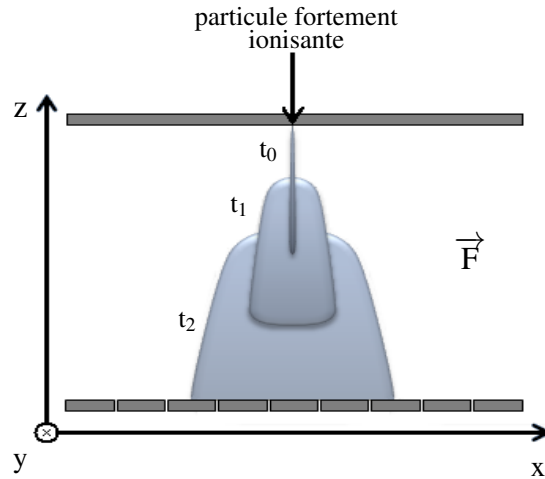


Figure 3.1 – Collection des porteurs de charge générés par une particule fortement ionisante. Seuls les nuages de trous sont représentés pour une raison de clarté. La colonne de plasma initialement produite (t_0) est dégradée sous l'effet du champ électrique de polarisation F et de la diffusion des porteurs de charge. En se déplaçant vers la cathode (matrice de pixels), les porteurs de charge diffusent jusqu'à ce qu'ils soient collectés par plusieurs pixels adjacents (t_1 et t_2). Un système de coordonnées xyz est défini tel que l'axe z coïncide avec la normale du détecteur MPX.

Dans la suite, l'effet de partage de charge est décrit en termes d'énergie au lieu de charge puisque les deux quantités sont directement proportionnelles. Soit xyz le système de coordonnées associé au détecteur tel que l'axe z coïncide avec la normale de celui-ci (voir la figure 3.1). L'énergie déposée par une particule fortement ionisante par unité de longueur de son trajet dans le silicium est donnée par l'équation de Bethe-Bloch [22] :

$$S = 2\pi m_e r_e^2 \rho_e q^2 \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left[\ln\left(4m_e^2(\gamma^2 - 1)\right) - \ln(I) - 2\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \right], \quad (3.1)$$

où m_e et r_e sont respectivement la masse au repos et le rayon classique d'un électron, ρ_e et I sont respectivement la densité électronique et le potentiel moyen d'ionisation du silicium et q et γ sont respectivement la charge (en unité de la charge électrique élémentaire) et le facteur de Lorentz de la particule incidente.

La dispersion de l'énergie déposée à une position initiale (x_i, y_i, z_i) du trajet de la particule incidente est décrite par la deuxième équation de Fick [23] :

$$\frac{\partial}{\partial t} E_{surf} = D_a \nabla^2 E_{surf}, \quad (3.2)$$

où E_{surf} est la densité d'énergie en fonction de x , de y et du temps t et D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire défini par :

$$D_a = \frac{2k_B T}{q_e} \frac{\mu_e \mu_h}{\mu_e + \mu_h}, \quad (3.3)$$

où k_B est la constante de Boltzman, T est la température, q_e est la charge électrique élémentaire, μ_e est la mobilité des électrons et μ_h est la mobilité des trous. La résolution de l'équation 3.2 donne :

$$E_{surf}(x, y, t) = \frac{E_i}{4\pi D_a t} \exp\left(-\frac{(x-x_i)^2}{4D_a t}\right) \exp\left(-\frac{(y-y_i)^2}{4D_a t}\right), \quad (3.4)$$

où E_i est l'énergie déposée à la position initiale (x_i, y_i, z_i) qui est évaluée à partir de l'équation 3.1. Notons que E_{surf} a la dimension d'une énergie par unité de surface. La distribution gaussienne de la densité d'énergie s'élargit et son amplitude diminue pendant la collection des porteurs de charge. Ceci est illustré par la figure 3.2 qui montre le profil radial de E_{surf} aux trois instants suivants : 10, 20 et 50 ns dans le cas où $E_i = 500$ keV. Notons que la variable r est telle que $r^2 = (x-x_i)^2 + (y-y_i)^2$.

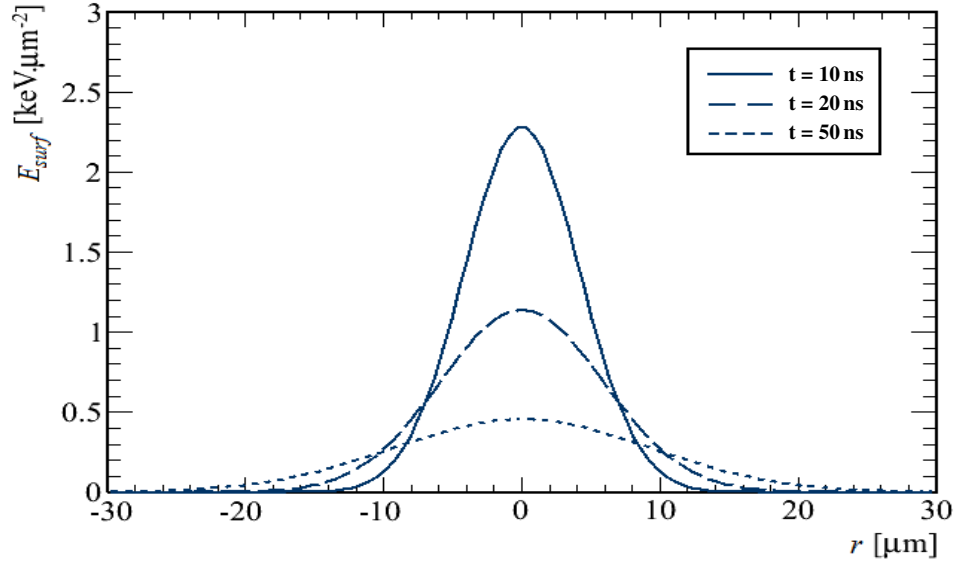


Figure 3.2 – Profil radial de la densité d'énergie correspondant à un dépôt initial de 500 keV pour trois instants différents : 10, 20 et 50 ns (voir l'équation 3.4). La variable r est telle que $r^2 = (x - x_i)^2 + (y - y_i)^2$.

L'énergie collectée par un pixel donné en fonction du temps est obtenue en intégrant l'équation 3.4 sur l'aire de ce pixel :

$$E_{pix} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{y_{min}}^{y_{max}} \frac{E_i}{4\pi D_a t} \exp\left(-\frac{(x - x_i)^2}{4D_a t}\right) \exp\left(-\frac{(y - y_i)^2}{4D_a t}\right), \quad (3.5)$$

où x_{min} , x_{max} , y_{min} et y_{max} sont les coordonnées des quatre sommets du pixel en question.

L'équation suivante est alors obtenue :

$$E_{pix} = \frac{E_i}{4} \operatorname{erf}\left(\frac{x - x_i}{\sqrt{4D_a t}}\right) \Big|_{x_{min}}^{x_{max}} \operatorname{erf}\left(\frac{y - y_i}{\sqrt{4D_a t}}\right) \Big|_{y_{min}}^{y_{max}}, \quad (3.6)$$

où erf est la fonction erreur.

Le temps nécessaire pour collecter l'énergie E_i dépend de trois processus concomi-

tants : la dérive, l'effet de plasma et la diffusion. Il est donné par :

$$t_i = \sqrt{t_f^2 + t_p^2 + t_d^2}, \quad (3.7)$$

où t_f est le temps de dérive, t_p est le temps de plasma et t_d est le temps de diffusion.

• **Temps de dérive :**

Le temps de dérive considéré dans le calcul du temps de collection de charge est celui des trous car ils sont moins rapides que les électrons ($\mu_e = 3 \mu_h$). Il est défini comme le temps mis par les trous pour se déplacer sous l'effet du champ de polarisation de leur position initiale ($z = z_i$) jusqu'à la cathode ($z = 0$) :

$$t_f = \int_{z_i}^0 \frac{1}{v(z)} dz = \int_{z_i}^0 \frac{1}{\mu_h F(z)} dz, \quad (3.8)$$

où $v(z)$ est la vitesse de dérive des trous et $F(z)$ est le champ de polarisation s'écrivant dans le cas d'un détecteur complètement déserté :

$$F(z) = \frac{2V_f}{d} \left(1 - \frac{z}{d}\right) + \frac{V - V_f}{d}, \quad (3.9)$$

où d est l'épaisseur du détecteur, V_f est la tension de désertion totale de celui-ci (20 V) et V est la tension de polarisation appliquée. L'équation 3.8 devient alors :

$$t_f = \frac{d^2}{2\mu_h V_f} \ln \left(\frac{V + V_f}{V + V_f - 2V_f \frac{z_i}{d}} \right). \quad (3.10)$$

Le temps de dérive des trous générés en $z_i = d$ est de 20 ns dans le cas d'une tension de

polarisation de 100 V.

• **Temps de plasma :**

L'effet de plasma consiste à isoler temporairement, de l'influence du champ de polarisation, les porteurs de charge profonds dans le nuage qui s'établit autour du trajet de la particule fortement ionisante. Cet effet a été initialement introduit par Miller et al. en 1960 pour expliquer l'allongement du temps de collection de charge observé expérimentalement [24]. Plusieurs études théoriques et expérimentales ont été menées afin de déterminer le temps de plasma à la suite duquel tous les porteurs de charge générés sont soumis au champ de polarisation [25–28]. Dans ce but, l'approche que nous avons suivie a été de mesurer la taille moyenne des traces de protons et de particules alpha de différentes énergies en fonction de la tension de polarisation d'un détecteur MPX [29]. Le meilleur ajustement des données expérimentales a été obtenu pour un temps de plasma s'écrivant :

$$t_p = kMF_m^{-a}, \quad (3.11)$$

où $k = (5.30 \pm 0.08) \times 10^5 \text{ s.V}^a.\text{cm}^{-a}$, M est la masse atomique de la particule incidente, F_m est le champ de polarisation moyen donné par :

$$F_m = \frac{V}{d} \quad (3.12)$$

et a est défini par l'équation suivante :

$$a = a_1 \frac{E_{lin}}{q^2} - a_2 \sqrt{\frac{E_{lin}}{q^2}} + a_3, \quad (3.13)$$

où $a_1 = (3.52 \pm 0.04) \times 10^{-3} \text{ cm.MeV}^{-1}$, $a_2 = (1.14 \pm 0.06) \times 10^{-1} \text{ cm}^{\frac{1}{2}}.\text{MeV}^{-\frac{1}{2}}$, $a_3 = 1.94 \pm 0.07$ et E_{lin} est l'énergie moyenne déposée par unité de longueur donnée par :

$$E_{lin} = \frac{E_{dep}}{R}, \quad (3.14)$$

où E_{dep} est l'énergie totale déposée par la particule incidente et R est la distance parcourue par cette particule dans le silicium. Notons que R est égale à la portée de la particule si celle-ci est complètement arrêtée dans le détecteur. Les valeurs de k , a_1 , a_2 et a_3 ont été déterminées par l'ajustement. Pour $V = 100 \text{ V}$, le temps de plasma calculé à partir de l'équation 3.11 est de 130 ns dans le cas des protons de 5.3 MeV ($E_{lin} = 22 \text{ keV}.\mu\text{m}^{-1}$) et de 185 ns dans le cas des particules alpha ayant la même énergie ($E_{lin} = 203 \text{ keV}.\mu\text{m}^{-1}$). L'effet de plasma dure plus longtemps dans le cas des particules alpha vu qu'elles sont plus ionisantes que les protons. La mesure expérimentale faite par Seibt et al. avec des particules alpha de 5.3 MeV a donné un temps de plasma d'environ 6 ns [27]. Une valeur proche de celle-ci a été obtenue par Quaranta et al. avec des particules alpha de 5.47 MeV [28]. Ces résultats indiquent que la méthode que nous avons suivie pour déterminer le temps de plasma doit être revue.

• Temps de diffusion :

La dernière contribution au temps de collection de charge est un temps s'écrivant :

$$t_d = b_1 \sqrt{E_{lin}} + b_2, \quad (3.15)$$

où $b_1 = (3.59 \pm 0.09) \times 10^{-9} \text{ s.cm}^{\frac{1}{2}}.\text{MeV}^{-\frac{1}{2}}$ et $b_2 = (9.05 \pm 0.07) \times 10^{-8} \text{ s}$ qui ont été déterminés de la même façon que k , a_1 , a_2 et a_3 pour le temps de plasma. Ce temps pourrait être interprété comme le temps de diffusion. En effet, les porteurs de charge ne suivent pas la direction du champ de polarisation à cause de la diffusion, ce qui ralentit le temps

de leur collection. Le ralentissement est d'autant plus grand que E_{lin} . Le temps de diffusion vaut 144 ns pour des protons de 5.3 MeV et 251 ns pour des particules alpha ayant la même énergie. Ces temps sont nettement supérieurs aux temps de dérive et de plasma calculés précédemment.

D'après l'équation 3.7, si une tension de polarisation de 100 V est appliquée, la collection des porteurs de charge créés en $z_i = d$ prend 195 ns dans le cas des protons de 5.3 MeV et 312 ns dans le cas des particules alpha ayant la même énergie. Ces valeurs sont loin d'être égales au temps de collection de charge dans un détecteur MPX qui ne dépasse généralement pas une centaine de nanosecondes [30]. En conclusion, notre modèle doit être révisé afin de mieux évaluer la durée de collection de charge.

En remplaçant t par t_i dans les équations 3.4 et 3.6 et en sommant celles-ci sur les positions i de dépôt d'énergie de la particule fortement ionisante le long de son parcours dans le détecteur, les distributions de l'énergie collectée par unité de surface et par pixel sont alors déterminées. Les pixels ayant collecté une énergie supérieure ou égale au seuil choisi forment la trace de la particule incidente. Bien entendu, les porteurs de charge générés sont supposés être totalement collectés, ce qui ne se passe réellement pas. En effet, l'efficacité de collection de charge est réduite à cause des phénomènes suivants : (i) la recombinaison électron-trou qui peut avoir lieu dans le nuage de plasma ou bien pendant la migration des porteurs de charge vers les électrodes et (ii) le piégeage des porteurs de charge par les dopants et les défauts présents dans le détecteur. Ainsi, le modèle de partage de charge doit être complété en tenant compte de l'efficacité de collection de charge.

La figure 3.3 montre les distributions de l'énergie collectée par unité de surface et par pixel pour un proton de 10 MeV et une particule alpha de 16 MeV à 0 et 70°. Rappelons que l'angle d'incidence est mesuré par rapport à la normale du détecteur. Ces distributions ont été obtenues par le modèle de partage de charge dans le cas d'une tension de polarisation de 100 V. À 0°, la particule alpha dépose la totalité de son énergie en parcourant 149 μm ($E_{lin} = 107 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$) contrairement au proton qui traverse le détecteur

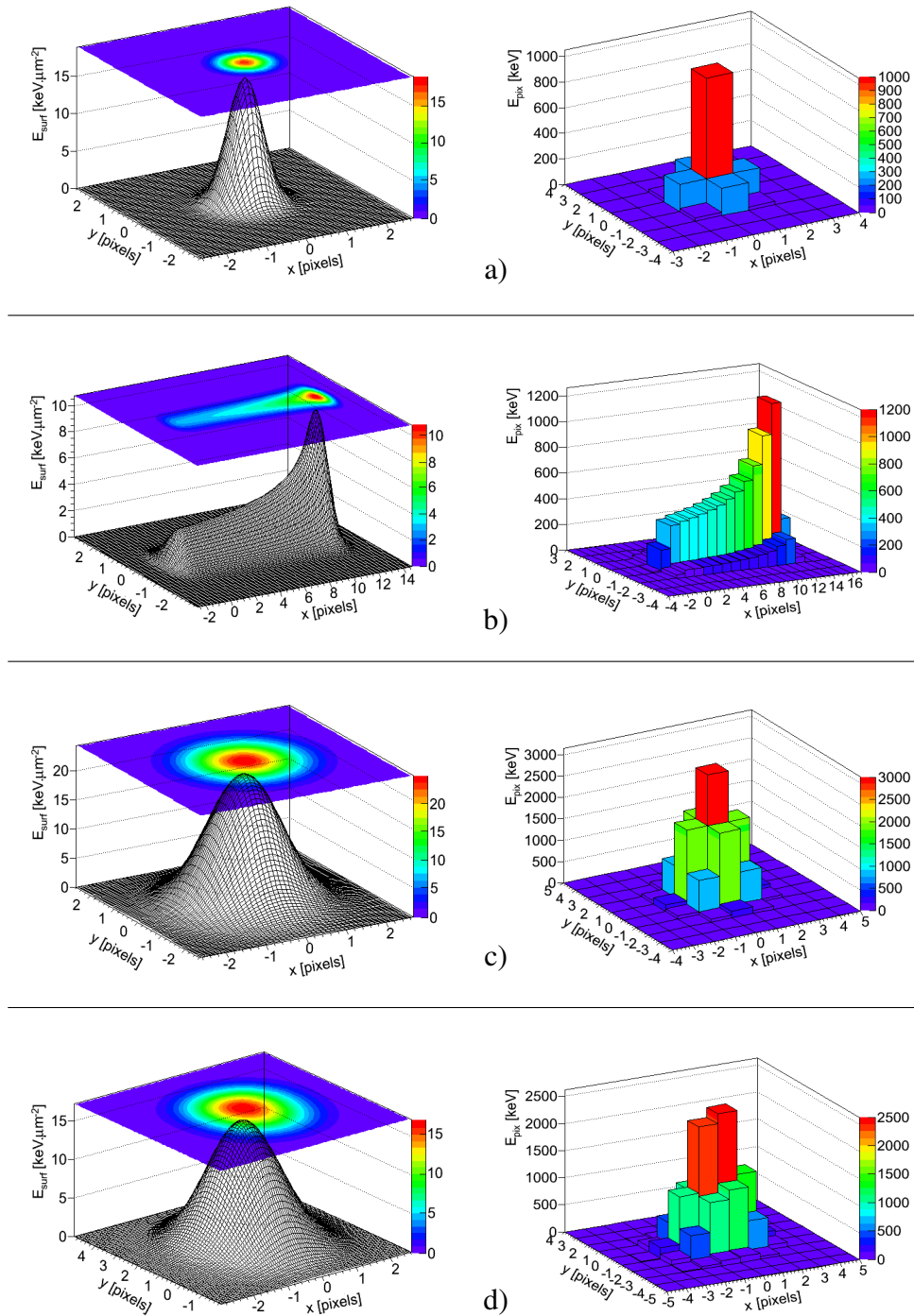


Figure 3.3 – Distributions de l'énergie collectée par unité de surface (E_{surf}) et par pixel (E_{pix}) obtenues par le modèle de partage de charge pour un proton de 10 MeV à : a) 0° et b) 70° et une particule alpha de 16 MeV à c) 0° et d) 70° . Ces distributions correspondent à une tension de polarisation de 100 V.

en ne perdant que 2.76 MeV ($E_{lin} = 9 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$). L'énergie déposée par la particule alpha est donc plus dispersée que celle déposée par le proton, comme l'indiquent les figures 3.3.a) et c). À 70° , le proton de 10 MeV est complètement arrêté dans le détecteur après avoir parcouru 709 μm . Cette longue portée permet de visualiser la forme asymétrique du dépôt d'énergie de Bragg, comme le montre la figure 3.3.b). Le dépôt de Bragg n'est pas clairement visible à la figure 3.3.d) puisque la particule alpha de 16 MeV a une portée plus courte que celle du proton. Si un seuil de détection de 8 keV est appliqué, le proton de 10 MeV active 9 et 40 pixels à 0° et 70° respectivement, tandis que la particule alpha de 16 MeV active 27 et 34 pixels à 0° et 70° respectivement. Il s'ensuit que l'énergie collectée par les pixels activés est de 2.70 et 9.93 MeV pour le proton à 0° et 70° respectivement et elle est de 15.70 et 15.64 MeV pour la particule alpha à 0° et 70° respectivement.

3.2 Validation expérimentale du modèle de partage de charge

Les particules de même nature, énergie et angle d'incidence ne produisent forcément pas des traces de même taille. En effet, l'énergie accumulée dans chaque pixel dépend du point d'impact de la particule incidente sur la surface du détecteur. Elle dépend également des fluctuations statistiques sur le nombre de collisions produites avec les électrons atomiques et sur l'énergie perdue par collision. Dans le modèle de partage de charge, ces fluctuations ne sont pas prises en compte. Par contre, le point d'impact des particules peut être varié. Ainsi, une distribution des traces en fonction de leur taille peut être obtenue en faisant varier ce point. Dans la suite de cette section, la validité du modèle élaboré est testée en comparant la taille moyenne des traces de protons et de particules alpha estimée avec celle mesurée expérimentalement. Les mesures ont été faites avec un détecteur MPX auprès de l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal. Le dispositif expérimental a été décrit dans la section 2.1.1 du chapitre précédent. Notons que le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V.

La figure 3.4 donne la taille moyenne des traces de protons déterminée par le modèle de partage de charge en fonction de l'énergie de ces particules pour les angles d'incidence 0° et 70° . Cette figure donne aussi la taille moyenne mesurée expérimentalement. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions en taille des traces. Tout d'abord, la taille moyenne augmente avec l'énergie déposée dans le détecteur. Les protons qui ont une énergie supérieure à environ 6 MeV quittent le détecteur si l'angle d'incidence est nul. Dans ce cas, l'énergie déposée diminue quand l'énergie des protons incidents augmente. Ceci explique la diminution de la taille moyenne des traces de protons observée à la figure 3.4.a). Par ailleurs, l'écart entre les résultats du modèle et ceux des mesures expérimentales est de 19 % pour l'angle 0° et il est de 12 % pour l'angle 70° . Ces écarts sont dus au fait que le temps de collection de charge dans le modèle est plus grand que celui dans la réalité, tel qu'expliqué dans la section précédente. En effet, un temps de collection élevé fait élargir la distribution de l'énergie collectée. Dans ce cas, un grand nombre de pixels périphériques collectent une énergie inférieure au seuil, ce qui donne une taille plus petite que celle attendue.

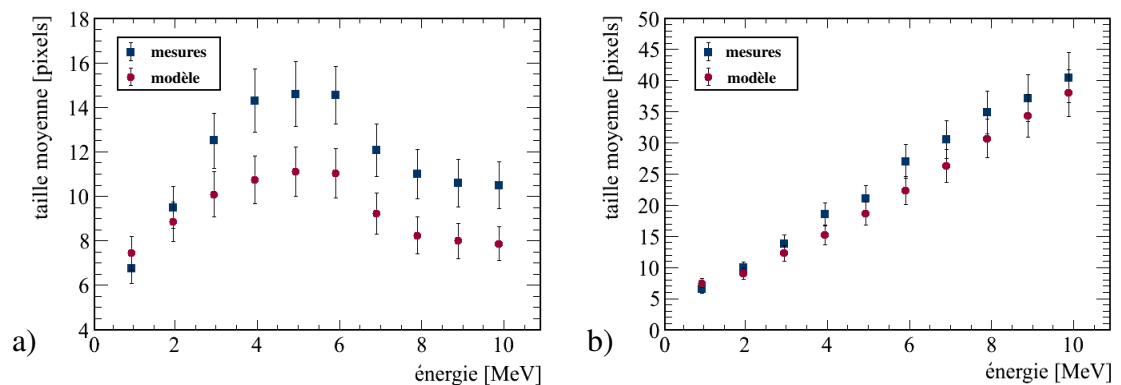


Figure 3.4 – Taille moyenne des traces de protons en fonction de leur énergie à a) 0° et b) 70° . Les résultats des mesures expérimentales et ceux du modèle de partage de charge ont été obtenus pour un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions en taille des traces.

La figure 3.5 donne la taille moyenne des traces de particules alpha déterminée par le modèle de partage de charge et celle mesurée expérimentalement en fonction de l'énergie de ces particules pour les angles d'incidence 0 et 70°. Les écarts observés des résultats du modèle par rapport à ceux des mesures expérimentales sont respectivement de 26 et 21 %. Ils sont plus élevés que ceux obtenus dans le cas des protons. Ceci s'explique par la grande énergie déposée par unité de longueur E_{lin} des particules alpha qui fait augmenter considérablement le temps de collection de charge dans le modèle. Tel est le cas des protons, le modèle donne des résultats plus meilleurs lorsque l'angle d'incidence des particules alpha est grand.

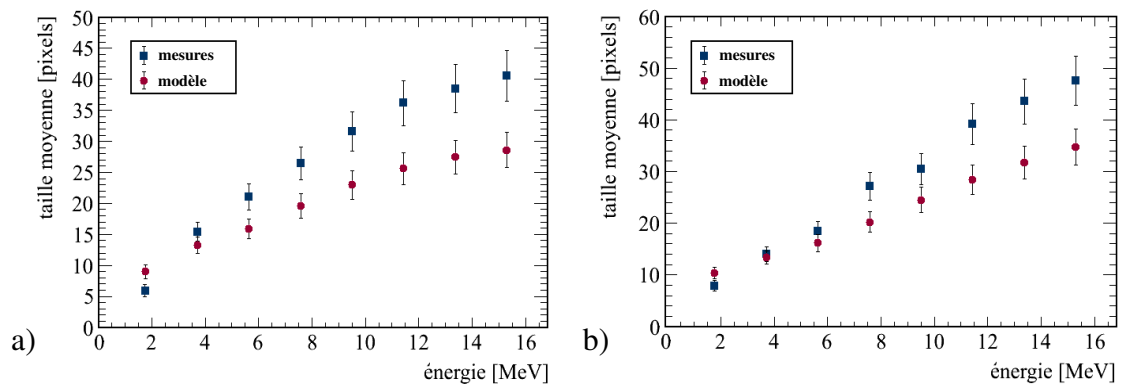


Figure 3.5 – Taille moyenne des traces de particules alpha en fonction de leur énergie à a) 0° et b) 70°. Les résultats des mesures expérimentales et ceux du modèle de partage de charge ont été obtenus pour un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions en taille des traces.

D'après les figures 3.4 et 3.5, des particules de différentes énergies peuvent laisser des traces ayant la même taille moyenne. À titre d'exemple, les protons de 5 MeV à 0° et de 2.6 MeV à 70° activent 11.1 pixels en moyenne d'après le modèle de partage de charge. Cependant, les traces de ces particules ont des longueurs moyennes différentes : 3.2 et 2.9 pixels respectivement. Notons que le modèle calcule la longueur d'une trace de la même façon que MAFalda qui a été décrite dans la section 2.2.1 du chapitre pré-

cèdent. Il est donc commode de relier l'énergie des particules fortement ionisantes à la taille et à la longueur de leurs traces.

Pour conclure, l'énergie moyenne des particules fortement ionisantes détectées peut être déterminée en comparant la taille et la longueur moyennes des traces ovales enregistrées à celles données par le modèle de partage de charge qui a été développé dans ce chapitre. Cette énergie est généralement surestimée vu que le modèle calcule une taille moyenne de traces plus petite qu'en réalité. Il faut noter que, dans le cas des détecteurs ATLAS-MPX, l'énergie estimée est celle des particules fortement ionisantes qui arrivent dans le détecteur au silicium et non pas leur énergie avant de traverser les couches de convertisseurs. Il a été de plus vu dans ce chapitre que le modèle de partage de charge doit être amélioré en évaluant correctement le temps de collection et en tenant compte des processus qui réduisent le nombre de porteurs de charge collectés.

Étant donné que les neutrons sont détectés par l'intermédiaire des particules lourdes chargées, le recours à la taille des traces ovales permet d'estimer les caractéristiques spectrales d'un champ de neutrons inconnu. Ceci sera montré dans le chapitre suivant qui est réservé à l'étude de la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons thermiques, lents et rapides.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DE LA RÉPONSE D'UN DÉTECTEUR ATLAS-MPX DE RÉFÉRENCE AUX NEUTRONS

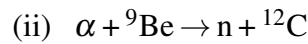
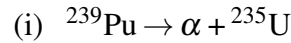
Les détecteurs ATLAS-MPX sont recouverts de différentes couches qui servent de convertisseurs de neutrons thermiques, lents et rapides. Ces couches divisent la surface active de chaque détecteur en six régions. Pour être en mesure d'estimer les caractéristiques spectrales et le flux d'un champ de neutrons inconnu, la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence a été étalonnée au moyen de sources connues de neutrons thermiques, lents et rapides. Les résultats de cet étalonnage sont présentés dans ce chapitre. Après une description des mesures expérimentales effectuées, une distribution caractéristique en taille des traces ovales enregistrées dans chaque région du détecteur est déterminée pour chaque spectre de neutrons incidents. De plus, l'efficacité de chacune des régions à détecter les neutrons thermiques, lents et rapides est évaluée.

4.1 Mesures expérimentales

Afin d'étudier la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons thermiques, lents et rapides, des mesures ont été faites au CMI à Prague avec des sources radioactives de $^{239}\text{PuBe}$, de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf . D'autres mesures ont été réalisées auprès du cyclotron de NPI à Rez avec des neutrons issus de la réaction $^7\text{Li}(p, xn)$, où x est le nombre de neutrons produits.

4.1.1 Neutrons thermiques et lents

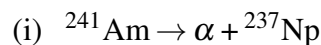
En se servant de trois sources de $^{239}\text{PuBe}$, des neutrons rapides de 4.84 MeV en moyenne ont été produits selon les réactions suivantes [31] :



Ces neutrons ont été ensuite ralentis par collisions élastiques dans une enceinte de graphite de 50 cm d'épaisseur encapsulant les trois sources. La seule information que nous disposons sur l'énergie des neutrons à la sortie de l'enceinte est qu'elle est comprise dans la gamme d'énergie des neutrons thermiques et lents (de 25 meV à 0.1 eV). Durant la mesure, le détecteur de référence a été placé dans l'air devant l'enceinte. Il a été exposé à un flux de neutrons thermiques et lents de $(2.08 \pm 0.09) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce flux est supposé invariant pendant la mesure vu que les sources de ${}^{239}\text{PuBe}$ ont un temps de demi-vie de 24.11×10^3 ans [17]. Notons que le détecteur a été aussi soumis aux rayons gamma de 4.43 MeV émis par les sources de ${}^{239}\text{PuBe}$ et ceux produits par la capture radiative de neutrons dans l'enceinte de graphite [32].

4.1.2 Neutrons rapides émis par les sources de ${}^{241}\text{AmBe}$ et de ${}^{252}\text{Cf}$

Deux sources de ${}^{241}\text{AmBe}$ et de ${}^{252}\text{Cf}$ ont été utilisées afin de produire des neutrons rapides. La première source émet des neutrons selon les réactions suivantes :



D'après le spectre représenté à la figure 4.1.a), les neutrons émis ont une énergie moyenne de 4.08 MeV et une énergie maximale de 11.03 MeV. La source de ${}^{252}\text{Cf}$ émet par fission spontanée des neutrons d'énergie moyenne de 2.13 MeV et d'énergie maximale de 20 MeV, comme l'indique le spectre illustré à la figure 4.1.b). Les mesures expérimentales ont été faites dans l'air. Chacune des sources a été placée à 12 cm du détecteur. Celui-ci a été exposé à un flux de neutrons rapides de $(1.18 \pm 0.02) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ provenant de la source de ${}^{241}\text{AmBe}$ et de $(2.26 \pm 0.04) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ provenant de la source de ${}^{252}\text{Cf}$. Évidemment, ces flux sont supposés constants puisque le temps de demi-vie

de chaque source est long (432 et 2.64 ans respectivement [17]). Le détecteur ATLAS-MPX de référence a été aussi irradié pendant les mesures par des photons, notamment les rayons gamma de 4.43 MeV émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$ et ceux de 870 keV émis par la source de ^{252}Cf [32, 33].

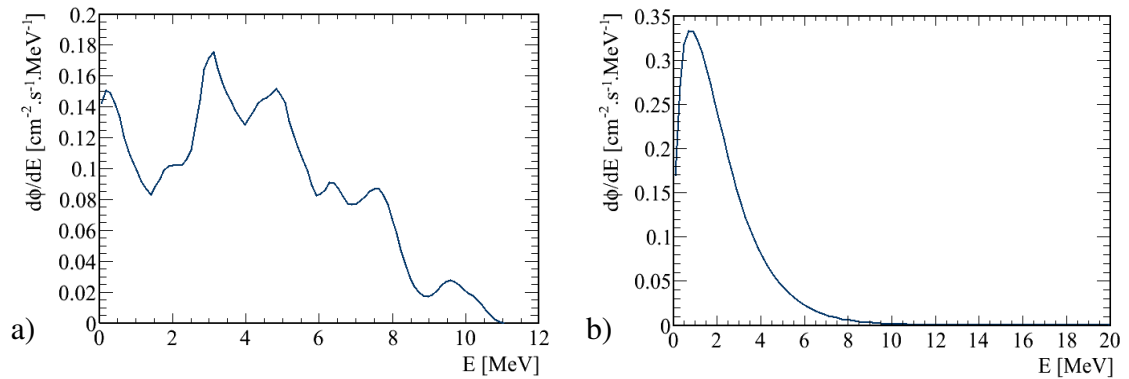


Figure 4.1 – Spectres des neutrons des sources a) de $^{241}\text{AmBe}$ et b) de ^{252}Cf [34].

4.1.3 Neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$

Des neutrons rapides ont été produits lors des collisions de protons accélérés par un cyclotron isochrone jusqu'à 30 MeV avec une cible de lithium de 2 mm d'épaisseur. Le détecteur ATLAS-MPX de référence a été placé dans l'air à 105 cm de la cible. Le spectre des neutrons auxquels le détecteur a été soumis est illustré à la figure 4.2. L'énergie de ces neutrons varie entre 3.75 et 29 MeV. L'énergie moyenne du pic observé est de 27.31 MeV. Le détecteur a été exposé à un flux de neutrons rapides de $(1.29 \pm 0.02) \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme dans le cas des autres mesures, les neutrons ont été accompagnés de rayons gamma, notamment ceux de 430 et 478 keV provenant des réactions nucléaires $p+^7\text{Li}$ [35].

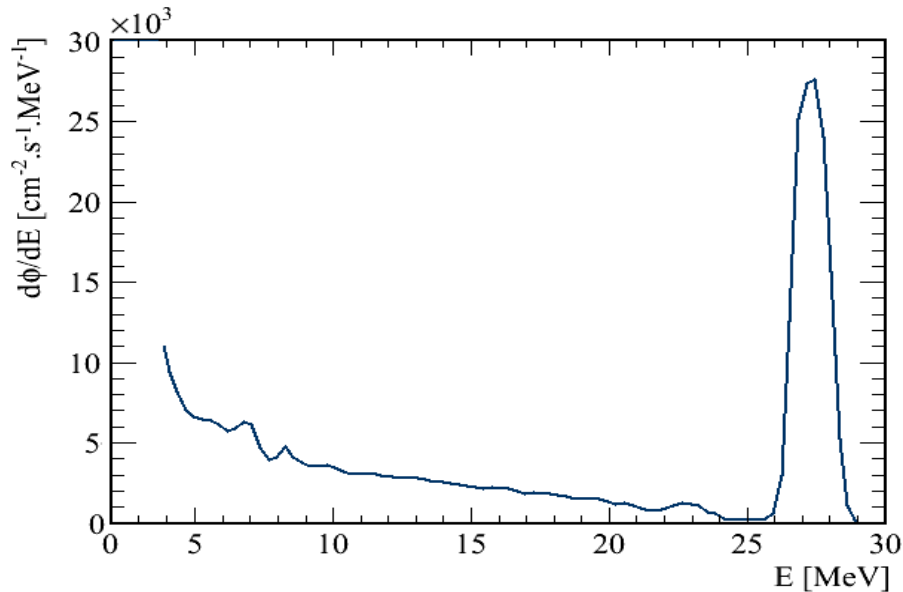


Figure 4.2 – Spectre des neutrons produits par la réaction ${}^7\text{Li}(p,xn)$ [36]. Ce spectre a été mesuré à 105 cm de la cible de lithium. L'énergie des projectiles est de 30 MeV.

4.2 Étalonnage de la réponse du détecteur de référence aux neutrons

Tel qu'il a été montré dans le chapitre 2, les neutrons sont détectés par le biais des particules chargées qu'ils produisent en interagissant avec le silicium et les couches de convertisseurs. Les particules lourdes chargées laissent dans le détecteur des traces ovales et courtes dépendamment de leur énergie. Cependant, les traces courtes peuvent aussi être induites par les photons accompagnant les neutrons ou ceux produits par capture radiative dans le détecteur. Pour cette raison, nous considérons seulement les traces ovales comme traces induites par les neutrons. Rappelons qu'un détecteur ATLAS-MPX est composé des régions suivantes : silicium recouvert de polyéthylène (R_1), silicium recouvert de polyéthylène et d'aluminium (R_2), silicium recouvert d'aluminium et de fluorure de lithium (R_3), silicium recouvert d'aluminium de $150\ \mu\text{m}$ (R_4) et de $100\ \mu\text{m}$ (R_5) et silicium non-recouvert (R_6). La figure 4.3 montre des exemples d'images illustrant la réponse du détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons rapides émis par les sources de ${}^{241}\text{AmBe}$ et de ${}^{252}\text{Cf}$, à ceux produits par la réaction ${}^7\text{Li}(p,xn)$ et aux neut-

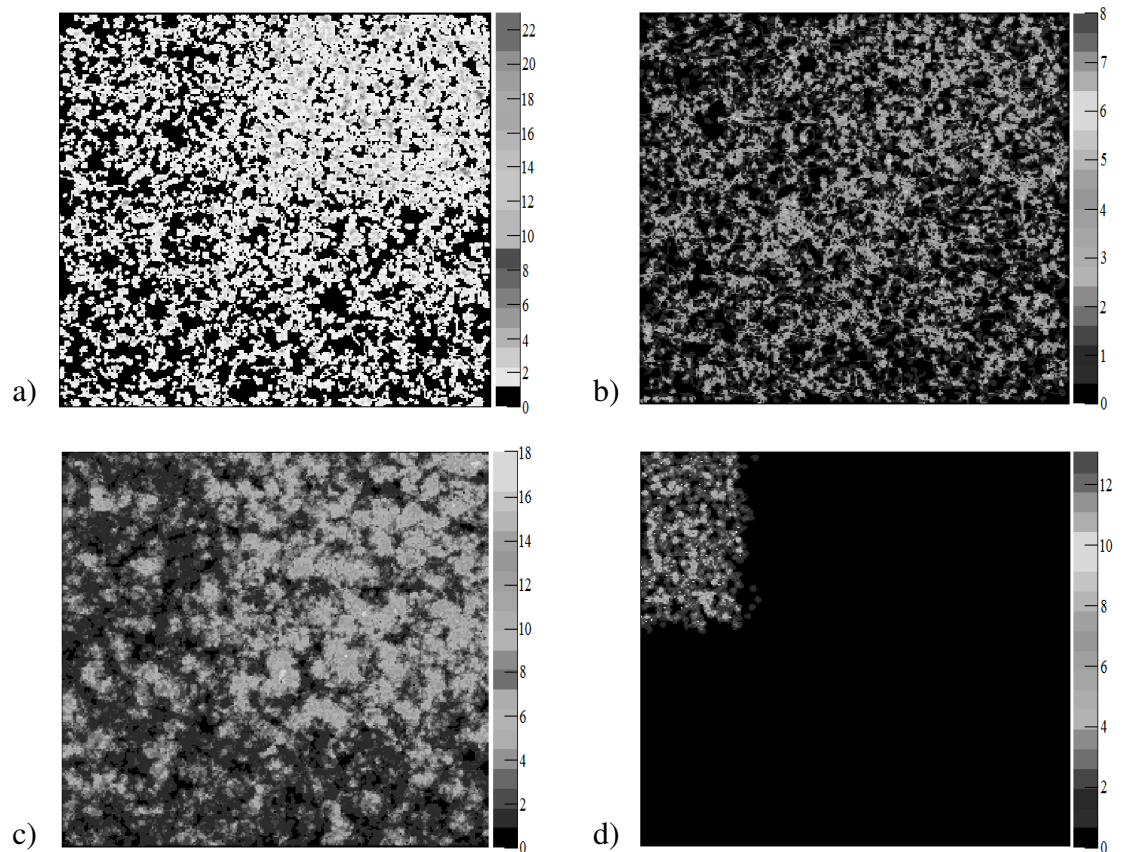


Figure 4.3 – Réponse du détecteur ATLAS-MPX de référence a) aux neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, b) aux neutrons rapides émis par la source de ^{252}Cf , c) aux neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ et d) aux neutrons thermiques et lents. Seulement les traces ovales sont illustrées. Le temps d'exposition est de a) 4.5 s (superposition de 4500 images), b) 3.5 s (superposition de 3500 images), c) 7.5 s (superposition de 1500 images) et d) 20 s (superposition de 1000 images). Les palettes de couleur donnent le nombre total d'événements comptabilisé par chaque pixel. Les images ont été prises avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

rons thermiques et lents. Chaque image a été obtenue en superposant un certain nombre d'images prises par le détecteur sur lesquelles un filtrage de traces courtes et curvilignes a été appliqué. Le but de ce filtrage est de visualiser uniquement les traces ovales. Les palettes de couleur illustrées à la figure 4.3 donnent le nombre total d'événements comptabilisé par chaque pixel après avoir superposé les images. La figure 4.3 indique

que chaque région R_i du détecteur répond aux neutrons d'une manière différente que celle des autres. Les neutrons rapides induisent des traces dans toutes les régions, particulièrement dans R_1 qui est la plus sensible à ces neutrons. Par contre, les neutrons thermiques et lents ne peuvent être détectés que dans la région R_3 .

L'étalonnage de la réponse du détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons rapides consiste à mesurer la distribution en taille des traces ovales produites dans chaque région R_i . Les distributions mesurées (voir l'annexe III) servent de référence pour estimer les caractéristiques spectrales d'un champ de neutrons inconnu. À titre d'exemple, la figure 4.4 montre les distributions des traces ovales induites dans la région R_1 par les neutrons émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf et ceux produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Cette figure indique que chaque spectre de neutrons rapides lui correspond une distribution caractéristique en taille de traces ovales. Dans R_1 , les neutrons rapides sont détectés principalement par le biais des protons de recul provenant du polyéthylène et des noyaux légers résultant des interactions nucléaires avec le silicium. La taille moyenne des traces ovales produites dans cette région est de 12.5, 12.7 et 27.7 pixels dans le cas des neutrons provenant de la source de $^{241}\text{AmBe}$, ceux provenant de la source de ^{252}Cf et ceux produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ respectivement. Les longueurs moyennes respectives de ces traces sont de 3.1, 3.2 et 6.8 pixels. En supposant que les particules fortement ionisantes détectées dans R_1 sont principalement des protons, les énergies moyennes respectives de ces particules sont de 3.2, 3.4 et 20.1 MeV selon le modèle de partage de charge. Étant les plus énergétiques, les neutrons produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ engendrent dans toutes les régions du détecteur des traces plus grandes en moyenne que celles dues aux neutrons émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf .

La seule région qui permet de détecter les neutrons thermiques et lents est R_3 , et ce par le biais des noyaux de tritium et d'hélium produits par la réaction nucléaire $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$. Cependant, cette région est aussi sensible aux neutrons rapides. Dans le cas d'un champ de neutrons mixte comme celui rencontré dans ATLAS, il est impossible de distinguer entre les traces dues aux neutrons thermiques et lents et celles dues

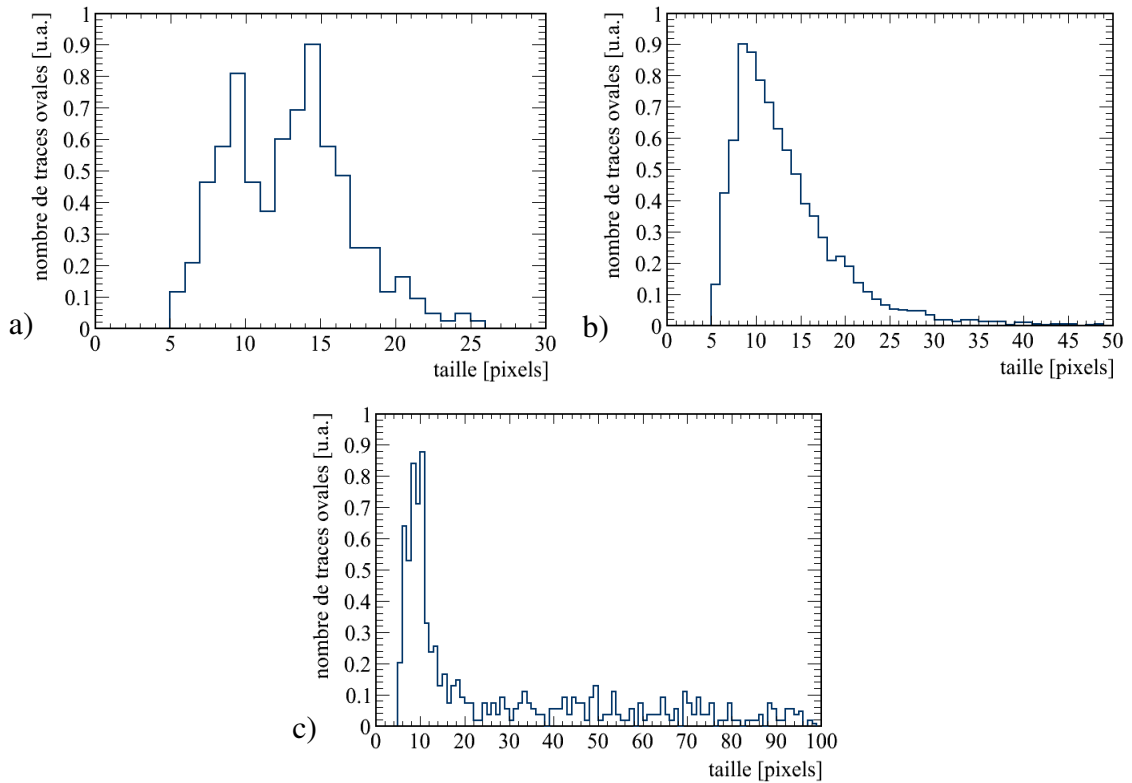


Figure 4.4 – Distribution en taille des traces ovales induites dans la région R_1 du détecteur ATLAS-MPX de référence par a) les neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, b) les neutrons rapides émis par la source de ^{252}Cf et c) les neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

aux neutrons rapides. Pour s'en convaincre, la figure 4.5 compare la distribution en taille des traces ovales engendrées dans R_3 par les neutrons thermiques et lents à la distribution en taille des traces ovales induites dans cette région par les neutrons rapides émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf et ceux produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Cette figure indique que les neutrons thermiques, lents et rapides peuvent induire des traces de même taille. Il est à noter qu'une méthode permettant d'estimer le flux de neutrons thermiques et lents dans ATLAS sera présentée au chapitre 6.

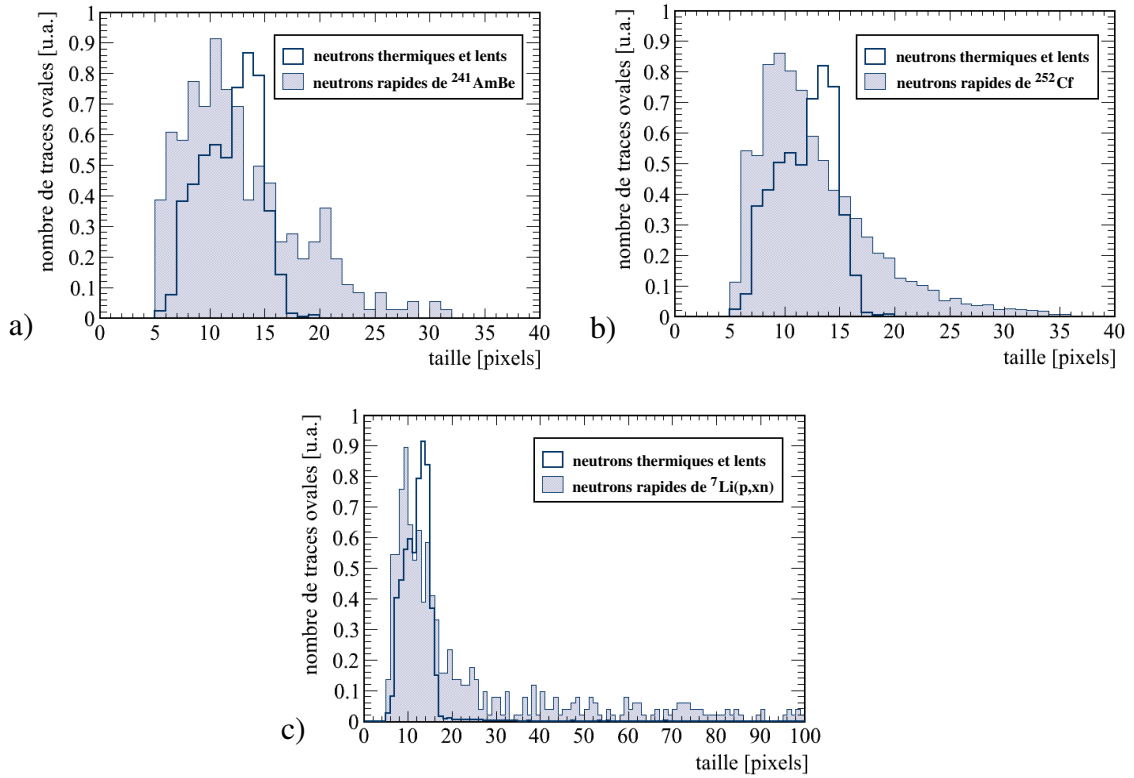


Figure 4.5 – Distributions en taille des traces ovales produites dans la région R_3 du détecteur ATLAS-MPX de référence par les neutrons thermiques et lents et par a) les neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, b) les neutrons rapides émis par la source de ^{252}Cf et c) les neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

4.3 Efficacité de détection de neutrons

L'efficacité d'une région R_i du détecteur ATLAS-MPX de référence à détecter les neutrons est définie comme le pourcentage de neutrons incidents qui induisent des traces ovales dans cette région. Elle est déterminée par l'équation suivante :

$$\varepsilon_i = \frac{N_i}{S_i \times t \times \Phi} \times 100, \quad (4.1)$$

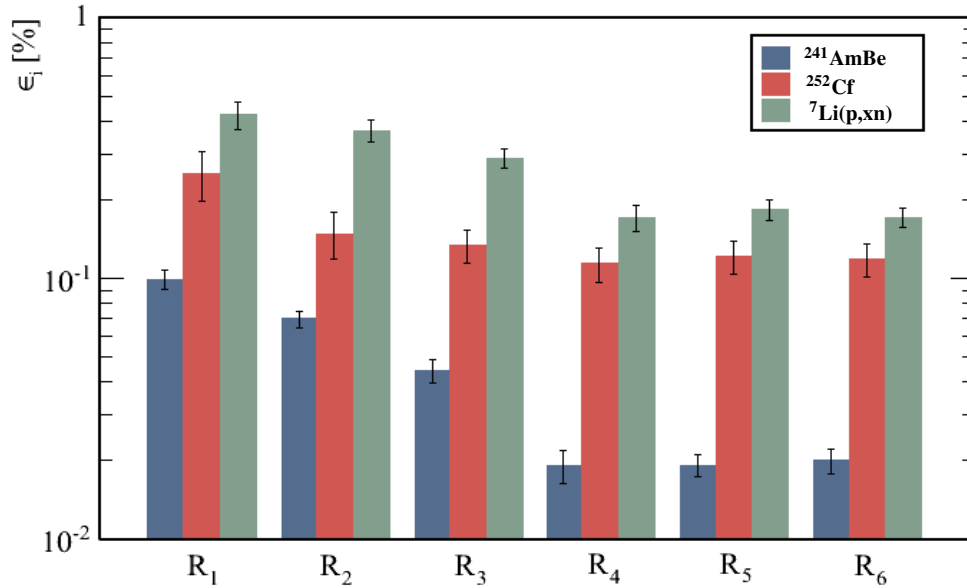


Figure 4.6 – Efficacité de chaque région R_i du détecteur ATLAS-MPX de référence à détecter les neutrons rapides émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf et ceux produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ (voir l'équation 4.1). L'incertitude sur ε_i est donnée par l'équation 4.2. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

où N_i est le nombre total de traces ovales enregistrées dans la région R_i , S_i est l'aire de celle-ci qui est donnée à l'annexe II, t est le temps total d'acquisition et Φ est le flux de neutrons incidents. L'incertitude sur ε_i est évaluée à partir de l'équation suivante :

$$\Delta\varepsilon_i = \varepsilon_i \sqrt{\left(\frac{\Delta N_i}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)^2}, \quad (4.2)$$

où ΔN_i est l'incertitude sur N_i ($\Delta N_i = \sqrt{N_i}$) et $\Delta\Phi$ est l'incertitude sur Φ . La figure 4.6 donne l'efficacité de chaque région R_i à détecter les neutrons rapides émis par la source de $^{241}\text{AmBe}$, ceux émis par la source de ^{252}Cf et ceux produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$. Cette figure indique que R_1 est la région la plus sensible aux neutrons rapides. Dans le cas des neutrons produits par la réaction $^7\text{Li}(p,xn)$ par exemple, $\varepsilon_1 = 0.4\%$ qui est envi-

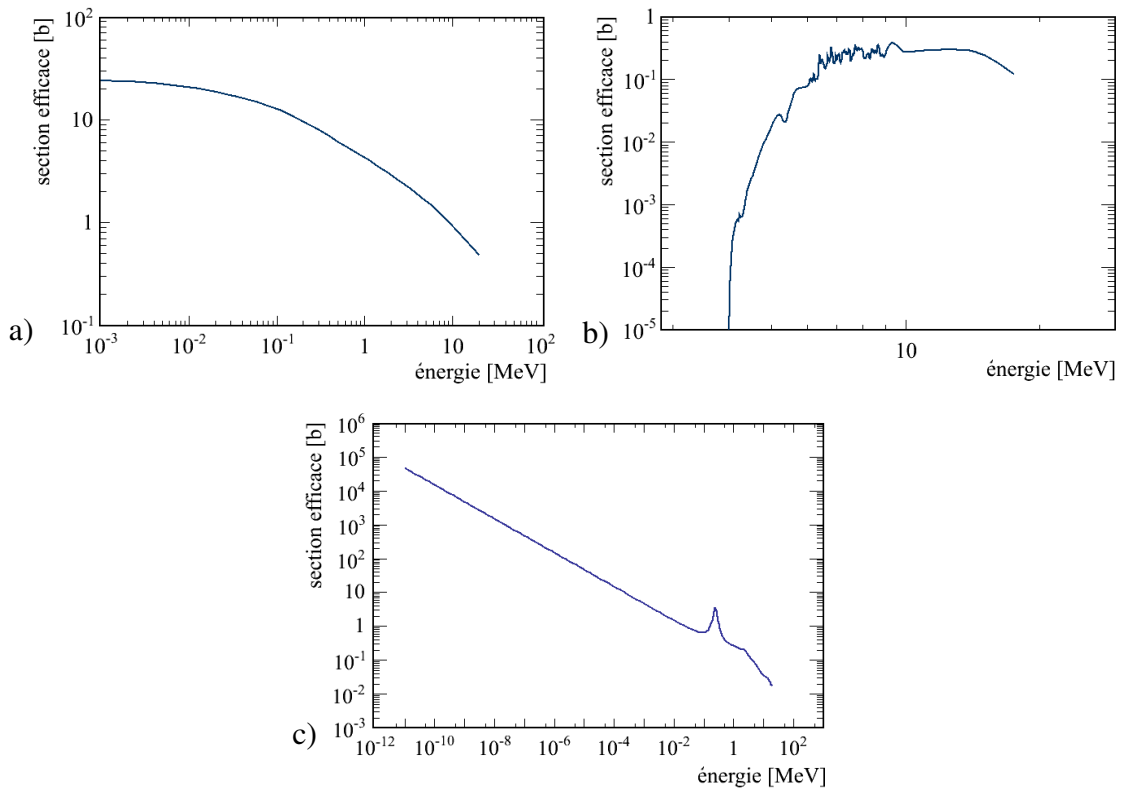


Figure 4.7 – Section efficace a) de la diffusion élastique ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$, b) de la réaction ${}^{28}\text{Si}(n,p){}^{28}\text{Al}$ et c) de la réaction ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ [17].

ron trois fois plus grande que ε_6 . Ce résultat peut s'expliquer par la grande section efficace de diffusion élastique ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ dans le polyéthylène par rapport à celle des interactions de neutrons avec les autres convertisseurs, comme par exemple la réaction ${}^{28}\text{Si}(n,p){}^{28}\text{Al}$ ou ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ (voir la figure 4.7). De plus, l'énergie transférée aux protons de recul est élevée, ce qui fait augmenter le nombre de traces ovales produites dans R_1 . La région R_2 est moins sensible aux neutrons rapides que R_1 en raison de la couche d'aluminium qui arrête les protons de recul ayant une énergie inférieure à 3.42 MeV. Le fait que la réaction ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ ne requiert aucun seuil d'énergie explique la grande efficacité de détection de R_3 par rapport à celle de R_4 , R_5 et R_6 . Par ailleurs, la figure 4.6 montre que toutes les régions R_i du détecteur ATLAS-MPX de référence sont plus sensibles aux neutrons produits par la réaction ${}^7\text{Li}(p,xn)$. La raison est que ces neutrons

étant énergétiques, ils induisent un nombre de traces ovales plus grand que celui dû aux neutrons émis par les sources de $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf .

Tel que déjà mentionné, la seule région qui permet de détecter les neutrons thermiques et lents est R_3 . Son efficacité de détection de ces neutrons est de $(1.7 \pm 0.1) \%$. Soulignons que cette région est plus sensible aux neutrons thermiques et lents qu'aux neutrons rapides. À titre d'exemple, l'efficacité de R_3 à détecter les neutrons produits par la réaction $^7\text{Li}(p, xn)$ est six fois plus petite que son efficacité à détecter les neutrons thermiques et lents. Ceci est expliqué par la grande section efficace de la réaction $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ pour les neutrons thermiques et lents, comme l'indique la figure 4.7.c).

En résumé, l'estimation des caractéristiques spectrales et du flux d'un champ de neutrons inconnu est basée sur la réponse étalonnée du détecteur ATLAS-MPX de référence. Nous supposons donc que tous les détecteurs ATLAS-MPX ont la même réponse aux neutrons thermiques, lents et rapides que celle du détecteur de référence. Signalons que, dans le reste de la thèse, les données prises par les détecteurs ATLAS-MPX seront analysées. Tout d'abord, une corrélation sera établie au chapitre suivant entre la réponse de ces détecteurs à la radiation produite par les collisions proton-proton et la luminosité du LHC.

CHAPITRE 5

CORRÉLATION ENTRE LA RÉPONSE DES DÉTECTEURS ATLAS-MPX À LA RADIATION ET LA LUMINOSITÉ DU LHC

Les détecteurs ATLAS-MPX mesurent en temps réel les champs de radiation à différents endroits dans les zones expérimentale et technique d'ATLAS. Afin de préparer l'analyse des données produites par les collisions proton-proton, le bruit de fond dans ATLAS a été mesuré en 2008 avant et pendant les opérations préliminaires du LHC. La capacité des détecteurs ATLAS-MPX à suivre l'état des faisceaux a permis d'établir une corrélation entre la luminosité du LHC et la réponse de ces détecteurs à la radiation produite par les collisions frontales de protons. Il s'ensuit que la luminosité absolue peut être mesurée avec ces détecteurs en utilisant la méthode de van der Meer. Tous ces points font l'objet de ce chapitre.

5.1 Mesure préliminaire des champs de radiation

À l'exception du détecteur MPX16 qui a été installé en 2010, les détecteurs ATLAS-MPX ont été mis en fonctionnement en 2008. Les mesures effectuées avant le démarrage effectif du LHC ont permis de vérifier le bon fonctionnement de ces détecteurs, de tester le logiciel de reconnaissance de formes MAFalda et de préparer l'analyse des données acquises pendant les collisions proton-proton ultérieures. La première partie de cette section est consacrée à la mesure de la radiation naturelle dans ATLAS. La deuxième partie est réservée à la mesure de la radiation produite lors de la mise en service du LHC en septembre 2008.

5.1.1 Radiation naturelle

Les sources de radiation naturelle dans ATLAS sont les rayons cosmiques et la radioactivité de l'environnement. Les rayons cosmiques pouvant atteindre le détecteur ATLAS sont principalement des muons (et anti-muons) primaires ou générés dans l'atmosphère terrestre [37]. Dans le reste de cette thèse, ces rayons cosmiques sont appelés muons cosmiques. La radioactivité de l'environnement est composée de photons, d'électrons, de particules alpha et de neutrons. Elle est induite par des noyaux radioactifs tels que l'uranium et le thorium. Les particules alpha peuvent contribuer à la production de neutrons par réaction nucléaire avec certains noyaux comme l'aluminium par exemple.

La figure 5.1 donne le nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX01 entre le 6 et le 8 septembre 2008 avec un temps d'exposition de 10 min. Il faut noter que le nombre de chaque type de traces qui ont été enregistrées pendant l'acquisition d'une image a été divisé par l'aire totale du détecteur afin d'obtenir un nombre de traces par unité de surface. Rappelons que MPX01 est placé entre le détecteur interne et le blindage JM. La figure 5.1 indique que le nombre de traces mesuré est en moyenne quasi-constant. Tel qu'expliqué au chapitre 2, les particules au minimum d'ionisation qui ont un grand angle d'incidence par rapport à la normale du détecteur laissent des traces rectilignes. La figure 5.2 montre la distribution des traces rectilignes enregistrées par MPX01 entre le 14 avril et le 8 septembre 2008 en fonction de la pseudorapacité η et celle en fonction de l'angle azimutal ϕ . Évidemment, ces traces ont été produites par les muons cosmiques qui ont été détectés pendant cette période. Notons que η et ϕ ont été déterminés à partir des angles d'incidence ϑ et plan φ mesurés dans le repère xyz lié à MPX01 (η , ϕ , ϑ et φ ont été définis aux chapitres 1 et 2). Ce repère est tel que la normale du détecteur (l'axe z) est parallèle à l'axe Z d'ATLAS et le plan du détecteur (xy) est en rotation de 30° par rapport à l'axe X d'ATLAS. D'après la figure 5.2.a), la pseudorapacité des muons cosmiques détectés est inférieure à 0.75, donc $\vartheta > 51^\circ$. La pseudorapacité moyenne est de 0.41, qui correspond à $\vartheta = 67^\circ$. La figure 5.2.b) montre que le nombre de traces rectilignes décroît vers zéro quand ϕ s'éloigne de 90° . Ce résultat indique que la direction de la plupart des muons cosmiques qui arrivent dans ATLAS est proche de l'axe vertical

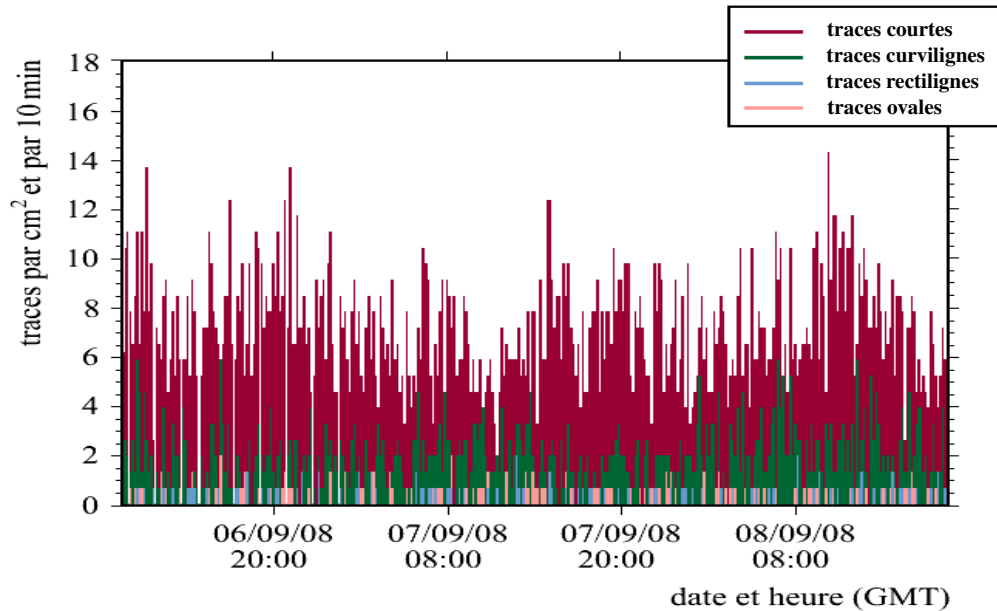


Figure 5.1 – Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX01 entre le 6 et le 8 septembre 2008. Les traces enregistrées sont dues à la radiation naturelle dans ATLAS. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 min, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

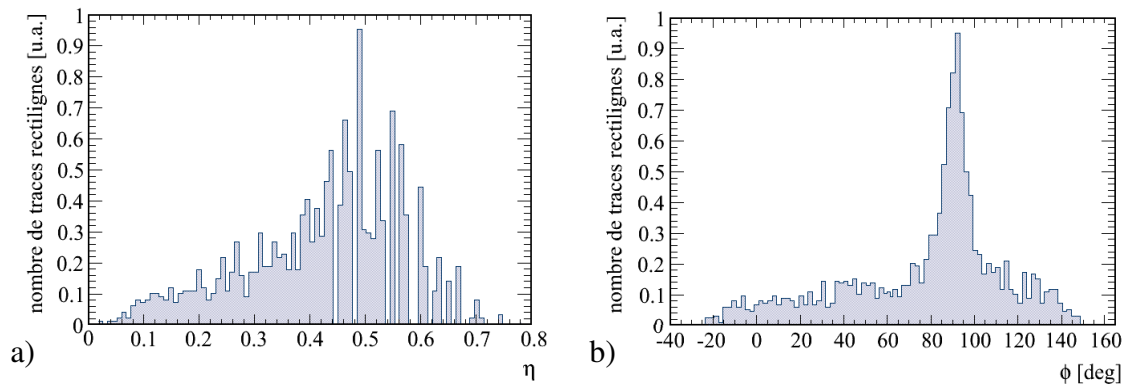


Figure 5.2 – Distribution des traces rectilignes enregistrées par MPX01 entre le 14 avril et le 8 septembre 2008 en fonction de a) la pseudorapidité η et b) l'angle azimutal ϕ . Les traces rectilignes ont été produites par des muons cosmiques ayant un angle d'incidence supérieur à 51° ($\eta < 0.75$). Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Y , comme attendu [38, 39]. Le nombre moyen de traces rectilignes mesuré par MPX01 entre le 14 avril et le 8 septembre 2008 est de $2.72 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Il est de même ordre de grandeur que le nombre de muons cosmiques mesuré par le détecteur interne d'ATLAS qui est de $1.34 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [39].

Étant donné que les détecteurs ATLAS-MPX n'ont pas le même temps d'exposition, les résultats de la mesure de la radiation naturelle sont donnés en termes des nombres moyens de traces enregistrées par cm^2 et par seconde (voir la figure 5.3). L'incertitude sur ces taux, qui est d'origine statistique, est de 1 % dans le cas des traces courtes et curvilignes, de 2 % dans le cas des traces ovales et de 3 % dans le cas des traces rectilignes. D'après la figure 5.3, environ 70 % des traces enregistrées par chaque détecteur sont courtes. Ces traces sont associées aux particules chargées légères et lourdes de basse énergie et aux particules au minimum d'ionisation ayant une incidence proche de la normale. La figure 5.3 indique aussi que les taux de traces mesurés ne sont pas les mêmes pour tous les détecteurs ATLAS-MPX. Ceci revient au fait que ces détecteurs sont placés à différents endroits et ne sont donc pas exposés aux mêmes sources de radiation naturelle. En moyenne, le nombre total de traces mesuré par un détecteur ATLAS-MPX est de l'ordre de $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Notons que les résultats présentés à la figure 5.3 correspondent à la mesure effectuée entre la mise en service de chaque détecteur et le 8 septembre 2008. La durée totale de l'acquisition varie d'un détecteur à l'autre entre quelques semaines et quelques mois. Dans le cas de MPX16, la mesure a été faite en février 2010.

5.1.2 Radiation produite par les collisions de protons avec une cible fixe

Les opérations préliminaires du LHC ont eu lieu du 10 au 12 septembre 2008 en faisant circuler des protons de 450 GeV dans les deux sens. De plus, des collisions ont été produites entre ces protons et le collimateur TCT en tungstène situé dans le tunnel du LHC à 140 m de part et d'autre du point d'interaction d'ATLAS. La figure 5.4 donne le nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX15 du 10 au 12 septembre

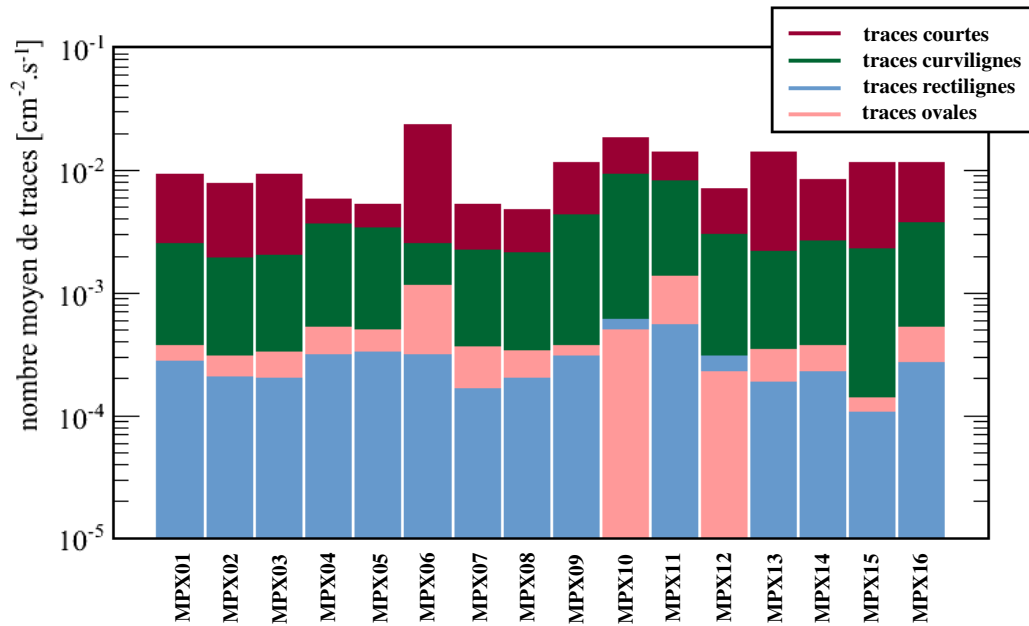


Figure 5.3 – Nombre moyen de chaque type de traces par cm^2 et par seconde mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX en 2008 avant le démarrage du LHC. Chaque taux a été déterminé avec une incertitude statistique de 1 % dans le cas des traces courtes et curvilignes, de 2 % dans le cas des traces ovales et de 3 % dans le cas des traces rectilignes. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

2008 avec un temps d'exposition de 1 min. Rappelons que ce détecteur est installé en dessous du blindage JF, à 20 cm de l'axe Z. La figure 5.4 montre de temps à autre une augmentation du niveau de la radiation mesurée, révélant la présence des faisceaux de protons. À titre d'exemple, le nombre total de traces mesuré par MPX15 le 10 septembre entre 16:00 et 20:00 GMT est de $3.61 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en moyenne, qui est un ordre de grandeur plus élevé que le taux de radiation naturelle mesuré par ce détecteur. L'augmentation du bruit de fond dans ATLAS est due aux collisions des protons avec le collimateur TCT. De plus, les premiers faisceaux étant instables, ils pouvaient percuter les chambres à vide du LHC et créer des particules contribuant à l'augmentation du niveau de radiation dans ATLAS. Les particules pouvant être produites lors des premières opérations du LHC sont les muons, les hadrons et les particules électromagnétiques.

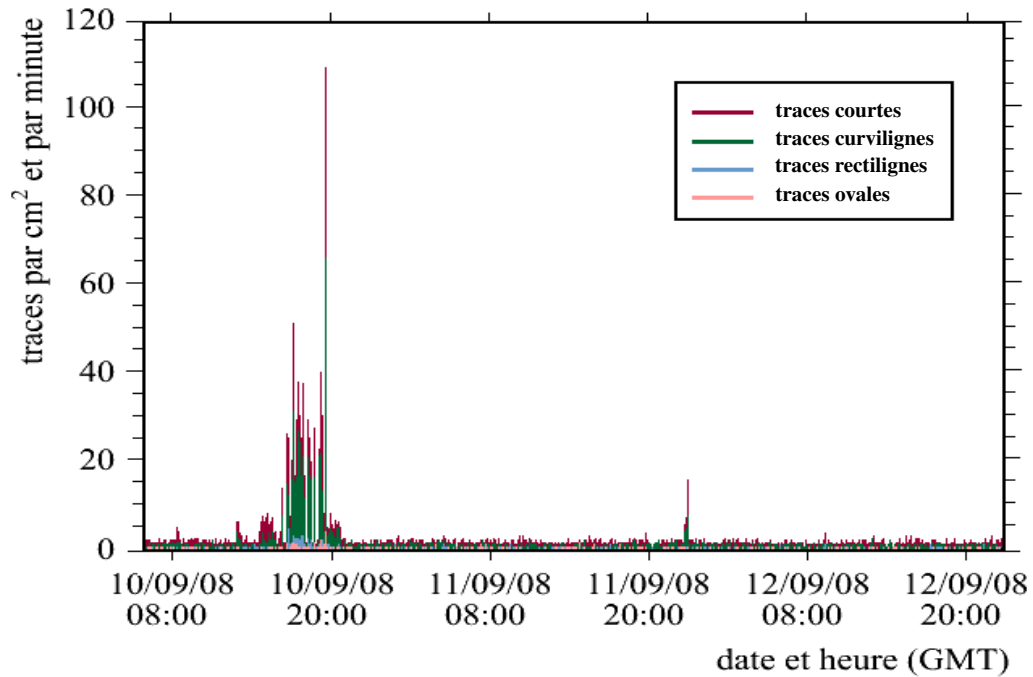


Figure 5.4 – Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX15 pendant les opérations préliminaires du LHC (du 10 au 12 septembre 2008). La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 1 min, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les collisions de protons de 450 GeV qui ont été produites de temps à autre avec le collimateur TCT ou possiblement avec les chambres à vide du LHC font augmenter le nombre de traces enregistrées.

En résumé, les détecteurs ATLAS-MPX peuvent suivre en temps réel les opérations du LHC et mesurer les champs de radiation induits. Ce résultat sera encore confirmé dans la section suivante qui est dédiée aux collisions frontales de protons à 7 TeV dans le centre de masse produites en 2010 et 2011.

5.2 Mesure des champs de radiation produits par les collisions proton-proton

L'environnement radiatif du détecteur ATLAS induit par les collisions proton-proton est composé essentiellement de particules électromagnétiques, de hadrons chargés et neutres et de muons. L'objectif de cette section est d'établir une relation entre la lumi-

nosité du LHC et le nombre de traces que laissent les particules en interagissant avec les détecteurs ATLAS-MPX. Notons que la relation établie correspond aux mesures effectuées au cours des collisions de faisceaux stables. L'information sur la luminosité produite au point d'interaction d'ATLAS est fournie par les moniteurs principaux de luminosité LUCID et BCM [40, 41]. Le premier est composé de tubes remplis de perfluorobutane et il est localisé autour de la ligne des faisceaux à $Z = \pm 17$ m. Le second est un ensemble de détecteurs au diamant placé à $Z = \pm 1.84$ m et $R = 5.5$ cm. Dans la suite, chaque période de collisions sera référée à la période de remplissage du LHC avec des faisceaux de protons pendant laquelle ces collisions ont été produites. Le remplissage est l'ensemble des étapes entre l'injection des faisceaux et leur abandon après l'arrêt des collisions. Une période de remplissage est désignée par un numéro précédé par le préfixe Fill (par exemple Fill1000).

La figure 5.5 donne les nombres de chaque type de traces par cm^2 mesurés entre le 5 et le 9 août 2011 par MPX02 (qui est installé entre TileCal et ExtTileCal) et par MPX12 (qui est placé sur ECI). Le temps d'exposition est de 0.2 et 10 s respectivement. Des collisions proton-proton ont été produites lors des remplissages consécutifs Fill2006, Fill2007, Fill2008, Fill2009 et Fill2010. Chaque période de collisions est illustrée par une bande bleue. Le tableau 5.1 donne la durée de chacune de ces périodes ainsi que les luminosités maximale et intégrée correspondantes (informations pour les collisions de faisceaux stables seulement). L'élévation du nombre de traces, observée à la figure 5.5, reflète l'augmentation du taux de radiation dans ATLAS due aux collisions. À titre d'exemple, le nombre total de traces mesuré par MPX02 et MPX12 pendant les collisions du Fill2009 est en moyenne de 3.13×10^2 et $5.49 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ respectivement. Ces taux sont plus élevés que ceux induits par la radiation naturelle de quatre et deux ordres de grandeur respectivement.

La figure 5.6 donne le nombre total de traces par cm^2 et par seconde qui a été mesuré par chaque détecteur ATLAS-MPX pendant la période de collisions du Fill2009. Sur cette figure, chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant

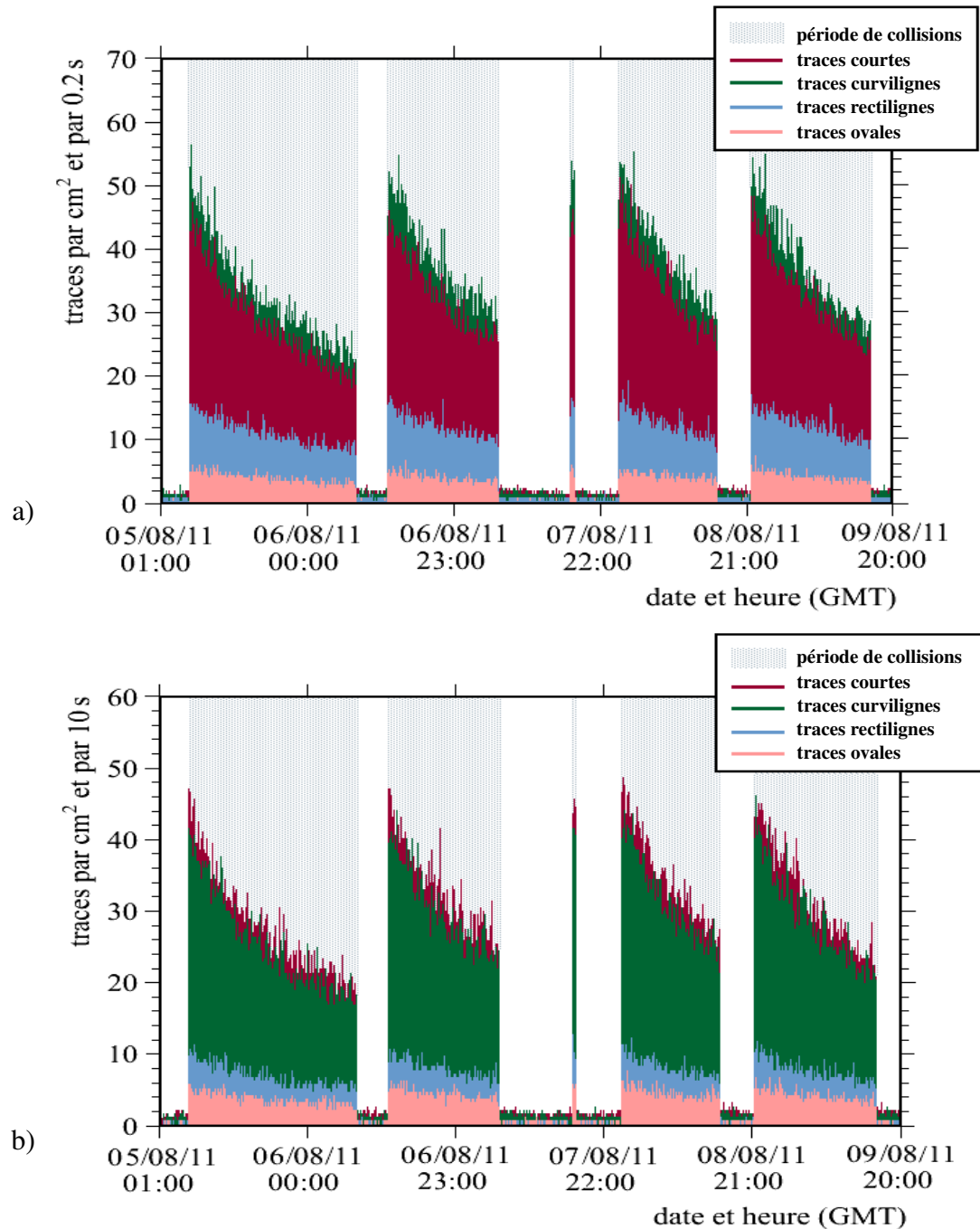


Figure 5.5 – Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré entre le 5 et le 9 août 2011 par a) MPX02 (temps d'exposition de 0.2 s) et b) MPX12 (temps d'exposition de 10 s). Les bandes bleues représentent les périodes de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites pendant les remplissages consécutifs Fill2006, Fill2007, Fill2008, Fill2009 et Fill2010. Les mesures ont été effectuées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Remplissage	Début de la période de collisions de faisceaux stables (heure GMT)	Durée de la période de collisions de faisceaux stables [s]	Luminosité maximale [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	Luminosité intégrée [pb^{-1}]
Fill2006	05/08/2011 à 05:24	92003	1.97×10^{33}	100.71
Fill2007	06/08/2011 à 12:29	61958	1.99×10^{33}	81.47
Fill2008	07/08/2011 à 17:11	1612	2.09×10^{33}	3.26
Fill2009	08/08/2011 à 00:58	55068	2.11×10^{33}	76.92
Fill2010	08/08/2011 à 21:33	67543	2.06×10^{33}	86.22

Tableau 5.1 – Informations sur les collisions de faisceaux stables de protons à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites lors des remplissages Fill2006, Fill2007, Fill2008, Fill2009 et Fill2010 [41].

le détecteur en question qui est marquée avec un cercle rempli de bleu. La mesure a été faite avec un seuil de détection de 230 keV dans le cas de MPX15, MPX14 et MPX01 et de 8 keV dans le cas des autres détecteurs. Un haut seuil de détection a été choisi pour MPX15, MPX14 et MPX01 pour éviter la superposition des traces qu'a pu causer, à bas seuil, le grand flux de particules auquel ces détecteurs ont été exposés. La figure 5.6 indique que les détecteurs ATLAS-MPX ne mesurent pas le même taux de radiation. Le nombre moyen de traces mesuré varie entre $1.15 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour MPX15 et $1.96 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour MPX16. Bien que leur seuil soit le plus élevé, les détecteurs MPX15, MPX14 et MPX01 détectent le plus grand nombre de particules. Donc, les taux de radiation les plus élevés sont produits aux alentours des chambres à vide du LHC, particulièrement dans la région avant d'ATLAS. Notons que le temps d'exposition varie d'un détecteur ATLAS-MPX à l'autre dépendamment du nombre de traces produites. Dans le cas par exemple d'une luminosité de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le temps d'exposition varie entre une dizaine de millisecondes pour les détecteurs placés proche de la ligne des faisceaux comme MPX15 et quelques centaines de secondes pour les détecteurs placés loin de cette ligne comme MPX16.

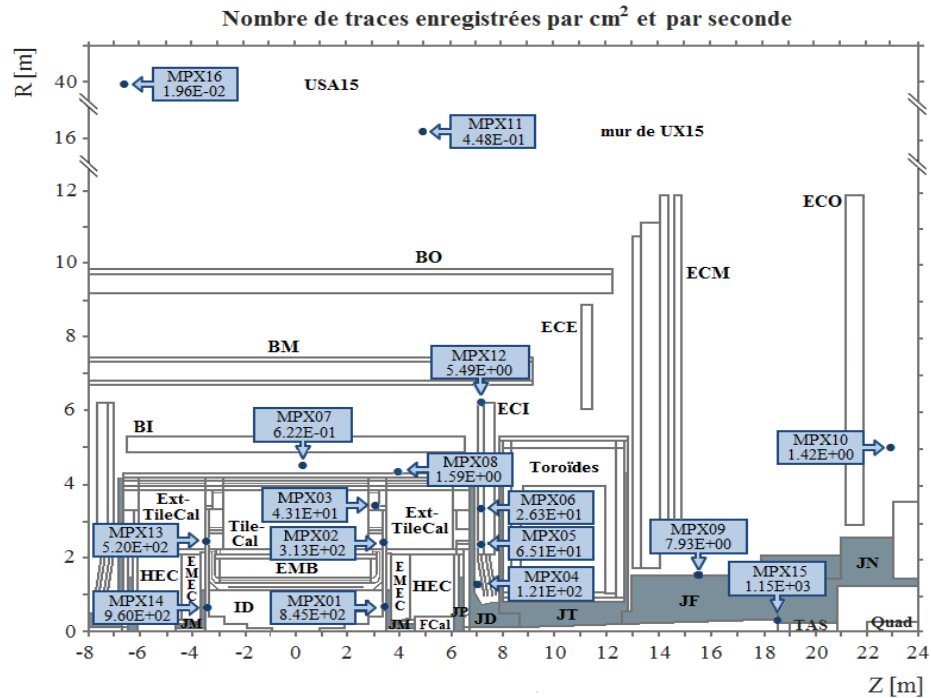


Figure 5.6 – Nombre total de traces par cm^2 et par seconde mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX pendant les collisions proton-proton du Fill2009 (8 août 2011). Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur en question (cercle rempli de bleu). Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 230 keV dans le cas de MPX15, MPX14 et MPX01 et de 8 keV dans le cas des autres détecteurs. La tension de polarisation est de 100 V.

Tel que montré à la figure 5.5, le nombre de traces mesuré décroît au cours des collisions proton-proton. Cette décroissance reflète la dégradation de la luminosité qui est due à la diminution du nombre de protons dans les paquets et à l'augmentation de la taille transverse des faisceaux (c'est-à-dire la taille dans le plan XY d'ATLAS). En fait, la taille transverse des faisceaux varie comme la racine carrée de l'émittance transverse qui est définie comme la taille de l'espace des phases occupé par les protons [42]. Donc, l'augmentation de celle-ci entraîne l'accroissement de la taille des faisceaux. Parmi les causes de son augmentation, citons à titre d'exemple la diffusion de protons par les molécules du gaz résiduel dans les chambres à vide du LHC. La figure 5.7.a) montre la variation de la luminosité en fonction du temps pendant la période de collisions du

Fill2009. Le nombre total de traces par cm^2 mesuré par MPX02 au cours de cette période est présenté à la figure 5.7.b). Le temps d'exposition de ce détecteur est de 0.2 s. Les données de la luminosité et du nombre de traces sont ajustées par une fonction exponentielle de la forme $\kappa e^{-\frac{t}{\tau}}$, où t est le temps à partir du début de la période de collisions de faisceaux stables, κ est la valeur initiale et τ est la constante de temps. L'ajustement effectué donne $\tau = (6.99 \pm 0.09) \times 10^4$ s pour la luminosité et $\tau = (6.84 \pm 0.06) \times 10^4$ s pour le nombre de traces mesuré par MPX02. L'écart entre ces deux valeurs est de 2 %. Il est donc convenable d'admettre que le taux de radiation mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX au cours des collisions proton-proton suit la même décroissance exponentielle que la luminosité.

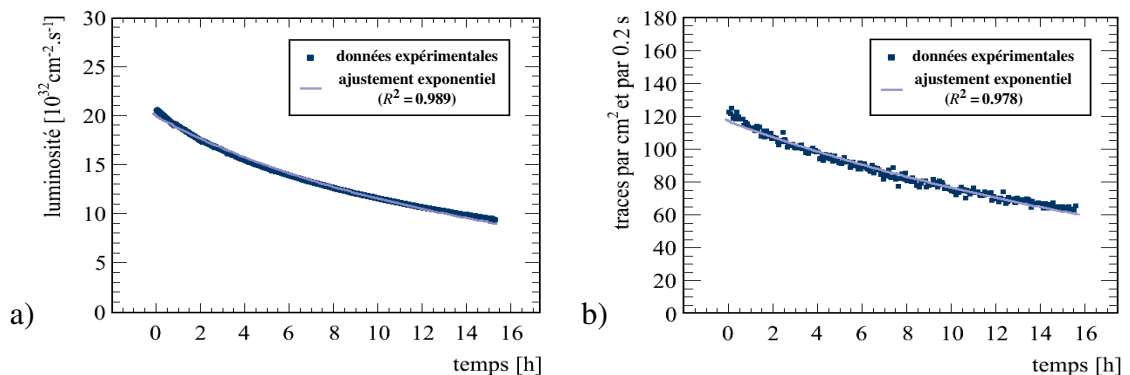


Figure 5.7 – Variation en fonction du temps a) de la luminosité du LHC et b) du nombre total de traces par cm^2 et par 0.2 s mesuré par MPX02 le 8 août 2011 pendant les collisions de faisceaux stables de protons du Fill2009. Les valeurs de la luminosité ont été prises de [41]. Les données prises par MPX02 correspondent à un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les données de la luminosité et du nombre de traces sont ajustées par une fonction exponentielle décroissante.

Tel que déjà mentionné, les détecteurs ATLAS-MPX n'ont pas le même temps d'exposition. Pour corrélérer les réponses des détecteurs ATLAS-MPX d'une part entre-elles et d'autre part avec la luminosité du LHC, il est commode d'avoir recours au nombre de traces et à la luminosité intégrés sur la durée d'une période de collisions de faisceaux stables. Comme le nombre de traces dû à la radiation naturelle est indépendant de la

luminosité, il doit être soustrait de celui mesuré pendant les collisions. Donc, le nombre intégré de traces induit par les collisions est déterminé par l'équation suivante :

$$N_{col} = \sum_{i=1}^f \left(\frac{N_i}{S} \right) - N_{nat} \times t_{exp} \times f, \quad (5.1)$$

où N_i est le nombre de traces mesuré pendant l'acquisition d'une image, N_{nat} est le nombre moyen de traces par cm^2 et par seconde dû à la radiation naturelle, S est l'aire du détecteur, t_{exp} est le temps d'exposition par image et f est le nombre total d'images acquises pendant une période de collisions donnée. Le nombre N_{col} est exprimé en cm^{-2} . Notons que N_{col} , N_i et N_{nat} peuvent correspondre à un type de traces donné ou à toutes les traces enregistrées. En raison du temps mort des détecteurs ATLAS-MPX, les champs de radiation ne sont pas continuellement mesurés avec ces détecteurs. Par conséquent, le nombre de traces N_{col} ne correspond pas à la totalité de la luminosité intégrée du LHC mais plutôt à celle vue par chaque détecteur. Cette luminosité est obtenue par l'équation suivante :

$$L_{MPX} = \frac{t_{exp} \times f}{t_{col}} \times L_{int}, \quad (5.2)$$

où t_{col} est la durée de la période de collisions de faisceaux stables de protons et L_{int} est la luminosité intégrée correspondante. Le nombre N_{col} de chaque type de traces mesuré par les détecteurs MPX02 et MPX12 est donné à la figure 5.8 en fonction de la luminosité intégrée L_{MPX} vue par chacun de ces détecteurs. Notons d'abord que les périodes de collisions sélectionnées sont les mêmes pour les deux détecteurs. Comme le temps d'exposition de MPX02 est plus petit que celui de MPX12, la durée de l'acquisition pendant une période de collisions donnée est plus courte dans le cas de MPX02. Alors, celui-ci voit une luminosité intégrée moins élevée que celle vue par MPX12. À titre d'exemple, la durée totale de la mesure effectuée pendant la période de collisions de faisceaux stables du Fill2009 est de 1.30×10^3 s pour MPX02 et de 3.01×10^4 s pour MPX12. Dans ce cas,

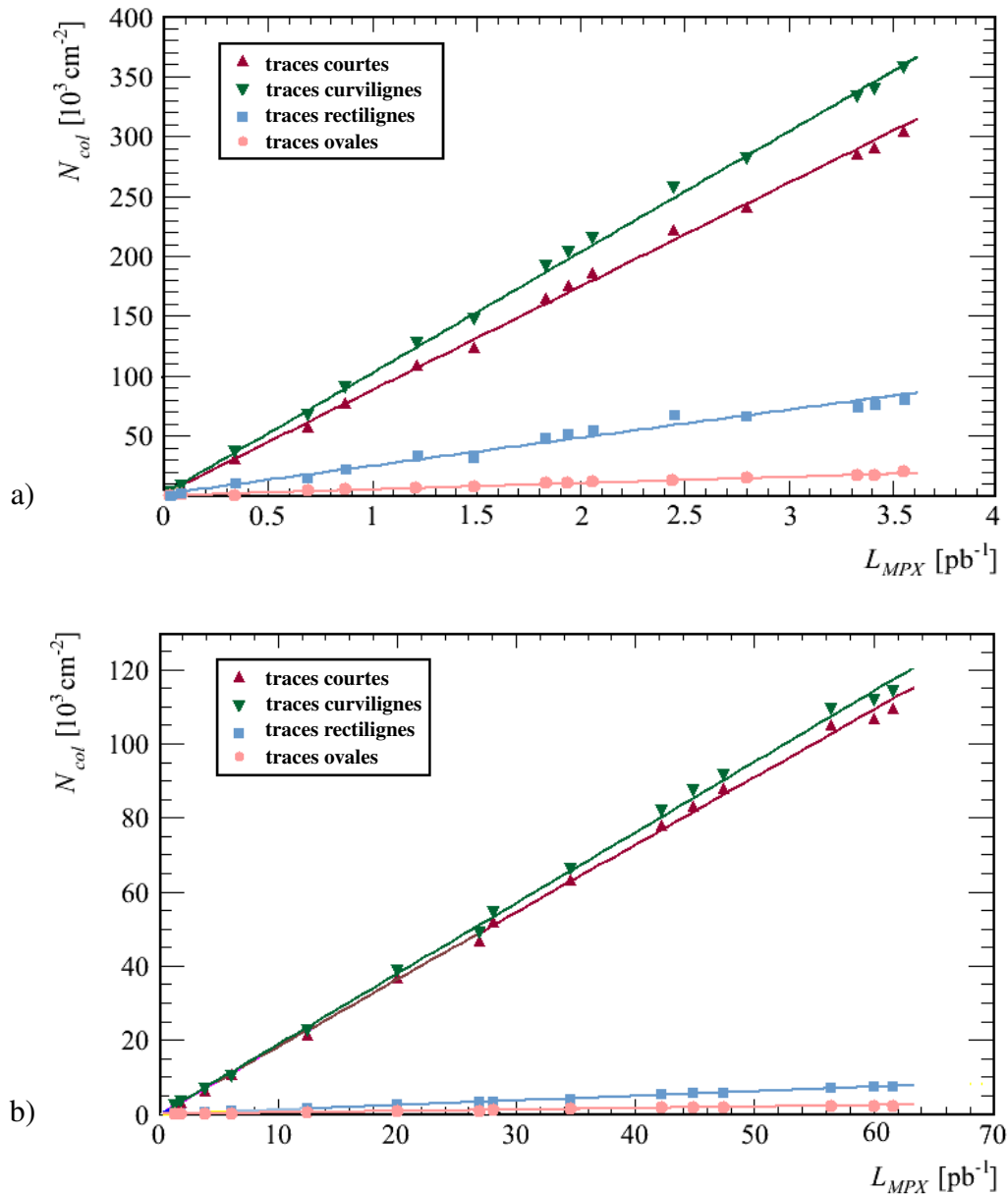


Figure 5.8 – Nombre de chaque type de traces par cm^2 (N_{col}) mesuré par a) MPX02 et b) MPX12 en fonction de la luminosité intégrée vue par chacun de ces détecteurs (L_{MPX}). Les mesures ont été faites pendant des périodes de collisions de faisceaux stables de protons à 7 TeV dans le centre de masse. Le seuil de détection et la tension de polarisation sont respectivement 8 keV et 100 V. Les données correspondant à chaque type de traces sont ajustées par une fonction linéaire représentée par une ligne ayant la même couleur que les points expérimentaux (le coefficient de détermination R^2 est de l'ordre de 0.99).

ces détecteurs voient respectivement 2 et 54 % de la luminosité intégrée produite par le LHC. La figure 5.8 indique que le nombre de particules détectées par les détecteurs ATLAS-MPX augmente avec la luminosité intégrée, ce qui prouve que l'environnement radiatif du détecteur ATLAS devient de plus en plus sévère. Tel que montré à la figure 5.8, les données expérimentales sont ajustées par une fonction linéaire représentée par une ligne ayant la même couleur que les points expérimentaux. Ceci met en évidence que la réponse des détecteurs ATLAS-MPX à la radiation produite par les collisions proton-proton est proportionnelle à la luminosité. Un autre point qui peut être déduit de la figure 5.8 est que la plupart des particules détectées laissent des traces courtes et curvilignes. Notons que le nombre de chaque type de particules détectées par unité de luminosité intégrée sera déterminé dans le chapitre suivant.

En conclusion, les taux de radiation mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX sont en corrélation avec la luminosité du LHC. Il s'ensuit que ces détecteurs peuvent être employés comme moniteurs de luminosité. La méthode utilisée pour mesurer et étalonner la luminosité absolue est celle de van der Meer. Le principe de cette méthode sera décrit dans la section suivante.

5.3 Mesure et étalonnage de la luminosité absolue par la méthode de van der Meer

La luminosité du LHC au point d'interaction d'ATLAS (IP1) peut être déterminée à partir des paramètres des faisceaux de protons en collisions. Dans le cas d'un angle de croisement nul entre les faisceaux, la luminosité s'écrit [42] :

$$L_0 = \frac{N_p N_1 N_2 f_{rev}}{2 \pi \Sigma_X \Sigma_Y}, \quad (5.3)$$

où N_p est le nombre de paquets par faisceau, N_1 est le nombre de protons par paquet du faisceau 1, N_2 est celui du faisceau 2, f_{rev} est la fréquence de révolution des protons dans le LHC, Σ_X est la taille transverse des faisceaux en recouvrement selon X et Σ_Y

est celle selon Y . La luminosité L_0 est définie pour deux faisceaux en position nominale, c'est-à-dire l'un centré par rapport à l'autre. Les paramètres inconnus dans l'équation 5.3 sont Σ_X et Σ_Y , les autres sont donnés par les opérateurs du LHC. La méthode employée pour déterminer ces paramètres est celle qui a été proposée par Simon van Der Meer en 1968 [43]. Le principe de cette méthode consiste à déplacer simultanément les deux faisceaux en recouvrement l'un par rapport à l'autre selon X (balayage horizontal) et selon Y (balayage vertical), comme illustré à la figure 5.9. La séparation entre les faisceaux en recouvrement pendant chaque balayage est définie par :

$$\Delta U = U_1 - U_2, \quad (5.4)$$

où U réfère à X dans le cas d'un balayage horizontal et à Y dans le cas d'un balayage vertical et les indices 1 et 2 réfèrent aux faisceaux 1 et 2 respectivement. Notons qu'une séparation nulle correspond à la position nominale des faisceaux en recouvrement. En mesurant la radiation produite au cours de chaque balayage en fonction de ΔU , les tailles transverses Σ_X et Σ_Y peuvent être déterminées.

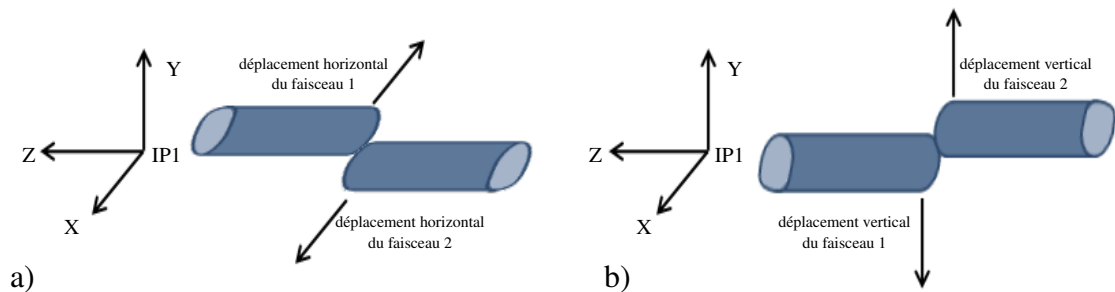


Figure 5.9 – Balayage a) horizontal (selon X) et b) vertical (selon Y) des faisceaux en recouvrement au point d'interaction IP1. Chaque balayage est effectué en déplaçant les faisceaux dans deux sens opposés.

La méthode de van der Meer a été appliquée les 8 et 9 mai 2010 lors des collisions frontales de protons à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Les paramètres des

faisceaux en recouvrement sont donnés dans le tableau 5.2. Quatre balayages de faisceaux en recouvrement ont été effectués : deux horizontaux H_1 et H_2 suivis de deux autres verticaux V_1 et V_2 . Au début du balayage H_1 , les faisceaux étaient écartés horizontalement dans deux sens opposés de leur position nominale d'une distance de $3\sigma_b$, où σ_b est la taille transverse nominale des faisceaux au point IP1. Ceci donne une séparation initiale $\Delta X = -6\sigma_b$. Au cours de ce balayage, ΔX est passée de $-6\sigma_b$ à $6\sigma_b$. La procédure était la même pour le balayage H_2 , sauf que la séparation est passée de $6\sigma_b$ à $-6\sigma_b$. Les balayages V_1 et V_2 ont été effectués de la même façon que H_1 et H_2 respectivement. Il est à noter que chaque balayage a été fait en 27 pas. Après chaque pas effectué, les faisceaux de protons ont été maintenus stables pendant 30 s. Le but de réaliser des balayages horizontaux et verticaux dans deux sens opposés est d'étudier l'impact sur la mesure de la luminosité de l'hystérésis des aimants du LHC qui servent à déplacer les faisceaux au point d'interaction IP1. Donc, deux valeurs de luminosité ont été obtenues : une pour le balayage B_1 (H_1 et V_1) et l'autre pour le balayage B_2 (H_2 et V_2).

Remplissage	N_p	N_1	N_2	σ_b
Fill1089	1	$(1.84 \pm 0.13) \times 10^{10}$	$(2.16 \pm 0.14) \times 10^{10}$	45 μm

Tableau 5.2 – Paramètres des faisceaux de protons du Fill1089 au point IP1 (remplissage effectué les 8 et 9 mai 2010) [41]. L'énergie des faisceaux est de 3.5 TeV.

La figure 5.10 donne le nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX15 au cours de la période du Fill1089 pendant laquelle les balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 ont été effectués. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 s et un seuil de détection de 8 keV. D'après cette figure, la distribution du nombre de chaque type de traces enregistrées durant chaque balayage a la forme d'une cloche avec un maximum correspondant à une séparation nulle entre les deux faisceaux en recouvrement. Cette forme reflète le profil gaussien de la densité de protons dans le plan transverse XY et donc de la luminosité produite. Dans ce cas, la taille transverse Σ_U des faisceaux en

recouvrement correspond à l'écart type de la distribution gaussienne selon la direction U . La figure 5.11 montre la distribution du nombre total de traces par cm^2 mesuré par MPX15 au cours de chaque balayage. Les valeurs expérimentales sont ajustées par une fonction gaussienne plus un fond constant :

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{\Delta t^2}{2\sigma_U^2}\right) + N_{fond}, \quad (5.5)$$

où Δt est la différence entre le temps de mesure et celui correspondant à la valeur maximale de la gaussienne et N_0 , N_{fond} et σ_U sont des constantes. Afin de pouvoir déterminer la taille transverse Σ_U , nous exprimons la luminosité en fonction de la séparation ΔU :

$$L = L_0 \exp\left(-\frac{\Delta U^2}{2\Sigma_U^2}\right). \quad (5.6)$$

L'écart type de cette gaussienne est relié à σ_U par l'équation suivante :

$$\Sigma_U = \frac{U_{bal}}{t_{bal}} \sigma_U, \quad (5.7)$$

où U_{bal} est la longueur totale du balayage qui est égale à $12\sigma_b$ et t_{bal} est la durée totale du balayage. À défaut d'information exacte, nous considérons que la durée de chaque balayage est égale au temps qui s'écoule entre l'acquisition de la première et de la dernière image illustrant la réponse du détecteur au bruit de fond brut. Ce temps est d'environ 17 min et il est donné avec une incertitude de 12 s qui est égale à deux fois le temps mort du détecteur. Dans le tableau 5.3 sont présentées les valeurs de σ_U et de Σ_U obtenues pour les balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 . Notons que l'incertitude sur σ_U a été obtenue par l'ajustement de l'équation 5.5 aux données expérimentales et celle sur Σ_U a été déterminée à partir de l'équation suivante :

$$\Delta\Sigma_U = \Sigma_U \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_U}{\sigma_U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_{bal}}{t_{bal}}\right)^2}, \quad (5.8)$$

où $\Delta\sigma_U$ et Δt_{bal} sont les incertitudes respectives sur σ_U et t_{bal} . Le tableau 5.3 indique que la section transverse des faisceaux en recouvrement a une forme elliptique vu que Σ_X et Σ_Y sont différentes. D'autre part, la taille transverse selon une direction donnée (particulièrement selon Y) varie d'un balayage à l'autre. Cette variation est due à l'augmentation de l'émittance transverse pendant les collisions.

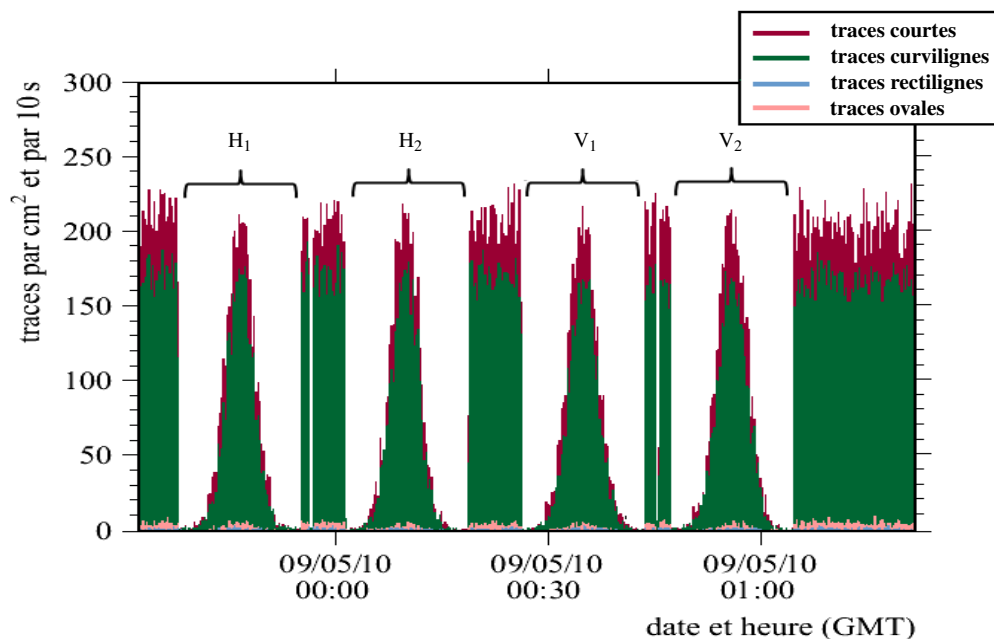


Figure 5.10 – Nombre de chaque type de traces par cm^2 mesuré par MPX15 le 8 et le 9 mai 2010 pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Quatre balayages de faisceaux ont été effectués : deux horizontaux (H_1 et H_2) et deux verticaux (V_1 et V_2). La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

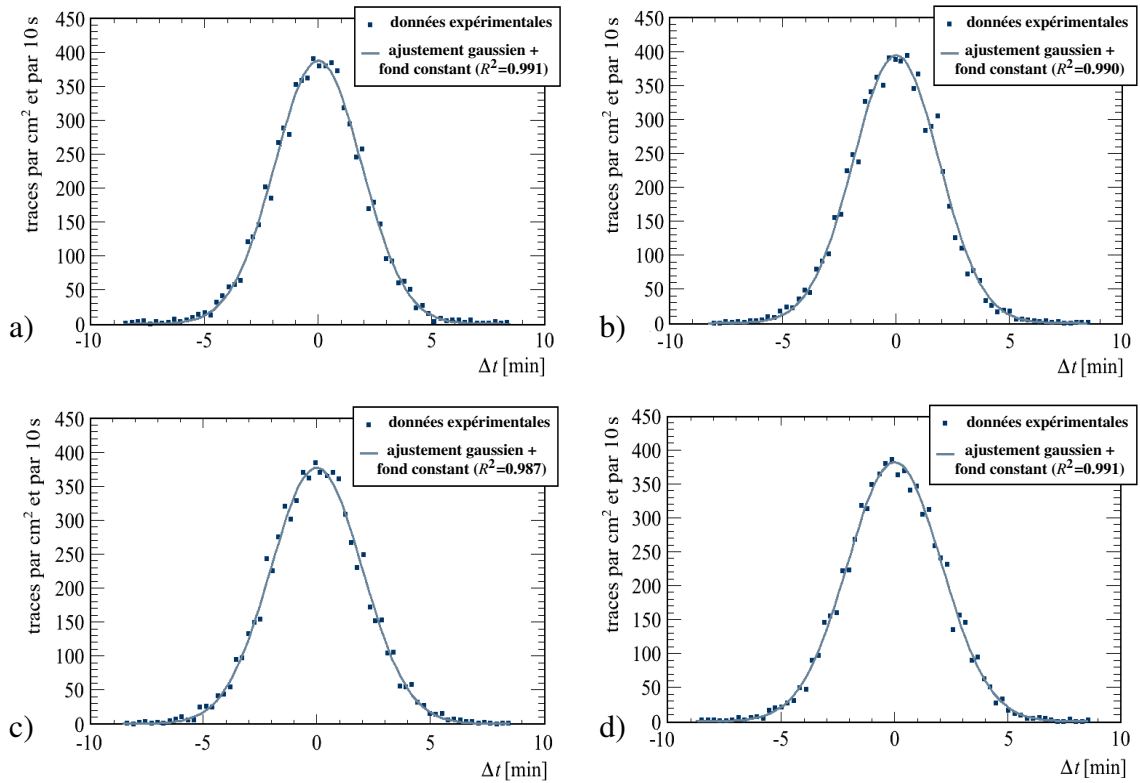


Figure 5.11 – Distributions du nombre total de traces par cm^2 mesuré par MPX15 au cours des balayages : a) H_1 , b) H_2 , c) V_1 et d) V_2 . Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Les mesures ont été faites avec un temps d'exposition de 10 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Les données expérimentales sont ajustées par une fonction gaussienne plus un fond constant.

Balayage	H_1	H_2	V_1	V_2
σ_U [s]	114.72 ± 1.44	113.62 ± 1.61	120.85 ± 1.59	122.72 ± 1.44
Σ_U [μm]	60.49 ± 0.83	60.85 ± 0.93	63.70 ± 0.92	64.71 ± 0.84

Tableau 5.3 – Valeurs de σ_U et de Σ_U obtenues à partir des données prises par MPX15 au cours des balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 . Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. L'incertitude sur σ_U a été obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 5.5 aux données expérimentales, celle sur Σ_U a été déterminée par l'équation 5.8. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

La luminosité L_0 est déterminée en remplaçant Σ_X et Σ_Y par leurs valeurs dans l'équation 5.3. La figure 5.12 donne, pour chacun des balayages B_1 et B_2 , la luminosité mesurée avec les détecteurs MPX15, MPX14 et MPX01. La procédure suivie pour déterminer les tailles transverses est la même pour MPX14 et MPX01 que pour MPX15. À fin de comparaison, la figure 5.12 donne également la luminosité mesurée par la méthode de van der Meer avec les détecteurs LUCID, BCM et LAr. Ce dernier est constitué des calorimètres EMEC et FCal. Dans le cas de LUCID, les tailles transverses ont été déterminées à l'aide de deux algorithmes appelés LUCID_Event_AND et LUCID_Event_OR qui sont désignés à la figure 5.12 par LUCID1 et LUCID2 respectivement. Dans le cas de BCM et LAr, les algorithmes utilisés sont respectivement BCM_Event_OR et LAr_timing_Event. Les détails sur les mesures effectuées avec ces trois détecteurs et la description de leurs algorithmes sont donnés à la référence [44]. Les barres d'erreur illustrées à la figure 5.12 correspondent à l'incertitude sur L_0 donnée par :

$$\Delta L_0 = L_0 \sqrt{\left(\frac{\Delta N_1}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_2}{N_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Sigma_X}{\Sigma_X}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Sigma_Y}{\Sigma_Y}\right)^2}, \quad (5.9)$$

où ΔN_1 , ΔN_2 , $\Delta \Sigma_X$ et $\Delta \Sigma_Y$ sont les incertitudes respectives sur N_1 , N_2 , Σ_X et Σ_Y qui sont données dans les tableaux 5.2 et 5.3. La valeur moyenne de la luminosité mesurée avec LUCID et BCM est de $(1.94 \pm 0.01) \times 10^{28}$ et $(1.95 \pm 0.01) \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour B_1 et B_2 respectivement. L'écart entre ces valeurs et celles obtenues par LAr est inférieur à 1%. La luminosité moyenne mesurée avec MPX15, MPX14 et MPX01 est de $(1.81 \pm 0.02) \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le cas de B_1 et de $(1.79 \pm 0.04) \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le cas de B_2 . L'écart entre la luminosité moyenne mesurée avec ces trois détecteurs et celle mesurée avec LUCID et BCM est de 7% pour B_1 et de 8% pour B_2 . Cet écart est dû au fait que l'acquisition des données est synchronisée avec les balayages dans le cas de LUCID, BCM et LAr, qui n'est pas le cas de MPX15, MPX14 et MPX01. En effet, ces détecteurs ont un temps d'exposition différent de la durée des collisions entre les pas de balayage consécutifs qui est de 30 s. Le temps d'exposition de MPX15 est de 10 s, tandis

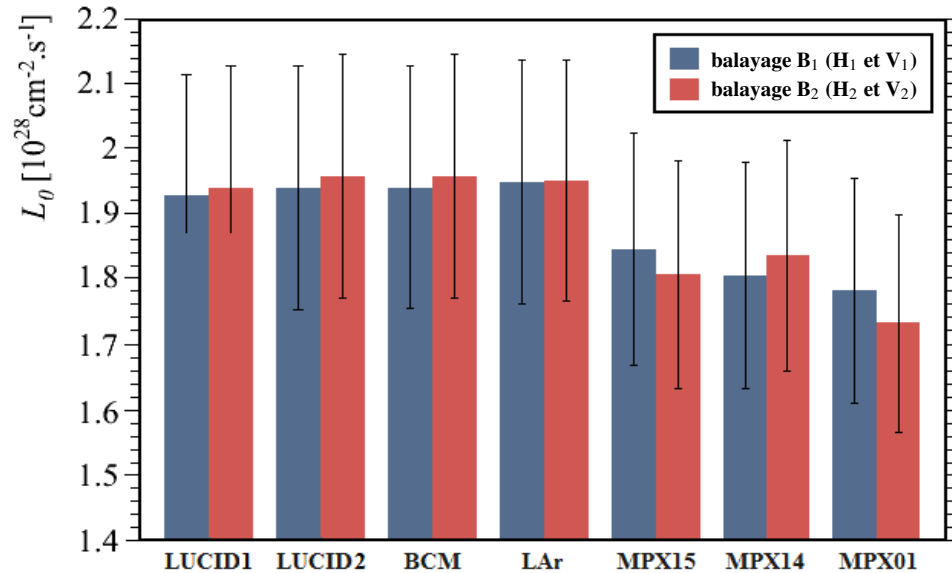


Figure 5.12 – Luminosité L_0 mesurée avec plusieurs détecteurs dans ATLAS par la méthode de van der Meer à partir des données prises au cours des balayages B₁ (H₁ et V₁) et B₂ (H₂ et V₂). Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. Les valeurs de la luminosité mesurée avec LUCID, BCM et LAr ont été prises de [44]. Dans le cas de LUCID, deux algorithmes ont été utilisés : LUCID1 (LUCID_Event_AND) et LUCID2 (LUCID_Event_OR). Les mesures faites avec MPX15, MPX14 et MPX01 correspondent à un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. L'incertitude sur L_0 a été déterminée par l'équation 5.9.

que celui de MPX14 et MPX01 est de 60 s. Ceci implique que les balayages n'ont pas été suivis au complet par ces détecteurs à cause de leur temps mort. De plus, la durée des balayages est estimée à partir des données prises par chaque détecteur ATLAS-MPX. Donc, elle peut varier d'un détecteur à l'autre et peut être différente de la durée réelle. Ces points expliquent aussi pourquoi les résultats de MPX15, MPX14 et MPX01 sont plus dispersés que ceux de LUCID, BCM et LAr. Toutefois, les résultats des détecteurs ATLAS-MPX sont compatibles dans les barres d'erreur entre eux et avec ceux de LUCID, BCM et LAr, comme le montre la figure 5.12. Notons que, pour déterminer la luminosité, la variation des intensités des faisceaux durant les balayages a été négligée. Cette variation, étant de l'ordre de 0.1 % [42], est inférieure à l'incertitude sur N_1 et N_2

qui est d'environ 7 %. De plus, la taille transverse des faisceaux en recouvrement Σ_U est supposée invariante pendant un balayage donné. En réalité, l'augmentation progressive de l'émittance transverse au cours d'un balayage fait varier Σ_U d'environ 1 % [42]. Cette variation peut induire une incertitude sur la mesure de Σ_X et Σ_Y et, par suite, affecter la détermination de L_0 . D'autres facteurs peuvent entraîner une incertitude sur la mesure de la luminosité, notamment un décalage entre les faisceaux en recouvrement dans la direction transverse orthogonale à celle du balayage. Tel que déjà mentionné, les balayages B_1 et B_2 ont été effectués dans deux sens opposés afin d'étudier l'impact de l'hystérésis des aimants qui font déplacer les faisceaux au point d'interaction d'ATLAS. En fait, l'hystérésis peut affecter la position et l'angle de croisement des faisceaux au cours des balayages. Les études menées dans la référence [42] montrent que l'effet de l'hystérésis est négligeable par rapport aux autres effets étant donné qu'il induit une variation de la luminosité de 0.1 %.

La méthode de van der Meer permet de mesurer la luminosité d'une manière absolue à partir des paramètres du LHC. Elle permet également d'étalonner la réponse des moniteurs principaux de luminosité ainsi que celle des autres détecteurs qui peuvent mesurer la luminosité comme ATLAS-MPX. L'étalonnage consiste à déterminer le nombre d'événements enregistrés par un détecteur donné lorsque la luminosité est égale à L_0 . Ainsi, la luminosité du LHC peut être mesurée d'une manière relative à partir du nombre d'événements enregistrés. Dans le cas des détecteurs ATLAS-MPX, L_0 est reliée au nombre de traces par cm^2 et par seconde mesuré lorsque la séparation entre les deux faisceaux en recouvrement est nulle. Ce nombre est déterminé à partir de l'ajustement des données prises au cours de chaque balayage. C'est le paramètre N_0 de l'équation 5.5 divisé par le temps d'exposition. Comme les tailles transverses Σ_X et Σ_Y sont déterminées par deux balayages différents, L_0 est reliée au nombre de traces suivant :

$$N_{0moy} = \frac{N_{0X} + N_{0Y}}{2}, \quad (5.10)$$

où N_{0X} est le maximum de la gaussienne correspondant au balayage horizontal et N_{0Y} est celui correspondant au balayage vertical. Le tableau 5.4 donne, pour chacun des détecteurs MPX15, MPX14 et MPX01, les valeurs de L_0 et de N_{0moy} obtenues pour les balayages B_1 et B_2 . Évidemment, N_{0moy} varie d'un détecteur à l'autre dépendamment de sa position. L'incertitude sur ce nombre de traces a été déterminée à partir de l'ajustement des données expérimentales. La dernière colonne du tableau 5.4 donne le rapport de L_0 sur N_{0moy} . Pour un détecteur donné, l'écart entre les deux rapports obtenus est inférieur à leurs incertitudes. Ce résultat confirme, encore une fois, la proportionnalité entre la réponse des détecteurs ATLAS-MPX et la luminosité.

Balayage	L_0 [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]	N_{0moy} [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]	L_0/N_{0moy}
MPX15			
B_1	$(1.84 \pm 0.18) \times 10^{28}$	$(3.88 \pm 0.04) \times 10^1$	$(4.73 \pm 0.46) \times 10^{26}$
B_2	$(1.80 \pm 0.17) \times 10^{28}$	$(3.82 \pm 0.08) \times 10^1$	$(4.70 \pm 0.45) \times 10^{26}$
MPX14			
B_1	$(1.80 \pm 0.17) \times 10^{28}$	1.14 ± 0.04	$(1.57 \pm 0.16) \times 10^{28}$
B_2	$(1.83 \pm 0.17) \times 10^{28}$	1.20 ± 0.05	$(1.52 \pm 0.15) \times 10^{28}$
MPX01			
B_1	$(1.78 \pm 0.17) \times 10^{28}$	1.11 ± 0.03	$(1.60 \pm 0.16) \times 10^{28}$
B_2	$(1.74 \pm 0.16) \times 10^{28}$	1.09 ± 0.03	$(1.59 \pm 0.15) \times 10^{28}$

Tableau 5.4 – Valeurs de L_0 et de N_{0moy} obtenues à partir des données prises par les détecteurs MPX15, MPX14 et MPX01 au cours des balayages B_1 (H_1 et V_1) et B_2 (H_2 et V_2). Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 pendant la période de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. L'incertitude sur L_0 a été déterminée par l'équation 5.9 et celle sur N_{0moy} a été obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 5.5 aux données expérimentales. Le rapport de L_0 sur N_{0moy} est aussi présenté dans le tableau. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Tel que déjà expliqué dans cette thèse, le seuil de détection de MPX15, MPX14 et MPX01 est modifié dépendamment du flux de particules (donc de la luminosité) de façon à pouvoir reconnaître les traces enregistrées. Ceci signifie que, pour pouvoir employer ces détecteurs comme moniteurs de luminosité, leur réponse doit être étalonnée en fonction du seuil de détection. Il existe toutefois une technique alternative permettant de mesurer les haute et basse luminosités tout en gardant le même seuil. Cette technique consiste à compter, pour chaque image, le nombre d'événements enregistrés par tous les pixels. Rappelons que, pour un détecteur ATLAS-MPX, un événement est défini comme une énergie collectée qui est au-dessus du seuil de détection. Il est à noter que le nombre d'événements peut être différent du nombre de pixels activés, surtout lorsque les traces des particules détectées sont superposées. Dans ce cas, un pixel peut comptabiliser plus d'un événement (le taux de comptage maximal est de 10^5 Hz). La figure 5.13 donne le nombre d'événements par cm^2 mesuré par MPX15 avec un temps d'exposition de 10 s au cours des balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 . Rappelons que la mesure a été faite avec un seuil de détection de 8 keV. Selon la figure 5.13, la forme gaussienne de la distribution de la densité de protons dans le plan transverse peut aussi être observée en mesurant le nombre d'événements produits. D'une façon similaire à celle déjà décrite dans cette section, la luminosité L_0 et le nombre d'événements par cm^2 et par seconde qui lui correspond (noté N_{emoy}) ont été déterminés à partir des distributions du nombre d'événements mesuré par MPX15 au cours des balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2 . Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 5.5. Ce tableau montre que la luminosité mesurée à partir du nombre d'événements est supérieure d'environ 13 % à celle mesurée à partir du nombre de traces. Elle est aussi plus élevée que la luminosité moyenne mesurée avec LUCID et BCM de 7% pour B_1 et de 5% pour B_2 . Le tableau 5.5 donne également les valeurs de L_0 et de N_{emoy} obtenues à partir des distributions du nombre d'événements mesuré par MPX15 pendant les balayages H_3 , H_4 , V_3 et V_4 . Ces balayages ont été effectués le 15 mai 2011 lors des collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1783. Les paramètres des faisceaux de protons de ce remplissage au point d'interaction IP1 sont présentés dans le tableau 5.6. La procédure suivie était la même que pour les balayages H_1 , H_2 , V_1 et V_2

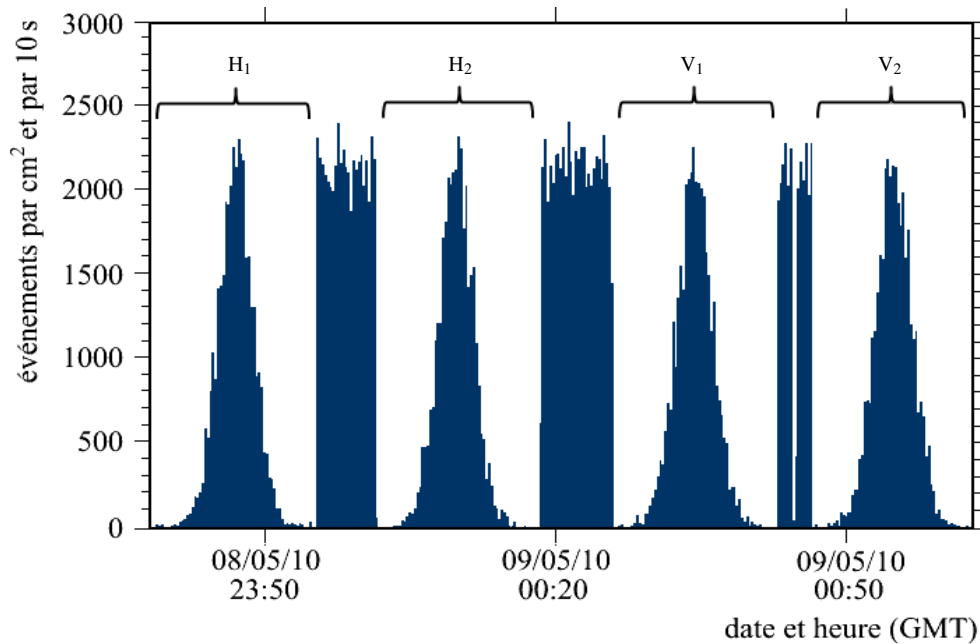


Figure 5.13 – Nombre d'événements par cm² mesuré par MPX15 au cours des balayages H₁, H₂, V₁ et V₂. Ces balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 lors des collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse du Fill1089. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

respectivement. Les seules exceptions sont le nombre de pas qui a été réduit à 25 et la durée des collisions entre deux pas consécutifs qui a été réduite à 20 s. Notons que la mesure a été faite avec un temps d'exposition de 10 s et un seuil de détection de 8 keV. À titre d'exemple, la luminosité mesurée avec BCM est de 5.25×10^{30} et $5.24 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le cas de B₃ et B₄ respectivement. Elle est supérieure à celle mesurée avec MPX15 de 2 % pour B₃ et de 3 % pour B₄, comme l'indique le tableau 5.5. Ces écarts sont inférieurs à ceux obtenus dans le cas des balayages B₁ et B₂. Ce résultat pourrait s'expliquer par la réduction de l'écart entre la durée des collisions par pas de balayage et le temps d'exposition de MPX15. Par ailleurs, le tableau 5.5 montre que les valeurs du rapport de L_0 sur N_{emoy} obtenues pour les balayages B₁, B₂, B₃ et B₄ sont compatibles dans les incertitudes. Il est donc convenable d'admettre que le nombre d'événements mesuré par MPX15 est proportionnel à la luminosité. Il faut signaler que, dans le cas des détecteurs

Balayage	L_0 [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	N_{emoy} [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	L_0/N_{emoy}
B ₁	$(2.07 \pm 0.20) \times 10^{28}$	$(2.26 \pm 0.05) \times 10^2$	$(9.15 \pm 0.90) \times 10^{25}$
B ₂	$(2.04 \pm 0.19) \times 10^{28}$	$(2.20 \pm 0.03) \times 10^2$	$(9.27 \pm 0.87) \times 10^{25}$
B ₃	$(5.16 \pm 0.23) \times 10^{30}$	$(5.86 \pm 0.06) \times 10^4$	$(8.80 \pm 0.40) \times 10^{25}$
B ₄	$(5.11 \pm 0.21) \times 10^{30}$	$(5.78 \pm 0.05) \times 10^4$	$(8.84 \pm 0.37) \times 10^{25}$

Tableau 5.5 – Valeurs de L_0 et de N_{emoy} obtenues à partir des données prises par MPX15 durant les balayages B₁ (H₁ et V₁), B₂ (H₂ et V₂), B₃ (H₃ et V₃) et B₄ (H₄ et V₄). Les deux premiers balayages ont été effectués les 8 et 9 mai 2010 lors du Fill1089, tandis que les deux derniers ont été effectués le 15 mai 2011 lors du Fill1783. Les collisions proton-proton ont été produites avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. L’incertitude sur L_0 a été déterminée par l’équation 5.9, celle sur N_{emoy} a été obtenue à partir de l’ajustement des données expérimentales. Le rapport de L_0 sur N_{emoy} est aussi présenté dans le tableau. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Remplissage	N_p	N_I	N_2	σ_b
Fill1783	14	$(8.57 \pm 0.11) \times 10^{10}$	$(8.35 \pm 0.10) \times 10^{10}$	40 μm

Tableau 5.6 – Paramètres des faisceaux de protons du Fill1783 au point IP1 (remplissage effectué le 15 mai 2011) [41]. L’énergie des faisceaux est de 3.5 TeV.

MPX14 et MPX01, la fonction gaussienne plus un fond constant n’est pas le meilleur ajustement aux distributions du nombre d’événements mesuré au cours des balayages B₁, B₂, B₃ et B₄. La raison est que certains pixels ont compté un nombre excessif d’événements qui pouvait être dû à un bruit électronique très élevé. Quant aux détecteurs ATLAS-MPX placés loin de la ligne des faisceaux, les nombres de traces et d’événements mesurés pendant ces balayages ne sont pas assez élevés pour pouvoir déterminer les tailles transverses des faisceaux en recouvrement. Il s’ensuit que ces détecteurs ne permettent pas de mesurer les basses luminosités du LHC.

En résumé, il a été montré dans ce chapitre que les champs de radiation produits dans ATLAS par les collisions frontales de protons peuvent être mesurés en temps réel avec les détecteurs ATLAS-MPX. La corrélation entre la réponse de ces détecteurs et la luminosité permet de connaître l'état des faisceaux au point d'interaction d'ATLAS et de déterminer leurs tailles transverses par la méthode de van der Meer. En conséquence, les détecteurs ATLAS-MPX peuvent être utilisés comme moniteurs de luminosité, en particulier MPX15, MPX14 et MPX01 qui sont les plus proches des chambres à vide du LHC. Dans le chapitre suivant, nous mettrons à profit la proportionnalité du nombre de traces enregistrées à la luminosité et nous déterminerons la fluence de chaque type de particules mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX par unité de luminosité intégrée. Nous présenterons aussi les résultats de mesures de l'activation résiduelle des matériaux d'ATLAS avec ces détecteurs.

CHAPITRE 6

ENVIRONNEMENT RADIATIF D'ATLAS

Les champs de radiation induits par les collisions du LHC sont susceptibles de dégrader la performance des détecteurs et des composants électroniques d'ATLAS au cours du temps. Pour cette raison, l'environnement radiatif d'ATLAS doit être connu. D'après l'étude menée dans le chapitre précédent, la réponse des détecteurs ATLAS-MPX à la radiation est proportionnelle à la luminosité du LHC. Il est donc pratique de décrire l'environnement radiatif d'ATLAS en termes des fluences de divers types de particules par unité de luminosité intégrée mesurées par ces détecteurs. D'autre part, ces quantités sont d'une grande importance pour vérifier les prédictions des simulations Monte Carlo du détecteur ATLAS. Comme il y en a plusieurs, nous avons choisi de tester la validité de la simulation GCALOR. Par ailleurs, des noyaux radioactifs peuvent être créés par interactions nucléaires avec les matériaux d'ATLAS. Il est donc primordial de s'assurer que l'accès à la zone expérimentale ou technique n'affecte pas la sécurité du personnel. À l'aide des détecteurs ATLAS-MPX, la radioactivité résiduelle est quantifiée en termes d'équivalent de dose ambiant grâce à un étalonnage avec des sources radioactives connues. Plus de détails sur tous ces points se trouvent dans ce chapitre.

6.1 Fluences de particules par unité de luminosité intégrée

Les événements de biais minimum, source primaire de radiation dans le détecteur ATLAS, produisent dans la plupart des cas des particules de basse impulsion transverse [10]. Ceci signifie que la région d'ATLAS la plus ciblée par ces particules est la région avant, particulièrement le collimateur TAS et le calorimètre FCal. Les interactions des particules avec les matériaux rencontrés créent un environnement radiatif dont la compo-

sition et le taux de radiation dépendent de la position dans ATLAS. À l'aide des mesures effectuées avec les détecteurs ATLAS-MPX, des informations sur cet environnement sont données dans cette section.

La technique des détecteurs ATLAS-MPX ne permet pas d'identifier les particules détectées, mais plutôt leurs types à partir des formes géométriques de leurs traces. Les différents types de particules qui peuvent être reconnus sont les suivants :

- LETP (Low Energy Transfer Particles) qui laissent des traces courtes et curvilignes,
- MIP (Minimum Ionizing Particles) qui produisent des traces rectilignes,
- HETP (High Energy Transfer Particles) qui produisent des traces ovales dans tout le détecteur, sauf dans la région R_3 (silicium recouvert d'aluminium et de fluorure de lithium),
- neutrons thermiques et lents qui laissent des traces ovales seulement dans R_3 .

Le nombre moyen de chaque type de particules par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX est présenté dans cette section. Chaque taux est égal à la moyenne de la distribution des valeurs du nombre intégré de traces qui est induit par les collisions (N_{col} dans l'équation 5.1) divisé par la luminosité intégrée vue par le détecteur (L_{MPX} dans l'équation 5.2). Il a été déterminé avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution. Notons que les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV pendant les collisions à 7 TeV dans le centre de masse produites en 2010 et 2011 (seulement en 2010 dans le cas de MPX15, MPX14 et MPX01).

Les fluences de particules par nb^{-1} mesurées par les détecteurs ATLAS-MPX sont comparées dans la suite à celles prédites par la simulation GCALEOR du détecteur ATLAS. Celle-ci a été réalisée au moyen du logiciel GEANT3 [46] qui est basé sur le langage de programmation FORTRAN [47]. Ce logiciel permet de reproduire la géométrie du détecteur ATLAS et les matériaux qui le constituent. Il permet également de

simuler par la méthode Monte Carlo le passage des particules à travers les constituants du détecteur, leurs interactions et les processus de désintégration radioactive. Les effets des champs magnétiques créés par les aimants solénoïde et toroïdaux ont été pris en compte dans la simulation. La production de particules dans les événements de biais minimum a été simulée par le générateur PHOJET [48]. Celui-ci est basé sur le modèle du parton dual combiné avec la chromodynamique quantique perturbative. L'énergie des collisions proton-proton simulées a été de 7 TeV dans le centre de masse. La raison pour laquelle nous avons choisi de tester la validité de GCALOR est que la géométrie de chaque détecteur ATLAS-MPX installé dans la caverne expérimentale a été simulée. Les seuls détecteurs placés dans cette caverne qui n'ont pas été simulés sont MPX13 et MPX14 car ils sont supposés être les symétriques de MPX02 et MPX01 respectivement par rapport au plan transverse d'ATLAS. Signalons que la géométrie de chaque détecteur ATLAS-MPX a été assimilée à un cylindre placé autour de la ligne des faisceaux. Les cylindres sont de quelques centimètres de longueur et de 1 mm d'épaisseur pour les détecteurs orientés parallèlement à l'axe Z et de 1 mm de longueur et de quelques centimètres d'épaisseur pour les détecteurs orientés perpendiculairement à l'axe Z. Dans la simulation GCALOR, le parcours de chaque particule primaire ou secondaire est suivi pas à pas jusqu'à ce qu'elle perde la totalité de son énergie ou se désintègre. Quand une particule traverse le volume d'un détecteur ATLAS-MPX, les données suivantes sont sauvegardées dans un fichier : la nature de la particule, son énergie, sa position et sa direction. L'analyse de ces données ont permis de déterminer les fluences de particules par nb^{-1} auxquelles les détecteurs ATLAS-MPX ont été exposés. Il faut toutefois noter que la simulation a été faite pour une seule valeur de luminosité intégrée. Les fluences obtenues sont données avec une erreur statistique qui provient de l'incertitude sur le nombre de particules traversant le volume de chaque détecteur. Il faut aussi signaler que les résultats de la simulation GCALOR et qui sont présentés dans cette section ne tiennent pas compte de l'énergie ni de la direction des particules. Le lecteur est invité à se reporter à la référence [45] si des informations supplémentaires sur GCALOR ou bien sur les autres simulations du détecteur ATLAS sont désirées.

6.1.1 LETP

Il a été vu dans le chapitre précédent que le nombre de traces courtes mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX est proche de celui de traces curvilignes et plus élevé que celui de traces rectilignes et ovales. Nous supposons donc que les traces courtes sont produites principalement par les particules électromagnétiques de basse énergie. Alors, nous associons les traces courtes et curvilignes à un seul type de particules qui regroupe les photons, les électrons et les positrons. L'appellation LETP donnée à ce type de particules s'explique par le faible pouvoir d'arrêt par ionisation des électrons et des positrons dans le silicium. La figure 6.1 donne le nombre moyen de LETP détectées par cm^2 et par nb^{-1} en fonction de la position (Z, R) des détecteurs ATLAS-MPX. Tel que montré à cette figure, les taux de LETP les plus élevés sont mesurés aux alentours de la ligne des faisceaux. Dans cette région d'ATLAS, les chambres à vide du LHC et le collimateur TAS deviennent une source de LETP suite aux interactions des particules produites par les collisions proton-proton avec leurs constituants. La figure 6.1 indique que MPX15, qui est installé dans la région avant, est plus exposé aux particules électromagnétiques que les autres détecteurs ATLAS-MPX. Il détecte de l'ordre de 10^6 LETP par cm^2 et par nb^{-1} . Les détecteurs MPX09 et MPX10, placés de l'autre côté des blindages JF et JN, mesurent un taux de LETP inférieur d'environ six ordres de grandeur à celui mesuré par MPX15. Ceci souligne le rôle de JF et JN dans la réduction de l'impact de la radiation (notamment les LETP) sur ECM et ECO. Dans ATLAS, une autre source de LETP a pour origine les gerbes électromagnétiques produites dans les calorimètres. Les détecteurs MPX02, MPX03 et MPX13 qui sont installés entre TileCal et ExtTileCal détectent entre quelques dizaines et quelques centaines de LETP par cm^2 et par nb^{-1} . La figure 6.1 indique que le taux de LETP diminue en allant des calorimètres vers ECI. Les détecteurs MPX04, MPX05 et MPX06 placés sur cette roue mesurent un taux de LETP de l'ordre de $10^1 \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$. Ceci peut être l'effet des blindages JP et JD qui ont pour rôle de protéger ECI de la radiation qui s'échappe des calorimètres, y compris les LETP. Les détecteurs ATLAS-MPX installés dans les autres régions d'ATLAS mesurent un taux

de LETP entre 0.1 et $1 \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$. En s'éloignant de la zone expérimentale UX15 vers la zone technique USA15 où le détecteur MPX16 est installé, le nombre de LETP détectées décroît à $10^{-2} \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$.

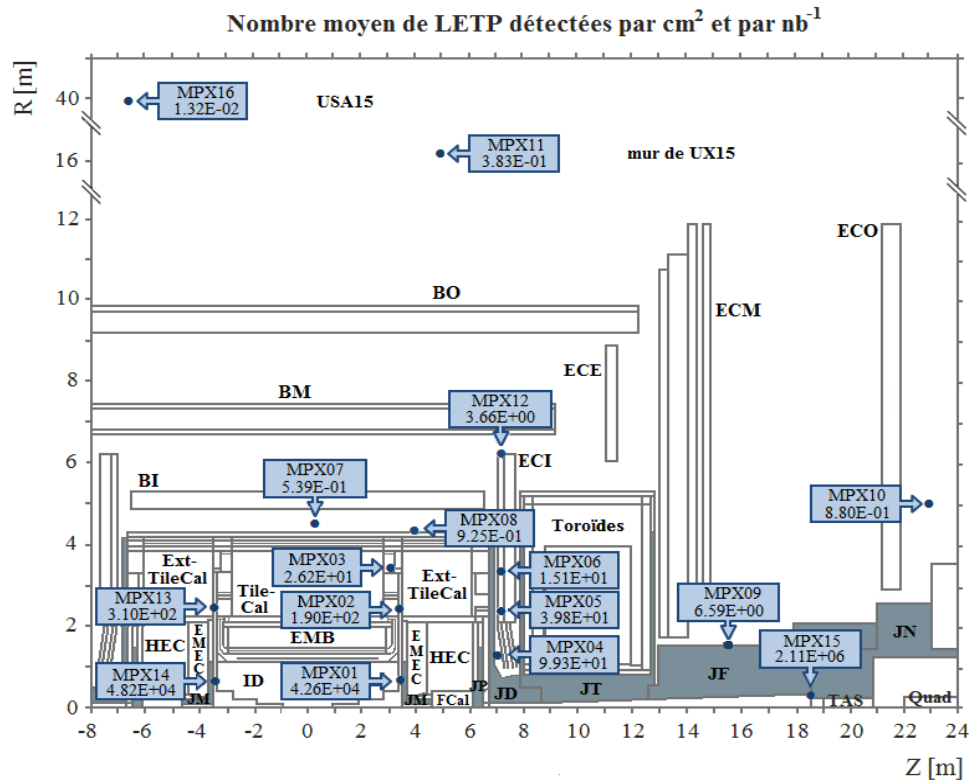


Figure 6.1 – Nombre moyen de LETP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les taux de LETP mesurés sont aussi donnés dans le tableau 6.1 avec leurs incertitudes.

Les fluences d'électrons (positrons inclus) et de photons par nb^{-1} obtenues par la simulation GCALOR sont comparées dans le tableau 6.1 aux nombres moyens de LETP par cm^2 et par nb^{-1} mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX. Le rapport du taux de LETP sur la fluence d'électrons par nb^{-1} est présenté dans la dernière colonne de ce tableau.

ATLAS-MPX	Nombre moyen de LETP mesuré [cm ² /nb ⁻¹]	Fluence d'électrons prédite par GCALOR [cm ² /nb ⁻¹]	Fluence de photons prédite par GCALOR [cm ² /nb ⁻¹]	Rapport
MPX01	(4.26±0.21)E+04	(1.93±0.01)E+04	(4.48±0.01)E+05	(2.21±0.12)E+00
MPX02	(1.90±0.08)E+02	(6.82±0.27)E+01	(6.22±0.02)E+03	(2.79±0.22)E+00
MPX03	(2.62±0.17)E+01	(1.64±0.11)E+01	(9.22±0.08)E+02	(1.60±0.21)E+00
MPX04	(9.93±0.46)E+01	(6.24±0.36)E+01	(6.52±0.04)E+03	(1.59±0.16)E+00
MPX05	(3.98±0.24)E+01	(1.58±0.13)E+01	(1.37±0.01)E+03	(2.52±0.36)E+00
MPX06	(1.51±0.06)E+01	(6.74±0.73)E+00	(7.45±0.07)E+02	(2.24±0.33)E+00
MPX07	(5.39±0.18)E-01	(8.35±0.98)E-01	(5.92±0.08)E+01	(6.45±0.97)E-01
MPX08	(9.25±0.43)E-01	(5.69±0.83)E-01	(4.37±0.07)E+01	(1.63±0.31)E+00
MPX09	(6.59±0.38)E+00	(1.42±0.22)E+00	(1.56±0.02)E+02	(4.64±0.98)E+00
MPX10	(8.80±0.39)E-01	(3.38±0.59)E-01	(4.28±0.06)E+01	(2.60±0.57)E+00
MPX11	(3.83±0.19)E-01	(3.33±0.32)E-01	(5.04±0.04)E+01	(1.15±0.17)E+00
MPX12	(3.66±0.17)E+00	(4.67±0.63)E-01	(2.03±0.01)E+02	(7.84±1.35)E+00
MPX13	(3.10±0.11)E+02	(6.82±0.27)E+01	(6.22±0.02)E+03	(4.55±0.34)E+00
MPX14	(4.82±0.25)E+04	(1.93±0.01)E+04	(4.48±0.01)E+05	(2.50±0.14)E+00
MPX15	(2.11±0.09)E+06	(2.49±0.01)E+06	(4.47±0.01)E+07	(8.47±0.39)E-01

Tableau 6.1 – Fluences d'électrons (positrons inclus) et de photons par nb⁻¹ obtenues par la simulation GCALOR [49] comparées au nombre moyen de LETP par cm² et par nb⁻¹ mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des nombres de LETP détectées par cm² et par nb⁻¹. La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de LETP mesuré sur la fluence d'électrons par nb⁻¹ prédite par GCALOR. Les mesures expérimentales ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse.

Selon les calculs de GCALOR, les détecteurs ATLAS-MPX les plus proches de la ligne des faisceaux sont les plus exposés aux électrons et aux photons. Ce résultat est conforme avec celui obtenu expérimentalement. D'autre part, GCALOR prédit les mêmes fluences

d'électrons et de photons pour MPX01 et MPX14 par raison de symétrie. Comme ces détecteurs ne sont pas parfaitement symétriques, les taux de LETP mesurés ne sont pas égaux mais proches, tel que montré au tableau 6.1. Cette remarque est vraie aussi pour MPX02 et MPX13. Par ailleurs, la fluence de photons par nb^{-1} obtenue par GCALOR est en moyenne deux ordres de grandeur plus grande que celle d'électrons. Afin d'estimer le nombre de photons détectés, nous supposons que les détecteurs ATLAS-MPX ont une efficacité de détection de photons de 4 %. En fait, cette efficacité est égale à la moyenne des probabilités d'interaction des photons d'énergie supérieure ou égale à 8 keV avec le silicium [18]. Nous supposons aussi que les détecteurs ATLAS-MPX détectent tous les électrons incidents. Il s'ensuit que le taux de photons détectés est quatre fois plus grand que celui d'électrons, si les détecteurs ATLAS-MPX sont soumis aux fluences de photons et d'électrons prédites par GCALOR. Ce facteur est environ 53 % plus élevé que le rapport entre le taux de LETP mesuré et la fluence d'électrons par nb^{-1} estimée qui est égale à 2.6 en moyenne, comme l'indique le tableau 6.1. Comme il s'agit clairement d'une comparaison approximative, il est nécessaire de simuler la réponse des détecteurs ATLAS-MPX avec GCALOR afin d'évaluer sa validité avec plus de précision.

6.1.2 MIP

Les MIP sont les particules au minimum d'ionisation (protons de quelques GeV au minimum, kaons, pions et muons) qui laissent des traces rectilignes d'au moins 12 pixels en traversant les détecteurs ATLAS-MPX. La figure 6.2 illustre les distributions, en fonction de η et de ϕ , des MIP détectées par MPX01 pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites en août 2010. À fin de comparaison, chaque distribution est superposée à celle des muons cosmiques détectés en 2008 avant le démarrage du LHC. D'après la figure 5.2.a), les MIP détectées ont une pseudorapidité inférieure à 0.75. Ce résultat était attendu puisque les particules au minimum d'ionisation qui peuvent être identifiées sont celles qui ont un grand angle d'incidence par rapport à la normale du détecteur MPX01. Une nette différence entre les trajectoires des

MIP induites par les collisions proton-proton et celle des muons cosmiques est observée à la figure 5.2.b). En effet, la distribution en ϕ montre que les MIP ont une direction proche de l'axe X, tandis que les muons cosmiques ont une direction proche de l'axe Y.

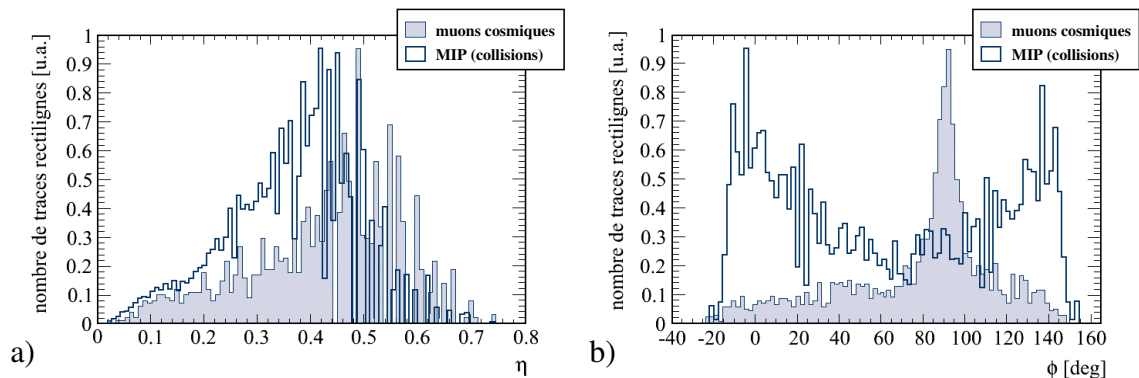


Figure 6.2 – Distribution en fonction de a) la pseudorapidité η et b) l'angle azimutal ϕ des MIP détectées par MPX01 pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse produites en août 2010. Ces distributions sont comparées à celles des muons cosmiques détectés en 2008 avant le démarrage du LHC. Les mesures ont été réalisées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Le nombre moyen de MIP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par chaque détecteur ATLAS-MPX est donné à la figure 6.3. Étant donné que les MIP sont détectées avec une probabilité de 100 %, les résultats présentés correspondent aux fluences par nb^{-1} de MIP qui traversent les détecteurs ATLAS-MPX avec un grand angle d'incidence (supérieur à 50° typiquement). En plus des collisions proton-proton, les MIP sont produites par les interactions nucléaires de hadrons avec les constituants d'ATLAS, notamment les calorimètres hadroniques. D'autre part, la désintégration de pions et de kaons chargés constituent une source de muons. Tel que montré à la figure 6.3, les détecteurs ATLAS-MPX mesurent entre 10^{-4} et 10^4 MIP par cm^2 et par nb^{-1} . Les muons, interagissant peu avec la matière, sont supposés être les seules particules au minimum d'ionisation pouvant atteindre le spectromètre à muons. Chaque taux de MIP mesuré est comparé dans le tableau 6.2 à la fluence de muons (anti-muons inclus) par nb^{-1} prédite par GCALOR.

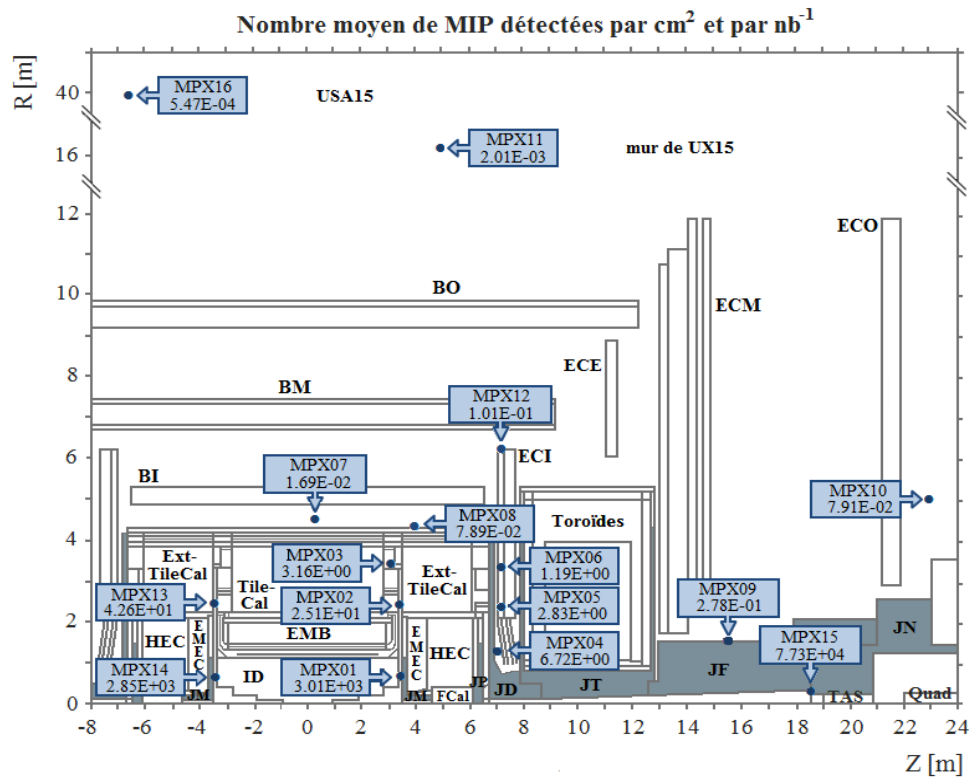


Figure 6.3 – Nombre moyen de MIP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les taux de MIP mesurés sont aussi donnés dans le tableau 6.2 avec leurs incertitudes.

Signalons qu'aucune coupure sur l'angle d'incidence des muons a été faite dans la simulation. La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de MIP sur la fluence de muons par nb^{-1} . Dans le cas des détecteurs installés dans l'environnement du spectromètre à muons, ce rapport est inférieur à 1 car ces détecteurs ne permettent pas d'identifier toutes les particules au minimum d'ionisation incidentes (qui sont supposées être des muons dans cette région). Dans le cas des détecteurs situés dans les régions internes d'ATLAS, GCALOR prédit un taux de muons inférieur au taux de MIP mesuré. Ce résultat s'explique par le fait que ces détecteurs sont exposés à d'autres particules au minimum d'ionisation en plus des muons. Pour valider les prédictions de GCALOR d'une

façon plus précise, des informations sur la distribution angulaire des particules au minimum d'ionisation doivent être fournies.

ATLAS-MPX	Nombre moyen de MIP mesuré [cm ⁻² /nb ⁻¹]	Fluence de muons prédite par GCALOR [cm ⁻² /nb ⁻¹]	Rapport
MPX01	(3.01±0.25)E+03	(2.46±0.03)E+03	(1.22±0.11)E+00
MPX02	(2.51±0.21)E+01	(5.15±0.74)E+00	(4.87±1.10)E+00
MPX03	(3.16±0.27)E+00	(2.95±1.47)E-01	(1.07±0.62)E+01
MPX04	(6.72±0.61)E+00	(1.12±0.15)E+01	(6.00±1.34)E-01
MPX05	(2.83±0.22)E+00	(1.90±0.43)E+00	(1.49±0.45)E+00
MPX06	(1.19±0.08)E+00	(8.62±2.60)E-01	(1.38±0.51)E+00
MPX07	(1.69±0.14)E-02	(2.40±0.52)E-01	(7.04±2.10)E-02
MPX08	(7.89±0.72)E-02	(3.39±0.64)E-01	(2.33±0.65)E-01
MPX09	(2.78±0.19)E-01	(1.74±0.78)E-01	(1.60±0.82)E+00
MPX10	(7.91±0.68)E-02	(8.20±2.90)E-02	(9.65±4.24)E-01
MPX11	(2.01±0.15)E-03	(9.44±5.45)E-03	(2.13±1.38)E-01
MPX12	(1.01±0.07)E-01	(1.17±0.31)E-01	(8.63±2.88)E-01
MPX13	(4.26±0.37)E+01	(5.15±0.74)E+00	(8.27±1.91)E+00
MPX14	(2.85±0.21)E+03	(2.46±0.03)E+03	(1.16±0.09)E+00
MPX15	(7.73±0.68)E+04	(6.18±0.53)E+03	(1.25±0.21)E+01

Tableau 6.2 – Fluence de muons (anti-muons inclus) par nb⁻¹ obtenue par la simulation GCALOR [49] comparée au nombre moyen de MIP par cm² et par nb⁻¹ mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des nombres de MIP détectées par cm² et par nb⁻¹. La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de MIP mesuré sur la fluence de muons par nb⁻¹ prédite par GCALOR. Les mesures expérimentales ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse.

6.1.3 HETP

Dans ATLAS, parmi les traces enregistrées par les détecteurs ATLAS-MPX sont les traces ovales. Celles-ci sont produites par les protons ayant une énergie supérieure à environ 1 MeV. Elles sont produites aussi par les particules fortement ionisantes générées lors des interactions de neutrons thermiques, lents et rapides avec le silicium ou avec les couches de convertisseurs qui couvrent la surface de chaque détecteur. La figure 6.4 donne le nombre par cm^2 de traces ovales enregistrées dans chaque région R_i des détecteurs MPX02 et MPX12 en fonction de la luminosité intégrée vue par chacun de ces détecteurs. Ce nombre a été déterminé à partir de l'équation 5.1, en remplaçant l'aire du détecteur par l'aire de chaque région R_i . Selon la figure 6.4, le nombre le plus élevé de traces ovales est mesuré dans la région R_3 . De plus, l'écart entre la réponse de R_3 et celle des autres régions est plus grand que les écarts entre les réponses de ces régions. En fait, la région R_3 est sensible aux neutrons thermiques, lents et rapides ainsi qu'aux protons. Par contre, les autres régions ne permettent de détecter que les protons et les neutrons rapides. En se basant sur cette propriété, une méthode sera proposée dans la section suivante afin d'estimer le nombre de neutrons thermiques et lents détectés à partir du nombre de traces ovales enregistrées dans R_3 . Cette section est donc réservée aux protons et aux neutrons rapides qui induisent des traces ovales dans toutes les régions, sauf dans R_3 . Ces particules sont appelées HETP vu le grand pouvoir d'arrêt par ionisation des particules fortement ionisantes en comparaison avec celui des particules légères chargées. La figure 6.5 montre les distributions en taille et en longueur des traces laissées par les HETP détectées par MPX01 pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites en août 2010. La majorité des traces ovales produites ont une taille de quelques dizaines de pixels. La taille et la longueur moyennes des traces sont de 18.5 et 8.9 pixels respectivement. En supposant que les HETP détectées sont des protons, l'énergie de ces particules est de 8.6 MeV selon le modèle de partage de charge qui a été élaboré dans le chapitre 3.

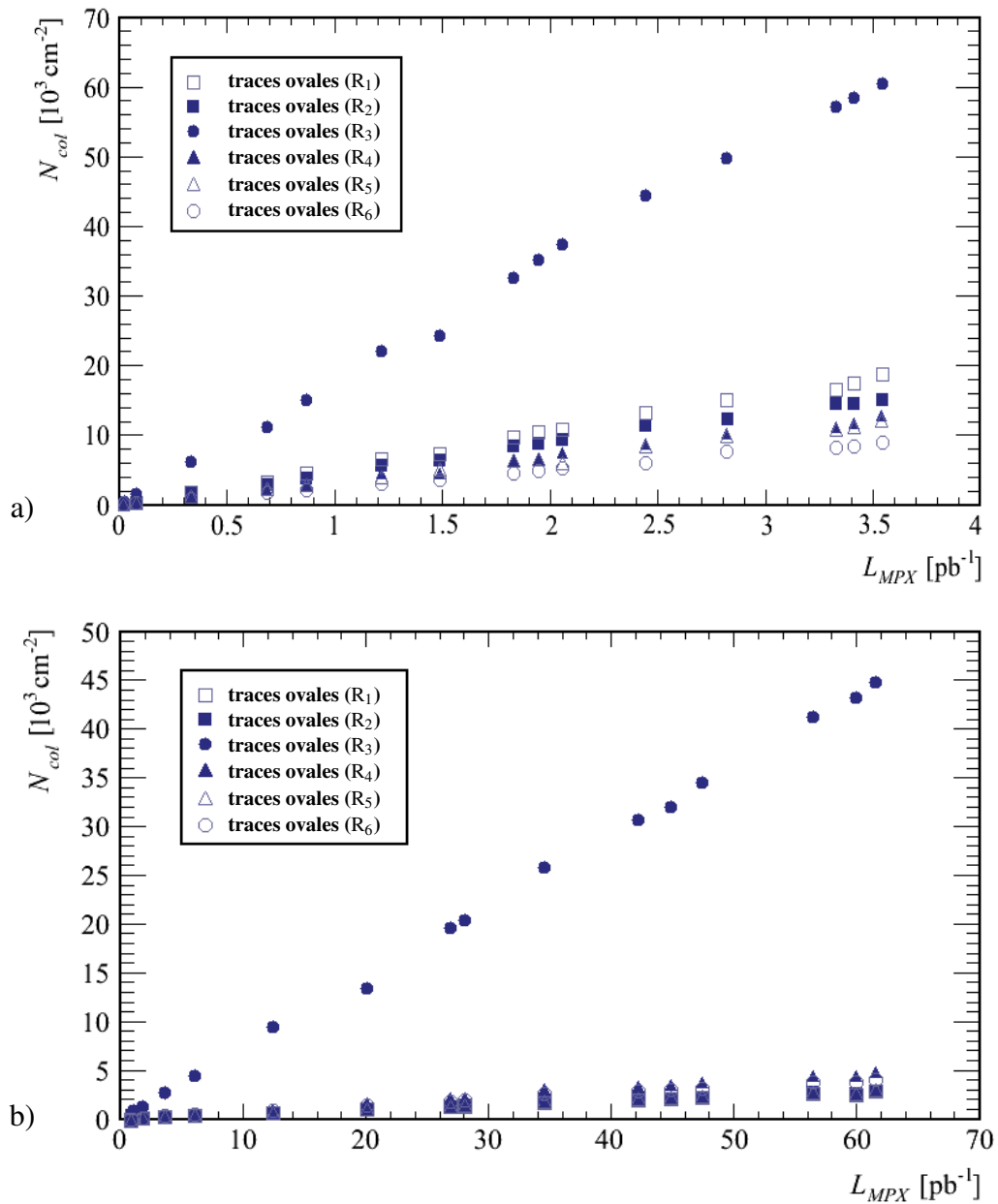


Figure 6.4 – Nombre par cm^2 de traces ovales enregistrées dans chaque région R_i des détecteurs : a) MPX02 et b) MPX12 en fonction de la luminosité intégrée vue par chacun de ces détecteurs. Ce nombre a été déterminé par l'équation 5.1, dans laquelle l'aire du détecteur a été remplacée par l'aire de chaque région R_i . Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse.

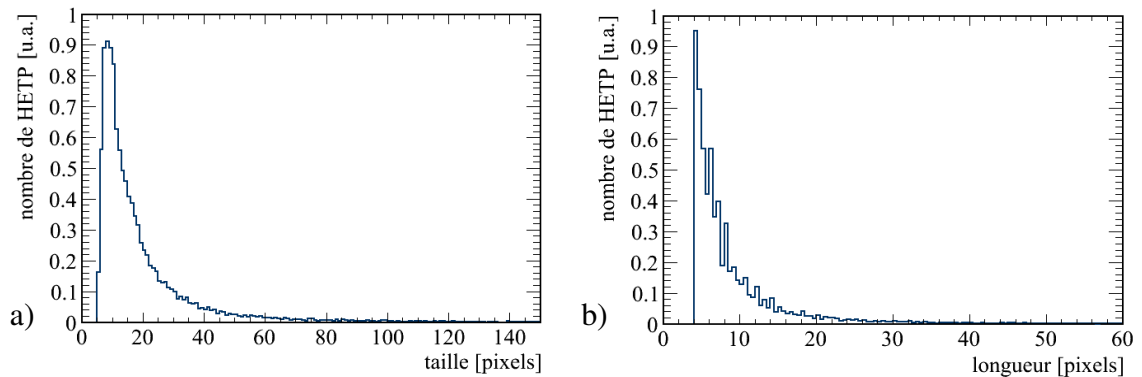


Figure 6.5 – Distribution des HETP détectées par MPX01 (à l’exception de la région R_3) en fonction de : a) la taille et b) la longueur de leurs traces ovales. Les mesures ont été faites pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites en août 2010. Le seuil de détection est de 8 keV et la tension de polarisation est de 100 V.

La figure 6.6 donne le nombre moyen de HETP détectées par cm^2 et par nb^{-1} en fonction de la position (Z, R) des détecteurs ATLAS-MPX. Il est à noter que le nombre de HETP détectées a été divisé par l’aire du détecteur de laquelle l’aire de la région R_3 a été soustraite. Dans ATLAS, les sources secondaires de HETP sont les interactions nucléaires de hadrons avec les constituants du détecteur ATLAS, comme les calorimètres hadroniques par exemple. D’après la figure 6.6, le taux de HETP mesuré décroît de 10^4 à $10^{-4} \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$ en s’éloignant de la ligne des faisceaux. Étant chargés, les protons sont plus absorbés dans la matière que les neutrons. Pour cette raison, les blindages de protection d’ATLAS sont composés de polyéthylène qui permet de ralentir les neutrons rapides par collisions élastiques avec les noyaux d’hydrogène. Le taux de HETP mesuré par chaque détecteur ATLAS-MPX est comparé dans le tableau 6.3 à la fluence de protons par nb^{-1} prédite par GCALOR. Le rapport du taux de HETP sur la fluence de protons par nb^{-1} est donné dans la dernière colonne du tableau. Dans la simulation, les protons appartenant à la classe des HETP ne sont pas séparés de ceux appartenant à la classe des MIP. Ceci pourrait expliquer le fait que GCALOR prédit un taux de protons supérieur au taux de HETP mesuré. Afin de mieux tester la validité de GCALOR, il est

nécessaire se simuler la réponse des détecteurs ATLAS-MPX aux protons et aux neutrons rapides.

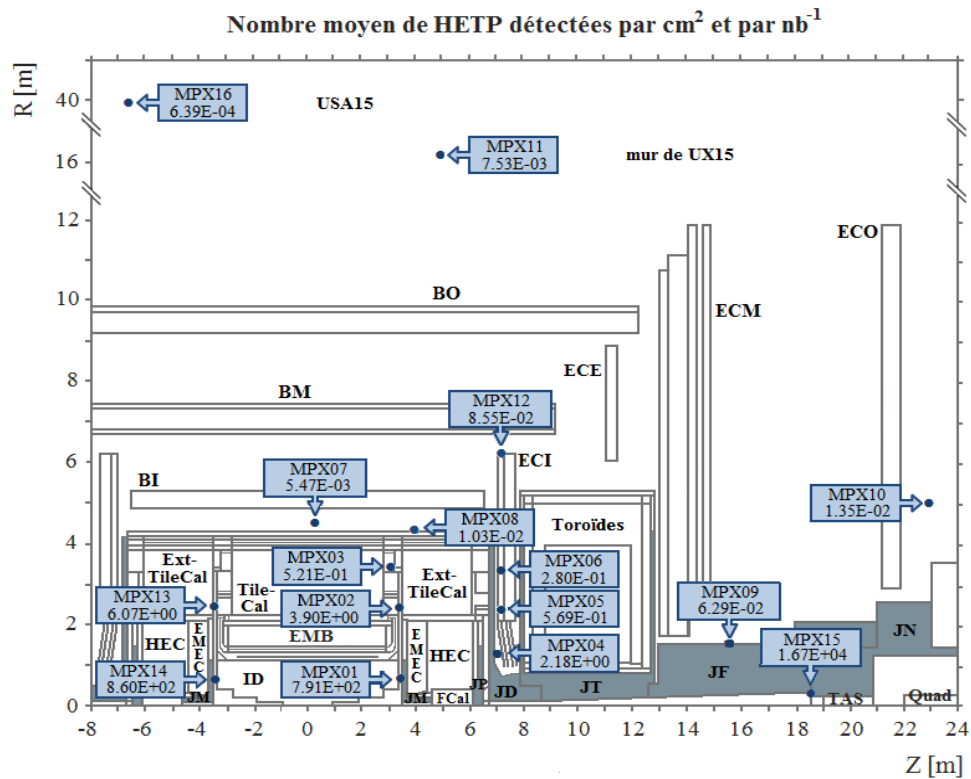


Figure 6.6 – Nombre moyen de HETP par cm^2 et par nb^{-1} mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les taux de HETP mesurés sont aussi donnés dans le tableau 6.3 avec leurs incertitudes.

ATLAS-MPX	Nombre moyen de HETP mesuré [cm ⁻² /nb ⁻¹]	Fluence de protons prédite par GCALOR [cm ⁻² /nb ⁻¹]	Rapport
MPX01	(7.91±0.76)E+02	(4.43±0.04)E+03	(1.79±0.18)E-01
MPX02	(3.90±0.38)E+00	(1.26±0.12)E+01	(3.10±0.59)E-01
MPX03	(5.21±0.49)E-01	(1.11±0.29)E+00	(4.69±1.66)E-01
MPX04	(2.18±0.22)E+00	(8.23±1.28)E+00	(2.65±0.67)E-01
MPX05	(5.69±0.54)E-01	(5.99±2.45)E-01	(9.49±4.78)E-01
MPX06	(2.80±0.26)E-01	(3.92±1.75)E-01	(7.14±3.85)E-01
MPX07	(5.47±0.51)E-03	(9.16±3.24)E-02	(5.97±2.66)E-02
MPX08	(1.03±0.08)E-02	(1.21±1.21)E-02	(8.51±8.51)E-01
MPX09	(6.29±0.59)E-02	(4.16±1.20)E-01	(1.51±0.57)E-01
MPX10	(1.35±0.11)E-02	(5.12±2.29)E-02	(2.64±1.39)E-01
MPX11	(7.53±0.73)E-03	(1.26±0.63)E-02	(5.98±3.56)E-01
MPX12	(8.55±0.81)E-02	(4.42±0.61)E-01	(1.93±0.44)E-01
MPX13	(6.07±0.55)E+00	(1.26±0.12)E+01	(4.82±0.89)E-01
MPX14	(8.60±0.83)E+02	(4.43±0.04)E+03	(1.94±0.21)E-01
MPX15	(1.67±0.13)E+04	(5.17±0.16)E+04	(3.23±0.35)E-01

Tableau 6.3 – Fluence de protons par nb⁻¹ obtenue par la simulation GCALOR [49] comparée au nombre moyen de HETP par cm² et par nb⁻¹ mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des nombres de HETP détectées par cm² et par nb⁻¹. La dernière colonne du tableau donne le rapport du taux de HETP mesuré sur la fluence de protons par nb⁻¹ prédite par GCALOR. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse.

6.1.4 Neutrons thermiques et lents

Les neutrons thermiques et lents sont les produits de la modération de neutrons rapides par les matériaux d'ATLAS. Les détecteurs ATLAS-MPX permettent de détecter

les neutrons thermiques et lents par le biais de la réaction nucléaire ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ dans la région R_3 . Afin d'estimer le nombre de neutrons thermiques et lents détectés, nous supposons que cette région détecte le même nombre de protons et de neutrons rapides par unité d'aire que celui mesuré dans les autres régions. Ainsi, le nombre de neutrons thermiques et lents détectés par cm^2 et par nb^{-1} est déterminé par l'équation suivante :

$$N_{therm} = \frac{N_3}{S_3} - N_{HETP}, \quad (6.1)$$

où N_3 est le nombre par nb^{-1} de traces ovales enregistrées dans R_3 , S_3 est l'aire de cette région et N_{HETP} est le nombre de HETP par cm^2 et par nb^{-1} qui a été déterminé dans la section précédente. En divisant N_{therm} par l'efficacité de détection de neutrons thermiques et lents (qui est de 1.7 %), la fluence de ces neutrons par unité de luminosité intégrée peut alors être déterminée.

La figure 6.7 donne la fluence moyenne de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} en fonction de la position (Z, R) des détecteurs ATLAS-MPX. Cette figure indique que la région d'ATLAS la plus exposée aux neutrons thermiques et lents est celle qui entoure les chambres à vide du LHC. Ceci revient à la grande quantité de matériaux, notamment les blindages de protection, qui permettent de ralentir les neutrons rapides qui sont produits dans cette région. Certains matériaux sont composés d'éléments qui ont une grande section efficace de capture de neutrons thermiques et lents (comme le bore par exemple). Ils permettent donc de réduire le nombre de ces neutrons. Dans la zone expérimentale, la fluence de neutrons thermiques et lents varie entre 1 et $10^4 \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$. Celle mesurée dans la zone technique est de l'ordre de $10^{-2} \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$. D'une manière générale, les neutrons thermiques et lents forment un champ isotrope dans ATLAS, comme le montre la figure 6.7. Une comparaison est faite dans le tableau 6.4 entre la fluence de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} mesurée par chaque détecteur ATLAS-MPX et celle prédite par GCALOR. Le rapport de la fluence mesurée sur celle estimée est donné dans la dernière colonne de ce tableau. La simulation GCALOR prédit généralement un taux de neutrons

thermiques et lents environ trois fois plus grand que celui mesuré expérimentalement. Les plus grands écarts sont obtenus dans le cas des détecteurs MPX07 et MPX11. Ce dernier, par exemple, mesure une fluence qui vaut 1.4 % de celle prédite par GCALOR. Comme la méthode suivie pour déterminer la fluence de neutrons thermiques et lents à partir des mesures expérimentales reste approximative, il est suggéré de simuler la réponse des détecteurs ATLAS-MPX à ces neutrons afin de mieux tester les prédictions de GCALOR.

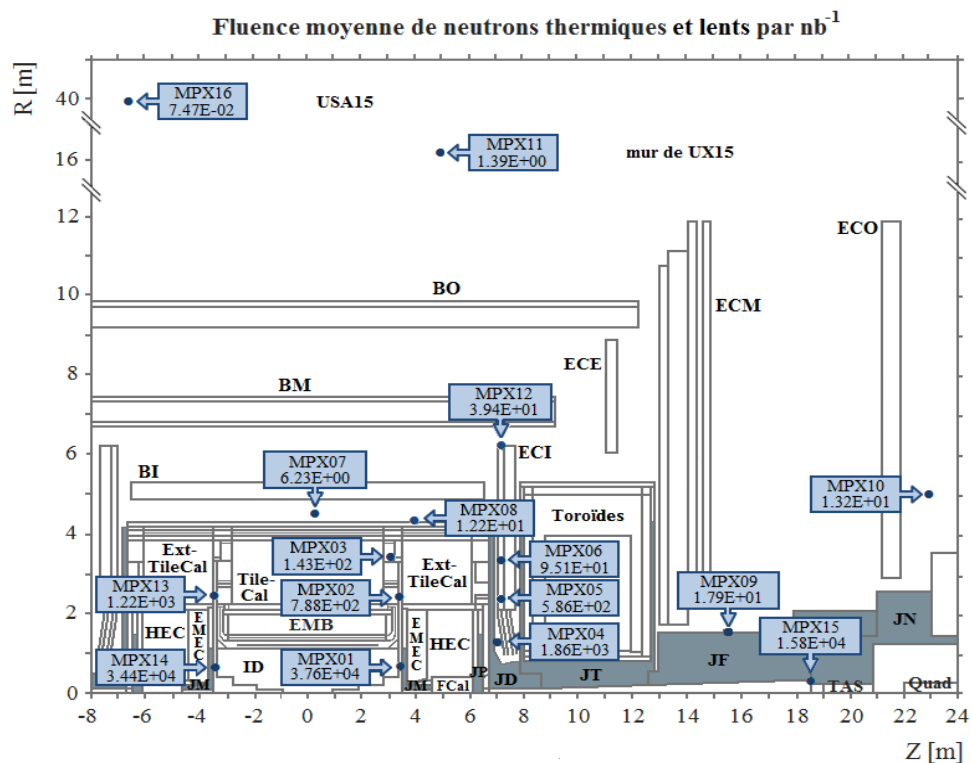


Figure 6.7 – Fluence moyenne de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX. Chaque flèche pointe vers la position (Z, R) du centre de la boîte contenant le détecteur correspondant. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les fluences de neutrons thermiques et lents mesurées sont aussi données dans le tableau 6.4 avec leurs incertitudes.

ATLAS-MPX	Fluence moyenne de neutrons thermiques et lents mesurée [$\text{cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$]	Fluence de neutrons thermiques et lents prédite par GCALOR [$\text{cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$]	Rapport
MPX01	$(3.76 \pm 0.29)E+04$	$(3.86 \pm 0.02)E+04$	$(9.74 \pm 0.80)E-01$
MPX02	$(7.88 \pm 0.71)E+02$	$(3.84 \pm 0.03)E+03$	$(2.05 \pm 0.20)E-01$
MPX03	$(1.43 \pm 0.12)E+02$	$(4.59 \pm 0.09)E+02$	$(3.12 \pm 0.32)E-01$
MPX04	$(1.86 \pm 0.15)E+03$	$(7.55 \pm 0.06)E+03$	$(2.46 \pm 0.21)E-01$
MPX05	$(5.86 \pm 0.47)E+02$	$(1.03 \pm 0.02)E+03$	$(5.69 \pm 0.56)E-01$
MPX06	$(9.51 \pm 0.78)E+01$	$(5.21 \pm 0.10)E+02$	$(1.83 \pm 0.18)E-01$
MPX07	$(6.23 \pm 0.51)E+00$	$(6.30 \pm 0.14)E+01$	$(9.89 \pm 1.09)E-02$
MPX08	$(1.22 \pm 0.08)E+01$	$(5.60 \pm 0.13)E+01$	$(2.18 \pm 0.19)E-01$
MPX09	$(1.79 \pm 0.13)E+01$	$(1.00 \pm 0.03)E+02$	$(1.79 \pm 0.18)E-01$
MPX10	$(1.32 \pm 0.10)E+01$	$(6.60 \pm 0.13)E+01$	$(2.00 \pm 0.19)E-01$
MPX11	$(1.39 \pm 0.11)E+00$	$(9.60 \pm 0.09)E+01$	$(1.45 \pm 0.13)E-02$
MPX12	$(3.94 \pm 0.32)E+01$	$(1.40 \pm 0.02)E+02$	$(2.81 \pm 0.27)E-01$
MPX13	$(1.22 \pm 0.07)E+03$	$(3.84 \pm 0.03)E+03$	$(3.18 \pm 0.21)E-01$
MPX14	$(3.44 \pm 0.29)E+04$	$(3.86 \pm 0.02)E+04$	$(8.91 \pm 0.79)E-01$
MPX15	$(1.58 \pm 0.14)E+04$	$(3.34 \pm 0.67)E+04$	$(4.73 \pm 1.36)E-01$

Tableau 6.4 – Fluence de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} obtenue par la simulation GCALOR [49] comparée à celle mesurée par les détecteurs ATLAS-MPX. Les résultats de la simulation sont donnés avec une incertitude statistique, ceux des mesures expérimentales sont donnés avec une incertitude égale à l'écart-type de la distribution des fluences de neutrons thermiques et lents par nb^{-1} mesurées. La dernière colonne du tableau donne le rapport de la fluence mesurée sur celle prédite par GCALOR. Les mesures expérimentales ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V pendant les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse.

Pour résumer, les résultats présentés dans la première partie de ce chapitre ont montré que différents champs de radiation sont produits dans ATLAS lors des collisions proton-proton. Du fait des interactions des particules avec les matériaux rencontrés, l'intensité

des champs de radiation diminue à mesure que la distance par rapport à la ligne des faisceaux augmente. Il a été vu que les LETP sont les particules majoritaires détectées par les détecteurs ATLAS-MPX. Il est donc convenable d'admettre que les particules électromagnétiques constituent une composante prédominante de l'environnement radiatif du détecteur ATLAS. D'autre part, les mesures expérimentales ont montré que le taux de particules le plus faible mesuré par les détecteurs ATLAS-MPX est celui des HETP. En raison de la faible efficacité de détection de neutrons par rapport à celle des particules chargées, ces détecteurs sont supposés être soumis à un taux de HETP plus élevé que celui mesuré. Il est donc possible de dire que les neutrons rapides et les protons forment une composante importante du champ radiatif dans ATLAS. Par ailleurs, les résultats expérimentaux indiquent que la fluence de neutrons thermiques et lents mesurée par MPX15 est inférieure aux taux de LETP, de HETP et de MIP. En allant vers les régions externes d'ATLAS, la fluence de ces neutrons devient supérieure aux taux des autres particules. Donc, le champ de neutrons thermiques et lents est une composante importante de l'environnement radiatif dans les régions externes d'ATLAS. D'une manière générale, les taux de radiation mesurés par les détecteurs ATLAS-MPX sont en désaccord avec ceux prédits par la simulation GCALOR, en particulier dans le cas des LETP et des neutrons thermiques et lents. Dans le but de tester la validité de cette simulation avec plus de précision, un projet a été réalisé à l'Université de Montréal en vue de simuler par la méthode Monte Carlo la réponse d'un détecteur ATLAS-MPX à divers champs de radiation [50]. Le modèle de partage de charge a été inclus dans cette simulation afin de pouvoir reproduire les traces des particules fortement ionisantes. L'intégration du code développé dans GCALOR ou dans une autre simulation du détecteur ATLAS permet de mieux comparer les résultats expérimentaux des détecteurs ATLAS-MPX avec ceux simulés.

Les effets de l'environnement radiatif sur la performance des sous-systèmes du détecteur ATLAS prennent différents aspects. Parmi ceux est la dégradation de l'efficacité de détection et de la résolution des détecteurs qu'entraîne le taux élevé de particules

incidentes. D'autre part, le dommage des détecteurs au silicium et des composants électroniques peut être provoqué par la création de défauts ou par l'accumulation d'une dose ionisante. Par ailleurs, le passage des particules ionisantes dans les circuits électroniques peut induire des erreurs logiques transitoires, appelées événements singuliers (SEE). Les détecteurs ATLAS-MPX sont aussi sensibles aux contraintes environnementales. La dégradation de leur performance affecte la reconstruction des traces et l'identification des particules. De plus, une mauvaise mesure de la luminosité par la méthode de comptage d'événements peut être causée par les pixels bruyants ou défectueux. L'effet qui sera étudié en détails dans la section suivante est la radioactivité résiduelle dans ATLAS.

6.2 Mesure de la radioactivité résiduelle

Lors des collisions proton-proton, des isotopes radioactifs peuvent être créés par collisions inélastiques de hadrons avec les constituants du détecteur ATLAS (réactions de type (n,γ) ou (π,p) par exemple). Le tableau 6.5 donne des exemples de ces réactions, les noyaux radioactifs qui en résultent, leur temps de demi-vie et leurs principales émissions. Il est à noter que les noyaux cibles cités sont parmi les constituants, entre autres, de LUCID (^{19}F), de FCal (^{65}Cu) et de TRT (^{27}Al et ^{109}Ag). Le tableau 6.5 montre que les isotopes radioactifs générés ont des durées de vie variées. La désintégration de ces isotopes entraîne une augmentation du bruit de fond dans ATLAS et peut même avoir un impact sur l'accès aux zones expérimentale et technique. Il est donc capital d'évaluer la radioactivité induite.

La figure 6.8.a) donne le nombre de chaque type de traces mesuré par MPX04 du 25 au 26 avril 2011 pendant et après les remplissages Fill1736 et Fill1737. Celui mesuré par MPX02 du 17 au 22 octobre 2011 pendant et après les remplissages Fill2220 et Fill2222 est donné à la figure 6.8.b). Les périodes de collisions proton-proton sont illustrées par des bandes bleues. La durée de chaque période ainsi que les luminosités maximale et intégrée correspondantes sont mentionnées dans le tableau 6.6 (informations pour les

Réaction	Noyau radioactif	Temps de demi-vie	Principales émissions
$^{19}\text{F}(n,\gamma)^{20}\text{F}$	^{20}F	11.16 s	β^- 2.48 MeV (100 %) γ 1.63 MeV (99.1 %)
$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$	^{66}Cu	5.12 min	β^- 1.06 MeV (100 %) γ 1.03 MeV (9.2 %)
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	^{24}Na	14.99 h	β^- 554.6 keV (100 %) γ 1.36 MeV (99.9 %) γ 2.75 MeV (99.8 %)
$^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110\text{m}}\text{Ag}$	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	249.8 d	β^- 66.8 keV (100.4 %) γ 657.7 keV (95.6 %)

Tableau 6.5 – Exemples de noyaux radioactifs produits dans ATLAS par réactions nucléaires, leur temps de demi-vie et leurs principales émissions [17].

collisions de faisceaux stables seulement). La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 5 s pour MPX04 et de 0.2 s pour MPX02. Tel que montré à la figure 6.8.a), le nombre de traces mesuré par MPX04 directement après l'arrêt des collisions est supérieur de deux ordres de grandeur à celui mesuré en 2008 avant le démarrage du LHC. Ce nombre décroît ensuite de façon exponentielle jusqu'à ce que les collisions reprennent. Le même comportement est observé aussi avec MPX02, comme l'indique la figure 6.8.b). Ces observations résultent en fait de la désintégration des isotopes radioactifs résiduels qui ont été produits au cours des collisions proton-proton. En réalité, le nombre de traces mesuré ne suit pas la même décroissance exponentielle le long de la période d'arrêt des collisions. Ceci est confirmé par la figure 6.9 qui illustre la variation du nombre total de traces mesuré par MPX02 en fonction du temps après l'arrêt des collisions du Fill2222 (du 18 au 22 octobre 2011). Sur cette figure, quatre composantes différentes de désintégration sont observées à mesure que le temps passe. Les données expérimentales correspondant à chaque composante sont ajustées par une fonction exponentielle plus un fond constant de la forme $N_0 e^{-\lambda t} + N_{fond}$, où t est le temps après

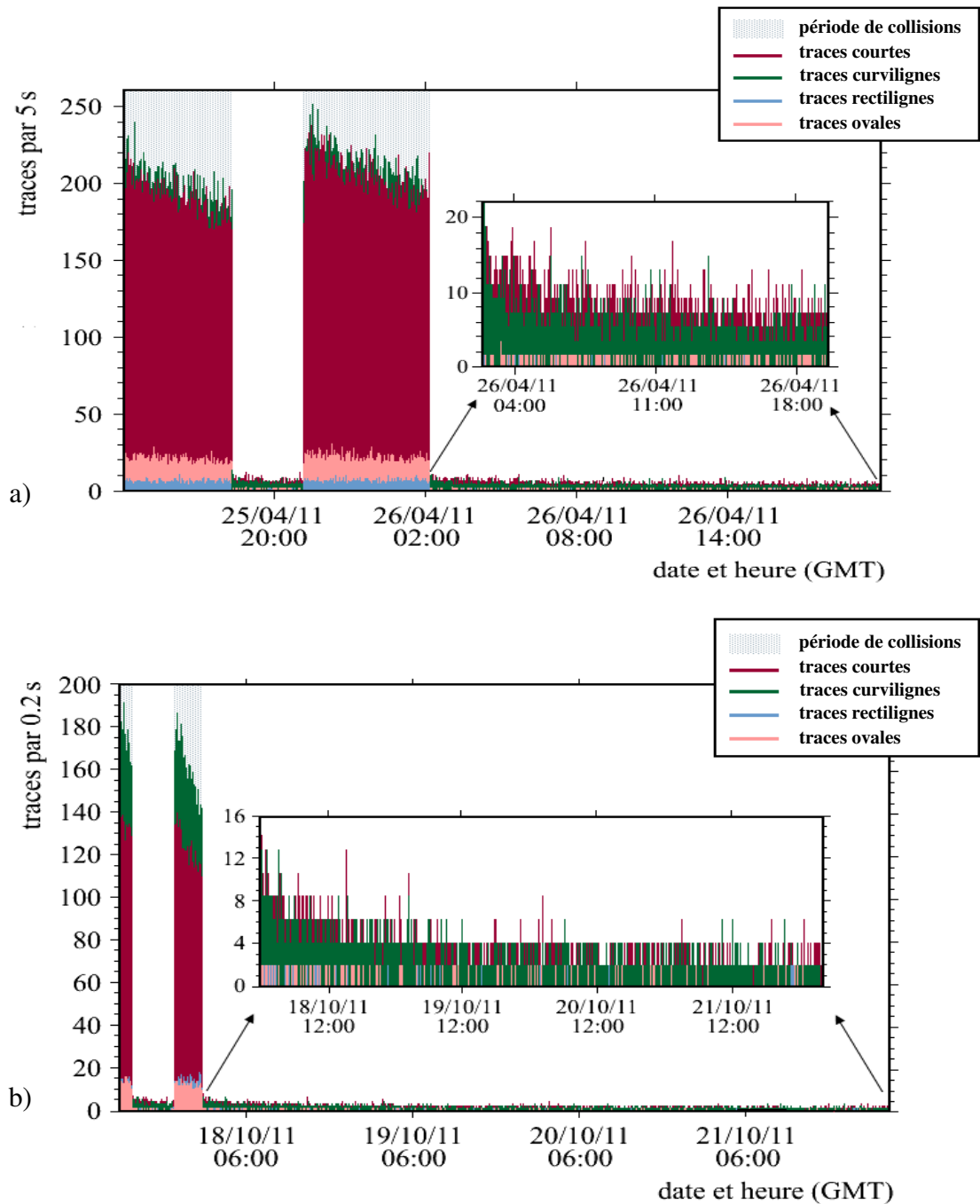


Figure 6.8 – Nombre de chaque type de traces mesuré par a) MPX04 du 25 au 26 avril 2011 pendant et après les remplissages Fill1736 et Fill1737 et b) MPX02 du 17 au 22 octobre 2011 pendant et après les remplissages Fill2220 et Fill2222. Le temps d'exposition est de 5 et 0.2 s respectivement. Les bandes bleues représentent les périodes de collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Remplissage	Début de la période de collisions de faisceaux stables (heure GMT)	Durée de la période de collisions de faisceaux stables [s]	Luminosité maximale [$\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	Luminosité intégrée [pb^{-1}]
Fill1736	25/04/2011 à 14:20	15540	4.34×10^{32}	5.89
Fill1737	25/04/2011 à 21:44	17820	4.84×10^{32}	7.62
Fill2220	17/10/2011 à 13:11	5580	3.59×10^{33}	12.76
Fill2222	17/10/2011 à 20:11	14460	3.47×10^{33}	41.8

Tableau 6.6 – Informations sur les collisions de faisceaux stables de protons à 7 TeV dans le centre de masse qui ont été produites pendant les remplissages Fill1736, Fill1737, Fill2220 et Fill2222 [41].

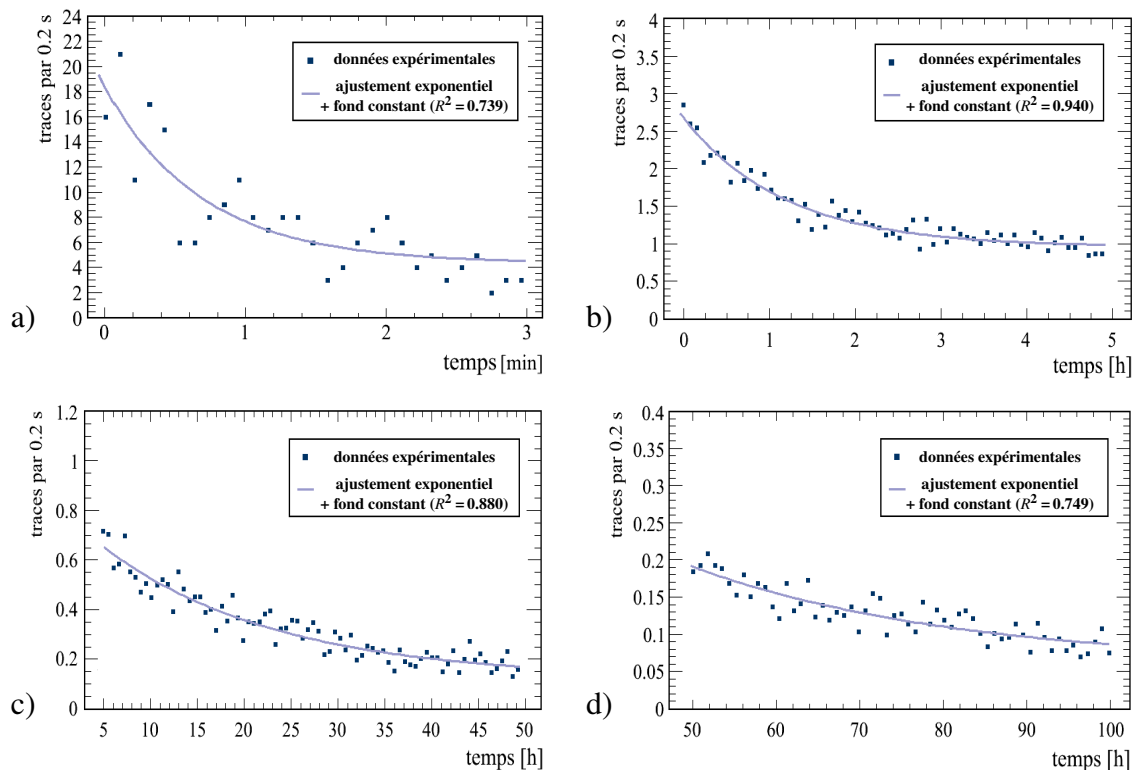


Figure 6.9 – Composantes de désintégration observées avec MPX02 après l'arrêt des collisions du Fill2222 (du 18 au 22 octobre 2011). Pour chaque composante, le nombre total de traces mesuré est ajusté par une fonction exponentielle plus un fond constant. Cet ajustement donne le temps de demi-vie de chaque composante de désintégration : a) 27.69 s, b) 1.58 h, c) 12.93 h et d) 21.23 h. La mesure a été faite avec un temps d'exposition de 0.2 s, un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

l'arrêt des collisions du Fill2222 et λ , N_0 et N_{fond} sont des constantes. Le temps de demi-vie $T_{1/2}$ des isotopes radioactifs correspondant à chaque composante de désintégration est relié à λ par l'équation suivante : $T_{1/2} = \ln(2)/\lambda$. L'ajustement des données expérimentales donne les valeurs suivantes de $T_{1/2}$: a) 27.69 s, b) 1.58 h, c) 12.93 h et d) 21.23 h. Ces résultats indiquent que MPX02 détecte les produits de désintégration de différentes sources radioactives. Évidemment, le nombre et le temps de demi-vie des composantes de désintégration observées avec les détecteurs ATLAS-MPX dépendent de la nature des isotopes radioactifs créés, donc de la position dans ATLAS.

Les travaux d'inspection et d'entretien dans la zone expérimentale se font généralement pendant l'arrêt hivernal du LHC entre décembre et mars. La quantité utilisée en radioprotection pour quantifier l'impact de l'exposition à la radiation sur la sécurité humaine est l'équivalent de dose ambient $H^*(10)$ ou son débit. Cette quantité est définie comme l'énergie déposée par les particules ionisantes (directement ou indirectement) par unité de masse, multipliée par un facteur de pondération Q qui tient compte des effets biologiques de chaque type de particules ($1 \text{ Sv} = Q \text{ J.kg}^{-1}$). À titre d'exemple, $Q = 1$ pour les photons et les électrons et $Q = 20$ pour les particules alpha [51]. Dans ATLAS, les produits de désintégration des noyaux radioactifs résiduels sont supposés être des LETP. En effet, la figure 6.8 indique que le nombre de traces courtes et curvilignes mesuré par MPX04 et MPX02 après l'arrêt des collisions est environ 99 % du nombre total de traces. Selon les règlements du CERN, l'équivalent de dose ambient reçu par une personne qui travaille dans la zone expérimentale d'ATLAS ne doit pas dépasser 2 mSv par heure et 20 mSv par année [52, 53]. Dans le but d'évaluer l'exposition humaine à la radiation avec les détecteurs ATLAS-MPX, la réponse d'un détecteur de référence aux LETP a été étalonnée avec des sources de ^{137}Cs et de ^{60}Co qui délivrent un débit d'équivalent de dose ambient connu. Rappelons que la première source émet principalement des rayons β^- de 187.1 keV en moyenne (100 %), des rayons γ de 661.65 keV (85.1 %) et des électrons de 624.21 keV (7.79 %). Les principales particules émises par la seconde source sont des rayons β^- de 96.41 keV en moyenne (100 %) et des rayons γ de 1.17 MeV (99.8 %) et de

1.33 MeV (99.9 %) [17]. L'étalonnage consiste à mesurer le nombre de traces courtes et curvilignes produites en fonction de la distance entre chaque source et le détecteur de référence, donc en fonction de $H^*(10)$ puisqu'il est inversement proportionnel au carré de cette distance. Il faut noter que les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV. Un coefficient de proportionnalité entre $H^*(10)$ et le nombre de traces courtes et curvilignes enregistrées a été alors obtenu : $(1.71 \pm 0.07) \times 10^{-4}$ $\mu\text{Sv}/\text{trace}$ pour ^{137}Cs et $(2.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ $\mu\text{Sv}/\text{trace}$ pour ^{60}Co [54]. La valeur moyenne de ces deux coefficients, soit $(1.9 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ $\mu\text{Sv}/\text{trace}$, est alors utilisée afin de convertir le nombre de LETP détectées en équivalent de dose ambient. La figure 6.10 montre la variation en fonction du temps du débit équivalent de dose ambient (en $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$) mesuré avec MPX02 durant les quatre jours qui ont suivi l'arrêt des collisions du Fill2222 (du 18 au 22 octobre 2011). D'après cette figure, $H^*(10)$ décroît de 10^1 à 10^{-1} $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. Il est donc possible de travailler dans un tel environnement radiatif, puisque le débit d'équivalent de dose ambient est inférieur à la limite autorisée par le CERN.

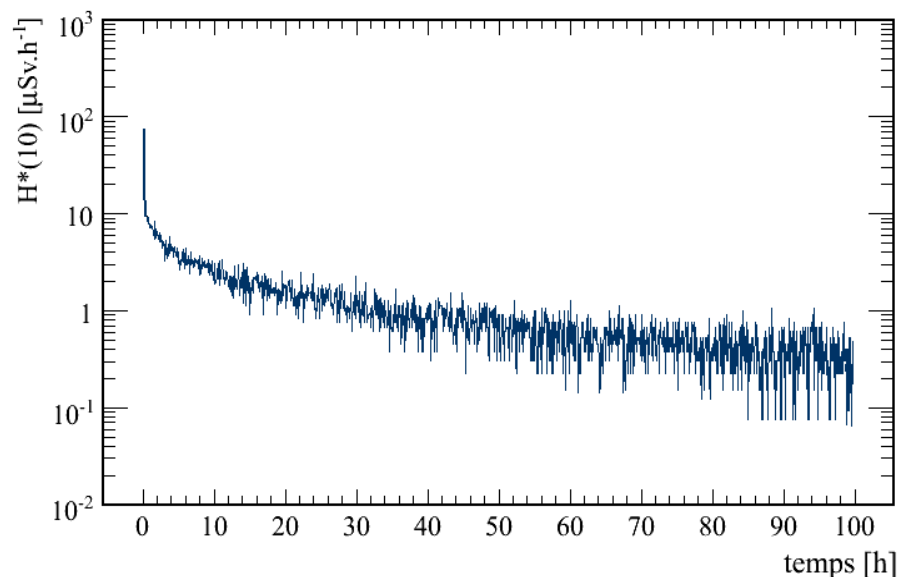


Figure 6.10 – Débit d'équivalent de dose ambient $H^*(10)$ mesuré avec MPX02 après l'arrêt des collisions du Fill2222 (du 18 au 22 octobre 2011). La mesure a été faite avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

Dans le tableau 6.7 est présenté le débit moyen de $H^*(10)$ dû à la radiation naturelle qui a été mesuré avec chaque détecteur ATLAS-MPX en 2008 avant le démarrage du LHC. À fin de comparaison, les débits moyens de $H^*(10)$ mesurés pendant l'heure qui a suivi l'arrêt des collisions du Fill1737 et du Fill2222 sont aussi présentés. Aucun résultat est donné pour MPX15, MPX14 et MPX01 vu que leur seuil de détection était de 230 keV lors de ces remplissages. Quant au détecteur MPX04, il était temporairement déconnecté après le Fill2222. Le tableau 6.7 met en évidence l'augmentation du taux de radiation dans ATLAS due à l'activation résiduelle avec la luminosité produite lors des collisions antérieures. Cette augmentation dépend de l'activité et du temps de demi-vie des isotopes radioactifs résiduels, autrement dit de la nature et de la quantité de matériaux rencontrés par les hadrons produits lors des collisions ainsi que de l'énergie et du flux de ces particules. Elle dépend aussi de la position par rapport à ces isotopes et de la quantité de matériaux qui absorbent ou atténuent leurs produits de désintégration. Ceci explique le fait que les débits d'équivalent de dose ambiant les plus élevés sont mesurés dans les régions internes d'ATLAS. Il est donc attendu que ces débits soient encore plus élevés dans la région avant où MPX15 est installé et aussi dans l'entourage de MPX01 et MPX14. D'après le tableau 6.7, le débit de $H^*(10)$ mesuré avec MPX16 varie peu avec la luminosité. En fait, la caverne technique USA15, où ce détecteur est installé, a été conçue de façon à réduire l'impact de la radiation sur la sécurité du personnel. L'accès à cette caverne est autorisé, même au cours des collisions du LHC, à condition que l'équivalent de dose ambiant ne dépasse pas $10 \mu\text{Sv}$ par heure et 6 mSv par année [52, 53]. Le tableau 6.7 indique que les débits de $H^*(10)$ mesurés par MPX16 sont inférieurs à ces limites. Selon l'étude qui a été menée dans la section 6.1.1, le taux de LETP mesuré par MPX16 pendant les collisions proton-proton est de $1.32 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}/\text{nb}^{-1}$, ce qui donne un équivalent de dose ambiant de $4.9 \times 10^{-6} \mu\text{Sv}/\text{nb}^{-1}$. Dans le cas d'une luminosité de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, soit $3.6 \times 10^4 \text{ nb}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$, le débit de $H^*(10)$ induit par les collisions est de $1.8 \times 10^{-1} \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. En supposant que ce débit est de même ordre de grandeur dans toute la caverne USA15 (qui mesure 62 m de long et 20 m de diamètre), l'accès à cette zone est possible pendant les collisions.

ATLAS-MPX	Débit moyen de H*(10) [$\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$]		
	radiation naturelle	une heure après la fin du Fill1737	une heure après la fin du Fill2222
MPX02	(6.2±0.6)E-03	(1.4±0.1)E+00	(9.2±0.8)E+00
MPX03	(1.5±0.1)E-02	(2.1±0.2)E-01	(1.2±0.2)E+00
MPX04	(1.3±0.1)E-02	(9.5±0.8)E-01	-
MPX05	(1.2±0.1)E-02	(5.2±0.6)E-01	(3.1±0.4)E+00
MPX06	(3.6±0.3)E-02	(2.5±0.2)E-01	(1.2±0.1)E+00
MPX07	(1.0±0.1)E-02	(1.6±0.2)E-02	(3.8±0.3)E-02
MPX08	(9.5±0.8)E-03	(1.6±0.2)E-02	(6.5±0.6)E-02
MPX09	(2.2±0.2)E-02	(9.2±0.9)E-02	(2.1±0.2)E-01
MPX10	(3.8±0.3)E-02	(4.7±0.6)E-02	(8.2±0.7)E-02
MPX11	(3.1±0.3)E-02	(4.4±0.5)E-02	(5.8±0.5)E-02
MPX12	(1.4±0.1)E-02	(5.4±0.6)E-02	(2.2±0.2)E-01
MPX13	(2.2±0.2)E-02	(2.9±0.2)E+00	(1.5±0.2)E+01
MPX16	(2.1±0.2)E-02	(2.2±0.3)E-02	(2.3±0.2)E-02

Tableau 6.7 – Débits moyens d'équivalent de dose ambiant H*(10) mesurés avec les détecteurs ATLAS-MPX en 2008 avant le démarrage du LHC et pendant l'heure qui a suivi l'arrêt des collisions du Fill1737 et du Fill2222. Les mesures ont été faites avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V. Aucun résultat est donné pour MPX15, MPX14 et MPX01 car leur seuil de détection était de 230 keV pendant les remplissages Fill1737 et Fill2222. Le détecteur MPX04 était temporairement déconnecté après le Fill2222.

En résumé, l'environnement radiatif du détecteur ATLAS dû aux collisions proton-proton du LHC a été décrit dans ce chapitre. Les résultats qui ont été présentés, que ce soit en termes de fluences de particules par unité de luminosité intégrée ou d'équivalent de dose ambiant, correspondent à la phase de basse luminosité. Ils constituent donc une référence pour l'expérience ATLAS lors des opérations nominales du LHC envisagées dans les prochaines années. D'autre part, la validation expérimentale des prédictions des simulations Monte Carlo permet d'étudier une évolution du détecteur ATLAS avant le

démarrage du sLHC qui vise à augmenter la luminosité nominale du LHC d'un ordre de grandeur.

CONCLUSION

Dans les conditions expérimentales du LHC, la physique à l'échelle du TeV est étudiée avec le détecteur ATLAS. L'évolution progressive de ces conditions crée un environnement radiatif de plus en plus critique. Des contraintes sont alors imposées sur le fonctionnement du détecteur ATLAS aussi bien que sur le traitement des données. Afin d'évaluer la performance du détecteur ATLAS, il est essentiel de connaître l'environnement radiatif auquel il est soumis. C'est dans ce contexte que se situe cette thèse, dont l'objectif a été de déterminer les caractéristiques des champs de radiation induits dans les zones expérimentale et technique au moyen des seize détecteurs ATLAS-MPX. À cette fin, des études préliminaires ont été effectuées à l'aide de diverses sources connues de radiation. De ces études, des outils ont été développés afin de comprendre et d'analyser la réponse des détecteurs ATLAS-MPX.

Il a été vu dans cette thèse que les détecteurs ATLAS-MPX permettent de détecter les particules ionisantes primaires ainsi que celles issues des interactions des particules neutres avec le silicium ou avec les couches de convertisseurs qui couvrent la surface active de chaque détecteur. La technique utilisée pour détecter les particules ionisantes consiste à enregistrer les positions de dépôt d'énergie par le biais d'une matrice bidimensionnelle de pixels. La reconstitution de ces positions sous forme d'images permet de visualiser les traces des particules détectées. L'analyse qui a été faite dans le chapitre 2 a montré qu'à bas seuil de détection, les traces peuvent prendre quatre formes différentes dépendamment de l'énergie et de l'angle d'incidence des particules détectées : ovale, curviligne, rectiligne et courte. En s'appuyant sur cette analyse, le logiciel MAFalda a été conçu afin d'identifier les types des particules détectées à partir des formes caractéristiques de leurs traces. Les mesures réalisées avec des sources de ^{137}Cs et de ^{241}Am ont permis de montrer la bonne performance de MAFalda.

Une étude a été menée dans le chapitre 3 sur l'effet de partage de charge entre pixels

qui est à l'origine de la forme ovale des traces des particules fortement ionisantes. Cette étude a conduit au développement d'un modèle semi-empirique permettant de déterminer la distribution de l'énergie déposée par les particules fortement ionisantes et de reproduire leurs traces. À l'aide de ce modèle, des bases de données ont été préparées afin d'estimer l'énergie des protons et des particules alpha à partir de la taille et de la longueur de leurs traces. Il a été toutefois démontré que le modèle de partage de charge doit être amélioré conformément aux résultats expérimentaux. Une étude plus approfondie des phénomènes de diffusion et de plasma ainsi que de l'efficacité de collection de charge devrait permettre une meilleure compréhension de l'effet de partage de charge et donc des résultats plus pertinents.

Une autre étude réalisée a consisté à étalonner la réponse de chacune des régions d'un détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons thermiques, lents et rapides avec différentes sources connues. Cette étude a également permis de déterminer l'efficacité de détection de neutrons de chaque région. Il a été alors montré dans le chapitre 4 que le polyéthylène joue un rôle important dans la détection des neutrons rapides, tandis que le fluorure de lithium est le seul convertisseur permettant de détecter les neutrons thermiques et lents. Il faut souligner que les résultats obtenus permettent de déterminer les caractéristiques d'un champ de neutrons inconnu dans le cas d'un environnement ne contenant pas de particules fortement ionisantes. En fait, le problème qui se présente dans le cas d'un champ mixte de radiation est que les traces ovales induites par les neutrons ne peuvent pas être distinguées de celles produites par les particules fortement ionisantes présentes dans l'environnement.

Les études qui ont été effectuées dans les premiers chapitres ont rendu possible l'analyse de la réponse des détecteurs ATLAS-MPX à la radiation induite par les collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse. Cette analyse a montré que les détecteurs ATLAS-MPX permettent de suivre en temps réel les opérations du LHC, y compris les balayages de van der Meer. Cette caractéristique a abouti à la conclusion que ces détecteurs, en particulier MPX15, MPX14 et MPX01 qui sont les plus proches de la ligne des

faisceaux, peuvent être des moniteurs de luminosité. Dans le chapitre 5 ont été présentés les résultats des mesures de la luminosité absolue avec MPX15, MPX14 et MPX01 par la méthode de van der Meer. Il a été montré que ces résultats sont en accord raisonnable avec ceux de LUCID, BCM et LAr. Une amélioration de la mesure de la luminosité absolue avec les détecteurs ATLAS-MPX pourrait être obtenue en synchronisant l'acquisition des données avec les balayages.

L'analyse de la réponse des détecteurs ATLAS-MPX a de plus donné que le nombre de chaque type de particules détectées est proportionnel à la luminosité du LHC. Ce résultat a amené à exprimer les taux de radiation mesurés par ces détecteurs en termes des fluences de LETP, de MIP, de HETP et de neutrons thermiques et lents par unité de luminosité intégrée. Il faut signaler que ces derniers sont les seules particules dont la fluence reçue par les détecteurs ATLAS-MPX peut être déterminée. Les résultats qui ont été obtenus servent à prévoir l'environnement radiatif d'ATLAS en fonction de la luminosité. Ils permettent également d'améliorer les simulations Monte Carlo, ce qui aidera à optimiser la performance du détecteur ATLAS face à l'augmentation attendue du taux de radiation lors des opérations du futur sLHC. La comparaison approximative qui a été faite dans le chapitre 6 a montré qu'il existe un écart significatif entre les fluences par unité de luminosité intégrée mesurées par les détecteurs ATLAS-MPX et celles prédites par la simulation GCALOR. Afin de tester la validité de celle-ci ou des autres simulations avec précision, il est nécessaire de simuler la réponse des détecteurs ATLAS-MPX et d'inclure le modèle de partage de charge qui permet de reproduire les traces des particules fortement ionisantes.

Le dernier point qui a été exploité dans cette thèse est la mesure de la radioactivité résiduelle dans ATLAS. Il a été démontré dans le chapitre 6 que les détecteurs ATLAS-MPX permettent d'observer les différentes composantes de désintégration des isotopes radioactifs résiduels produits lors des collisions du LHC. Il a été de plus vu que ces détecteurs permettent également de quantifier l'exposition humaine à la radiation grâce à un étalonnage en équivalent de dose ambiant avec des sources de ^{137}Cs et de ^{60}Co . Alors

que les opérations d'entretien du détecteur ATLAS s'effectuent pendant l'arrêt hivernal du LHC, l'accès à la zone technique est possible même pendant les collisions tant que l'équivalent de dose ambiant ne dépasse pas la limite autorisée par le CERN. Il faut noter que les constituants des détecteurs ATLAS-MPX peuvent eux-mêmes devenir radioactifs. Cependant, il est impossible de distinguer entre les traces dues à la propre activation de ces détecteurs et celles dues à l'activation résiduelle des constituants d'ATLAS. Il serait donc intéressant de simuler la réponse de ces détecteurs afin d'évaluer la contribution de leur propre activation au taux de radiation total mesuré.

Pour terminer, deux points sont à proposer afin de tirer plus d'informations sur l'environnement radiatif du détecteur ATLAS. Le premier point est de remplacer les actuelles interfaces USB des détecteurs ATLAS-MPX par la nouvelle version FITPix. Celle-ci permet d'augmenter d'environ 20 fois la vitesse d'acquisition des données, réduisant ainsi le temps mort de ces détecteurs. Le second point est de compléter l'ensemble des détecteurs ATLAS-MPX par des détecteurs TPX. Ces derniers constituent la nouvelle génération des détecteurs MPX et offrent l'avantage de mesurer le temps pendant lequel le signal reçu par chaque pixel est au-dessus du seuil de détection. L'étalonnage de ce temps avec des sources de rayons X par exemple permet de déterminer l'énergie déposée par les particules détectées dans chaque pixel.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LHC, <http://lhc.web.cern.ch/lhc>
- [2] CERN, <http://public.web.cern.ch/public>
- [3] ATLAS, <http://www.atlas.ch>
- [4] CMS, <http://cms.web.cern.ch>
- [5] LHCb, <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb>
- [6] ALICE, <http://aliceinfo.cern.ch>
- [7] Accelerators and Technology Sector, <https://espace.cern.ch/acc-tec-sector/default.aspx>
- [8] U. Egede, *The Search for a Standard Model Higgs at the LHC and Electron Identification Using Transition Radiation in the ATLAS Tracker*, thèse de doctorat, Lund University (1998).
- [9] J. Beringer et al., *Particle Data Group*, Physical Review D 86, 010001 (2012).
- [10] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Jinst 3 (2008).
- [11] A. I. Drozhdin et al., *Accelerator related background in the CMS detector at LHC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 381 (1996) 53-544.
- [12] Medipix Collaboration, <http://medipix.web.cern.ch/medipix>
- [13] T. Holy et al., *Data Acquisition and Processing Software Package for Medipix2*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 563 (2006) 254-258.
- [14] J. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM)*, <http://www.srim.org>

- [15] M. Campbell et al., *Charge collection from proton and alpha particle tracks in silicon pixel detector devices*, IEEE Transaction on Nuclear Science 2 (2007) 1047-1050.
- [16] M. J. Berger et al., *Stopping-Power and Range Tables for Electrons (ESTAR)*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [17] National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov>
- [18] M. J. Berger et al., *NIST XCOM: Photon Cross Sections Database*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [19] J. Idarraga, *A ROOT-Based Implementation of an Analysis Framework for Data of the Medipix Detector Family*, rapport interne, Université de Montréal (2010).
- [20] J. Bouchami et al., *User-Extensible Implementation of a Pattern Recognition Algorithm for Imprints Produced by Ionizing Radiation in a Device from the Medipix Family*, rapport interne, Université de Montréal (2010).
- [21] R. Brun et F. Rademakers, *ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 389 (1997) 81-86.
- [22] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Springer-Verlag (1994).
- [23] S. M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Technology*, AT&T Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey (1965).
- [24] G. L. Miller et al., *Silicon p-n Junction Radiation Detectors*, IRE Transactions on Nuclear Science NS-7 n°2-3 (1960) 185-189.
- [25] G. Dearnaley et D. C. Northrop, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations*, E. & F.N. Spon (1964).

- [26] P. A. Tove et W. Seibt, *Plasma Effects in Semiconductor Detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 51 (1967) 261-269.
- [27] W. Seibt et al., *Charge Collection in Silicon Detectors for Strongly Ionizing Particles*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 113 (1973) 317-324.
- [28] A. Alberigi Quaranta et al., *Plasma Time in Semiconductor Detectors*, IEEE transactions on nuclear science NS-15 (3) (1968) 373-380.
- [29] J. Bouchami et al., "*Study of the charge sharing in silicon pixel detector by means of heavy ionizing particles interacting with a Medipix2 device*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Vol. 633 (2011) 117-120.
- [30] X. Llopart, *Design and characterization of 64K pixels chips working in single photon processing mode*, thèse de doctorat, Mid Sweden University (2007).
- [31] R. V. Griffith, *Multi-technique characterization of neutron fields from moderated ^{252}Cf and $^{238}\text{PuBe}$ sources*, National and International Standardization of Radiation Dosimetry 2 (1978) 167-188.
- [32] W. R. Wills et R. J. Mackin, *Observations on the 4.43-Mev Gamma Rays from C^{12}* , Physical Review 95-5 (1954) 1206-1208.
- [33] T. E. Valentine, *Evaluation of prompt fission gamma rays for use in simulating nuclear safeguard measurements*, Annals of Nuclear Energy 28 (2001) 191-201.
- [34] M. Kralik, CMI, communication privée.
- [35] H. W. Newson et al., *$\text{Li}^7(p,n)$, $(p,p'\gamma)$, and (p,γ) Reactions near Neutron Threshold*, Physical Review 108-5 (1957) 1294-1300.
- [36] P. Bem, NPI, communication privée.

- [37] S. Hayakawa et S. Tomonaga, *Cosmic-Ray Underground I*, Progress of Theoretical Physics 4-3 (1949) 287-296.
- [38] L. N. Bogdanova et al., *Cosmic Muon Flux at Shallow Depths Underground*, Physics of Atomic Nuclei 69-8 (2006) 1293-1298.
- [39] E. Chin Hill, *The Cosmic Muon Flux in the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*, mémoire de maîtrise, University of Victoria (2011).
- [40] Luminosity FSM Guide, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Sandbox/ArjunTrivediSandbox>
- [41] ATLAS Run Queries, <http://atlas-runquery.cern.ch>
- [42] S. White, *Determination of the absolute luminosity at the LHC*, thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2010).
- [43] S. van der Meer, *Calibration of the Effective Beam Height in the ISR*, CERN-ISR-PO-68-31 (1968).
- [44] The ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ Using the ATLAS Detector at the LHC*, The European Physical Journal C 71-4 (2011).
- [45] S. Baranov et al., *Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS. Atlas Radiation Background Task Force Summary Document*, ATLAS Internal Note ATL-GEN-2005-001 (2005).
- [46] GEANT, <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/pdfdir/geant.pdf>
- [47] FORTRAN, <http://www.fortran.com/>
- [48] R. Engel et al., *Hard diffraction in hadron-hadron interactions and in photoproduction*, Physical Review D 52 (1995).
- [49] M. Shupe, University of Arizona, communication privée.

- [50] F. Dallaire, *Implémentation de la répartition de charge et du mode TOT pour la simulation d'un détecteur Timepix à pixels*, mémoire de maîtrise, Université de Montréal (2012).
- [51] Recommandations 2007 de la Commission Internationale de Protection Radiologique, Publication CIPR 103 (2009).
- [52] Radiation Protection Manual, http://edms.cern.ch/file/335729/LAST_RELEASED/F_E.pdf
- [53] LHC Design Report, <http://www.staff.uni-mainz.de/othegrav/Atlas/Atlas-CERN/lhcDesignReport>
- [54] Z. Vykýdal, IEAP, communication privée.

Annexe I

Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans ATLAS

ATLAS-MPX	X [m]	Y [m]	Z [m]	R [m]	Position
MPX01	-0.71	0.29	3.42	0.77	entre ID et JM
MPX02	-2.28	-0.84	3.42	2.43	entre TileCal et ExtTileCal
MPX03	-3.45	0.93	2.94	3.57	entre TileCal et ExtTileCal
MPX04	-0.65	-1.30	7.12	1.30	sur ECI
MPX05	-0.55	-2.36	7.20	2.36	sur ECI
MPX06	-0.65	-3.36	7.20	3.36	sur ECI
MPX07	-4.53	0.79	0.35	4.59	en dessous de BI
MPX08	-4.37	-0.53	4.02	4.40	en dessous de BI
MPX09	0.00	1.56	15.39	1.56	en dessus de JF
MPX10	-3.96	3.36	22.88	5.19	sur le mur de UX15
MPX11	-16.69	0.05	4.86	16.69	sur le mur de UX15
MPX12	-6.25	0.00	7.23	6.25	sur ECI
MPX13	-2.21	-1.02	-3.42	2.44	entre TileCal et ExtTileCal
MPX14	-0.71	-0.30	-3.43	0.77	entre ID et JM
MPX15	0.19	-0.08	18.74	0.20	en dessous de JF
MPX16	-39.48	-0.11	-6.55	39.48	dans USA15

Tableau I.1 – Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le système de coordonnées XYZ associé au détecteur ATLAS. Ce système est tel que l'origine correspond au point d'interaction IP1 situé au centre du détecteur, l'axe Z correspond à la direction des faisceaux, l'axe X pointe vers le centre du LHC et l'axe Y pointe vers le haut. La coordonnée radiale R est définie par : $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$. La position de chaque détecteur ATLAS-MPX est repérée par les coordonnées du centre de la boîte en duraluminium qui le contient. L'incertitude sur ces coordonnées est de 1 cm.

Annexe II

Aires des six régions des détecteurs ATLAS-MPX

ATLAS-MPX	R ₁ [cm ²]	R ₂ [cm ²]	R ₃ [cm ²]	R ₄ [cm ²]	R ₅ [cm ²]	R ₆ [cm ²]
MPX01	0.499064	0.346302	0.156544	0.132888	0.411279	0.213444
MPX02	0.455867	0.278602	0.184495	0.115071	0.424831	0.289674
MPX03	0.488810	0.384326	0.168160	0.0886022	0.375584	0.266805
MPX04	0.480067	0.351323	0.197986	0.130226	0.368203	0.221067
MPX05	0.499064	0.248352	0.166012	0.129530	0.472263	0.251559
MPX06	0.460768	0.342188	0.181349	0.134703	0.377520	0.251559
MPX07	0.452661	0.249018	0.17545	0.13068	0.547706	0.182952
MPX08	0.457380	0.290581	0.181349	0.161232	0.412761	0.251559
MPX09	0.490050	0.282626	0.184374	0.131618	0.465789	0.190575
MPX10	0.474743	0.238098	0.157814	0.111048	0.527469	0.236313
MPX11	0.522720	0.375947	0.176388	0.097102	0.376340	0.175329
MPX12	0.444312	0.275698	0.186219	0.126415	0.439109	0.274428
MPX13	0.536877	0.297781	0.148285	0.097465	0.406560	0.259182
MPX14	0.453296	0.256732	0.161172	0.121726	0.519241	0.22869
MPX15	0.496160	0.317111	0.149737	0.140814	0.404442	0.221067
MPX16	0.505598	0.300292	0.213807	0.108658	0.456140	0.182952
référence	0.464882	0.350476	0.189667	0.133765	0.341401	0.259182

Tableau II.1 – Aire de chacune des régions R_i des détecteurs ATLAS-MPX installés dans ATLAS et de celui de référence. Les régions sont définies comme suit : silicium recouvert de polyéthylène (R₁), silicium recouvert de polyéthylène et d'aluminium (R₂), silicium recouvert d'aluminium et de fluorure de lithium (R₃), silicium recouvert d'aluminium de 150 µm (R₄) et de 100 µm (R₅) et silicium non-recouvert (R₆).

Annexe III

Réponse du détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons rapides

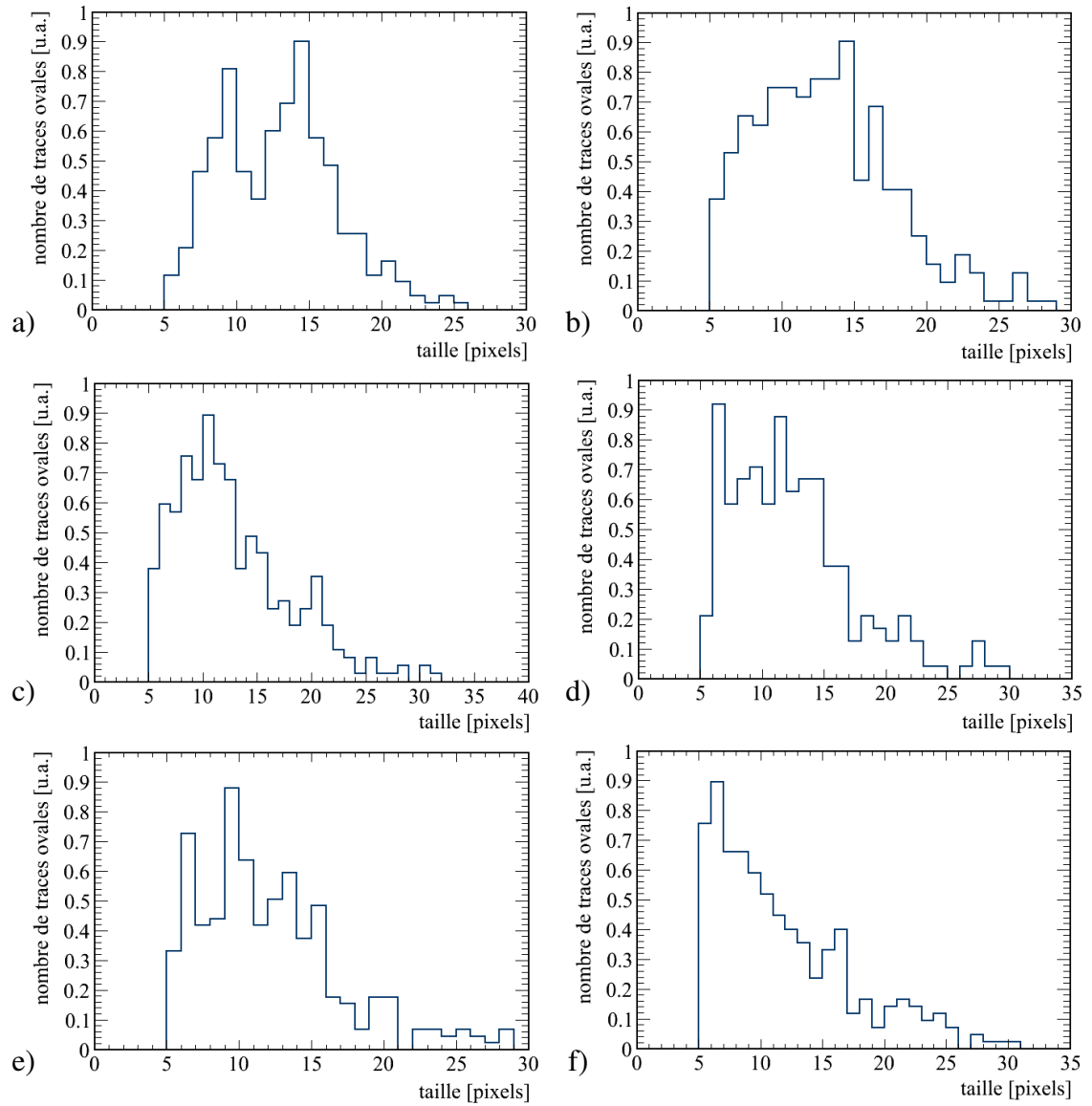


Figure III.1 – Distributions en taille des traces ovales induites par les neutrons émis par une source de $^{241}\text{AmBe}$ dans chacune des régions du détecteur ATLAS-MPX de référence : a) R₁, b) R₂, c) R₃, d) R₄, e) R₅ et f) R₆. Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

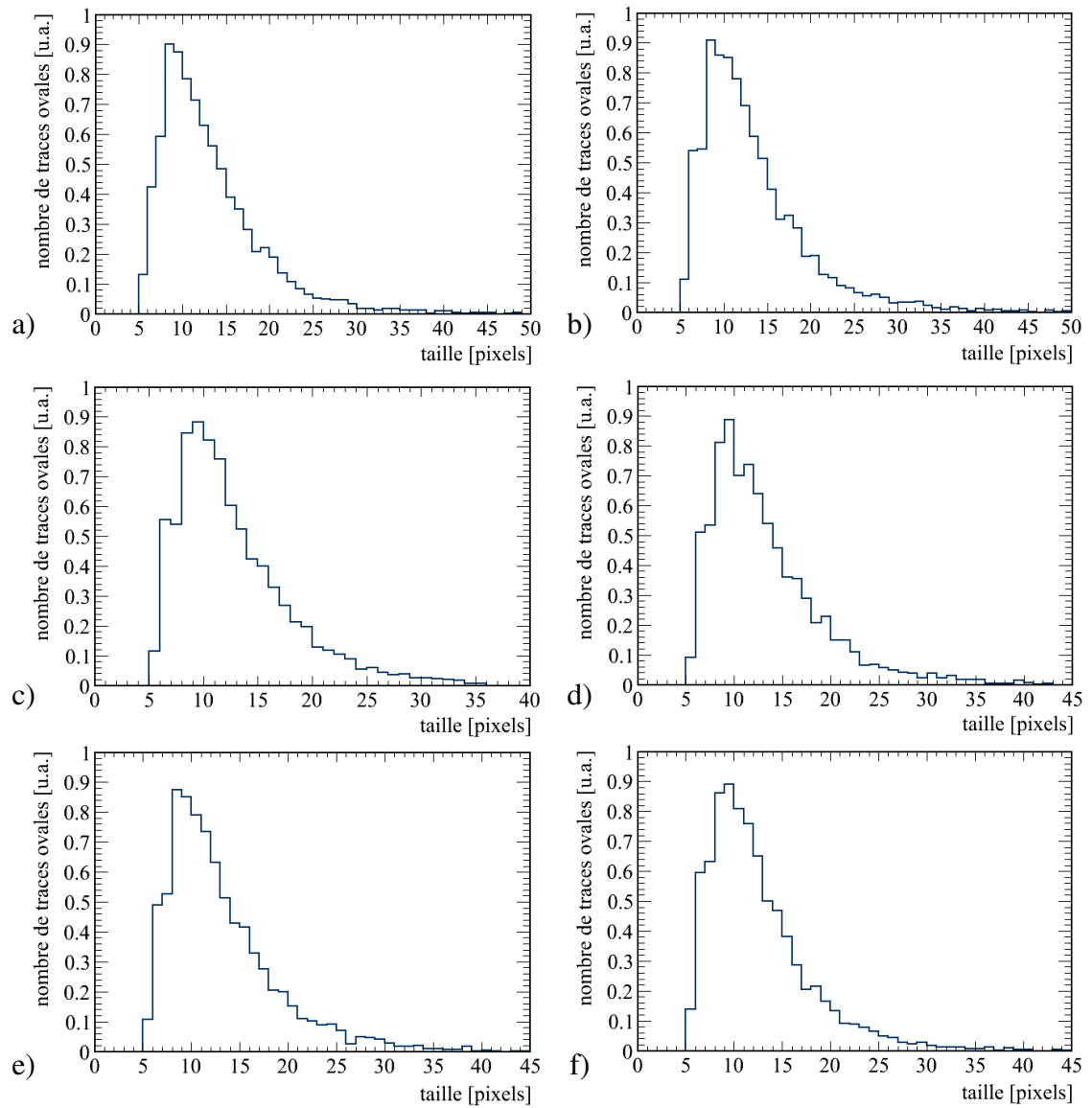


Figure III.2 – Distributions en taille des traces ovales induites par les neutrons émis par une source de ^{252}Cf dans chacune des régions du détecteur ATLAS-MPX de référence : a) R_1 , b) R_2 , c) R_3 , d) R_4 , e) R_5 et f) R_6 . Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.

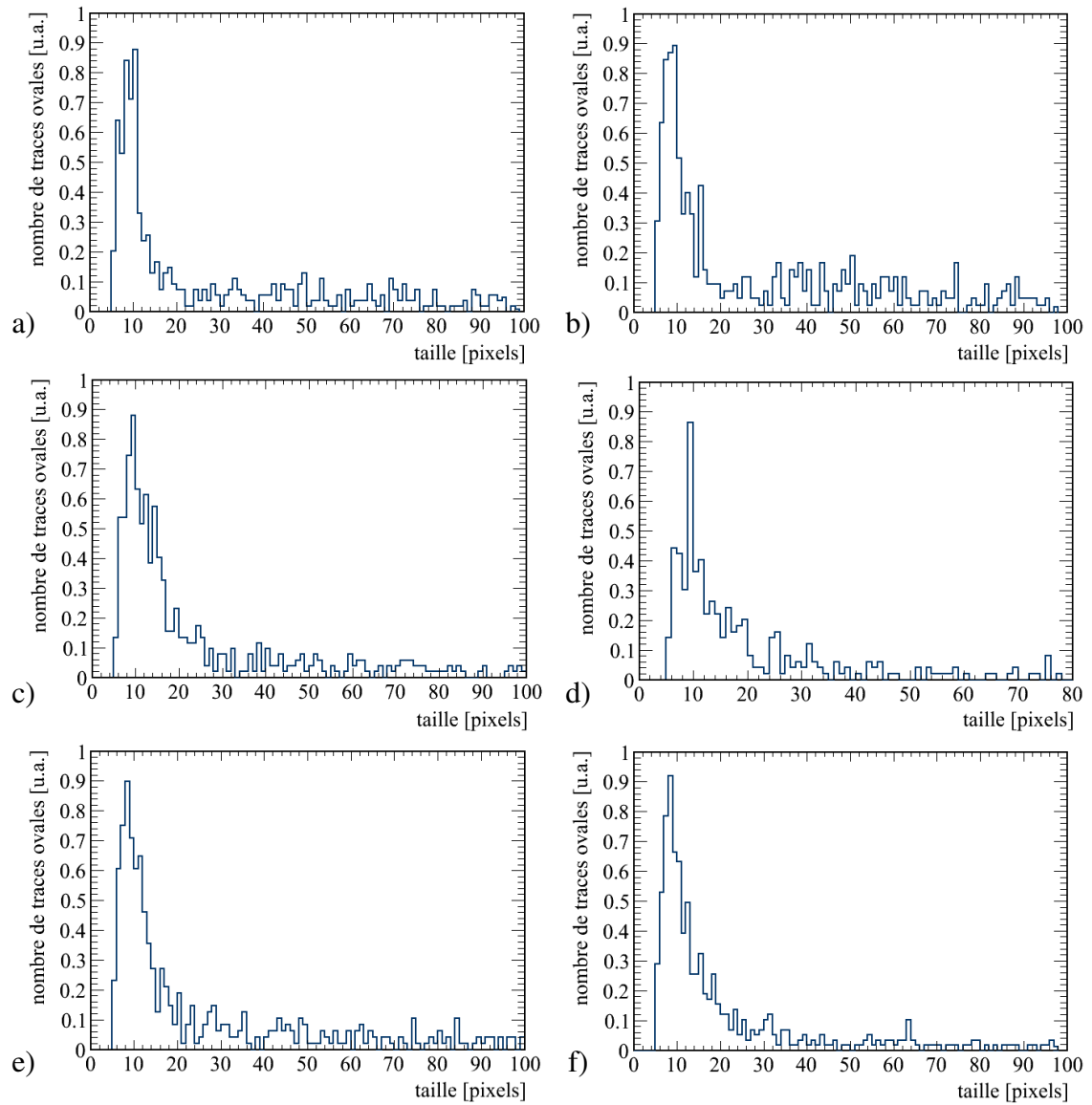


Figure III.3 – Distributions en taille des traces ovales induites par les neutrons provenant de la réaction ${}^7\text{Li}(p,xn)$ dans chacune des régions du détecteur ATLAS-MPX de référence : a) R₁, b) R₂, c) R₃, d) R₄, e) R₅ et f) R₆. Ces distributions ont été mesurées avec un seuil de détection de 8 keV et une tension de polarisation de 100 V.