

Université de Montréal

**Étude des collisions proton-proton dans l'expérience ATLAS avec les détecteurs
ATLAS-MPX**

par
Olivia Scallon

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Mai, 2011

© Olivia Scallon, 2011.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Étude des collisions proton-proton dans l'expérience ATLAS avec les détecteurs
ATLAS-MPX**

présenté par:

Olivia Scallon

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

| | |
|-------------------|------------------------|
| Normand Mousseau, | président-rapporteur |
| Claude Leroy, | directeur de recherche |
| Carlos Silva, | membre du jury |

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Les seize détecteurs MPX constituant le réseau ATLAS-MPX ont été placés à différentes positions dans le détecteur ATLAS et sa caverne au CERN dans le but de mesurer en temps réel les champs de radiation produits par des particules primaires (protons des faisceaux) et des particules secondaires (kaons, pions, γ , protons) issues des collisions proton-proton. Des films de polyéthylène (PE) et de fluorure de lithium (${}^6\text{LiF}$) recouvrent les détecteurs afin d'augmenter leur sensibilité aux neutrons produits par les particules primaires et secondaires interagissant avec les matériaux présents dans l'environnement d'ATLAS. La reconnaissance des traces laissées par les particules dans un détecteur ATLAS-MPX se fait à partir des algorithmes du logiciel MAFalda ("Medipix Analysis Framework") [6] basé sur les bibliothèques et le logiciel d'analyse de données ROOT [14]. Une étude sur le taux d'identifications erronées et le chevauchement d'amas a été faite en reconstruisant les activités des sources ${}^{106}\text{Ru}$ et ${}^{137}\text{Cs}$.

L'efficacité de détection des neutrons rapides a été mesurée à l'aide des sources ${}^{252}\text{Cf}$ et ${}^{241}\text{AmBe}$ (neutrons d'énergie moyenne de 2.13 et 4.08 MeV respectivement). La moyenne des efficacités de détection mesurées pour les neutrons produits par les sources ${}^{252}\text{Cf}$ et ${}^{241}\text{AmBe}$ a été calculée pour les convertisseurs ${}^6\text{LiF}$ et PE et donnent $(0.8580 \pm 0.1490)\%$ et $(0.0254 \pm 0.0031)\%$ pour LiF et $(0.0510 \pm 0.0061)\%$ et $(0.0591 \pm 0.0063)\%$ pour PE à bas et à haut seuil d'énergie respectivement. Une simulation du calcul de l'efficacité de détection des neutrons dans le détecteur MPX a été réalisée avec le logiciel GEANT4.

Des données MPX correspondant aux collisions proton-proton à 2.4 TeV et à 7 TeV dans le centre de masse ont été analysées. Les flux détectés d'électrons et de photons sont particulièrement élevés dans les détecteurs MPX01 et MPX14 car ils sont plus près du point de collision. Des flux de neutrons ont été estimés en utilisant les efficacités de détection mesurées. Une corrélation avec la luminosité du LHC a été établie et on prédit que pour les collisions à 14 TeV dans le centre de masse et avec une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ il y aura environ $5.1 \times 10^8 \pm 1.5 \times 10^7$ et $1.6 \times 10^9 \pm 6.3 \times 10^7$ particules détectées par les détecteurs MPX01 et MPX14 respectivement.

Mots clés: ATLAS-MPX, champ de radiation, détecteur à pixels, efficacité de détection, LHC, luminosité, neutrons.

ABSTRACT

The sixteen detectors forming the ATLAS-MPX network have been placed in different positions inside the ATLAS detector and its cavern at CERN in order to measure, in real time, the radiation fields produced by primary particles (beam protons) and secondary particles (kaons, pions, photons, protons) resulting from the proton-proton collisions. Films of polyethylene (PE) and lithium fluoride (${}^6\text{LiF}$) cover the detectors so as to increase their sensitivity to neutrons produced by the primary and secondary particles interacting with the materials present in the ATLAS environment. The tracks identification in an ATLAS-MPX detector is obtained with the algorithms of the *MAFalda* software (Medipix Analysis Framework) [6] based on the libraries and data-analysis software ROOT. A study on the mistag rate and blob overlap was made by reconstructing the activities of ${}^{106}\text{Ru}$ and ${}^{137}\text{Cs}$ sources.

The fast neutron detection efficiency was measured with the help of ${}^{252}\text{Cf}$ and ${}^{241}\text{AmBe}$ sources (neutrons with an average energy of 2.13 and 4.08 MeV, respectively). The detection efficiency measured for neutrons produced by ${}^{252}\text{Cf}$ et ${}^{241}\text{AmBe}$ sources was calculated for the ${}^6\text{LiF}$ and PE converters. It averaged at low and high energy respectively $(0.8580 \pm 0.1490)\%$ and $(0.0254 \pm 0.0031)\%$ for *LiF* and $(0.0510 \pm 0.0061)\%$ and $(0.0591 \pm 0.0063)\%$ for *PE*. A simulation of the neutron detection efficiency calculation in the MPX detector was carried out with the GEANT4 software.

MPX data corresponding to the proton-proton collisions at 2.4 TeV and 7 TeV at the center of mass were analyzed. The detected flux of electrons and photons are particularly high in the MPX01 and MPX14 detectors because they are closer to the point of collision. Fluxes of neutrons were estimated using the measured detection efficiencies. A correlation with the luminosity of the LHC was established.

We predict that for 14 TeV collisions at the center of mass, with a luminosity of $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, the number of particle detected by MPX01 and MPX14 respectively will be about $5.1 \times 10^8 \pm 1.5 \times 10^7$ and $1.6 \times 10^9 \pm 6.3 \times 10^7$.

Keywords: ATLAS-MPX, detection efficiency, LHC, luminosity, neutrons, pixel detector, radiation field

TABLE DES MATIÈRES

| | |
|---|--------------|
| RÉSUMÉ | iii |
| ABSTRACT | v |
| TABLE DES MATIÈRES | vi |
| LISTE DES TABLEAUX | ix |
| LISTE DES FIGURES | x |
| LISTE DES ANNEXES | xvii |
| LISTE DES SIGLES | xviii |
| NOTATION | xix |
| DÉDICACE | xx |
| REMERCIEMENTS | xxi |
| CONTRIBUTIONS DE L'AUTEURE | xxii |
| CHAPITRE 1 : INTRODUCTION | 1 |
| CHAPITRE 2 : DÉTECTEURS À SEMI-CONDUCTEURS | 3 |
| 2.1 Les semi-conducteurs : caractéristiques et mode d'opération | 3 |
| 2.2 Dopage et jonction P-N | 5 |
| 2.3 Le détecteur ATLAS-MPX | 7 |
| CHAPITRE 3 : L'EXPÉRIENCE ATLAS AU CERN | 10 |
| 3.1 Le réseau ATLAS-MPX | 13 |
| 3.1.1 Les convertisseurs des détecteurs MPX | 15 |
| 3.2 Luminosité du LHC | 16 |

CHAPITRE 4 : INTERACTION DES PARTICULES AVEC LE DÉTECTEUR**MPX 19**

| | | |
|-------|--|----|
| 4.1 | Les particules lourdes chargées | 19 |
| 4.2 | Électrons et positrons | 22 |
| 4.3 | Les photons | 24 |
| 4.3.1 | L'effet photoélectrique | 25 |
| 4.3.2 | L'effet Compton | 26 |
| 4.3.3 | La création de paires | 27 |
| 4.4 | Les neutrons | 27 |
| 4.4.1 | Réaction nucléaires pour la détection des neutrons | 28 |
| 4.4.2 | Collisions élastiques pour la détection des neutrons rapides | 30 |
| 4.5 | Les MIPs | 33 |

CHAPITRE 5 : ANALYSE DES DONNÉES AVEC LE LOGICIEL MAFALDA 34

| | | |
|-------|---|----|
| 5.1 | Reconnaissance des particules | 35 |
| 5.1.1 | Reconnaissance des particules lourdes chargées | 38 |
| 5.2 | Le taux d'identification erronée et le chevauchement d'amas | 42 |

CHAPITRE 6 : ÉTALONNAGE DE L'EFFICACITÉ DE DÉTECTION DES**NEUTRONS DANS LE DÉTECTEUR MPX 53**

| | | |
|-------|--|----|
| 6.1 | Efficacité de détection des neutrons à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ | 53 |
| 6.1.1 | Efficacité du convertisseur de polyéthylène | 59 |
| 6.1.2 | Efficacité du convertisseur de fluorure de lithium | 61 |
| 6.2 | Simulation GEANT4 de l'efficacité de détection des neutrons du détecteur ATLAS-MPX | 62 |
| 6.2.1 | Simulation à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ | 65 |
| 6.2.2 | Simulation de neutrons monochromatiques sur le détecteur MPX | 67 |

CHAPITRE 7 : DONNÉES ATLAS-MPX 69

| | | |
|-----|---|----|
| 7.1 | Événements enregistrés | 70 |
| 7.2 | Estimation du flux moyen basé sur les données ATLAS-MPX | 72 |

| | | |
|--|---|-----------|
| 7.2.1 | Particules interagissant électromagnétiquement (e^- , e^+ , γ) . . . | 72 |
| 7.2.2 | Flux de neutrons [11] | 75 |
| 7.3 | Corrélation avec la luminosité du LHC | 80 |
| 7.4 | Bruit de fond de la caverne ATLAS | 85 |
| 7.5 | Événements MIPs | 89 |
| CHAPITRE 8 : CONCLUSION | | 92 |
| BIBLIOGRAPHIE | | 95 |

LISTE DES TABLEAUX

| | | |
|-------|--|----|
| 2.I | Énergie de la bande interdite pour plusieurs semi-conducteurs. | 3 |
| 2.II | Mobilité des porteurs de charges dans le silicium. | 5 |
| 3.I | Particules détectées selon les sous-détecteurs d'ATLAS et leurs modes de détection. | 11 |
| 4.I | Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et ~ 10 MeV. | 28 |
| 4.II | Fraction d'énergie maximale transférée au noyau par un neutron rapide. | 31 |
| 5.I | Caractéristiques des sources utilisées, p et d sont les distances correspondant à celles de la figure 5.10. | 43 |
| 5.II | Configurations d'associations de types d'amas aux particules. | 47 |
| 6.I | Émission de neutrons des deux sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ | 55 |
| 6.II | Flux de neutrons Φ pour les distances d_{Cf} et d_{AmBe} des deux sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ aux détecteurs. | 56 |
| 6.III | Énergie moyenne des neutrons des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ aux distances d_{Cf} et d_{AmBe} | 57 |
| 7.I | Résultats des ajustements des données de luminosité intégrée | 84 |
| 7.II | Nombres prédits de particules détectées dans les détecteurs MPX quand le LHC fonctionnera en régime optimal pendant une période de 20 heures. | 84 |
| 7.III | Moyenne des événements enregistrés pendant les prises de données en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction et entre deux prises de données en mode faisceaux stables du LHC à l'été 2010. | 88 |

LISTE DES FIGURES

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Le détecteur ATLAS-MPX, appelé MPX dans ce travail. | 7 |
| 2.2 | Principales parties du détecteur MPX | 8 |
| 2.3 | Opération du détecteur MPX | 9 |
| 3.1 | (a) Particules du modèle standard et (b) leur interactions. | 11 |
| 3.2 | Vue d'ensemble du détecteur ATLAS | 12 |
| 3.3 | Position des détecteurs MPX dans ATLAS. | 13 |
| 3.4 | Position des détecteurs MPX dans ATLAS. | 14 |
| 3.5 | Convertisseurs d'un détecteur MPX. | 15 |
| 4.1 | Exemples d'images prises avec le détecteur MPX. De gauche à droite : des muons, une interaction de pions avec le silicium, des particules lourdes chargées et des neutrons. | 19 |
| 4.2 | Taux moyen de la perte d'énergie d'une particule lourde chargée dans la matière (équation de Bethe-Bloch) pour différentes particules. | 21 |
| 4.3 | Perte d'énergie de protons de 5 MeV et de particules α de 5 MeV dans le silicium en fonction de la profondeur en μm . [16] | 21 |
| 4.4 | Processus dominants en fonction de Z du matériau et de l'énergie du photon incident [2]. | 24 |
| 4.5 | Schéma de l'effet photoélectrique | 25 |
| 4.6 | Schéma de l'effet Compton | 26 |
| 4.7 | Section efficace totale des réactions des neutrons dans le silicium [13] | 29 |
| 4.8 | Section efficace totale des réactions neutrons dans le fluor et le lithium [13] | 29 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.9 | Représentation schématique des réactions nucléaires induites par des neutrons thermiques et lents dans le convertisseur de fluor de lithium et réactions nucléaires induites par des neutrons rapides dans le silicium. | 30 |
| 4.10 | Cinématique d'une collision élastique d'un neutron avec un noyau dans le référentiel du laboratoire | 32 |
| 4.11 | Représentation schématique des collisions élastiques des neutrons rapides dans le convertisseur de polyéthylène | 32 |
| 4.12 | Section efficace des collisions élastiques des neutrons avec l'hydrogène et le carbone [13] | 33 |
| 5.1 | Un détecteur MPX branché à un ordinateur portable par un câble USB. | 34 |
| 5.2 | Exemples et propriétés d'amas [10] | 36 |
| 5.3 | Exemples de types d'amas classés par l'algorithme <i>PRBasicSpecies</i> [10]. | 37 |
| 5.4 | Les six types d'amas associés aux particules pour un MPX. | 38 |
| 5.5 | (a) Dispersion des porteurs de charge dans le MPX. (b) Exemple d'un amas produit par une particule lourde chargée. | 39 |
| 5.6 | La grosseur des amas en fonction de l'énergie des protons (a) et des alphas (b) à 0 degrés ▲ et 85 degrés ● [7]. | 40 |
| 5.7 | La grosseur des amas en fonction du voltage appliqué pour (a) les protons à 3.9 MeV ▲ et 9.9 MeV ● pour (b) les alphas à 15.8 MeV ▲ et 7.6 MeV ● [7]. | 40 |
| 5.8 | La grosseur des amas en fonction de l'angle d'incidence pour (a) les protons de 9.9 MeV (▲) et 3.9 MeV (●) pour (b) les alphas de 7.6 MeV (▲) et 15.8 MeV (●) [7]. | 41 |
| 5.9 | Diffusion des porteurs de charge dans un détecteur à pixels lorsqu'une particule atteint le détecteur avec un angle par rapport à sa surface. | 41 |
| 5.10 | Configuration des sources et du détecteur | 43 |

| | | |
|------|---|----|
| 5.11 | Aire effective du détecteur MPX en fonction de l'angle de rotation par rapport à l'axe z [9]. | 44 |
| 5.12 | Reconstruction de l'activité de la source de ^{106}Ru en prenant les types simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) et long gamma (L) pour les photons et curly(C) pour les électrons. Voir la configuration 1 dans le tableau 5.II. Les lignes pointillées représentent l'activité connue de la source. | 45 |
| 5.13 | Reconstruction de l'activité de la source de ^{106}Ru pour plusieurs configurations. Voir le tableau 5.II pour les configurations. Les lignes pointillées représentent l'activité connue de la source. . . . | 46 |
| 5.14 | Reconstruction de l'activité de la source de ^{137}Cs en prenant les types simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) et long gamma (L) pour les photons et curly(C) pour les électrons. Configuration 1 5.II. Les lignes pointillées représentent l'activité connue de la source. | 47 |
| 5.15 | Reconstruction de l'activité de la source de ^{137}Cs . Voir le tableau 5.II pour les configurations. Les lignes pointillées représentent l'activité connue de la source. | 48 |
| 5.16 | Multiplicité des types d'amas pour une exposition à la source de ^{137}Cs | 49 |
| 5.17 | Reconstruction de l'activité de la source de ^{137}Cs en prenant les types simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) et curly(C) pour les électrons et long gamma (L) pour les photons. | 49 |
| 5.18 | Le taux d'identification erronée pour les sources de ^{137}Cs et de ^{106}Ru . Voir le tableau 5.II pour les configurations. | 50 |
| 5.19 | Exemples d'images de données obtenues avec un détecteur MPX où le taux d'occupation $R_{occ} > 4\%$ | 52 |
| 5.20 | Exemples d'images de données obtenues avec un détecteur MPX ayant un cas de chevauchement <i>Mip-Small Blob</i> . Les flèches pointent vers le centre géométrique des amas. | 52 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.1 | Schéma de l'expérience | 54 |
| 6.2 | Spectres de référence des neutrons émis par les sources (a) ^{252}Cf et (b) $^{241}\text{AmBe}$ à une distance de 12 cm des détecteurs [4]. | 56 |
| 6.3 | Superposition des spectres d'énergie des sources utilisées. Les distances sont : (a) $d_{\text{Cf}} = 10$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 15$ cm, (b) $d_{\text{Cf}} = 12$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 15$ cm, (c) $d_{\text{Cf}} = 12$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 12$ cm, (d) $d_{\text{Cf}} = 15$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 12$ cm, (e) $d_{\text{Cf}} = 15$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 10$ cm | 58 |
| 6.4 | Les efficacités de détection des neutrons pour la région PE à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie | 61 |
| 6.5 | Les efficacités de détection des neutrons pour la région LiF à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie | 62 |
| 6.6 | Géométrie du détecteur MPX pour les simulations GEANT4 | 63 |
| 6.7 | Géométrie de la partie active du détecteur MPX pour les simulations GEANT4 | 64 |
| 6.8 | Simulation des efficacités de détection des neutrons pour la région PE à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie | 65 |
| 6.9 | Simulation des efficacités de détection des neutrons pour la région LiF à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie | 66 |
| 6.10 | Simulation des efficacités de détection des neutrons (a) lents et (b) rapides pour les convertisseurs PE et LiF | 68 |
| 7.1 | Exemples d'images prises avec les détecteurs MPX. | 69 |
| 7.2 | Nombre d'amas détectés par minute pour la période du 03-12-2009 17h00 au 04-12-2009 14h00 pour les détecteurs (a) MPX14 et (b) MPX15. | 70 |
| 7.3 | Nombre d'amas détectés par minute pour la période (a) du 16-12-2009 12h00 au 16-12-2009 15h30 pour le détecteur MPX01 et pour la période (b) du 03-12-2009 17h00 au 04-12-2009 14h00 pour le détecteur MPX03. | 71 |

| | | |
|-----|--|----|
| 7.4 | Nombre d'amas associés aux particules interagissant électromagnétiquement détectés dans les détecteurs MPX01, MPX13 et MPX14 pour la période du 09-04-2010 au 19-04-2010. | 73 |
| 7.5 | Particules interagissant électromagnétiquement détectées dans chaque détecteur MPX pour chaque prise de donnée du LHC en mode faisceaux stables pendant l'été 2010. La figure du haut montre les données pour tous les détecteurs (sauf MPX02 qui était débranché et MPX15 qui était en mode haut seuil d'énergie). La figure du bas est la même que celle du haut, mais elle ne montre pas les données des détecteurs MPX01 et MPX14 pour avoir une meilleure vue des données dans les autres détecteurs. | 74 |
| 7.6 | Nombre d'amas de type associés aux neutrons (<i>Heavy Blob</i> et <i>Heavy Track</i>) détectés par minute dans les détecteurs MPX01 et MPX14 pour la période du 09-04-2010 au 19-04-2010 | 76 |
| 7.7 | Nombre d'amas détectés par cm^2s associés aux neutrons dans chaque région des détecteurs MPX pour le mois d'août 2010 avec un seuil d'énergie de 8 keV. La figure du haut montre les résultats pour les détecteurs MPX01, MPX06 et MPX14, celle du bas pour les autres détecteurs. | 77 |
| 7.8 | Estimation du flux de neutrons dans chaque détecteur MPX pour les périodes de prises de données (a) du 20-05-2010 au 10-06-2010 et (b) du 01-08-2010 au 31-08-2010. MPX15 était opéré à un seuil d'énergie de 230 keV au printemps 2010 et MPX02 était débranché. | 78 |
| 7.9 | Nombre d'amas de type associés aux neutrons détectés (<i>Heavy Blob</i> et <i>Heavy Track</i>) détectés dans les détecteurs MPX01, MPX04, MPX05 et MPX14 (en rouge) et le <i>Stable Beam Time</i> (en bleu) . . | 79 |

| | | |
|------|---|----|
| 7.10 | Somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX04 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX04 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du bas). La luminosité intégrée (nb^{-1}) pour les diverses périodes de prises de données est indiquée à la figure du bas. | 81 |
| 7.11 | Somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX05 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX05 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du centre) et luminosité instantanée par $10^{30}cm^{-2}s^{-1}$ tirée du "run query" d'ATLAS [5] (figure du bas). | 82 |
| 7.12 | Luminosité intégrée mesurée avec les détecteurs MPX en fonction de la luminosité intégrée du LHC pour les détecteurs MPX01 MPX03 MPX04, MPX05 et MPX14. | 83 |
| 7.13 | Bruit de fond cosmique (données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction) et bruit de fond entre deux séquences de prises de données des collisions proton-proton du LHC pour les détecteurs MPX01 et MPX03. | 86 |
| 7.14 | Bruit de fond cosmique (données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction) et bruit de fond entre deux séquences de prises de données des collisions proton-proton du LHC pour les détecteurs MPX04 et MPX05. | 87 |
| 7.15 | Bruit de fond cosmique (données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction) et bruit de fond entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton du LHC pour le détecteur MPX14. | 88 |
| 7.16 | Géométrie pour l'analyse des amas de type <i>mip</i> | 89 |

| | | |
|-------|--|-------|
| 7.17 | Nombre d'événements "MIP" mesurés avec les détecteurs MPX03, MPX04, MPX15 et MPX14 en août 2010 (en rouge) et en 2008 avant les périodes de collisions (en bleu). (J. Bouchami, 2010) . . . | 90 |
| II.1 | Efficacités de détection des neutrons utilisées pour le calcul d'estimations de flux de neutrons dans la caverne ATLAS. | xxiv |
| III.1 | Paramètres des séquences de données du LHC prises en été 2010 en mode faisceaux stables. | xxv |
| IV.1 | Somme des événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX03 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX03 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du bas). | xxvi |
| IV.2 | Somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX14 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX14 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du bas). | xxvii |

LISTE DES ANNEXES

Annexe I : Annexe 1 xxiii

Annexe II : Annexe 2 xxiv

Annexe III : Annexe 3 xxv

Annexe IV : Annexe 4 xxvi

LISTE DES SIGLES

| | |
|-----------|---|
| ALICE | A Large Ion Collider Experiment |
| ATLAS | A Toroidal LHC ApparatuS |
| ATLAS-MPX | Atlas Medipix |
| CERN | Organisation européenne pour la recherche nucléaire |
| CMS | Compact Muon Solenoid |
| Geant4 | GEometry ANd Tracking (version 4) |
| IEAP | Institute of Experimental and Applied Physics |
| LEP | Large Electron-Positron Collider |
| LHC | Large Hadron Collider |
| LHCb | Large Hadron Collider beauty |
| LHCf | Large Hadron Collider forward |
| MAFalda | Medipix Analysis Framework |
| MIP | Minimum Ionizing Particle |
| MPX | Medipix |
| SCT | Semi Conductor Tracker |
| SRIM | Stopping and Range of Ions in Matter |
| TOTEM | TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement |
| TRT | Transition Radiation Tracker |
| USB | Universal Serial Bus |

NOTATION

| | |
|---------------|--|
| A | Aire en cm^2 |
| Al150 | Région recouverte d'une couche d'aluminium de (150 μm d'épaisseur) |
| Al100 | Région recouverte d'une couche d'aluminium de (100 μm d'épaisseur) |
| $^{241}AmBe$ | Source d'américium béryllium |
| ^{252}Cf | Source de californium |
| Egap | Énergie de gap |
| eV | Électron Volt = 1.602×10^{19} J |
| GeV | Giga électron Volt |
| K | Kelvin |
| keV | kilo électron Volt |
| LiF | Fluorure de Lithium |
| LiF+Al | Région recouverte d'un film de 6LiF entre deux couches d'aluminium (50 μm d'épaisseur au dessus et 100 μm d'épaisseur au dessous) |
| MeV | Mega électron Volt |
| PE | Polyéthylène |
| PE | Région recouverte d'une couche de 1.3 mm d'épaisseur de polyéthylène |
| PE+Al | Région recouverte d'une couche d'aluminium (100 μm d'épaisseur) sous le polyéthylène |
| Si | Silicium |
| Si | Région sans convertisseurs |

Ce mémoire est dédié à mes parents !

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse pour m'avoir accueillie dans son groupe. Je voudrais également remercier Stanislav Pospisil de l'*Institute of Experimental and Applied Physics* à Prague pour m'avoir offert l'opportunité de travailler dans son laboratoire et pour les discussions que nous avons eues sur les champs de particules dans le détecteur ATLAS.

Je tiens à remercier tous mes collègues et amis du "bunker" pour leur aide et leur support moral au labo. Merci à Andrea Gutiérrez et Jihène Bouchami pour avoir pris le temps de partager leurs connaissances avec moi. Merci à Marie-Cécile Piro, Fabrice Debris, Merlin Davis, Alex Bibeau, Frédérick Dallaire et Cécile Teyssier pour leur encouragements, leur motivation et leurs bons conseils. Un merci particulier à John Idárraga pour la grande aide et les connaissances qu'il m'a apportées. Merci aussi à Ivonne Carvajal et Sébastien Picard pour leur aide à l'analyse des données.

J'aimerais remercier tous mes amis qui m'ont encouragée et soutenue pendant mes études, spécialement Roxanne pour son support moral, sa patience et sa grande générosité, tu m'as permis de ne jamais dévier de mon objectif. Merci à Carole et François pour m'avoir permis d'écrire une partie de cette thèse au chaud ! Merci aussi à mon *big* cousin John pour m'avoir encouragée, dépannée, *liftée* et déménagée !

Finalement, j'aimerais remercier mes parents qui m'ont encouragée et soutenue tout au long de mes études malgré les grandes difficultés et obstacles qu'ils ont rencontrés au courant de l'année 2010. Sans eux, je ne serais jamais parvenue à cet accomplissement. Ce travail a été possible grâce à vous et je vous en remercie sincèrement.

CONTRIBUTIONS DE L'AUTEURE

Ce mémoire présente le travail que j'ai fait au sein du projet ATLAS-MPX. J'ai contribué au développement du logiciel *MAFalda* présenté dans le chapitre 5 en écrivant un algorithme pouvant trier les types d'amas et calculer les flux de particules. J'ai aussi contribué à la prise de données pour calculer le taux d'identifications erronées et le chevauchement d'amas présentés dans ce même chapitre. J'ai ensuite fait l'analyse des données prises en 2008 par Andrea Gutiérrez et Jihène Bouchami à Prague au CMI (Czech Metrology Institute) pour calculer l'efficacité de détection des neutrons à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ présentée dans le chapitre 6. Ensuite, j'ai aidé au développement de la simulation MPXG4 présentée dans le chapitre 6 et j'ai développé une simulation de l'efficacité de détection des neutrons en codant la géométrie et la physique des algorithmes Monte Carlo. Finalement, j'ai fait l'analyse des données ATLAS-MPX présentées dans le chapitre 7. Dans cette analyse, je calcule le flux moyen des neutrons et des électrons et gammas détectés par les appareils MPX dans la caverne ATLAS lors de collisions proton-proton et lors de bruit de fond. Je fais ensuite une corrélation de mes résultats avec la luminosité du LHC. Je compare ensuite le bruit de fond détecté dans la caverne ATLAS pour voir l'effet de l'activation des matériaux près des détecteurs MPX lors de la coupure du faisceau de protons du LHC. Je fais enfin la séparation des événements venant des collisions proton-proton (MIP) des rayons cosmiques.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'accélérateur de particules LHC ("Large Hadron Collider") se trouvant à la frontière franco-suisse permet les collisions frontales de protons à une énergie maximale de 14 TeV dans le centre de masse. Il est entré en fonction en 2008 et est opéré pour l'instant à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse.

Le réseau ATLAS-MPX est constitué de seize détecteurs MPX basés sur la puce de lecture MEDIPIX2-USB. Ils sont placés à différentes positions dans le détecteur ATLAS et sa caverne au CERN. Le détecteur MPX est principalement utilisé pour l'imagerie médicale et l'agence spatiale européenne envisagerait de l'utiliser comme dosimètre avec lecture en temps réel pour les astronautes en sortie extravéhiculaire. Des scientifiques du CERN et de l'IEAP travaillant sur le développement du MPX ont choisi d'installer 16 MPX dans le détecteur ATLAS et sa caverne. Ces détecteurs ont été mis en place dans le but de mesurer en temps réel les champs de radiation produits par des particules primaires (protons des faisceaux) et particules secondaires (kaons, pions, γ , protons) issues des collisions proton-proton présents dans le détecteur ATLAS et sa caverne. Ces particules primaires et secondaires interagissent avec les matériaux présents dans l'environnement d'ATLAS et créent un champ important de neutrons. Afin d'augmenter la sensibilité des détecteurs MPX aux neutrons, des films de différents matériaux recouvrent les détecteurs, soit des couches de polyéthylène (PE) et de fluorure de lithium (${}^6\text{LiF}$).

La reconnaissance des traces laissées par les particules dans le détecteur MPX se fait à partir des algorithmes du logiciel *MAFalda* ("Medipix Analysis Framework") qui est un cadre d'applications basé sur les bibliothèques et le logiciel d'analyse de données ROOT. Nous verrons donc qu'il est possible de mesurer différents types de radiation : électrons, photons, neutrons, MIPs (particules au minimum d'ionisation, par exemple des muons, pions, kaons) et des ions lourds (protons, particules α).

Une expérience a été réalisée à Prague au CMI (Czech Metrology Institute) en 2009 en collaboration avec l'IEAP ("Institute of Experimental and Applied Physics") afin de déterminer l'efficacité de détection des champs de neutrons rapides à l'aide des sources ^{252}Cf (neutrons d'énergie moyenne de 2.13 MeV) et $^{241}\text{AmBe}$ (neutrons d'énergie moyenne de 4.08 MeV). De plus, une simulation du calcul de l'efficacité de détection des neutrons dans le détecteur MPX a été réalisée avec le logiciel GEANT4. La simulation a été réalisée pour la même configuration que celle utilisée dans l'expérience au CMI et dans le vide pour des neutrons de différentes énergies (0.01eV à 10 MeV).

Des données ATLAS-MPX correspondant aux collisions proton-proton à 2.4 TeV (avant avril 2010) et à 7 TeV (après avril 2010) dans le centre de masse sont présentées. Par la suite, une comparaison avec le bruit de fond (sans collisions) de 2008 sera faite. Les résultats obtenus pour les électrons et photons et des MIPs sont présentés. De plus, une estimation du flux de neutrons est présentée en utilisant les efficacités de détection mesurées. Finalement, une corrélation avec la luminosité du LHC a été établie et la séparation entre les MIPs venant des collisions proton-proton et les muons cosmiques a été réalisée.

CHAPITRE 2

DÉTECTEURS À SEMI-CONDUCTEURS

Dans ce chapitre, les principales caractéristiques des détecteurs à semi-conducteurs seront présentées pour comprendre les principes de fonctionnement du détecteur à pixels au silicium ATLAS-MPX basé sur la puce de lecture MEDIPIX2-USB. Dans ce travail, le détecteur ATLAS-MPX sera appelé détecteur MPX. Les détecteurs au silicium sont beaucoup utilisés comme détecteurs de radiation dans des expériences de physique des particules grâce à leur haute résolution spatiale et leur efficacité de détection de 100% pour les particules chargées. La détection des champs de radiation par ces détecteurs se fait par l'ionisation du semi-conducteur par les particules chargées incidentes. Le nombre de porteurs de charges créés dans la partie active du semi-conducteur est proportionnel à l'énergie des particules ionisantes.

2.1 Les semi-conducteurs : caractéristiques et mode d'opération

Les semi-conducteurs sont des matériaux ayant une bande d'énergie interdite entre la bande de valence et la bande de conduction de l'ordre de 1 à 5eV à une température de 300K. Le tableau 2.I) présente les valeurs de la bande d'énergie interdite, qu'on appelle "gap" pour certains semi-conducteurs.

| Cristal | Eg (eV) à 300K |
|---------|----------------|
| Si | 1.11 |
| CSi | 2.36 |
| Ge | 0.67 |
| GaAs | 1.43 |
| CdTe | 1.44 |

Tableau 2.I – Énergie de la bande interdite pour plusieurs semi-conducteurs.

L'énergie de la bande interdite, E_{gap} , dépend de la température T. Pour le silicium, elle est :

$$E_{gap} = 1.17 \frac{-4.73 * 10^{-4} T^2}{T + 636} eV \quad (2.1)$$

Un semi-conducteur au zéro absolu a une bande de valence entièrement occupée et une bande de conduction vide. Lorsque la température augmente, les électrons d'un semi-conducteur peuvent passer de la bande de valence à la bande de conduction grâce à l'énergie thermique. Cette transition peut aussi être produite grâce à l'excitation optique, l'ionisation par des particules chargées, etc. Un électron qui passe de la bande de valence à la bande de conduction laisse un trou dans la bande de valence. L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou est supérieure à l'énergie de la bande interdite ; dans le silicium cette énergie est de 3.62 eV. L'électron et le trou contribuent à la conductivité électrique. Pour un semi-conducteur intrinsèque, il y a le même nombre d'électrons dans la bande de conduction que de trous dans la bande de valence. Lorsqu'une particule incidente passe à travers une couche de silicium, celle-ci dépose son énergie d'une part en créant des paires électron-trou, d'autre part en excitant le réseau cristallin. Les excitations du niveau cristallin (les phonons) n'impliquent pas de charges mobiles. Les électrons et les trous créés se comportent comme des charges mobiles. Ces charges mobiles se déplacent aléatoirement dans le silicium. Cependant, il est possible de produire un courant électrique en appliquant un champ électrique externe, \vec{E} . Ce champ électrique appliqué fera déplacer les charges positives (les trous) vers la cathode et les charges négatives (les électrons) vers l'anode. La vitesse de ces porteurs de charges est :

$$\vec{v}_{e,t} = -\mu_e \vec{E} \quad (2.2)$$

pour les électrons et

$$\vec{v}_{e,t} = \mu_h \vec{E} \quad (2.3)$$

pour les trous où

$$\mu_{e,h} = \frac{q\tau_{e,h}}{m_{e,h}} \quad (2.4)$$

est la mobilité des porteurs de charges, $q = 1.6 \times 10^{-19}C$ est la charge électrique élémentaire, $\tau_{e,h}$ le temps de vie et $m_{e,h}$ la masse des porteurs de charges (e pour électron et h pour trou, voir tableau 2.II).

| Porteur de charge | Mobilité [$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$] |
|-------------------|--|
| électron | 1350 |
| trou | 450 |

Tableau 2.II – Mobilité des porteurs de charges dans le silicium.

Sachant que la densité de courant est $J_c = \sigma E$ et que $\sigma = q(n\mu_e + p\mu_h)$ est la conductivité électrique, où n et p sont les concentrations des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence respectivement, la densité de courant dans le semi-conducteur est :

$$J_c = q(n\mu_e + p\mu_h)E \quad (2.5)$$

La densité des porteurs de charges est constante à température ambiante pour un semi-conducteur intrinsèque. Cette densité de porteurs de charges n_i est :

$$n_i^2 = np = N_c N_v e^{\frac{-E_{gap}}{KT}} \quad (2.6)$$

où N_c et N_v sont les densités d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement. E_{gap} est l'énergie de la bande interdite, K la constante de Boltzman ($K=8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$) et T la température (en kelvin).

2.2 Dopage et jonction P-N

Afin d'augmenter la conductivité d'un semi-conducteur, on ajoute des impuretés à celui-ci. C'est ce qu'on appelle le dopage de semi-conducteur. Les dopants se substituent à certains atomes du cristal du semi-conducteur et augmentent alors le nombre d'électrons ou de trous. Selon l'impureté introduite dans le cristal, il y a deux sortes de dopage : le type P et le type N.

Un semi-conducteur de type N présente un excès d'électrons par rapport aux trous dû à des impuretés riches en électrons (atomes dits donneurs). Les atomes implantés dans un cristal du groupe IV (comme le silicium, le germanium et le carbure de silicium par exemple) sont du groupe V dans le tableau périodique. Les atomes du groupe V (par exemple l'azote, le phosphore et l'arsenic) apportent un électron de valence de surplus

qui sera faiblement lié et qui pourra être facilement excité vers la bande de conduction. Ce passage ne créera pas de trous dans la bande de valence.

Un semi-conducteur de type P présente un déficit d'électrons par rapport aux trous dû à des impuretés déficientes en électrons (atomes dits accepteurs). Les électrons seront donc les porteurs de charges majoritaires. Les atomes implantés dans le cristal du groupe IV sont du groupe III (par exemple le bore, l'aluminium et le gallium). Ils apportent un électron de valence de moins, augmentant ainsi la densité de trous dans le cristal. Le dopant est alors capable de recevoir un électron de plus en provenance de la bande de valence d'un atome voisin, déplaçant ainsi le trou. Les trous sont alors porteurs majoritaires.

Afin d'utiliser les semi-conducteurs comme détecteurs de particules, nous devons créer une jonction P-N. Il s'agit simplement d'une jonction d'un cristal de type P avec celui d'un type N. Il est essentiel de n'utiliser qu'un seul cristal et de doper les deux extrémités avec différentes impuretés, car le fait de coller deux matériaux différents l'un contre l'autre laisse un très grand espace entre ceux-ci par rapport à la distance interatomique du cristal. Par exemple, on peut prendre un semi-conducteur de type P et implanter des impuretés de type N sur l'une des surfaces. Lorsque la jonction P-N est fabriquée, les électrons se déplacent du côté N vers le côté P et les trous du côté P vers le côté N (diffusion). Les porteurs de charge se recombinent dans la zone de transition, laissant une région de désertion dans la jonction. Par le simple contact d'une zone P et d'une zone N, un potentiel de contact V_0 est créé et un champ électrique est alors créé dans la zone de désertion. La largeur de la zone de désertion dépend des concentrations d'impuretés N_A d'accepteurs et N_D de donneurs. En appliquant un champ électrique externe, la largeur de la zone de désertion augmente ou diminue dépendamment de la polarité et de la valeur de la tension appliquée. Plus le voltage appliqué est grand, plus la zone de désertion est large. Lorsqu'une particule chargée traverse la zone de désertion, elle perd une partie ou la totalité de son énergie et elle crée des paires électron-trou qui vont dériver vers les électrodes placées aux extrémités du semi-conducteur grâce au champ électrique externe. Les paires électron-trou créées hors de la zone de désertion se recombineront. Pour un détecteur de particules, on applique un champ électrique externe

tel que la zone de désertion soit égale à l'épaisseur physique du détecteur. La largeur de la zone de désertion d dépend du voltage appliqué :

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 + V_e)}{qN_{eff}}} \quad (2.7)$$

où ε est la permittivité électrique ($\varepsilon = 1.05$ pF/cm pour le silicium), V_0 est le potentiel de contact, V_e la tension appliquée et $q = 1.6 \times 10^{-19}$ C est la charge électrique élémentaire et $N_{eff} = |N_A - N_D|$ est la concentration effective de donneurs.

2.3 Le détecteur ATLAS-MPX

Le détecteur ATLAS-MPX, appelé MPX dans ce travail, basé sur la puce de lecture MEDIPIX2-USB, est un détecteur pixellisé au silicium qui est connecté par microsoudures à une carte électronique (voir figure 2.1). Chaque microsoudure détermine la position d'un pixel. La partie active du détecteur est un semi-conducteur, par exemple de l'arsénure de gallium (GaAs), du tellure de cadmium (CdTe) ou, dans le cas présent, du silicium (Si). Une particule chargée traversant la partie active du détecteur créera des paires électron-trou et la charge sera alors collectée par les microsoudures (les cathodes) pour être ensuite analysée par la microélectronique. La structure en pixels du MPX est donc définie par la microélectronique et le détecteur contient une matrice de 256×256 pixels au silicium. L'aire d'un pixel est de $55 \times 55 \mu m^2$ et l'épaisseur du silicium actif est de $300 \mu m$. L'aire totale du détecteur est de $14.08 mm \times 14.08 mm$ (voir figure 2.2). La



Figure 2.1 – Le détecteur ATLAS-MPX, appelé MPX dans ce travail.

chaîne de lecture de chaque pixel a un amplificateur, un discriminateur et un comparateur (voir figure 2.3). Grâce au discriminateur, le détecteur compte seulement le nombre d'événements se trouvant dans un certain intervalle d'énergie. Le détecteur MPX est un détecteur à seuil. Le signal induit dans chaque pixel par une particule incidente est comparé à un seuil prédéterminé. Ce pixel est activé seulement si le signal est plus grand que le seuil fixé.

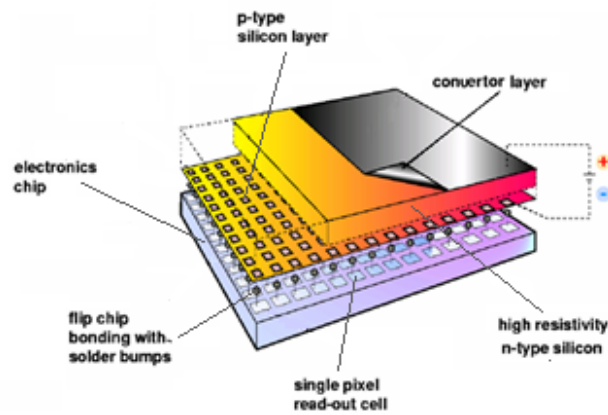


Figure 2.2 – Principales parties du détecteur MPX

L'acquisition des données est faite grâce au programme "pixelman" qui sauvegarde une matrice des pixels activés dans un fichier que l'on appelle image. Le programme "pixelman" permet de régler les valeurs du seuil d'énergie, le temps d'acquisition de chaque image prise et de sauvegarder les données sur disque dur. L'acquisition des données sera expliquée en détail dans le chapitre 5. Le détecteur MPX est branché à un ordinateur via un port USB ("Universal Serial Bus") et permet une visualisation en temps réel des données sous forme d'images. La figure 2.2 montre les sections physiques du détecteur MPX et la figure 2.3 montre la chaîne de lecture du détecteur MPX.

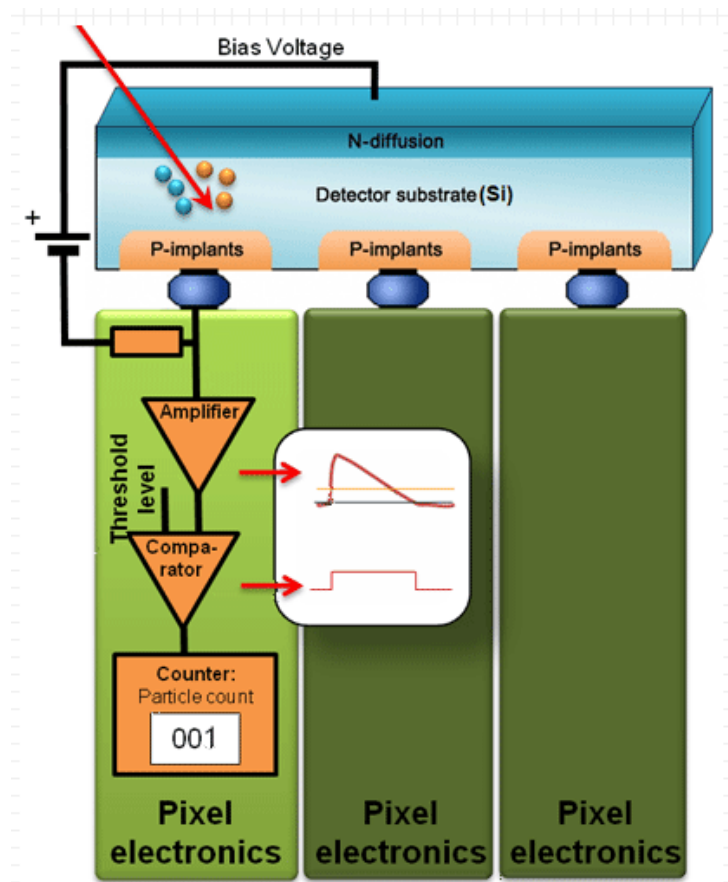


Figure 2.3 – Opération du détecteur MPX

CHAPITRE 3

L'EXPÉRIENCE ATLAS AU CERN

Le LHC (“Large Hadron Collider”) est un accélérateur de particules se trouvant à la frontière franco-suisse près de Genève. Il permet les collisions frontales de protons à une énergie maximale de 14 TeV dans le centre de masse (chaque faisceau de protons ayant une énergie de 7 TeV). Le LHC a été construit dans le tunnel du LEP (“Large Electron Positron”) et fait 26.7 km de circonférence. Le LHC est entré en fonction en 2008 et est opéré pour l’instant à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. La physique des collisions proton-proton peut être étudiée grâce aux six détecteurs de particules installés au LHC : ATLAS, CMS, TOTEM, LHCb, ALICE et LHCf. Notre travail se situe dans le cadre de l’expérience ATLAS.

L’expérience ATLAS a pour but d’étudier la physique du modèle standard et de la supersymétrie. La détection du boson de Higgs permettrait de répondre aux questions comme “pourquoi les particules ont-elles la masse qu’elles ont ?” ou “d’où vient cette masse?”. L’existence du boson de Higgs est prédite par la théorie du modèle standard. Ce dernier décrit les particules fondamentales et leur interactions. Il inclut douze fermions interagissant via 6 bosons. De ces particules on trouve six quarks, six leptons et quatre bosons. Les 6 quarks interagissent via la force forte, faible et électromagnétique tandis que les 6 leptons interagissent seulement par la force faible et électromagnétique. La figure 3.1 montre les particules du modèle standard (figure 3.1a) et leur interactions (figure 3.1b). Le modèle standard prédit l’existence d’un champ scalaire ayant une charge faible ; c’est le champ de Higgs. Ce dernier engendre la brisure spontanée de symétrie électrofaible. Cela expliquerait la différence entre les bosons massifs (W et Z) qui sont médiateurs de la force faible et le photon qui est médiateur de la force électromagnétique.

La recherche du boson de Higgs par les expériences ATLAS et CMS au CERN vérifierait expérimentalement le modèle standard. Le détecteur ATLAS a pour but de détecter entre autres le boson de Higgs et les particules supersymétriques. Il mesure 22m de diamètre et 40m de long, pèse 7000 tonnes et est construit autour d’un des points de

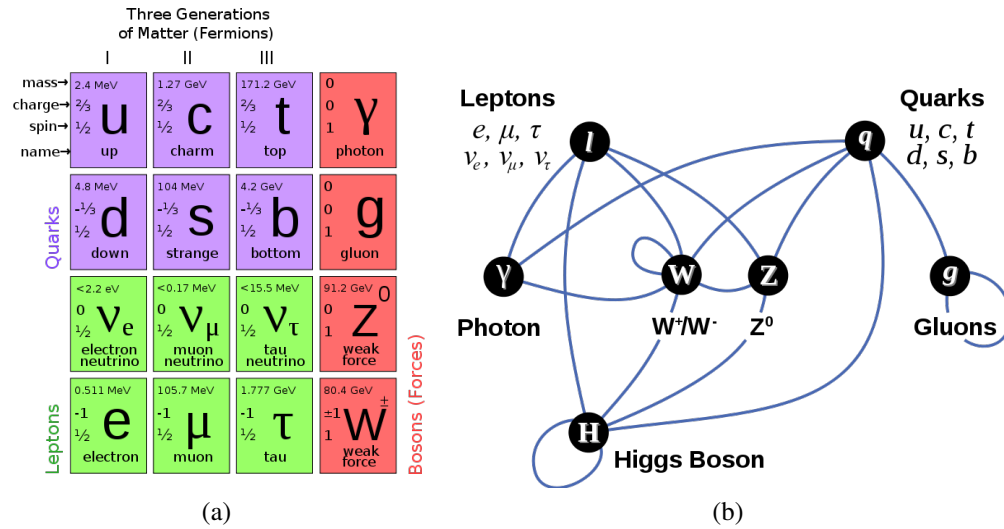


Figure 3.1 – (a) Particules du modèle standard et (b) leur interactions.

collision du LHC à 80m sous terre. La caverne d’ATLAS mesure 40m×35m×55m (voir figure 3.2). ATLAS est un détecteur de particules constitué de sous-détecteurs destinés à détecter les divers types de particules (voir tableau 3.I). Notons que les neutrinos ne sont pas détectés directement, mais il est possible de calculer leur énergie de fuite en mesurant l’énergie manquante dans les reconstitutions des événements [3].

| Sous-détecteur | Particules détectées | Modes de détection |
|-------------------------------|--|---|
| Détecteur interne | électrons, positrons hadrons chargés muons | Ionisation |
| Calorimètre électromagnétique | électrons, positrons hadrons, muons | Cascades électromagnétiques Dépôts d’énergie |
| Calorimètre hadronique | hadrons muons | Cascades hadroniques Dépôts d’énergie |
| Spectromètre à muons | muons | Ionisation Impulsion |

Tableau 3.I – Particules détectées selon les sous-détecteurs d’ATLAS et leurs modes de détection.

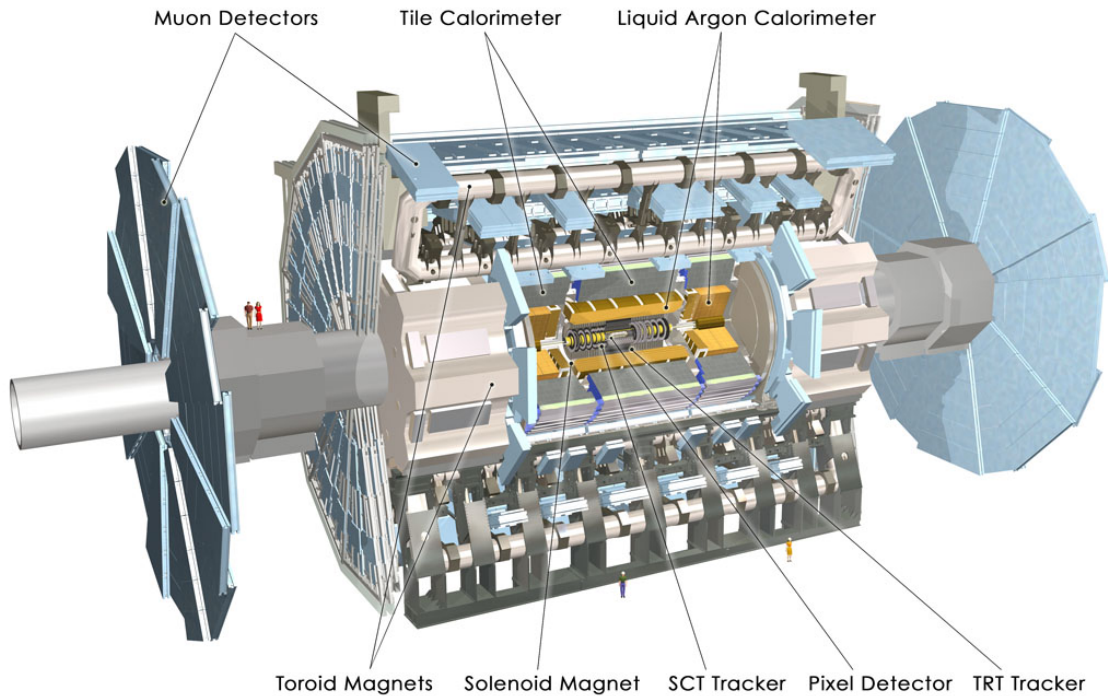


Figure 3.2 – Vue d’ensemble du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est constitué des sous-détecteurs suivants :

- Le détecteur interne est constitué du détecteur à pixels SCT (“Semi Conductor Tracker”) et du TRT (“Transition Radiation Tracker”). Le SCT est constitué de détecteurs au silicium servant à localiser les traces laissées par les particules le traversant. Le TRT sert à la trajectographie et est un ensemble de compteurs proportionnels.
- Le calorimètre électromagnétique est constitué de couches de plomb comme absorbeur et d’argon liquide comme milieu actif et sert à mesurer l’énergie des particules interagissant électromagnétiquement (ex. : e^- , γ , π^0) le traversant.
- Le calorimètre hadronique est fabriqué de plaques de fer comme absorbeur et de scintillateurs de polystyrène transparent comme milieu actif. Un hadron traversant ce détecteur créera de la lumière dans le scintillateur, proportionnelle à l’énergie déposée par cet hadron.
- Le spectromètre à muons est constitué de chambres à muons fonctionnant selon un

- mode proportionnel et d'aimants servant à dévier les muons pour leur détection.
- Deux aimants supraconducteurs sont utilisés afin de dévier les particules chargées pour déterminer leur quantité de mouvement. Un aimant solénoïde produit un champ magnétique de 2 tesla autour du détecteur interne. Un autre aimant toroïdal est placé entre les calorimètres et le spectromètre à muons et produit un champ magnétique autour de 8 tesla. Il est constitué de huit tubes en boucles et de deux capuchons aux extrémités.

3.1 Le réseau ATLAS-MPX

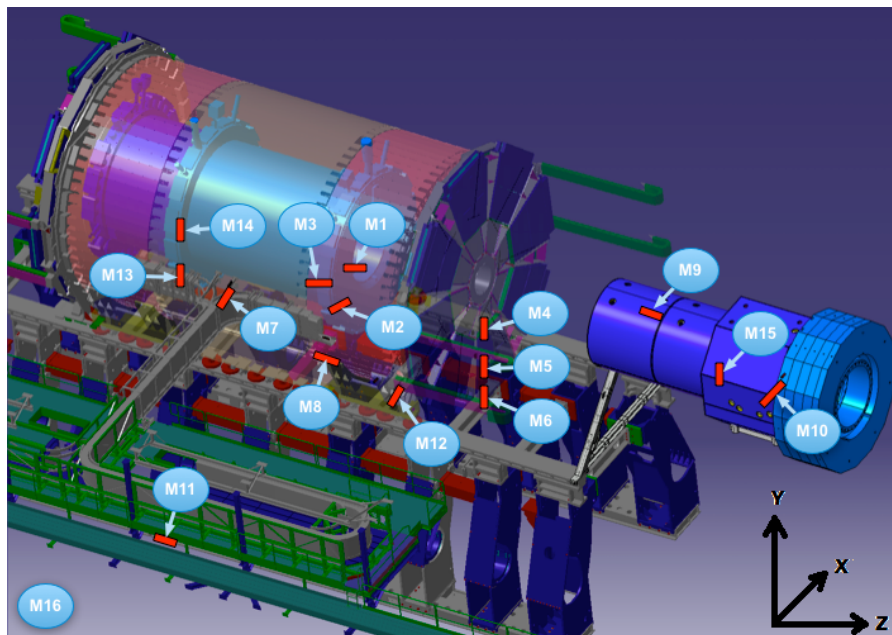


Figure 3.3 – Position des détecteurs MPX dans ATLAS.

Le réseau de détecteurs MPX est constitué de seize détecteurs basés sur la puce de lecture MEDIPIX2-USB. Ils sont placés à différentes positions dans le détecteur ATLAS et sa caverne au CERN à Genève (voir figure 3.3). La figure 3.4 montre la position et l'orientation des 16 détecteurs ATLAS-MPX. Ces détecteurs ont été mis en place dans le but de mesurer en temps réel les champs de radiation présents dans l'environnement avant et après les collisions proton-proton. Grâce au logiciel de reconnaissance de traces

MAFalda (voir le chapitre 5), il est possible de mesurer différents types de radiation : électrons, photons, neutrons, MIPs (particules au minimum d'ionisation, par exemple des muons, pions, kaons) et des ions lourds (protons, particules α). Ces mesures permettront de valider des simulations des champs de radiation “Minimum Bias”¹ dans le détecteur ATLAS. Il sera aussi possible d'estimer les événements transitoires qui peuvent paralyser temporairement ou endommager l'électronique des sous-détecteurs d'ATLAS.

| MPX | Position in ATLAS Detector | X [mm] | Y [mm] | Z [mm] | R _{cyl} [mm] | R _{sph} [mm] |
|-------|---|-----------|-----------|-----------|--------------------------|--------------------------|
| MPX01 | between barrel and extended calorimeters (side A) | -710 | 290 | 3420 | 767 | 3505 |
| MPX02 | between barrel and extended calorimeters (side A) | -2280 | -840 | 3420 | 2430 | 4195 |
| MPX03 | between barrel and extended calorimeters (side A) | -3450 | 930 | 2940 | 3573 | 4627 |
| MPX04 | between JD and SW (sector 13 – side A) | -65 | -1295 | 7120 | 1297 | 7237 |
| MPX05 | between JD and SW (sector 13 – side A) | -55 | -2360 | 7200 | 2361 | 7577 |
| MPX06 | between JD and SW (sector 13 – side A) | -65 | -3360 | 7200 | 3361 | 7945 |
| MPX07 | fixed on barrel calorimeter (sector 9 – side A) | -4530 | 790 | 350 | 4598 | 4611 |
| MPX08 | fixed on barrel calorimeter (sector 9 – side A) | -4370 | -530 | 4020 | 4402 | 5961 |
| MPX09 | on the top of JF shielding | 0 | 1560 | 15390 | 1560 | 15468 |
| MPX10 | cavern wall HO (level 5 – side A) | -3950 | 3380 | 22880 | 5193 | 23463 |
| MPX11 | cavern wall USA (level 4 – side A) | -16690 | -10 | 4950 | 16690 | 17408 |
| MPX12 | EIL4 frame (sector 9 – side 9) | -6250 | 0 | 7230 | 6250 | 9557 |
| MPX13 | between barrel and extended calorimeters (side C) | -710 | -300 | -3430 | 2434 | 3515 |
| MPX14 | between barrel and extended calorimeters (side C) | -2210 | -1020 | -3420 | 771 | 4197 |
| MPX15 | Inside JF shielding at LUCID (side A) | 185 | -75 | 18740 | 200 | 18741 |
| MPX15 | Inside JF shielding at LUCID (side A) | 185 | -75 | 18740 | 200 | 18741 |
| MPX16 | On rack in USA 15 | -39480 | -110 | -6550 | 39480 | 40020 |

Figure 3.4 – Position des détecteurs MPX dans ATLAS.

1. Les événements “Minimum Bias” sont les événements inélastiques et diffractés qui constituent le bruit de fond durant les collisions proton-proton.

3.1.1 Les convertisseurs des détecteurs MPX

Les collisions proton-proton produisent des particules secondaires (kaons, pions, γ , protons). Ces particules secondaires, ainsi que des particules primaires des faisceaux, interagissent avec les matériaux présents dans l'environnement d'ATLAS et créent un champ important de neutrons. Ces neutrons peuvent possiblement infliger des dommages aux sous-détecteurs d'ATLAS et à leur électronique de lecture. Ces neutrons sont aussi les principaux responsables de l'activation des matériaux dans l'environnement d'ATLAS. Cette activation est le résultat des désintégrations des radioisotopes produits par les interactions des particules primaires (protons) et secondaires avec les noyaux des matériaux. Cette activation est une source de bruit de fond dans les divers sous-détecteurs et peut être détectée par les détecteurs MPX qui ont la capacité de détecter les rayons gamma produits par la désintégration des radioisotopes. Il donc est important de pouvoir évaluer les flux de neutrons dans la cavité d'ATLAS pour étudier les dommages par radiation possiblement infligés aux détecteurs et à leur électronique de lecture ainsi que d'évaluer des doses de radiation auxquelles est exposé le personnel lors d'accès au détecteur ATLAS. De plus, il sera possible de valider des simulations Monte Carlo du bruit de fond du détecteur ATLAS. Des films de convertisseurs recouvrent les détecteurs MPX pour augmenter leur sensibilité aux neutrons. Chaque détecteur MPX est ainsi couvert de films de matériaux de conversion et est divisé en six régions (voir la figure 3.5).

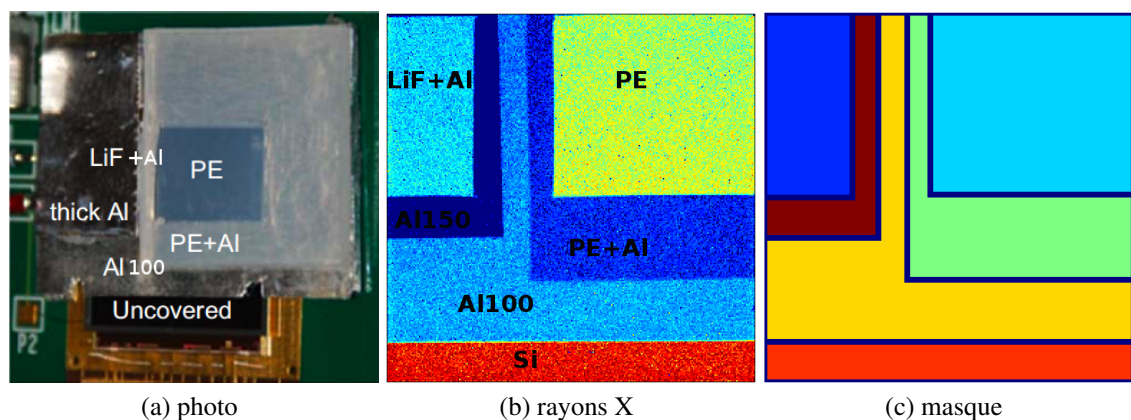


Figure 3.5 – Convertisseurs d'un détecteur MPX.

- Région **LiF+Al** : cette région est recouverte d’une poudre de fluorure de lithium de 5 mg/cm^2 entre une feuille d’aluminium de $50 \mu\text{m}$ et une autre de $100 \mu\text{m}$. Le ^6LiF est utilisé afin de produire des réactions nucléaires avec les neutrons thermiques (d’énergie de 25 meV) et lents (ayant une énergie inférieure à 100 keV) pour produire des particules chargées détectables dans le silicium au-dessous (voir le chapitre 4).
- Région **PE** : cette région est recouverte de polyéthylène ayant une épaisseur de 1.3 mm . Le polyéthylène favorise la collision élastique entre un neutron rapide (ayant une énergie supérieure à 100 keV) et un atome d’hydrogène.
- Région **PE+Al** : cette région est comme la région *PE* mais une couche d’aluminium de 100 microns d’épaisseur se trouve entre le polyéthylène et le silicium. L’aluminium sert de seuil cinétique, par exemple, elle absorbe les protons de moins de 3.4 MeV et atténue les photons et les électrons.
- Régions **Al150** (“thick Al”) et **Al100** : l’aluminium sert de seuil cinétique, comme dans la région précédente.
- Région **Si** (“uncovered”) : cette région n’est pas recouverte de convertisseur. Elle sert de référence pour les autres régions et sert à la calibration de l’efficacité de détection des neutrons (voir le chapitre 6).

3.2 Luminosité du LHC

Les collisions des faisceaux de protons dans ATLAS produisent une grande multiplicité de particules secondaires. Beaucoup de ces particules forment un champ de radiation de fond tandis que d’autres présentent un intérêt pour les études de physique du modèle standard et au-delà. En faisant l’hypothèse (standard) de faisceaux gaussiens, le nombre d’événements produits dans les collisions proton-proton par seconde, R , est :

$$R = L \times \sigma_{tot}(p, p) \quad (3.1)$$

où $\sigma_{tot}(p, p)$ est la section efficace totale des collisions proton-proton et L est la luminosité du LHC. Pour un collisionneur proton-proton, la luminosité est :

$$L = \frac{n_{paq} \times f_{rev} \times N_1 \times N_2 \times F(v_c)}{A_{tr}} \quad (3.2)$$

où n_{paq} est le nombre de paquets de protons entrant en collision (2808 paquets au maximum), f_{rev} est la fréquence de révolution ($f_{rev} = c/26.7km \approx 11kHz$), N_1 et N_2 sont le nombre de protons dans chaque paquets (1.15×10^{11}) et A_{tr} est l'aire transversale des faisceaux : $A_{tr} = 4\pi\sigma$ et $\sigma = \sigma_x = \sigma_y$, $F(v_c)$ est une fonction qui dépend de l'angle de croisement des faisceaux et de la longueur des paquets σ_z :

$$F(v_c) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v_c \sigma_z}{2\sigma}}} \quad (3.3)$$

où v_c est l'angle de croisement entre les faisceaux et σ_z est la longueur d'un paquet (longueur nominale de 7.55cm), donc $F \approx 0.8$

On obtient

$$\sigma^2 = \frac{\beta^* \varepsilon_N}{\gamma} = 17\mu m \quad (3.4)$$

où β^* est la focalisation optique du faisceau (valeur optimale $\beta^* = 0.5m$), ε_N est l'émission (valeur nominale $\varepsilon_N = 4mm \times mrad$) et la constante γ (facteur de Lorentz) dépend de l'énergie et la masse du proton : $\gamma = E/m \approx 7TeV/1GeV = 7000$.

Avec ces valeurs, nous avons $L \approx 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ qui est la luminosité maximale attendue pour les collisions proton-proton à 14 TeV. Dans cette thèse, nous utiliserons les données qui ont été prises en 2010 avec l'énergie disponible de 7 TeV dans le centre de masse. À cette énergie, avec un maximum de 300 paquets et 10^{11} protons par paquet, la luminosité a varié de $\sim 10^{27} cm^{-2} s^{-1}$ à $\sim 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ durant l'année 2010. Cette augmentation est principalement due à une augmentation de n_{paq} de 3 à 300 paquets et de la réduction de β^* de 1.5 m à 0.5 m.

Dans ce travail, nous utiliserons souvent la notion de luminosité intégrée. On appelle luminosité intégrée la luminosité intégrée sur le temps pour une période de $T = 0$ à $T = t$:

$$\mathcal{L} = \int_0^t L dt \quad (3.5)$$

Par exemple, pour des collisions durant 20 heures, nous avons :

$$\mathcal{L} = \int_0^{72000} L dt = 7.2 \times 10^{38} \text{ cm}^{-2} = 720 \text{ pb}^{-1} \quad (3.6)$$

alors nous aurions 720 événements pour une section efficace de 1 pb.

CHAPITRE 4

INTERACTION DES PARTICULES AVEC LE DÉTECTEUR MPX

Dans l'expérience ATLAS au CERN, différents types de particules traversent les détecteurs MPX. Dans ce chapitre, nous allons voir comment chaque type de particule interagit avec le détecteur afin de distinguer chacune d'elles et mesurer leurs flux respectifs dans la caverne ATLAS.

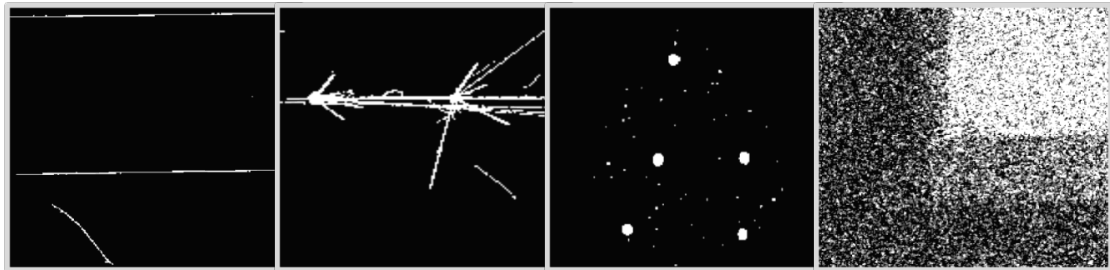


Figure 4.1 – Exemples d'images prises avec le détecteur MPX. De gauche à droite : des muons, une interaction de pions avec le silicium, des particules lourdes chargées et des neutrons.

4.1 Les particules lourdes chargées

Une particule lourde chargée (proton, alpha, deutérium, etc.) entrant dans la matière perd son énergie cinétique principalement par collision. Lors d'une collision avec un atome de silicium, la particule lourde chargée transfère de l'énergie au milieu entraînant une excitation ou une ionisation de l'atome. L'excitation de l'atome consiste en un passage d'un électron atomique d'une couche d'énergie à une autre d'énergie supérieure. Cette excitation n'entraîne pas la création de porteurs de charge. L'ionisation se produit quand un ou plusieurs électrons atomiques reçoivent une énergie suffisante pour être éjectés. Il y a donc une création de paires électron-trou dans un solide (ou de paires électron-ion dans un gaz). Lorsque l'électron éjecté a une énergie suffisamment grande, il peut donner lieu à une ionisation à son tour, ce sont les rayons δ . Dans le silicium, il

faut une énergie de 3.62 eV pour créer une paire électron-trou. On peut décrire le taux moyen de la perte d'énergie d'une particule lourde chargée dans la matière par l'équation de Bethe-Bloch (voir la figure 4.2) :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} B \quad (4.1)$$

avec

$$B = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \quad (4.2)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro ($6.022 \times 10^{23} \text{mole}^{-1}$), r_e est le rayon classique de l'électron ($2.817 \times 10^{-13} \text{cm}$), $m_e c^2$ est l'énergie de l'électron au repos (0.511 MeV), ρ , Z et A sont respectivement la densité, le nombre et la masse atomique du matériau (pour le silicium, $\rho_{\text{Silicium}} = 2.3290 \text{g/cm}^3$, $Z_{\text{Si}} = 14$, $A_{\text{Si}} = 28.0855 \text{g/mole}$) et z est la charge électrique de la particule incidente. β est la vitesse en unité de la vitesse de la lumière ($\beta = v/c$), T_{max} est l'énergie maximale qui peut être transférée à un électron libre dans une collision ($T_{max} \sim 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$). I est l'énergie d'excitation moyenne du matériau ($I = 10 \times Z^{0.9} \text{eV}$). C et δ décrivent respectivement l'effet de couche dans les noyaux de silicium si la vitesse de l'électron incident est comparable à la vitesse des électrons du silicium et l'effet de densité dû à la polarisation des électrons du silicium. L'équation de Bethe-Bloch est valide en supposant que la masse de la particule incidente est beaucoup plus grande que la masse de l'électron atomique et qu'on a négligé le mouvement de l'électron atomique.

Une particule lourde chargée traversant la matière dépose son énergie surtout en ionisant le milieu. Le long de son parcours, la particule perd donc de l'énergie et son pouvoir d'arrêt $-dE/dx$ augmente avec la distance parcourue dans la matière. Lorsque l'énergie restante de la particule incidente n'est pas assez grande pour ioniser, elle s'arrête. Les particules lourdes chargées déposent la majeure partie de leur énergie à la fin de leur parcours. La courbe représentant la variation du pouvoir d'arrêt avec la distance parcourue dans la matière est la courbe de Bragg avec un pic appelé le pic de Bragg marquant le point d'arrêt de la particule. (voir la figure 4.3).

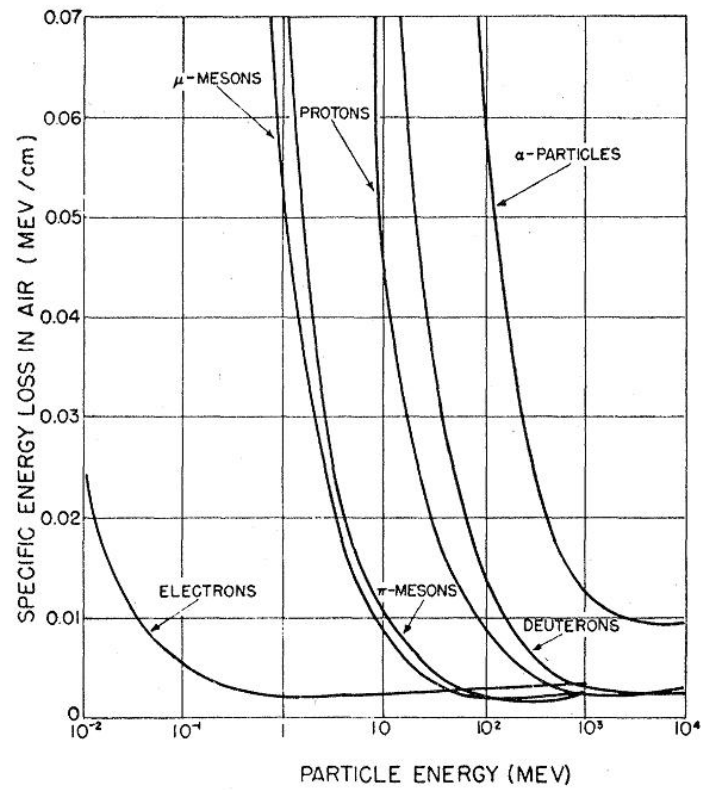


Figure 4.2 – Taux moyen de la perte d'énergie d'une particule lourde chargée dans la matière (équation de Bethe-Bloch) pour différentes particules.

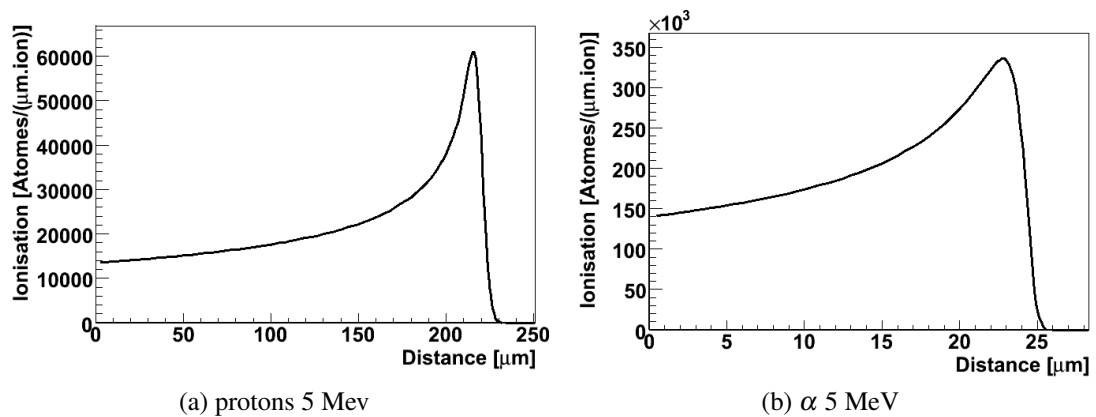


Figure 4.3 – Perte d'énergie de protons de 5 MeV et de particules α de 5 MeV dans le silicium en fonction de la profondeur en μm . [16]

La portée de la particule est la distance moyenne parcourue par cette particule dans le matériau. On la calcule à partir de l'équation de Bethe-Bloch (équation 4.1) :

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{1}{\left(\frac{-dE}{dx}\right)} dE \quad (4.3)$$

On peut approximer la portée comme :

$$R(E_0) = aE_0^b \quad (4.4)$$

où R est la portée de la particule, E_0 est l'énergie de la particule incidente, a et b sont des facteurs déterminés à partir de l'ajustement de l'équation 4.4 aux valeurs obtenues de SRIM¹ (a est proportionnel à la racine carrée de la masse atomique du matériau et b dépend de l'énergie de la particule incidente). En général, si $E(x)$ est l'énergie de la particule à une profondeur x , pour une portée R on obtient :

$$E(x) = a^{-1/b}(R-x)^{1/b} \quad (4.5)$$

, donc

$$-\frac{dE(x)}{dx} = (ba^{1/b})^{-1}(R-x)^{1/b-1} \quad (4.6)$$

4.2 Électrons et positrons

Les électrons interagissent avec le milieu environnant par collisions et radiation. Du fait de leur petite masse, ils subissent de multiples déviations avant de perdre de leur énergie et de s'arrêter. Un électron traversant la partie active du détecteur MPX perdra de l'énergie soit par collision, $(dE/dx)_{coll}$, avec des électrons du silicium ou par Bremsstrahlung, $(dE/dx)_{rad}$:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (4.7)$$

1. SRIM est un logiciel calculant les interactions des ions dans la matière.

Nous utilisons l'équation suivante pour représenter la perte d'énergie par collision d'un électron ou d'un positron dans la matière :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)}\right) + F(\tau) - \delta - \frac{2C}{Z} \right] \quad (4.8)$$

avec

$$F(\tau) = \begin{cases} 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1)\ln(2)}{(\tau+1)^2} & \text{pour } e^- \\ 2\ln(2) - \beta^2 \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) & \text{pour } e^+ \end{cases} \quad (4.9)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro ($6.022 \times 10^{23} \text{mole}^{-1}$), r_e est le rayon classique de l'électron ($2.817 \times 10^{-13} \text{cm}$), $m_e c^2$ est l'énergie de l'électron au repos (0.511 MeV), ρ , Z et A sont respectivement la densité, le numéro et la masse atomique du matériau (pour le silicium, $\rho_{\text{silicium}} = 2.3290 \text{g/cm}^3$, $Z_{\text{Si}} = 14$, $A_{\text{Si}} = 28.0855 \text{g/mole}$). β est la vitesse en unité de la vitesse de la lumière ($\beta = v/c$), τ est l'énergie de l'électron incident en unité $m_e c^2$, C et δ décrivent respectivement l'effet de couche dans les noyaux de silicium si la vitesse de l'électron incident est comparable à la vitesse des électrons du silicium et l'effet de densité dû à la polarisation des électrons du silicium.

La perte d'énergie par radiation se fait par Bremsstrahlung, c'est-à-dire par émission de photons. C'est le processus majeur pour la perte d'énergie des électrons dans la matière si l'énergie de l'électron est supérieure à une énergie critique². L'équation qui représente la perte d'énergie par Bremsstrahlung est :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = \frac{\rho N_A}{A} \int_0^{V_0} h\nu \frac{d\sigma}{d\nu}(E_0, \nu) d\nu \quad (4.10)$$

avec $\nu_0 = E_0/h$ et $\frac{d\sigma}{d\nu}$ la section efficace de Bremsstrahlung. E_0 est l'énergie initiale de l'électron. L'énergie du photon émis est $h\nu = E_0 - E$.

2. L'énergie critique est la valeur de l'énergie pour laquelle $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}$

L'ionisation des électrons varie selon :

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} \quad (4.11)$$

où μ est le coefficient d'atténuation, ρ est la densité de la matière. Un électron traversant un détecteur MPX sera fortement dévié à cause de sa faible masse. La profondeur atteinte dans la matière, c'est-à-dire la portée des électrons, est décrite phénoménologiquement par [1] :

$$R_{max} \rho = \begin{cases} 0.412 E_{max}^{1.265 - 0.0954 \ln E_{max}} & \text{pour } E_{max} < 2.5 \text{ MeV} \\ 0.530 E_{max} - 0.106 & \text{pour } E_{max} > 2.5 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.12)$$

4.3 Les photons

Les photons peuvent déposer leur énergie dans la matière via trois processus : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. Pour le silicium, à petite énergie ($E_\gamma < 0.06 \text{ MeV}$), l'effet photoélectrique domine, à grande énergie ($E_\gamma > 15 \text{ MeV}$) la création de paires et à moyenne énergie ($0.06 \text{ MeV} < E_\gamma < 15 \text{ MeV}$), la diffusion Compton (voir la figure 4.4). La détection de photons dans le détecteur MPX se fait donc par la détection des électrons ou positrons émis dans ces trois processus.

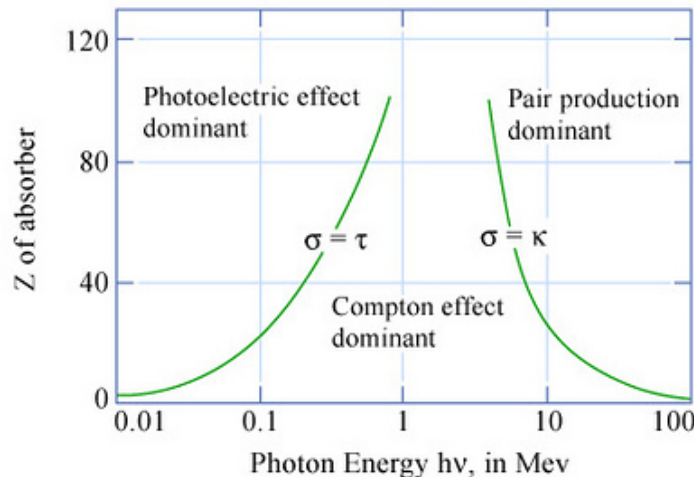


Figure 4.4 – Processus dominants en fonction de Z du matériau et de l'énergie du photon incident [2].

4.3.1 L'effet photoélectrique

Si le photon possède une énergie $E_\gamma = h\nu$ plus grande que l'énergie de liaison de l'électron dans son atome (E_l), alors il peut éjecter ce qu'on appelle un photoélectron (voir figure 4.5). Ce photoélectron aura une énergie E_e avec :

$$E_e = E_\gamma - E_l \quad (4.13)$$

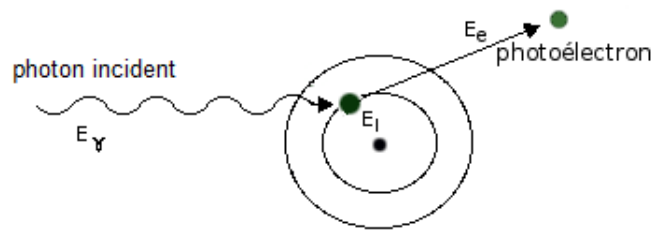


Figure 4.5 – Schéma de l'effet photoélectrique

La section efficace de l'effet photoélectrique dépend de l'énergie du photon incident et du nombre atomique Z du matériau selon :

$$\sigma_{photo} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad (4.14)$$

Si un photon a une énergie assez grande pour pénétrer le nuage électronique, il peut arracher un électron d'une couche plus proche du noyau. Un électron de la couche supérieure prendra alors la place du trou laissé par cet électron éjecté. L'électron passant d'une couche à l'autre émettra un autre photon (rayon-X caractéristique de l'atome) d'énergie égale à la différence d'énergie de liaison entre les deux couches atomiques. Ce photon peut alors éjecter un photoélectron de la couche supérieure. On appelle cela l'effet Auger.

4.3.2 L'effet Compton

L'effet Compton est la diffusion inélastique d'un photon incident sur un électron atomique d'un matériau. Il est semblable à l'effet photoélectrique, mais le photon ne transfère pas toute son énergie à l'électron (voir figure 4.6). Lorsqu'il entre en collision avec un électron de l'atome du matériau (en négligeant l'énergie de liaison), il est diffusé et l'énergie de l'électron de recul est :

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \quad (4.15)$$

où $E_\gamma = h\nu$ est l'énergie du photon incident et E'_γ est l'énergie du photon diffusé qui dépend de l'angle de diffusion θ :

$$E'_\gamma = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (4.16)$$

avec $\gamma = h\nu/m_e c^2$. Par conservation de l'énergie, l'énergie de recul de l'électron sera :

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (4.17)$$

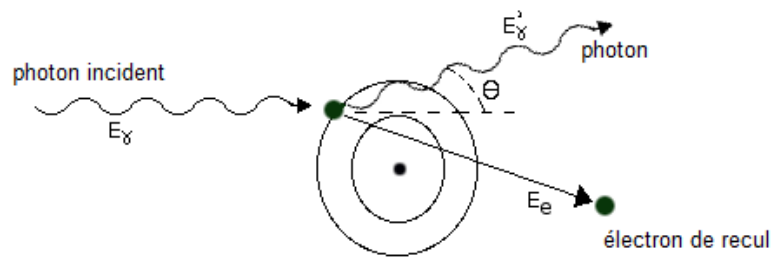


Figure 4.6 – Schéma de l'effet Compton

La section efficace de la diffusion Compton dépend de l'énergie du photon incident et du nombre atomique Z du matériau selon :

$$\sigma_C \sim \frac{Z}{E_\gamma} \quad (4.18)$$

4.3.3 La création de paires

La création de paires est la création d'une paire électron-positron dans la matière lorsqu'un photon entre dans la matière. La création de paires électron-positron par un photon n'est possible que si l'énergie du photon est plus grande que la somme des masses de l'électron et du positron au repos (soit $1,022 \text{ MeV}/c^2$). La section efficace de la création de paires dépend de l'énergie du photon incident et du nombre atomique du matériau selon :

$$\sigma_{\text{paire}} \sim Z^2 \log E_\gamma \quad (4.19)$$

La probabilité d'interaction du photon avec la matière est la somme des interactions Compton, photoélectriques et création de paires. La section efficace totale par atome est :

$$\sigma = \sigma_{\text{paire}} + Z\sigma_C + \sigma_{\text{photo}} \quad (4.20)$$

Les photons qui traversent la matière sont atténués selon :

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} \quad (4.21)$$

où μ est le coefficient d'atténuation, ρ est la densité de la matière.

4.4 Les neutrons

Les neutrons ne sont pas électriquement chargés, donc ils n'ionisent pas directement le silicium. Pour les détecter, on place des convertisseurs au-dessus du silicium de façon à ce que les neutrons réagissent avec les matériaux des convertisseurs et produisent des particules chargées qui, elles, créeront des paires électron-trou dans le silicium. Pour cette raison, des couches de polyéthylène (PE) et de fluorure de lithium (${}^6\text{LiF}$) sont placées devant le détecteur. Il est toutefois possible qu'un neutron soit directement détecté dans le milieu actif du MPX en produisant une réaction nucléaire directement dans le silicium (exemples présentés dans le tableau 4.I).

4.4.1 Réaction nucléaires pour la détection des neutrons

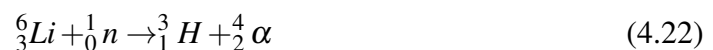
Les neutrons peuvent être détectés via une interaction nucléaire avec un noyau. Pour que cela soit possible, il faut que la réaction nucléaire résulte en particules lourdes chargées qui pourront à leur tour ioniser le matériau actif du détecteur et induire un signal dans le détecteur. Un facteur important pour créer une réaction nucléaire utile pour la détection de neutrons est d'avoir la plus grande section efficace possible. De plus, il faut une grande valeur-Q pour que les produits de la réaction aient une grande énergie.

Un neutron entrant dans le silicium a une certaine probabilité de faire une réaction nucléaire. Le seuil d'énergie nécessaire pour produire une réaction nucléaire du neutron dans le silicium et la valeur-Q sont montrés dans le tableau 4.I. La section efficace totale de la réaction nucléaire du neutron avec le silicium est présentée dans la figure 4.7.

| Produit de la réaction | Q-Value (keV) | Seuil (keV) |
|---------------------------|---------------|-------------|
| $^{28}\text{Si}+n$ | 0.00 | 0.00 |
| $^{29}\text{Si}+\gamma$ | 8473.57 | 0.00 |
| $^{25}\text{Mg}+\alpha$ | -2653.57 | 2749.27 |
| $^{24}\text{Mg}+n+\alpha$ | -9984.15 | 10344.20 |
| $^{27}\text{Al}+d$ | -9360.55 | 9698.12 |
| $^{28}\text{Al}+p$ | -3860.01 | 3999.22 |

Tableau 4.I – Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et ~ 10 MeV.

Un neutron thermique entrant dans la région $LiF+Al$ (figure 3.5) peut faire une réaction nucléaire avec le lithium :



L'énergie cinétique des particules produites dans la réaction (4.22) est de 2.73 MeV pour ${}^3_1\text{H}$ et de 2.05 MeV pour la particule α . L'énergie de la réaction est de 4.78 MeV. La figure 4.9 montre des réactions nucléaires possibles dans un détecteur MPX.

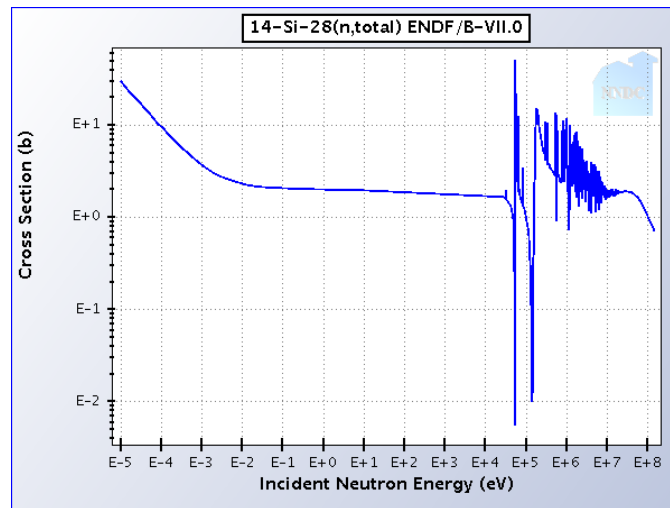
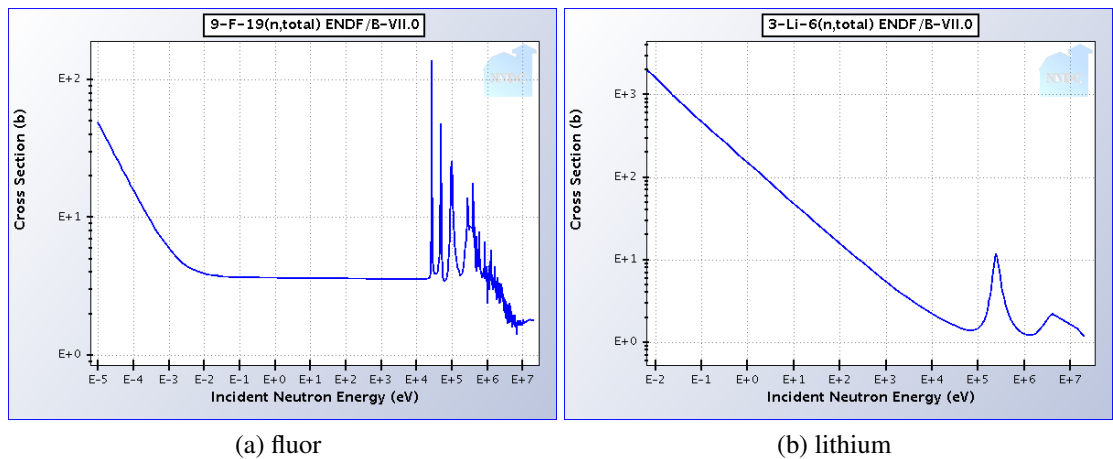


Figure 4.7 – Section efficace totale des réactions des neutrons dans le silicium [13]



(a) fluor

(b) lithium

Figure 4.8 – Section efficace totale des réactions neutrons dans le fluor et le lithium [13]

La section efficace de la réaction (4.22) est de 940 barns avec le lithium pour des neutrons de 0.025 eV (neutrons thermiques). La section efficace pour l'interaction de ces neutrons avec le fluor est de 0.0096 barns et est donc négligeable. Les sections efficaces totales pour le lithium et le fluor sont présentées dans la figure 4.8. Le tritium et la particule α sont émis dans des directions opposées puisque le neutron est lent. Ce sont les tritiums qui seront détectés dans le silicium, car la portée des particules alphas dans le LiF est de $6.05 \mu m$ et celle du tritium est de $33.21 \mu m$. Même si la particule alpha est produite à la frontière entre le LiF et le Si, il y a une couche d'aluminium de 100 microns

sous le LiF (figure 3.5). La particule α ne pourra pas la traverser car sa portée est de $6.71 \mu m$ dans l'aluminium. La portée du tritium de 2.73 MeV dans l'aluminium est de $38.02 \mu m$. Pour évaluer le flux de neutrons, nous calculons une efficacité de détection qui dépend de l'épaisseur du LiF. Plus le convertisseur au LiF est épais, plus la probabilité d'interaction du neutron avec le lithium est grande, mais la probabilité pour que des particules de recul se rendent au silicium sera plus petite (voir figure 4.9). L'efficacité de détection des neutrons est présentée dans la section 6.10.

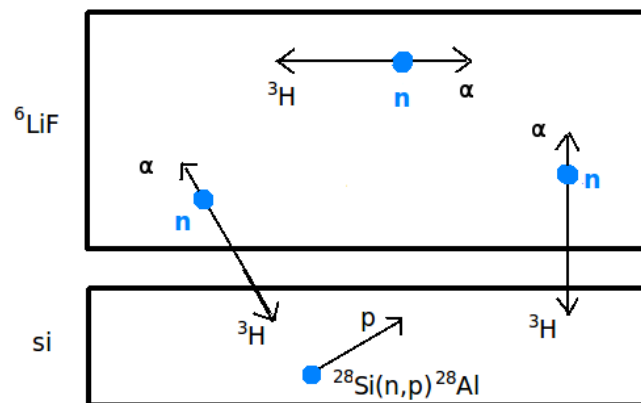


Figure 4.9 – Représentation schématique des réactions nucléaires induites par des neutrons thermiques et lents dans le convertisseur de fluor de lithium et réactions nucléaires induites par des neutrons rapides dans le silicium.

4.4.2 Collisions élastiques pour la détection des neutrons rapides

Une façon efficace de détecter les neutrons rapides est par collision élastique avec des matériaux légers. Lors d'une collision élastique d'un neutron avec un noyau, une partie de l'énergie cinétique du neutron est transférée au noyau de recul. Le noyau de recul perd à son tour son énergie par collision ou par radiation comme nous avons vu plus haut (section des 4.1). Un neutron entrant dans la matière transfère son énergie aux particules chargées par collision élastique. Le transfert d'énergie dépend du nombre de masse du matériau. Par conservation de l'énergie et de l'impulsion, nous avons [12] :

$$E = E' + E_{\text{noyau}} \text{ et } \vec{p} = \vec{p}' + \vec{P} \quad (4.23)$$

$$E' = E \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta \quad (4.24)$$

où A est la masse atomique du noyau de la cible, et θ est l'angle de diffusion du noyau de recul dans le référentiel du laboratoire, E , E' et E_{noyau} sont les énergies du neutron incident, du neutron diffusé et du noyau de recul respectivement (voir la figure 4.10). L'énergie du noyau de recul dépend de l'angle de diffusion de celui-ci. Pour une diffusion avant (où $\theta = 0$), $E' = E$, donc il n'y a pas de perte d'énergie. Pour une diffusion arrière (où $\theta = \pi$) nous avons :

$$E'_{\text{max}} = E \frac{4A}{(A+1)^2} \quad (4.25)$$

Le tableau 4.II montre la fraction maximale d'énergie transférée d'un neutron incident au noyau de recul lors d'une seule collision pour plusieurs exemples de cibles :

$$\text{fraction maximale} = \frac{E'_{\text{max}}}{E} = \frac{4A}{(A+1)^2} \quad (4.26)$$

Plus la masse du noyau de la cible augmente, plus la fraction maximale d'énergie transférée au noyau de recul diminue. Des cibles contenant de l'hydrogène sont souvent utilisées comme bouclier contre les neutrons car la fraction maximale d'énergie transférée pour un neutron au noyau d'hydrogène est de 100% dans une seule collision.

| Noyau | A | Fraction maximale |
|---------------------|----|-------------------|
| ${}^1_1\text{H}$ | 1 | 1 |
| ${}^2_1\text{H}$ | 2 | 0.889 |
| ${}^3_2\text{He}$ | 3 | 0.750 |
| ${}^4_2\text{He}$ | 4 | 0.640 |
| ${}^6_3\text{Li}$ | 6 | 0.490 |
| ${}^7_3\text{Li}$ | 7 | 0.375 |
| ${}^{12}_6\text{C}$ | 12 | 0.284 |
| ${}^{16}_8\text{O}$ | 16 | 0.221 |

Tableau 4.II – Fraction d'énergie maximale transférée au noyau par un neutron rapide.

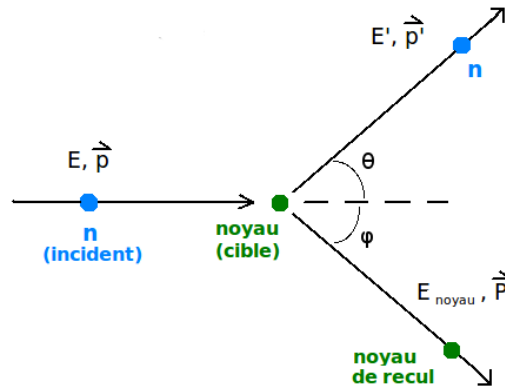


Figure 4.10 – Cinématique d’une collision élastique d’un neutron avec un noyau dans le référentiel du laboratoire

Une couche de polyéthylène d’une épaisseur de 1.3mm a été placée sur la surface des détecteurs MPX dans la caverne ATLAS pour augmenter sa sensibilité aux neutrons rapides (ayant une énergie supérieure à 100 keV). Les neutrons qui atteignent le polyéthylène font une collision élastique avec l’hydrogène contenu dans celui-ci (voir figure 4.11). La figure 4.12 montre les sections efficaces élastiques pour l’hydrogène et le carbone.

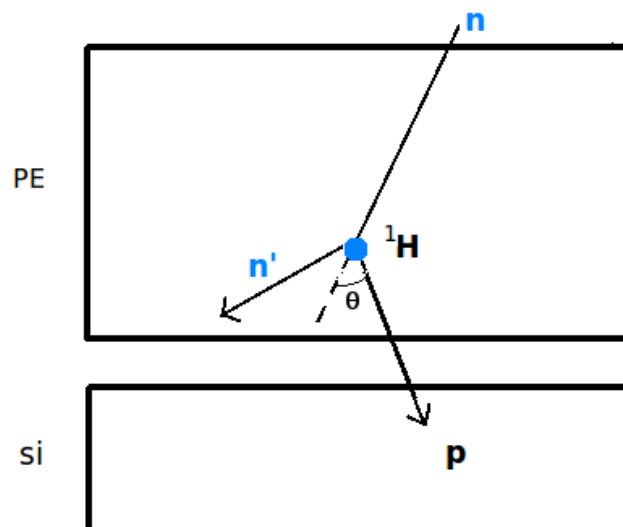


Figure 4.11 – Représentation schématique des collisions élastiques des neutrons rapides dans le convertisseur de polyéthylène

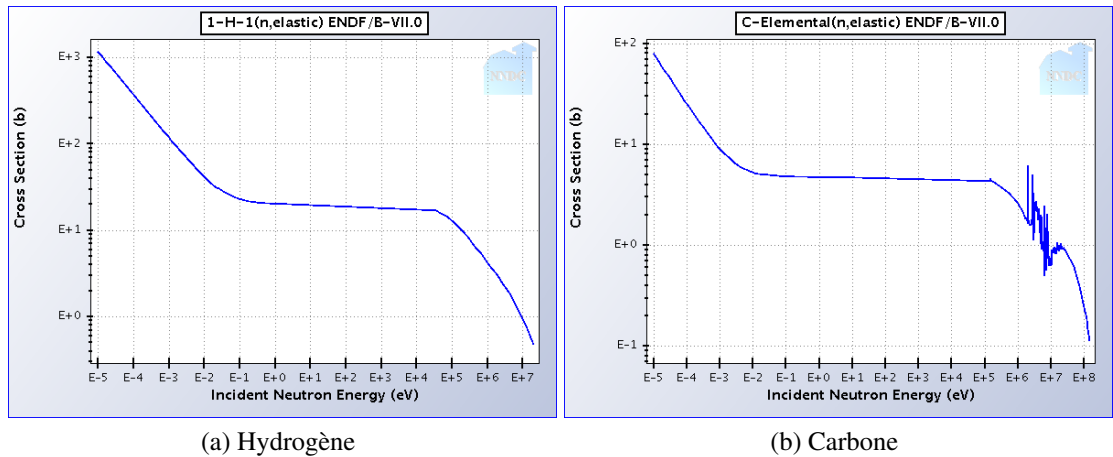


Figure 4.12 – Section efficace des collisions élastiques des neutrons avec l’hydrogène et le carbone [13]

4.5 Les MIPs

Les particules au minimum d’ionisation (MIP) sont des particules dont le taux moyen de perte d’énergie à travers la matière est minimale. Par extension, les particules dont l’énergie est plus grande que celle du minimum d’ionisation sont aussi MIP. Après le minimum, le taux moyen de perte d’énergie est presque constant (augmentation logarithmique, voir l’équation 4.1). Une MIP de charge $z = 1$ dans le silicium a un pouvoir d’arrêt d’environ $2\text{MeV cm}^2/\text{g}$. Dans le détecteur MPX, une MIP dépose environ 80 keV en traversant les $300\mu\text{m}$ d’épaisseur. Le taux moyen de perte d’énergie dépend aussi de la masse de la particule. Plus la masse sera petite, plus l’énergie requise pour que la particule devienne MIP est petite. Un électron sera MIP pour une énergie d’environ 2 MeV, un proton pour une énergie d’environ 2 GeV et une particule α pour une énergie d’environ 4 GeV.

CHAPITRE 5

ANALYSE DES DONNÉES AVEC LE LOGICIEL MAFALDA

Les champs de radiation traversant les détecteurs MPX pendant les collisions proton-proton dans la caverne ATLAS sont composés de plusieurs types de particules. Ces différents types de particules laissent des traces différentes dans les détecteurs MPX. Ce chapitre présente le logiciel *MAFalda* qui permet de reconnaître les paramètres propres à certaines traces laissées dans la matrice de pixels du détecteur MPX afin d'associer une trace à un type de particule. Nous verrons ensuite que certaines particules ne peuvent pas être distinguées car elles laissent des traces semblables (par exemple les électrons de basse énergie et les photons). Un paramètre sera présenté pour déterminer une incertitude sur l'association d'un type de trace à une particule dans un cas particulier.

Le détecteur MPX est branché via une prise USB ("Universal Serial Bus") à un ordinateur et contrôlé par le programme *Pixelman* [15] (voir la figure 5.1). Le programme *Pixelman* prend des données sous forme de fichiers *.txt* et *.dsc* et permet entre autres de contrôler le seuil d'énergie du MPX. Chaque paire de fichiers forme une image d'un cadre contenant 256×256 pixels. Un fichier contient une matrice contenant les positions des pixels activés et le comptage dans chaque pixel. Un autre fichier contient l'information d'acquisition de données, soit le temps d'acquisition, les "DAC", l'heure et la date du commencement de la prise de données, le voltage appliqué, etc.



Figure 5.1 – Un détecteur MPX branché à un ordinateur portable par un câble USB.

La reconnaissance des traces laissées par les particules dans le détecteur MPX se fait à partir des algorithmes du logiciel *MAFalda* [6] [10]. *MAFalda* (“Medipix Analysis Framework”) est un cadre d’applications basé sur les bibliothèques et le logiciel d’analyse de données ROOT développé par le CERN [14]. Un amas laissé dans le détecteur est défini comme étant un ou plusieurs pixels actifs adjacents. Un pixel est actif si l’énergie déposée dans celui-ci est supérieure au seuil défini. La figure 5.2a montre un exemple d’amas. Si une discontinuité d’un pixel est tolérée, le logiciel reconnaîtra un seul amas, si aucune discontinuité n’est tolérée, il y aura deux amas. Le logiciel *MAFalda* est divisé en deux algorithmes, soit *BlobFinder* et *PRBasicSpecies*. Comme *MAFalda* est basé sur le logiciel ROOT, il est aussi possible de construire d’autres algorithmes reliés aux deux derniers. L’algorithme *BlobFinder* consiste à trouver les amas et leurs positions dans la matrice de pixels. *PRBasicSpecies* divise ces amas en catégories selon différents paramètres. La section suivante montre le fonctionnement de l’algorithme et les paramètres nécessaires à l’identification des particules.

5.1 Reconnaissance des particules

L’algorithme *BlobFinder* cherche des amas dans chaque cadre. Lorsqu’il trouve un amas, il sauvegarde les coordonnées de cet amas et continue à chercher jusqu’à la fin de la matrice du cadre. Pour chaque amas trouvé, il calcule des paramètres nécessaires à la catégorisation des amas, qui sera faite par l’algorithme *PRBasicSpecies*. Ces paramètres sont présentés dans l’annexe I.

Le centre d’un amas, prenant en considération le nombre de comptages (*weightCenterX*), est calculé selon :

$$\mu_{x,y} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{k-1} \omega_i^{x,y} P_i \quad (5.1)$$

où k est le nombre d’éléments dans un amas, P_i est l’entrée du i^e pixel, $\omega_i^{x,y}$ est la coordonnée (x,y) du i^e pixel. N est la somme de toutes les entrées de tous les pixels de l’amas :

$$N = \sum_{i=0}^{k-1} P_i \quad (5.2)$$

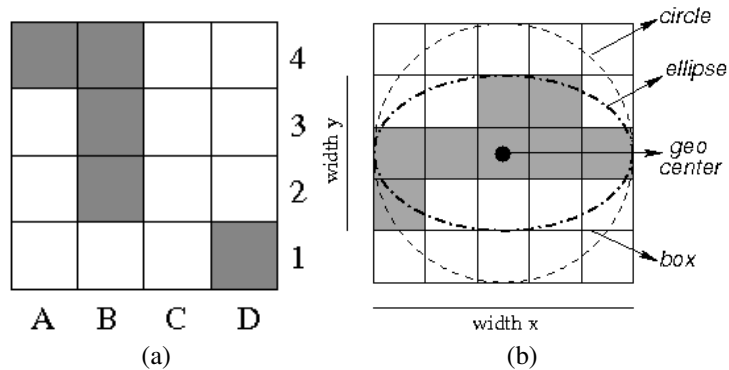


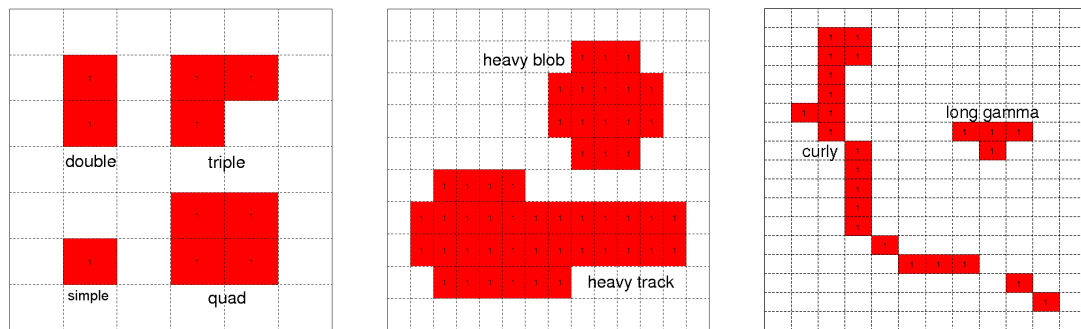
Figure 5.2 – Exemples et propriétés d’amas [10]

L’algorithme *PRBasicSpecies* classe les amas trouvés par *BlobFinder* en neuf catégories (voir la figure 5.3) :

- *Simple* : un seul pixel,
- *Double* : deux pixels adjacents,
- *Triple* : trois pixels adjacents,
- *Quad* : quatre pixels adjacents,
- *Heavy Blobs* : amas circulaires,
- *Heavy Tracks* : amas elliptiques,
- *Curly Tracks* : longues lignes courbées,
- *Long Gamma* : petites lignes courbées, habituellement,
- *Mips* : longues lignes droites ¹.

Pour chaque amas trouvé par *BlobFinder*, l’algorithme *PRBasicSpecies* compare une série de paramètres fixés par l’utilisateur afin de faire cette classification. Ces paramètres sont présentés dans l’annexe I. Ces catégories ne sont pas associées automatiquement à des particules car dans certains cas, une catégorie peut correspondre à plusieurs types de particules. Par exemple, un simple pixel peut correspondre à un photon ou à une MIP traversant le détecteur perpendiculairement. L’association des types de traces à des particules est une tâche complexe dans le cadre de l’analyse des données obtenues avec les

1. Ne pas confondre *Mip* et MIP. *Mip* est le type de traces et MIP est la particule au minimum d’ionisation.



(a) Simple, Double, Triple et Quad (b) Heavy Blob et Heavy Track (c) Curly Track et Long Gamma

Figure 5.3 – Exemples de types d’amas classés par l’algorithme *PRBasicSpecies* [10].

détecteurs MPX. Le champ de radiation dans le détecteur ATLAS et sa caverne lors de collisions ou lors d’ajustements des faisceaux est une soupe de particules de divers types. On y retrouve des électrons, des photons, des protons, des pions, des kaons. De plus, les neutrons sont produits par des protons des faisceaux et des particules secondaires interagissant avec les matériaux environnants, des muons sont produits par la désintégration des pions et des kaons et les électrons et photons sont produits par des cascades électromagnétiques et hadroniques dans les calorimètres du détecteur ATLAS. Comme nous ne connaissons pas l’énergie déposée dans le détecteur MPX, il est impossible de connaître à 100% la nature d’une particule en ayant l’information d’un type d’amas. Il est toutefois possible d’associer des types d’amas à certaines particules. Par exemple, à cause de l’effet de partage de charges entre pixels [7](voir la section 5.1.1), des *Heavy Blobs* et *Heavy Tracks* seront associés à des particules lourdes chargées venant directement des collisions proton-proton ou des particules lourdes chargées produites par des neutrons incidents réagissant dans les convertisseurs. Les *Heavy Tracks* sont caractéristiques de particules lourdes chargées arrivant à un certain angle dans le détecteur. Comme nous avons vu dans le chapitre précédent, ces particules perdent leur énergie en fonction de la profondeur suivant la courbe de Bragg. Le pic de la courbe de Bragg est visible dans la pointe du *Heavy Track* ; c’est à cet endroit que la particule perdra le plus de son énergie, donc ionisera le plus le silicium du détecteur. Des particules MIP ne seront pas arrêtées

dans le détecteur, elles traverseront celui-ci en laissant une longue trace droite. Le type d'amas *Mip* sera donc associé aux particules au minimum d'ionisation (des pions, des muons, etc). Les électrons sont des particules légères et font des zigzags (“stragglings”), ils laisseront donc une trace courbée. Les *Curly Tracks* sont donc associés aux électrons. Les électrons de basse énergie ou les électrons produits par des photons dans le détecteur laissent de petites traces que nous appellerons *Dots*. Ce type d'amas comprend les *Simple* et les *Double*. Les particules lourdes chargées de petite énergie (moins de 4 MeV) et les électrons et photons peuvent produire de petits amas, alors nous définissons le type *Small Blobs* qui comprend les *Triple* et les *Quad*. L'image 5.4 montre les types d'amas associés aux particules.

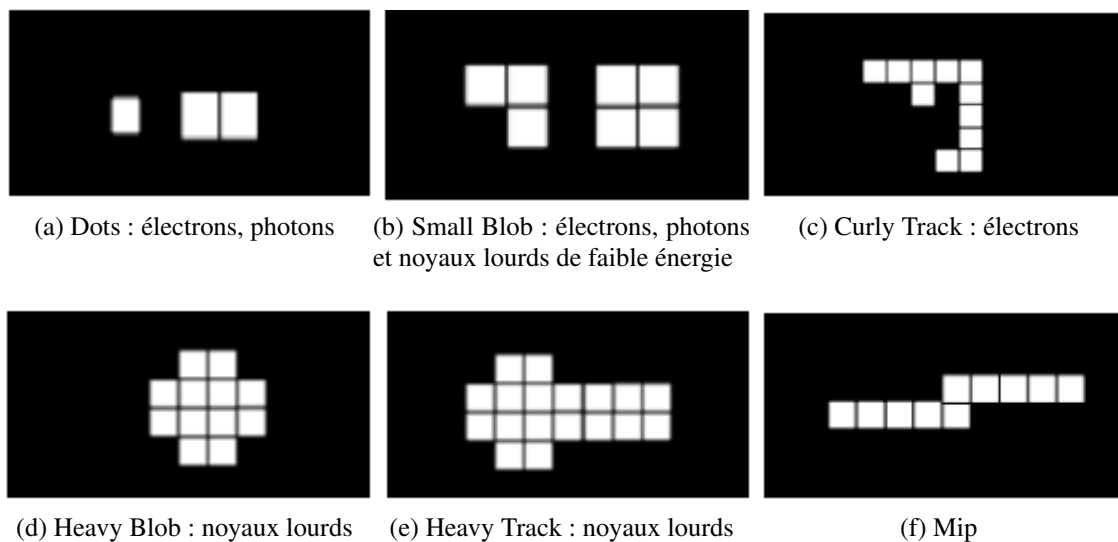


Figure 5.4 – Les six types d'amas associés aux particules pour un MPX.

5.1.1 Reconnaissance des particules lourdes chargées

Les particules lourdes chargées produisent un grand nombre de paires électron-trou en traversant le détecteur au silicium. Cette augmentation locale de porteurs de charge crée une perturbation dans le champ électrique. Le long du parcours de la particule, une colonne de plasma d'électron-trou est alors formée. Les porteurs de charge sont donc isolés du champ électrique existant à l'intérieur du détecteur. Après un certain temps, les

porteurs de charge en bordure de la colonne de plasma vont être collectés et il y aura érosion de la colonne de plasma. Quand les porteurs de charge sont dans les conditions plasma, ils sont diffusés et donc s'étalent en largeur. Le signal s'étale alors dans les pixels adjacents. Ce groupe de pixels adjacents est nommé amas et on le trouve sous forme de type *Heavy Blob* ou *Heavy Track*. (voir la figure 5.5).

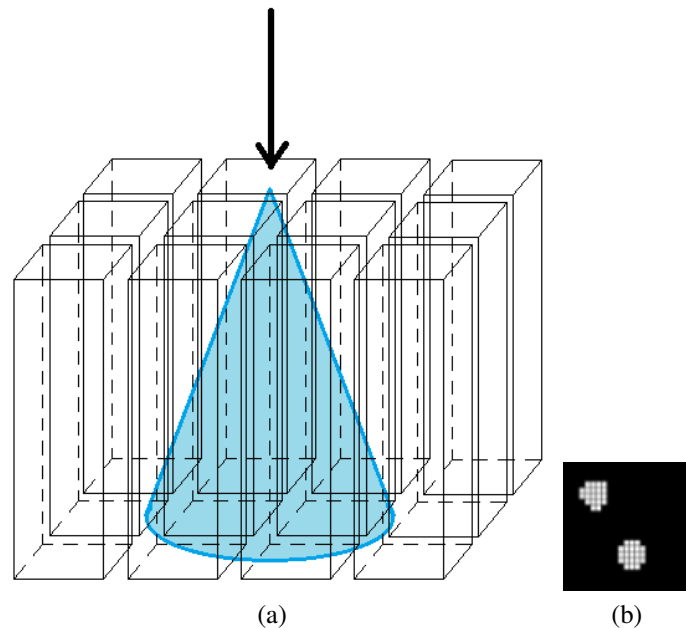


Figure 5.5 – (a) Dispersion des porteurs de charge dans le MPX. (b) Exemple d'un amas produit par une particule lourde chargée.

Un modèle de partage de charges a été développé pour prédire la taille des amas des particules lourdes chargées [7]. Des ions ont été produits par l'accélérateur Tandem Van der Graaff de l'Université de Montréal et envoyés sur un détecteur MPX. La grosseur des amas produits dans le détecteur a été mesurée en fonction de l'énergie des particules incidentes (figure 5.6), du voltage appliqué (figure 5.7) et de l'angle d'incidence au détecteur (figure 5.8). Le détecteur était placé dans une chambre à vide. La spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS "Rutherford Back Scattering") a été utilisée pour contrôler le flux des particules incidentes et leur énergie. En regardant la figure 5.6, nous constatons que, dans la limite où la particule s'arrête dans le silicium, plus l'énergie déposée par les particules incidentes est grande, plus la grosseur de l'amas sera grande.

Plus la particule incidente ionisera le silicium, plus les porteurs de charge produits sur la couche peu profonde du détecteur auront de temps pour diffuser. On observe par contre une diminution de la taille de l'amas pour les protons ayant une énergie supérieure à 6 MeV. En effet, à cette énergie le proton traverse tout le silicium, donc dépose moins d'énergie car son pic de Bragg est plus loin que l'épaisseur du silicium.

La figure 5.7 montre la taille des amas en fonction du voltage appliqué. Plus la tension sera grande, plus les porteurs de charge seront collectés rapidement, alors plus la

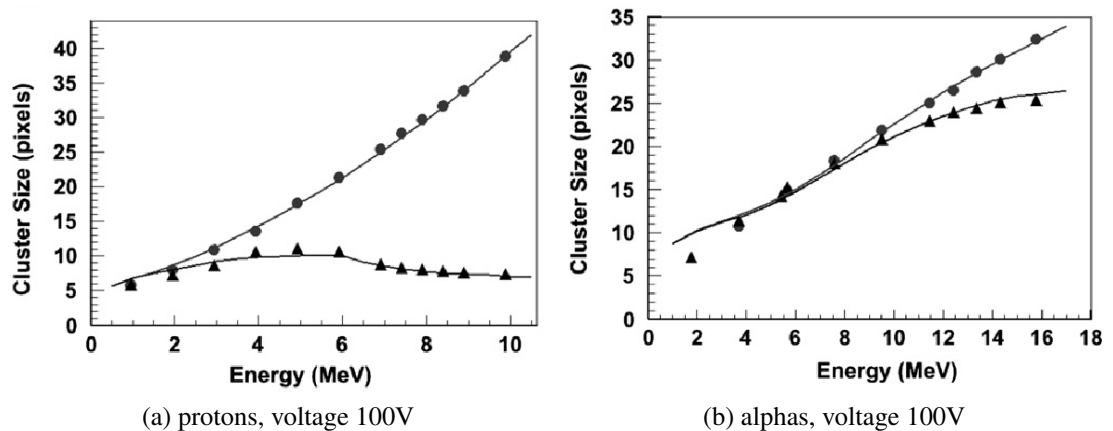


Figure 5.6 – La grosseur des amas en fonction de l'énergie des protons (a) et des alphas (b) à 0 degrés ▲ et 85 degrés ● [7].

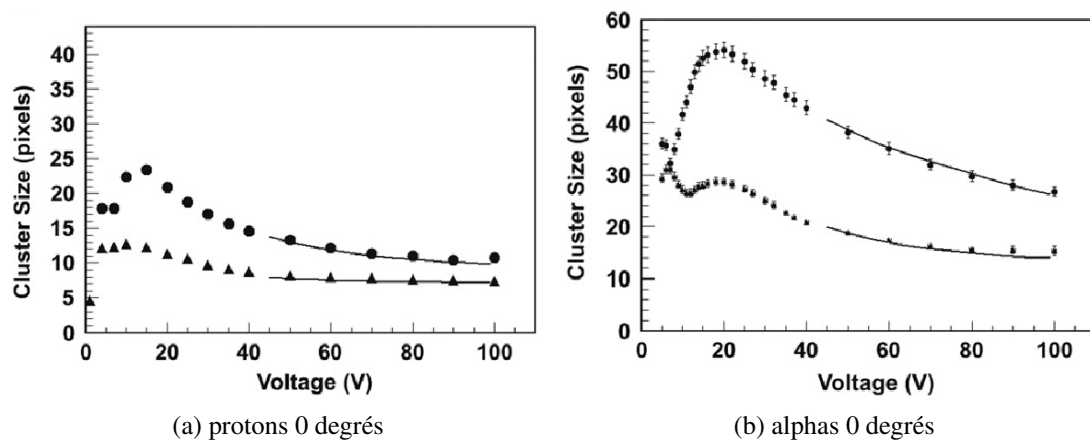


Figure 5.7 – La grosseur des amas en fonction du voltage appliqué pour (a) les protons à 3.9 MeV ▲ et 9.9 MeV ● pour (b) les alphas à 15.8 MeV ▲ et 7.6 MeV ● [7].

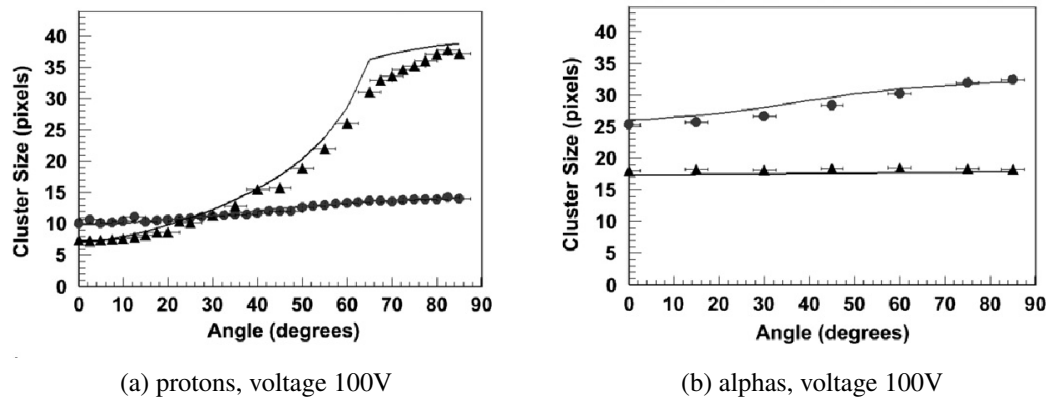


Figure 5.8 – La grosseur des amas en fonction de l'angle d'incidence pour (a) les protons de 9.9 MeV (\blacktriangle) et 3.9 MeV (\bullet) pour (b) les alphas de 7.6 MeV (\blacktriangle) et 15.8 MeV (\bullet) [7].

taille de l'amas sera petite. Par contre, pour des tensions plus petites que 20 V, c'est la diffusion qui domine, donc la taille de l'amas augmente. On peut voir sur la figure 5.8 que la taille des amas augmente avec l'angle d'inclinaison du détecteur. Plus l'angle d'inclinaison du détecteur sera grand, plus la particule traversera la matière active du détecteur et plus elle créera des paires électron-trou qui diffuseront (voir la figure 5.9).

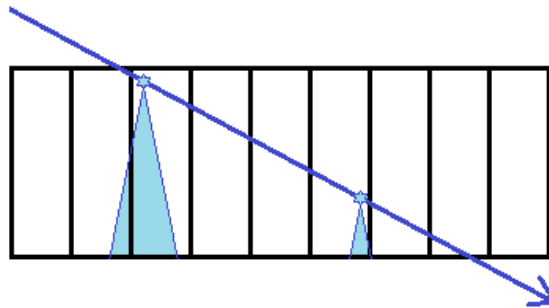


Figure 5.9 – Diffusion des porteurs de charge dans un détecteur à pixels lorsqu'une particule atteint le détecteur avec un angle par rapport à sa surface.

Les amas produits par les particules entrant dans le détecteur avec un certain angle sont caractérisés par des *Heavy Tracks*. Lorsque la particule traverse tout le détecteur, l'amas produit ne sera qu'une simple trace large ou une ellipse tandis que si la particule s'arrête dans le détecteur, elle créera des amas plus larges d'un côté. Cette largeur est l'effet du pic de la courbe de Bragg (section 4.1). La particule lourde chargée déposera

la majorité de son énergie à la fin de son parcours dans la matière ; elle ionisera donc plus le silicium du détecteur à la fin de sa trajectoire.

5.2 Le taux d'identification erronée et le chevauchement d'amas

La section suivante présente une étude sur le taux d'identification erronée. Ce dernier est un paramètre qui permet de déterminer le taux de mauvaises associations d'un amas à un type de particule. Comme nous avons vu plus haut, les types de traces laissées dans le détecteur sont associées à plusieurs particules. Il est facile de différencier une particule lourde chargée (un proton, un neutron) ayant une énergie plus grande que 1 MeV d'une particule légère ou sans masse (électron, photon), mais il est impossible de différencier par exemple un photon d'un électron ne sachant pas les conditions de l'expérience car les photons sont détectés indirectement par l'entremise d'un électron. Dans certaines conditions, il est possible de déterminer un taux d'identification erronée, c'est-à-dire le nombre de fois qu'une association d'un type d'amas à une certaine particule est fautive. Une expérience a été faite pour calculer un taux d'identification erronée pour les électrons et les photons en reconstruisant l'activité de sources connues [9].

L'expérience consiste à reconstruire les activités des sources de ^{106}Ru et de ^{137}Cs à partir d'un champ mixte (voir le tableau 5.I). On utilise ces deux sources pour avoir un champ composé de photons et d'électrons de différentes énergies. Les sources sont placées comme sur la figure 5.10. Elles sont montées sur un support à une distance d du détecteur et à une distance p du centre du détecteur dans le plan du support. Le détecteur peut être tourné dans le sens horlogique par rapport à l'axe z . Le détecteur est placé dans une chambre à vide où la pression est de 2×10^{-6} Torr, le seuil d'énergie du détecteur MPX est fixé à 7.8 keV et la tension d'opération à 100V. Le tableau 5.I montre les caractéristiques des sources utilisées.

L'activité des sources est reconstruite selon trois cas : le premier cas consiste à considérer tous les types d'amas, le second seulement ceux associés aux photons et le troisième ceux associés aux électrons. Le taux d'amas détectés au total, R_T , est le nombre de particules détectées par seconde. Le taux d'amas détectés et étiquetés comme

| Source | Activité (kBq) | γ , rayons X (%) | e^- , β (%) | α (%) | p (mm) | d (mm) |
|-------------------|----------------|-------------------------|---------------------|--------------|--------|--------|
| ^{137}Cs | 70.30 | 3.5 | 119.7 | 0 | 25.4 | 67.7 |
| ^{106}Ru | 76.59 | 100.2 | 100.0 | 0 | 14.3 | 67.7 |

Tableau 5.I – Caractéristiques des sources utilisées, p et d sont les distances correspondant à celles de la figure 5.10.

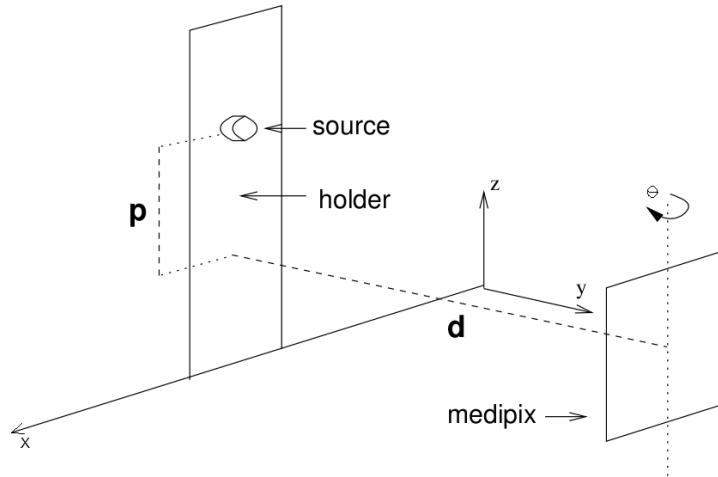


Figure 5.10 – Configuration des sources et du détecteur

étant des photons (γ et rayons X) est R_{photon} et le taux d'amas détectés et étiquetés comme étant des électrons est R_{e^-} . Les équations suivantes donnent les activités des sources calculées dans chacun des trois cas : A_{s_1} pour la somme des particules (électrons et photons), A_{s_2} pour les photons et A_{s_3} pour les électrons.

$$A_{s_1} = \frac{R_T \times F(\theta)}{F_\theta \times (f_{photon} + f_{e^-})} \quad (5.3)$$

$$A_{s_2} = \frac{R_{photon} \times F(\theta)}{F_\theta \times (f_{photon})} \quad (5.4)$$

$$A_{s_3} = \frac{R_{e^-} \times F(\theta)}{F_\theta \times (f_{e^-})} \quad (5.5)$$

avec le facteur f_{e^-} qui est l'intensité d'émission :

$$f_{photon} = \sum_{i=photon} I_i \times \eta_i \quad (5.6)$$

$$f_{e^-} = \sum_{i=e^-} I_i \quad (5.7)$$

où I_i est l'intensité de la particule i , η_i est l'efficacité de détection de la particule i . Il est à noter que l'efficacité de détection des électrons est de 100%. $F(\theta)$ est la fraction d'angle solide exposée en fonction de l'angle de rotation du détecteur :

$$F = \frac{4\pi r_s^2}{A_{eff}} \quad (5.8)$$

où A_{eff} est l'aire effective du détecteur projetée sur la surface d'une sphère de rayon $r_s = \sqrt{p^2 + d^2}$. L'aire effective a été calculée grâce à une simulation Monte Carlo et les résultats sont présentés dans la figure 5.11. Pour ces calculs, comme il est impossible de connaître la forme exacte de la source car celle-ci est vendue dans un emballage scellé, les cas d'une source sphérique et d'une source ponctuelle ont été considérés. Pour de petits angles, la différence entre une source ponctuelle et une source sphérique n'est pas tellement grande, mais cette différence augmente avec l'angle de rotation.

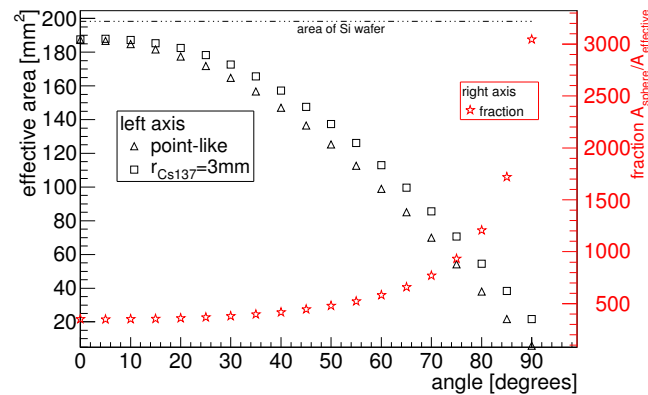


Figure 5.11 – Aire effective du détecteur MPX en fonction de l'angle de rotation par rapport à l'axe z [9].

Les figures 5.12 et 5.13 montrent les reconstructions de l'activité de la source de ^{106}Ru pour des angles de 0 à 90 degrés. L'erreur sur l'activité calculée est de $\pm 5\%$. L'association de types d'amas telle que montrée sur la figure 5.12, c'est-à-dire prenant les types d'amas *Simple*, *Double*, *Triple*, *Quad* et *Long Gamma* pour les photons et *Curly*

Tracks pour les électrons, fonctionne bien pour 45 et 90 degrés. La différence est plutôt grande pour les angles se rapprochant de 0 ou 70 degrés. L'activité des photons a été surévaluée pour 0 degrés et sous-évaluée pour 75 degrés. Il est impossible de savoir si l'activité à 45 et 75 degrés a été bien calculée grâce à une bonne association des types d'amas aux particules ou bien s'il y a autant d'erreurs d'association pour les photons que pour les électrons.

Les types d'amas sont associés chacun à leur tour avec un photon ou un électron sur la figure 5.13. On remarque que l'activité est plus précise si l'on associe le type *Long Gamma* aux électrons (5.13a) pour un angle de 0 degrés. Pour de plus grands angles par contre, la reconstruction de l'activité est surévaluée pour les électrons et sous-évaluée pour les photons. La figure 5.13d montre bien que si seulement le type d'amas *Simple* est pris en considération pour la reconstruction des photons, l'activité est sous-évaluée pour tous les angles. Cela montre que les photons créent d'autres types d'amas que des *Simple* créés par des photoélectrons ou des électrons Compton, plus souvent à grand angle. L'énergie transférée aux électrons Compton varie et le type d'amas créé dépend de l'effet de partage de charges dû à l'endroit où l'électron a été émis dans le silicium du détecteur .

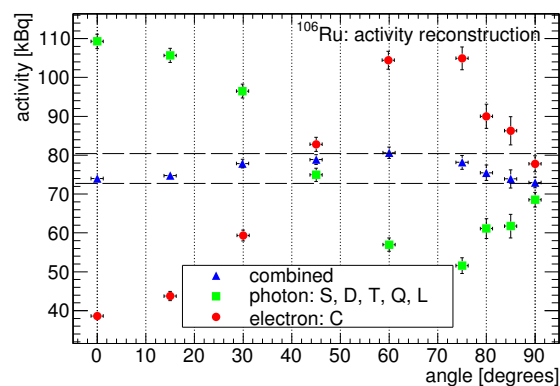


Figure 5.12 – Reconstruction de l'activité de la source de ^{106}Ru en prenant les types simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) et long gamma (L) pour les photons et curly(C) pour les électrons. Voir la configuration 1 dans le tableau 5.II. Les lignes pointillées représentent l'activité connue de la source.

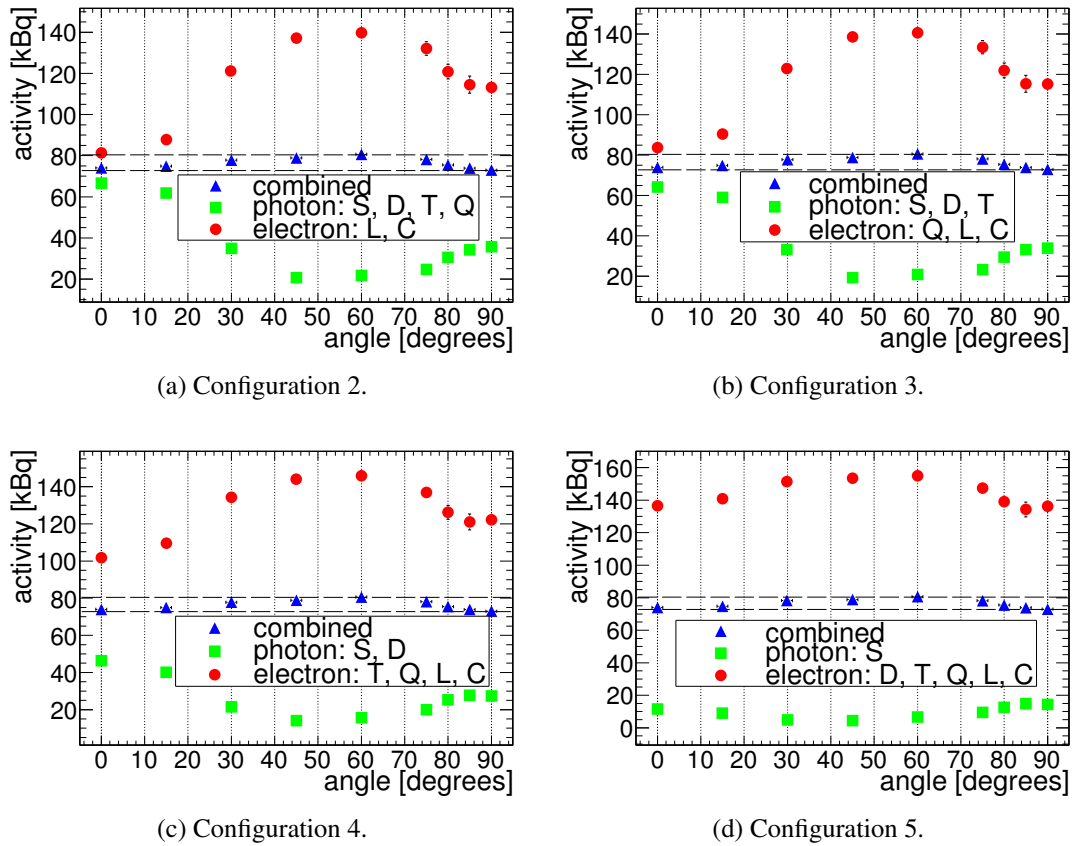


Figure 5.13 – Reconstruction de l’activité de la source de ^{106}Ru pour plusieurs configurations. Voir le tableau 5.II pour les configurations. Les lignes pointillées représentent l’activité connue de la source.

Les figures 5.14 et 5.15 montrent les reconstructions de l’activité de la source de ^{137}Cs pour des angles de 0 à 90 degrés. L’association des types d’amas aux photons est beaucoup moins précise que pour la source de ^{106}Ru . Comme l’énergie des photons émis par la source de ^{137}Cs est plus grande que celle des photons émis par la source de ^{106}Ru , l’énergie des électrons Compton est plus grande et l’atténuation des photons est plus petite. Il y a donc plus de types *Curly Tracks* associés à des électrons qui sont en fait des électrons Compton venant de l’interaction de photons dans le silicium. La majorité des émissions de photons de la source de ^{137}Cs a une énergie autour de 662 keV, donc produisent des électrons Compton ayant une énergie maximale de 478 keV et une énergie moyenne de 253 keV. En déplaçant les types d’amas de la catégorie photon à celle

| Configuration | Photons | Électrons | Figures |
|---------------|---|--|-------------|
| 1 | simple(S), double(D), triple(T), quad(Q), long gamma(L) | curly(C) | 5.12 5.14 |
| 2 | simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) | long gamma(L), curly(C) | 5.13a 5.15a |
| 3 | simple(S), double(D), triple(T). | quad(Q), long gamma(L), curly(C) | 5.13b 5.15b |
| 4 | simple(S), double(D) | triple(T), quad(Q), long gamma(L), curly(C) | 5.13c 5.15c |
| 5 | simple(S) | double(D), triple(T), quad(Q), long gamma(L), curly(C) | 5.13d 5.15d |

Tableau 5.II – Configurations d’associations de types d’amas aux particules.

d’électron sur les figures 5.14 et 5.15, on constate une amélioration de la reconstruction de l’activité des électrons. La reconstruction de l’activité des photons n’est pas meilleure en changeant les types d’amas de catégorie de particule, il n’y a donc pas que des photons faisant partie du type *Simple*. Comme dans chacune des configurations présentées dans les figures 5.14 et 5.15, il y a un trop grand comptage de photons. Il est possible de déterminer le taux d’amas le plus faible en regardant la multiplicité (figure 5.16).

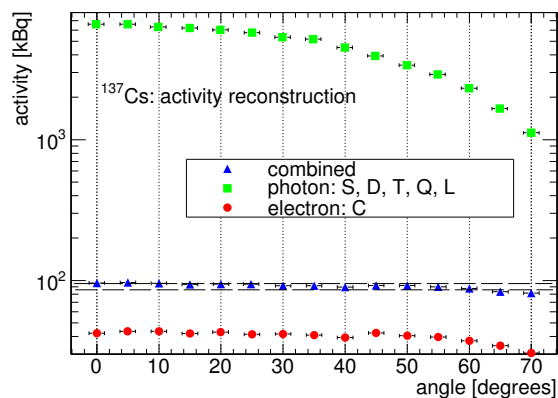


Figure 5.14 – Reconstruction de l’activité de la source de ^{137}Cs en prenant les types simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) et long gamma (L) pour les photons et curly(C) pour les électrons. Configuration 1 5.II. Les lignes pointillées représentent l’activité connue de la source.

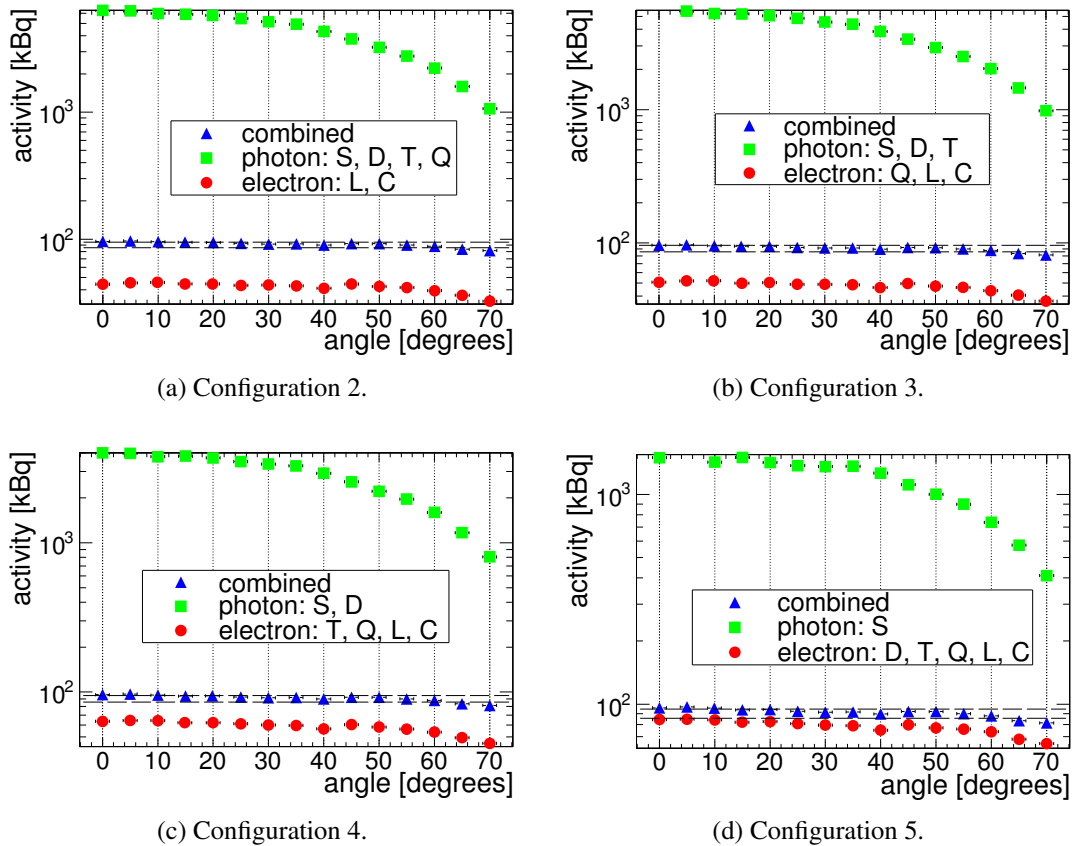


Figure 5.15 – Reconstruction de l’activité de la source de ^{137}Cs . Voir le tableau 5.II pour les configurations. Les lignes pointillées représentent l’activité connue de la source.

Le taux d’amas le plus faible correspond au type *Long Gamma*. Si nous ne prenons en considération que le type *Long Gamma* pour les photons (voir la figure 5.17), la reconstruction de l’activité pour ces photons à de petits angles est encore trop grande, mais celle des électrons est plus précise. Il y a alors des électrons créant tous les types d’amas.

Le taux d’identification erronée est calculé selon :

$$-\left(1 - \frac{A_p}{A_T}\right) \times 100, \text{ si } \frac{A_p}{A_T} \leq 1 \quad (5.9)$$

et

$$\left(1 - \frac{A_T}{A_p}\right) \times 100, \text{ si } \frac{A_p}{A_T} \geq 1 \quad (5.10)$$

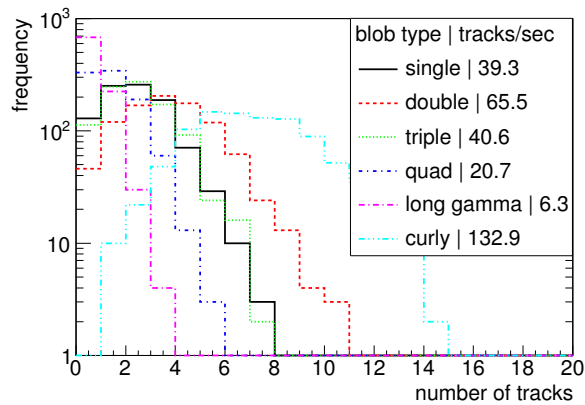


Figure 5.16 – Multiplicité des types d’amas pour une exposition à la source de ^{137}Cs

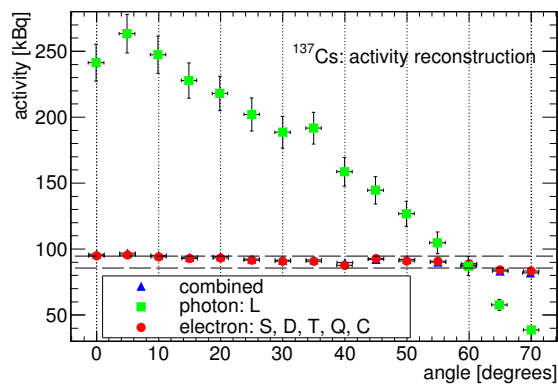


Figure 5.17 – Reconstruction de l’activité de la source de ^{137}Cs en prenant les types simple(S), double(D), triple(T), quad(Q) et curly(C) pour les électrons et long gamma (L) pour les photons.

où A_T est l’activité reconstruite avec tous les types d’amas et A_p est l’activité reconstruite avec un type de particule (photon ou électron). Si l’activité est surévaluée, le taux sera positif et s’il est sous-évalué, il sera négatif. Le taux d’erreurs que l’on fait en associant un type d’amas à une particule dépend entre autres de l’énergie des particules incidentes, de l’orientation du détecteur et des paramètres du logiciel de reconnaissance des traces. Les paramètres utilisés ici ont une discontinuité tolérée d’un pixel entre les amas et tous les pixels faisant partie du bord du cadre ne sont pas pris en considération. Le taux d’identification erronée pour la source de ^{106}Ru est présenté à la figure 5.18a pour chacune

des configurations présentées dans les figures 5.12 et 5.13. La reconstruction de l'activité ayant le meilleur taux d'identification erronée se fait à petit angle sauf pour la configuration 1. Le taux d'identification erronée pour la source de ^{137}Cs est présenté à la figure 5.18b. Pour cette source, la reconstruction de l'activité ne dépend pas de l'angle de rotation. Comme nous avons vu plus haut, la reconstruction de l'activité pour les photons est toujours surévaluée et celle des électrons est sous-évaluée peu importe quelle configuration nous utilisons.

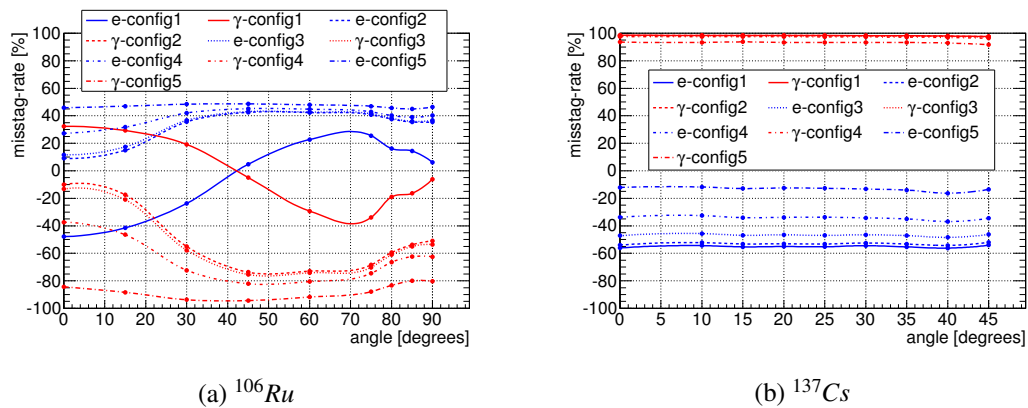


Figure 5.18 – Le taux d'identification erronée pour les sources de ^{137}Cs et de ^{106}Ru . Voir le tableau 5.II pour les configurations.

Le chevauchement d'amas peut causer des erreurs dans la classification des types d'amas. Par exemple, si nous avons un type *Curly* qui se superpose à un type *Small Blob*, il sera impossible de les distinguer et le logiciel de reconnaissance des traces MAFalda les classera dans une autre catégorie (un seul amas comme *Heavy Blob*) ou il comptera seulement un *Small Blob* sans compter un *Curly*. Il est donc essentiel de fixer un temps d'acquisition assez petit pour éviter les chevauchements d'amas. Dans les mesures faites avec le détecteur MPX, il est difficile de fixer ce temps d'acquisition tel qu'il n'y ait aucun chevauchement. Lors des collisions, le flux de particules est très grand, ce qui est propice à des chevauchements. Entre les collisions, le flux de particules est plus petit et nous perdons de l'information si le temps d'acquisition est trop petit car il y a un temps mort d'environ 6 secondes entre la prise d'image pour un temps d'acquisition de

0.1 secondes. Pour éviter les erreurs lorsqu'il y a des images avec des chevauchements d'amas, nous n'utiliserons que les données ayant au maximum un taux d'occupation plus petit que 4%. Ce taux R_{occ} est défini comme :

$$R_{occ} = \frac{nHits}{nPixels} \times 100 \quad (5.11)$$

où $nHits$ est le nombre de pixels actifs dans une image et $nPixels$ est le nombre total de pixels par image ($nPixels = 65536$). Les données avec un taux d'occupation supérieur à 10% sont impossibles à analyser et les erreurs dues aux chevauchements des données ayant un taux d'occupation inférieur à 1% sont négligeables. Il y a des cas où il est possible de déterminer le type de chevauchement, par exemple les cas *Mip-Curly* et *Curly-Curly* sont identifiables, tandis que les cas *Curly-Small Blob* et *Mip-Small Blob* sont impossibles à identifier. Les figures 5.19a et 5.20a montrent des exemples de données présentant un chevauchement d'amas.

Dans ce chapitre, nous avons vu que les particules interagissant dans le MPX laissent des traces différentes. Afin de distinguer ces particules, le logiciel *MAFalda* a été développé et calculera les différents paramètres des traces afin de classer les types d'amas. L'expérience sur le taux d'identification erronée permettra de donner une incertitude sur le flux de photons et d'électrons détectés dans le MPX car ces deux particules laissent des traces semblables, parfois indistinguables. Le développement du logiciel *MAFalda* permettra d'associer les traces laissées dans le MPX et les particules. Comme les neutrons ne sont pas détectés directement (les neutrons sont détectés par des particules secondaires qui interagissent dans les matériaux de conversion), l'expérience réalisée dans le chapitre suivant permettra de calculer l'efficacité de détection des neutrons.

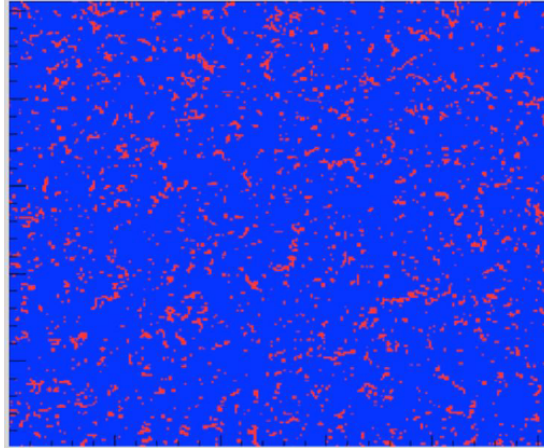


Figure 5.19 – Exemples d’images de données obtenues avec un détecteur MPX où le taux d’occupation $R_{occ} > 4\%$

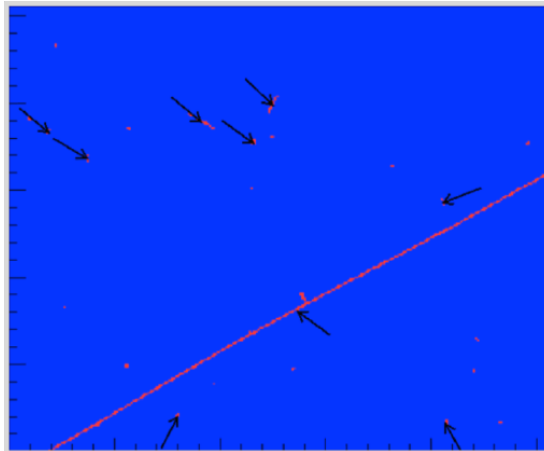


Figure 5.20 – Exemples d’images de données obtenues avec un détecteur MPX ayant un cas de chevauchement *Mip-Small Blob*. Les flèches pointent vers le centre géométrique des amas.

CHAPITRE 6

ÉTALONNAGE DE L'EFFICACITÉ DE DÉTECTION DES NEUTRONS DANS LE DÉTECTEUR MPX

Il est utile de mesurer les champs de neutrons dans la caverne ATLAS et sa caverne afin de donner cette information pour la sécurité du personnel travaillant près des détecteurs et pour savoir si les matériaux présents dans l'environnement ATLAS sont activés après les collisions. Comme le détecteur MPX est un semi-conducteur, les neutrons n'interagissent pas directement avec celui-ci. Afin de détecter les neutrons, des convertisseurs de LiF et de PE ont été installés à leur surface (voir la section 4.4). Une expérience a donc été réalisée à Prague au CMI (Czech Metrology Institute) en 2009 en collaboration avec l'IEAP ("Institute Of Experimental And Applied Physics") dans but de déterminer l'efficacité de détection des champs de neutrons rapides à l'aide des sources ^{252}Cf et $^{241}AmBe$. Par la suite, des simulations de l'efficacité de détection des neutrons rapides et lents ont été réalisées avec le logiciel GEANT4.

6.1 Efficacité de détection des neutrons à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}AmBe$

Le but de l'expérience était de mesurer des champs de neutrons mixtes produits par deux sources afin d'étalonner la réponse des neutrons rapides aux détecteurs MPX. Cet étalonnage a ensuite servi à mesurer le flux de neutrons dans la caverne ATLAS qui contient un champ mixte inconnu de neutrons rapides et lents. Les sources ^{252}Cf et $^{241}AmBe$ utilisées émettent des neutrons d'énergie moyenne de 2.13 et 4.08 MeV respectivement. Afin de produire différents flux de neutrons et spectres d'énergie de neutrons, ces sources ont été placées devant deux détecteurs MPX de référence séparément puis ensemble à différentes distances d des détecteurs [8]. La figure 6.1 montre le schéma de l'expérience.

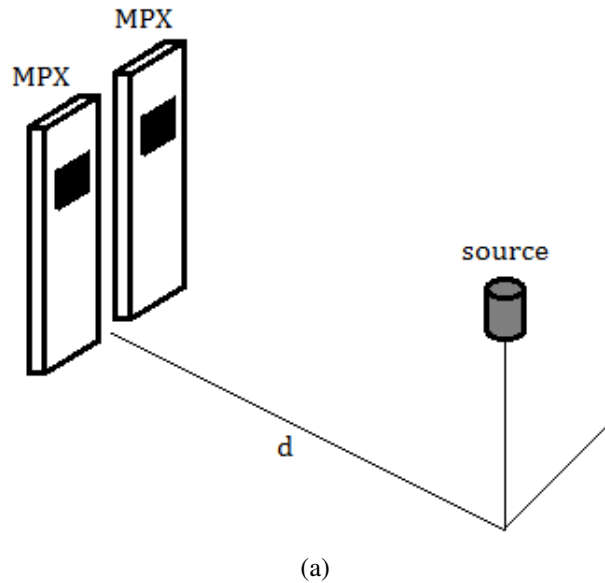


Figure 6.1 – Schéma de l'expérience

L'activité d'une source est définie par :

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (6.1)$$

où $\lambda = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}}$ est la constante de désintégration de la source et $t_{1/2}$ est le temps de demi-vie de la source. Connaissant l'activité des deux sources neutrons utilisées dans l'expérience (équation 6.1), leurs émissions de neutrons ont été calculées et sont présentées dans le tableau 6.I. Le flux de chaque source est défini par :

$$\Phi = \frac{N}{4\pi d^2} F_a(\theta) \quad (6.2)$$

où N est l'émission des neutrons (neutrons par seconde le jour de l'expérience), d est la distance de la source au détecteur et $F(\theta)$ est le facteur d'anisotropie ($F(\theta) = 1.01 \pm 0.4\%$ pour la source ^{252}Cf et $F(\theta) = 1.04 \pm 0.3\%$ pour la source $^{241}\text{AmBe}$). On calcule l'erreur sur le flux σ_Φ avec la formule de propagation des incertitudes :

$$\sigma_\Phi = \sqrt{\left(\frac{1}{4\pi d^2} F(\theta) \sigma_N\right)^2 + \left(\frac{N}{4\pi d^2} \sigma_{F(\theta)}\right)^2 + \left(\frac{2N}{4\pi d^3} F(\theta) \sigma_d\right)^2} \quad (6.3)$$

avec σ_N , $\sigma_{F(\theta)}$ et σ_d les incertitudes sur N , $F(\theta)$ et d respectivement. Le tableau 6.II montre les flux des neutrons correspondant aux différentes distances entre les sources et les détecteurs utilisés dans l'expérience. L'énergie moyenne \bar{E} des neutrons des sources est :

$$\bar{E} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} E d\Phi(E)}{\int_{E_1}^{E_2} d\Phi(E)} \quad (6.4)$$

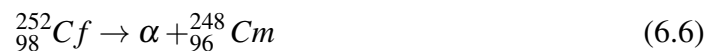
où E_1 et E_2 sont fixés à partir des spectres d'énergie des neutrons des sources présentées plus loin (figure 6.2). L'erreur sur cette énergie moyenne (de la formule de propagation des incertitudes) est :

$$\sigma_{\bar{E}} = \frac{\sqrt{\int_{E_1}^{E_2} (E - \bar{E})^2 d\Phi(E)}}{\int_{E_1}^{E_2} d\Phi(E)} \quad (6.5)$$

| Date | Émission ^{252}Cf (s^{-1}) | Émission $^{241}\text{AmBe}$ (s^{-1}) |
|------------|---|---|
| 17-02-2009 | 42 036 924 \pm 294 258 | 21 419 135 \pm 235 610 |
| 18-02-2009 | 42 006 774 \pm 294 047 | 21 419 041 \pm 235 609 |
| 19-02-2009 | 41 976 646 \pm 293 837 | 21 418 947 \pm 235 608 |
| 20-02-2009 | 41 946 539 \pm 293 626 | 21 418 854 \pm 235 607 |
| 21-02-2009 | 41 916 454 \pm 293 415 | 21 418 760 \pm 235 606 |
| 22-02-2009 | 41 886 390 \pm 293 205 | 21 418 666 \pm 235 605 |
| 23-02-2009 | 41 856 348 \pm 292 994 | 21 418 572 \pm 235 604 |
| 24-02-2009 | 41 826 327 \pm 292 784 | 21 418 478 \pm 235 603 |
| 25-02-2009 | 41 796 328 \pm 292 574 | 21 418 384 \pm 235 602 |
| 26-02-2009 | 41 766 351 \pm 292 364 | 21 418 290 \pm 235 601 |
| 27-02-2009 | 41 736 395 \pm 292 155 | 21 418 196 \pm 235 600 |

Tableau 6.I – Émission de neutrons des deux sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$.

La source ^{252}Cf se désintègre selon :



Elle a une demi-vie de 2.6 ans et la radioactivité α représente 96.91% de l'activité de la source. La source est couverte d'une enveloppe d'acier dans laquelle les particules α sont absorbées. Les neutrons représentent 3.09% de l'activité de la source.

| d_{Cf} | d_{AmBe} | Φ ($cm^{-2}s^{-1}$) |
|----------|------------|----------------------------|
| 12cm | - | 22590.42 ± 439.68 |
| 10cm | 15cm | 39668.46 ± 753.80 |
| 12cm | 15cm | 30349.05 ± 462.11 |
| 12cm | 12cm | 34536.62 ± 507.14 |
| 15cm | 12cm | 26566.17 ± 343.86 |
| 15cm | 10cm | 31434.53 ± 474.76 |
| - | 12cm | 11864.75 ± 249.95 |

Tableau 6.II – Flux de neutrons Φ pour les distances d_{Cf} et d_{AmBe} des deux sources ^{252}Cf et $^{241}AmBe$ aux détecteurs.

La source $^{241}AmBe$ se désintègre selon :



Elle a une demi-vie de 432.2 ans. L'énergie cinétique moyenne des neutrons de la source $^{241}AmBe$ est de 4.08 ± 0.02 MeV et celle des neutrons de la source ^{252}Cf est de 2.13 ± 0.01 MeV (équation 6.5). La figure 6.2 montre les spectres d'énergie des neutrons émis par ces deux sources.

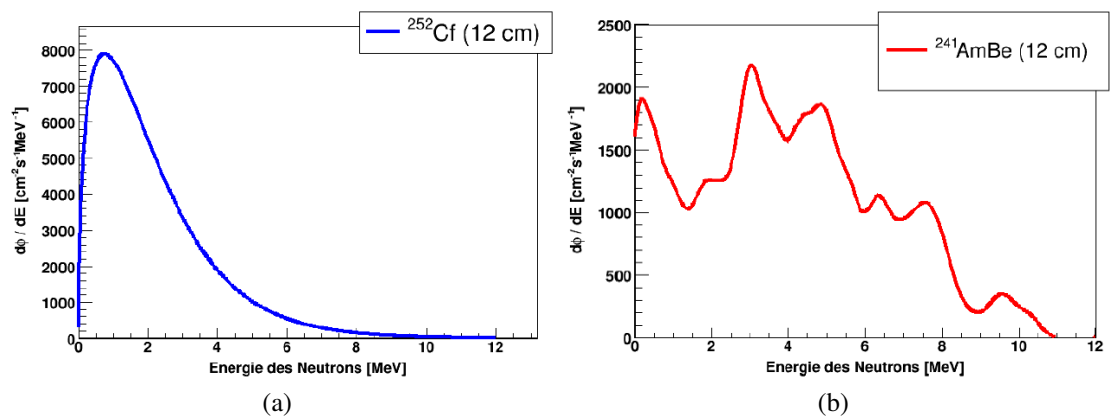


Figure 6.2 – Spectres de référence des neutrons émis par les sources (a) ^{252}Cf et (b) $^{241}AmBe$ à une distance de 12 cm des détecteurs [4].

Comme expliqué plus haut, les sources ont été placées à différentes distances devant les deux détecteurs de référence afin de produire différents flux de neutrons et spectres d'énergie. De cette façon, les spectres d'énergie des sources se chevauchent provoquant un changement dans l'énergie cinétique moyenne des neutrons. Les sources ont été placées simultanément, puis chacune à leur tour devant les deux détecteurs de référence et ensuite les deux sources ont été placées en même temps à des distances variant entre 10cm, 15cm et 20cm. Le tableau 6.III présente l'énergie moyenne des neutrons émis lors de l'exposition du détecteur aux sources pour les configurations choisies de l'expérience.

| d_{Cf} | d_{AmBe} | \bar{E} (MeV) |
|----------|------------|-------------------|
| 12cm | - | 2.130 ± 0.011 |
| 10cm | 15cm | 2.498 ± 0.010 |
| 12cm | 15cm | 2.615 ± 0.024 |
| 12cm | 12cm | 2.795 ± 0.011 |
| 15cm | 12cm | 3.000 ± 0.014 |
| 15cm | 10cm | 3.180 ± 0.013 |
| - | 12cm | 4.083 ± 0.023 |

Tableau 6.III – Énergie moyenne des neutrons des sources ^{252}Cf et $^{241}AmBe$ aux distances d_{Cf} et d_{AmBe} .

On remarque que si la source ^{252}Cf est plus proche du détecteur, l'énergie cinétique moyenne des neutrons tend plus vers 2.13 ± 0.01 MeV (l'énergie cinétique moyenne des neutrons émis par la source de ^{252}Cf). De même que plus la source $^{241}AmBe$ est près du détecteur, plus l'énergie cinétique moyenne des neutrons tend vers 4.08 ± 0.02 MeV. La figure 6.3 montre les différentes superpositions des spectres d'énergie des sources utilisées.

On calcule l'efficacité de détection ε des neutrons à partir du flux de neutrons Φ (en unités $cm^{-2}s^{-1}$) et du nombre de neutrons détectés N :

$$\varepsilon = \frac{N}{\Phi A t} \times 100 \quad (6.10)$$

A et t sont l'aire de la région du détecteur (en cm^2) exposée aux neutrons et le temps d'exposition (en secondes) respectivement.

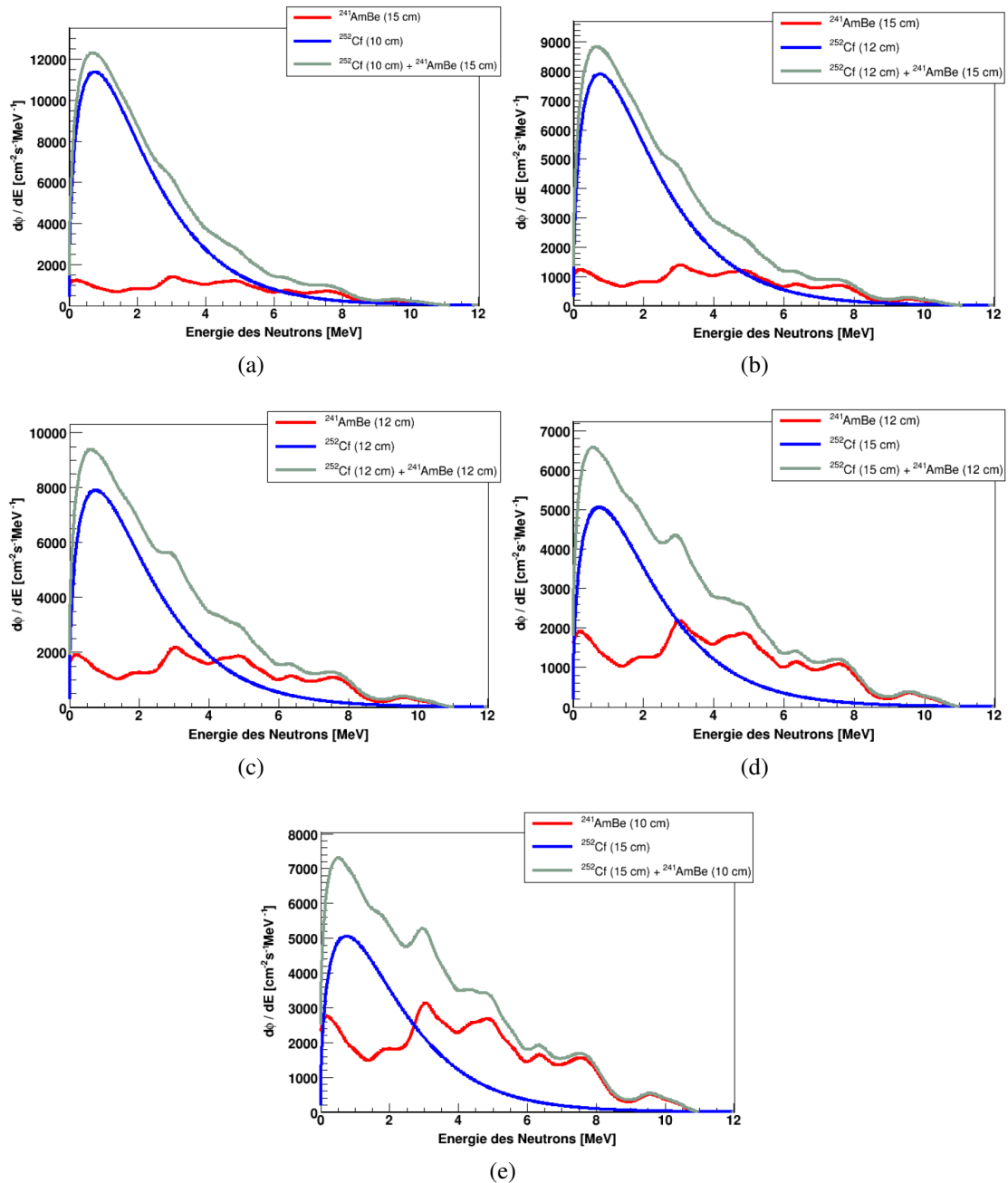


Figure 6.3 – Superposition des spectres d'énergie des sources utilisées. Les distances sont : (a) $d_{\text{Cf}} = 10$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 15$ cm, (b) $d_{\text{Cf}} = 12$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 15$ cm, (c) $d_{\text{Cf}} = 12$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 12$ cm, (d) $d_{\text{Cf}} = 15$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 12$ cm, (e) $d_{\text{Cf}} = 15$ cm et $d_{\text{AmBe}} = 10$ cm .

L'erreur de l'efficacité de détection des neutrons est calculée à partir de l'équation de propagation des incertitudes :

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{1}{\Phi A t} \sigma_N\right)^2 + \left(\frac{N}{\Phi^2 A t} \sigma_\Phi\right)^2} \quad (6.11)$$

où $\sigma_N = \sqrt{N}$ est l'erreur sur le nombre de neutrons détectés et σ_Φ est l'erreur sur le flux.

Les données de cette expérience ont été prises à deux seuils d'énergie différents. Le bas seuil d'énergie, fixé à 8 keV, est le plus bas seuil pouvant être fixé pour un détecteur MPX sans que le bruit électronique ne sature le signal. L'activation du pixel se fait donc s'il y a une énergie supérieure à 8 keV déposée dans ce pixel. Les données à haut seuil d'énergie, fixé à 230 keV, ont été prises afin de supprimer toutes les particules de basse énergie comme les photons et les électrons provenant des sources. La détection des particules lourdes chargées provenant des réactions des neutrons dans les convertisseurs seuls produisent un signal. En principe, les sources produisent aussi des γ mais l'efficacité de détection est beaucoup plus petite que les particules chargées. Dans le mode à haut seuil d'énergie, la reconnaissance des traces des particules est impossible puisque l'énergie minimale requise pour activer un pixel est grande. L'énergie recueillie par ce pixel sera plus petite, donc l'effet de partage des charges (section 5.1.1) sera moins visible et les amas seront tous petits. Pour cette raison, dans le mode à haut seuil d'énergie, tous les types d'amas sont comptés et considérés comme étant un signal produit par un neutron. Pour le mode à bas seuil d'énergie, la reconnaissance des traces est possible et les amas de type *Heavy Blob* et *Heavy Track* sont considérés.

6.1.1 Efficacité du convertisseur de polyéthylène

Pour calculer l'efficacité de détection, $\varepsilon(PE)$, seulement pour le convertisseur PE, nous devons soustraire le nombre de neutrons détectés dans la région Si (normalisé par l'aire de la région Si, N_{Si}/A_{Si}) du nombre de neutrons détectés dans la région PE+Si

(normalisé par l'aire de la région PE+Si, $N_{PE+Si}A_{PE+Si}$) c'est-à-dire :

$$\varepsilon(PE) = \frac{\frac{N_{PE+Si}}{A_{PE+Si}} - \frac{N_{Si}}{A_{Si}}}{\Phi_t} \quad (6.12)$$

La figure 6.4 montre les efficacités de détection de neutrons à bas et haut seuil d'énergie pour les régions PE+Al+Si et PE+Si (l'aluminium dans ces régions a une épaisseur de 100 μm). L'efficacité de détection des neutrons a été calculée à partir de l'équation 6.10 pour les régions $PE + Al + Si$, $PE + Si$ et Si du détecteur et à partir de l'équation 6.12 pour le convertisseur de polyéthylène seulement.

On constate l'augmentation de l'efficacité de détection des neutrons à haut seuil d'énergie (figure 6.4b) pour les régions PE+Al+Si et PE+Si du détecteur, mais pas pour le mode à bas seuil d'énergie (figure 6.4a). Plus l'énergie cinétique moyenne des neutrons augmente, plus il y a d'interactions dans le convertisseur PE, donc plus l'efficacité de détection doit augmenter. Par contre, la section efficace de collision élastique du neutron avec l'hydrogène diminue avec l'énergie car les sections efficaces de collisions inélastiques augmentent avec l'énergie. Cependant, plus l'énergie cinétique moyenne des neutrons augmente, plus le neutron transfère une grande quantité d'énergie au proton. Les protons de recul ont une énergie plus grande si l'énergie du neutron est grande, alors la probabilité que ces protons de recul atteignent le silicium et soient détectés augmente avec l'énergie cinétique moyenne du neutron incident. En conséquence, à bas seuil, seulement les types d'amas *Heavy Blob* et *Heavy Track* sont comptés. Les protons de recul ayant une énergie inférieure à 1 MeV (soit énergie du proton lorsqu'il arrive à la partie active du détecteur, le silicium) ne sont pas pris en considération car ils produisent de petits amas (de type *Small Blob* et *Dots*) qui sont normalement associés aux électrons et γ .

On constate aussi que l'efficacité du convertisseur PE seulement (c'est-à-dire sans l'aluminium) augmente avec l'énergie cinétique moyenne des neutrons à bas et à haut seuil. Plus l'énergie des protons de recul augmente, plus la probabilité qu'ils traversent la couche d'aluminium de 100 μm dans la région PE+Al+Si augmente. De plus, à bas seuil, une erreur associée à la reconnaissance des traces est proportionnelle au nombre d'amas

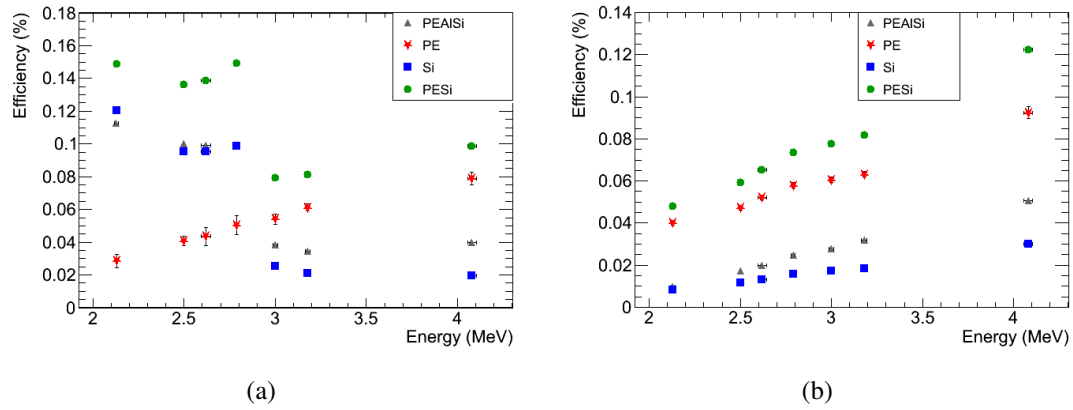


Figure 6.4 – Les efficacités de détection des neutrons pour la région PE à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie

déteçtés. En faisant la soustraction du nombre d'amas déteçtés par cm^2 dans les régions PE+Si et Si (équation 6.10), cette erreur s'annule, cela qui expliquerait l'augmentation de l'efficacité de détection du convertisseur PE à bas seuil.

6.1.2 Efficacité du convertisseur de fluorure de lithium

Pour calculer l'efficacité de détection seulement dans la région LiF $\varepsilon(LiF)$, nous devons soustraire le nombre de neutrons déteçtés de la région Al+Si (normalisé par l'aire de la région Al+Si, N_{Al+Si}/A_{Al+Si}) de celui de la région LiF+Al+Si (normalisé par l'aire de la région LiF+Al+Si, $N_{LiF+Al+Si}/A_{LiF+Al+Si}$) c'est-à-dire :

$$\varepsilon(LiF) = \frac{\frac{N_{LiF+Al+Si}}{A_{LiF+Al+Si}} - \frac{N_{Al+Si}}{A_{Al+Si}}}{\Phi t} \quad (6.13)$$

La figure 6.5 montre les efficacités de détection de neutrons à bas et haut seuil d'énergie pour les régions LiF+AL+Si et Al+Si (l'aluminium dans ces régions a une épaisseur de $150 \mu m$). L'efficacité de détection des neutrons a été calculée à partir de l'équation 6.10 pour les régions $LiF + Al + Si$ et $Al_{150} + Si$ du détecteur et à partir de l'équation 6.13 pour le convertisseur de fluorure de lithium seulement.

Comme pour l'efficacité de détection des neutrons dans le convertisseur de polyéthylène, l'efficacité de détection des neutrons dans les régions LiF+AL+Si et Al+Si, à haut seuil d'énergie, augmente avec l'énergie cinétique moyenne des neutrons incidents. Plus l'énergie du neutron incident augmente, plus l'énergie des particules secondaires provenant des réactions des neutrons avec le LiF augmente, alors plus la probabilité de détection augmente. À bas seuil par contre, il y a une identification erronée du type de particules. Les particules de recul ayant une faible énergie laissent des traces de type *Dot* et *Small Blob*. Seulement les types *Heavy Blob* et *Heavy Track* sont comptés. Les électrons et les photons ne sont pas comptés, donc les neutrons laissant des traces de type *Dot* et *Small Blob* ne figurent pas dans le calcul de l'efficacité de détection, ce qui engendre des erreurs. Malgré cela, le comportement de l'efficacité de détection sur la figure 6.5a suit la variation de la section efficace des neutrons en fonction de l'énergie.

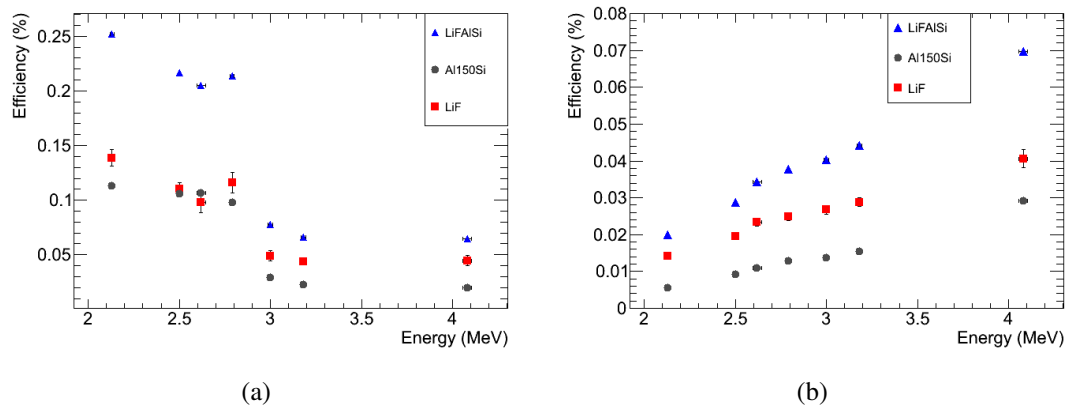


Figure 6.5 – Les efficacités de détection des neutrons pour la région LiF à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie

6.2 Simulation GEANT4 de l'efficacité de détection des neutrons du détecteur ATLAS-MPX

Un calcul, basé sur une simulation de l'efficacité de détection des neutrons dans le détecteur MPX, a été réalisé avec le logiciel GEANT4. Ce logiciel permet de simuler le trajet de particules à travers la matière en utilisant la méthode Monte-Carlo. La géométrie

construite pour la simulation consiste en une boîte imaginaire contenant une plaque de plexiglas (densité 1.19 g/cm^3) sur laquelle repose une couche de silicium (densité 2.33 g/cm^3) divisée en 256×256 pixels. La plaque de plexiglas représente la carte électronique du détecteur. Les pixels de silicium sont la partie active du détecteur (“sensitive detector”). Au-dessus des pixels se trouvent les convertisseurs décrits dans la section 3.1.1. La géométrie des convertisseurs a été construite d’après les masques du détecteur MPX de référence numéro 18 (celui utilisé pour les expériences de la section précédente). Les figures 6.6 et 6.7 montrent la géométrie du détecteur utilisée pour la simulation. La boîte imaginaire est représentée en rouge et la plaque de plexiglas en vert foncé. Les couches d’aluminium de 100 et 150 μm sont représentées en gris. La couche de fluorure de lithium est en bleu et celle de polyéthylène en vert pâle. Les couches d’aluminium couvrant le LiF et le PE sont montrées de la même couleur que le LiF et le PE. Les axes sont montrés sur la figure 6.6 et le zéro est au centre de la boîte de silicium.

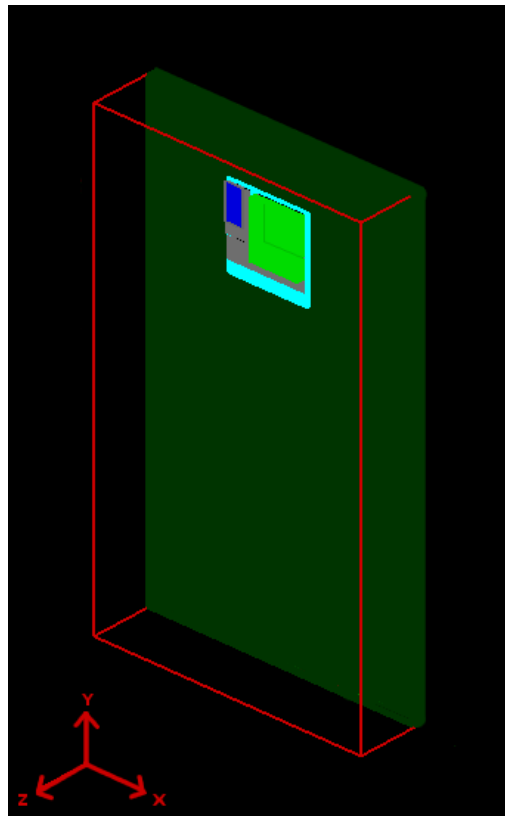


Figure 6.6 – Géométrie du détecteur MPX pour les simulations GEANT4

L'implantation du détecteur MPX dans GEANT4 a été faite pour être utilisée dans différents scénarios. Pour chaque particule envoyée sur le détecteur, les particules chargées entrant dans le silicium déposent une certaine énergie. Quand une particule chargée dépose une énergie plus grande que le seuil fixé dans un pixel, elle active ce pixel. Cette activation de pixels construit des images du même format que les données prises avec le détecteur MPX. Ces données sont ensuite analysées avec le logiciel *MAFalda* (voir la section 5). Comme l'effet de partage des charges dans le silicium n'a pas été implémenté dans la simulation, l'analyse des données avec *MAFalda* se fait en mode comptage, c'est-à-dire que tous les types d'amas sont pris en considération. La simulation avec les neutrons présentée ici utilise en premier lieu des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ et ensuite un faisceau de neutrons avec une énergie constante. Comme nous ne pouvons pas distinguer les types d'amas *Heavy Blob* et *Heavy Track* des autres types d'amas pour la simulation utilisant les sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$, seulement la partie constituée de neutrons a été envoyée sur le détecteur. Il n'y a donc pas d'électrons ou de photons parmi les particules primaires de la simulation pour créer un champ constitué de neutrons.

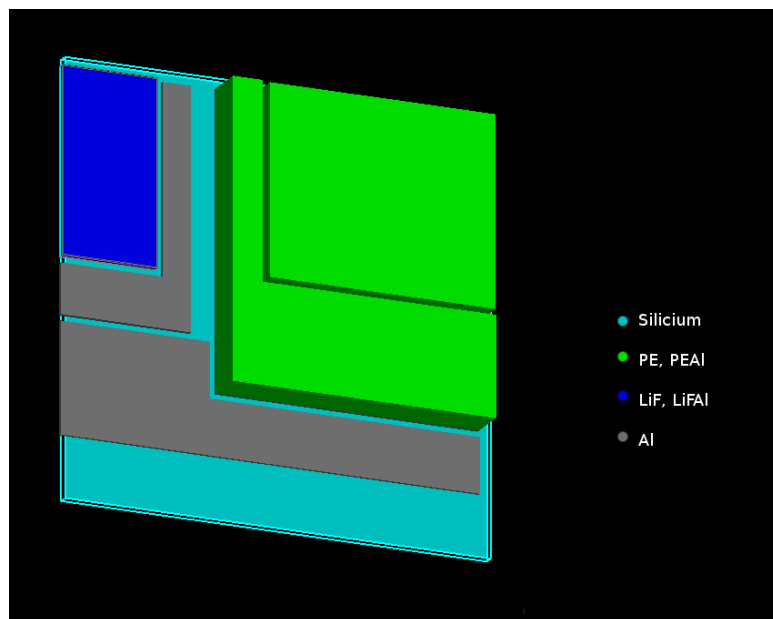


Figure 6.7 – Géométrie de la partie active du détecteur MPX pour les simulations GEANT4

6.2.1 Simulation à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$

Pour cette simulation, GPS (“General Particle Source”) de GEANT4 a été utilisé pour la construction des sources. L’avantage de GPS est qu’il permet la spécification des distributions spatiale, angulaire et spectrale d’une source de particules. Les sources construites ont été placées aux mêmes distances que l’expérience décrite plus haut pour avoir les mêmes énergies moyennes (tableau 6.III). La géométrie des sources dans la simulation est constituée de cylindres avec un rayon de 1.07 cm et une hauteur de 2.10 cm orientés selon l’axe Y (voir figure 6.6) et on utilise une émission isotropique de neutrons. La simulation se déroule dans le vide et a été lancée pour chaque source à chaque distance et énergie décrite dans le tableau 6.III. Chaque source a émis un total de 20×10^6 neutrons. L’efficacité de détection a été calculée comme dans la section 6.1, mais en utilisant un nombre total de neutrons plutôt que le flux car le temps n’est pas implanté dans la simulation. Cette simulation GEANT4 n’offre donc pas la possibilité d’envoyer un nombre de neutrons par seconde.

Les figures 6.8 et 6.9 montrent l’efficacité de détection simulée à bas et haut seuil d’énergie pour les convertisseurs de fluorure de lithium et de polyéthylène. Les seuils utilisés sont les mêmes que ceux de la section précédente. L’efficacité de détection est du même ordre de grandeur que celle mesurée expérimentalement.

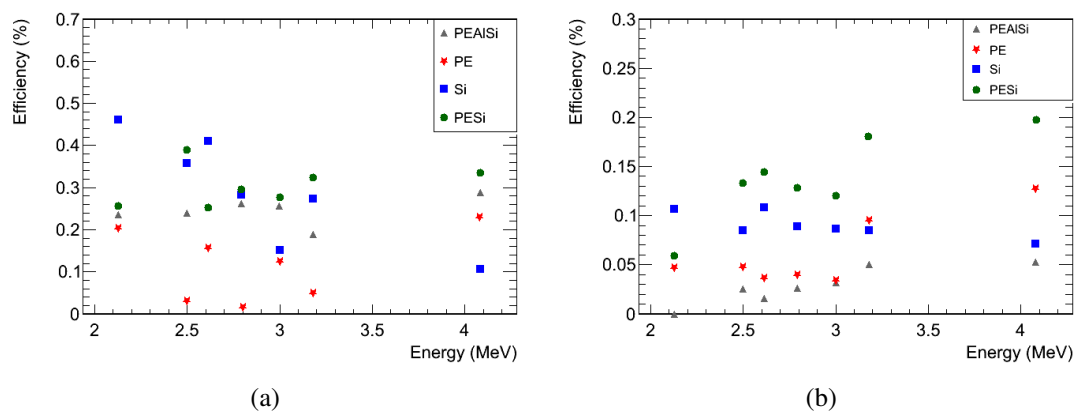


Figure 6.8 – Simulation des efficacités de détection des neutrons pour la région PE à (a) bas seuil d’énergie et (b) haut seuil d’énergie

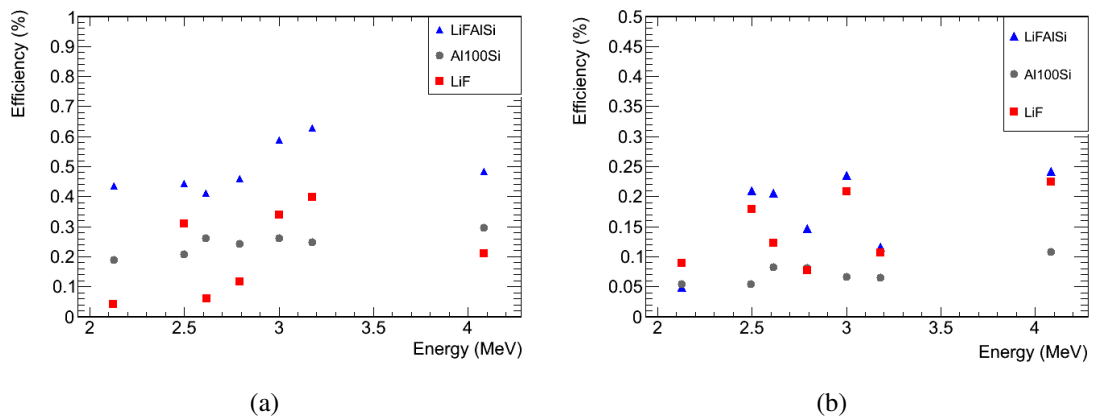


Figure 6.9 – Simulation des efficacités de détection des neutrons pour la région LiF à (a) bas seuil d'énergie et (b) haut seuil d'énergie

On constate que l'efficacité de détection pour les convertisseurs PE et LiF n'augmente pas avec l'énergie des neutrons incidents comme sur la figure 6.4. Une des causes est peut-être le manque de statistiques. Comme il y a 20×10^6 neutrons émis par chaque source et que ces sources sont isotropes, seule une fraction de ces neutrons atteint le détecteur. Il n'a pas été possible de produire ces simulations avec plus de statistiques. En effet, chaque fois que la simulation est lancée, un fichier de sortie est produit et il y a une limite de mémoire pour ce fichier. Ces simulations ont alors été produites avec seulement ce nombre de neutrons car le temps CPU et l'espace de mémoire sont trop grands. On constate cependant que l'efficacité de détection est supérieure pour les neutrons de 4.08 MeV comparée à celle pour des neutrons de 2.13 MeV.

De plus, l'énergie et l'angle des particules qui résultent des collisions et réactions des neutrons incidents avec les convertisseurs dépendent de l'énergie et de l'angle d'incidence des neutrons incidents. Ici, comme on a des sources isotropes, les neutrons qui entrent en contact avec le détecteur n'ont pas toujours le même angle d'incidence. Il y a donc beaucoup de particules qui résultent des collisions et réactions des neutrons incidents avec les convertisseurs qui n'atteignent pas le détecteur. Par manque de statistiques, l'efficacité de détection en fonction de l'énergie des neutrons incidents n'est pas linéaire.

6.2.2 Simulation de neutrons monochromatiques sur le détecteur MPX

La source pour cette simulation a aussi été construite avec GPS. Une source carrée de la même surface que la partie de silicium du détecteur MPX a été placée devant le détecteur à 2 cm de celui-ci. Une émission de neutrons d'énergie monochromatique voyageant dans la direction du détecteur (selon l'axe Z) a été utilisée et la simulation se déroule dans le vide. La simulation a été lancée pour un total de 20×10^6 neutrons pour chaque énergie présentée dans la figure 6.10. Cette figure montre l'efficacité de détection des neutrons simulée à bas seuil d'énergie (8 keV) pour les convertisseurs PE et LiF avec des neutrons lents et rapides.

On constate que l'efficacité de détection pour les convertisseurs PE et LiF augmente avec l'énergie des neutrons incidents, ce qui correspond bien à la réalité car plus l'énergie cinétique du neutron incident augmente, plus il y a d'interactions dans les convertisseurs PE. Dans le convertisseur LiF, l'augmentation de l'énergie cinétique des neutrons incidents entraîne une augmentation de l'énergie des particules secondaires, donc la probabilité d'interaction des particules secondaires dans le silicium augmente elle aussi.

Pour les neutrons lents, on s'attend à une plus grande efficacité de détection dans le convertisseur LiF (voir section 4.4). On voit sur la figure 6.10a que l'efficacité de détection est effectivement plus grande dans le LiF. On constate que l'efficacité de détection dans le convertisseur LiF est supérieure à celle dans le convertisseur PE pour les neutrons rapides (figure 6.10b). La cause de cette grande efficacité de détection dans le LiF est probablement due à une résonance de neutrons. En effet, on peut apercevoir sur la figure 4.8b une augmentation de la section efficace nucléaire du neutron avec le lithium pour une énergie incidente du neutron entre 0.1 et 10 MeV. Les résultats des neutrons rapides dans le vide ne sont pas concluants car il n'y a pas assez de statistiques et les valeurs des sections efficaces neutrons utilisées dans le logiciel GEANT4 doivent être encore vérifiées par la communauté des utilisateurs.

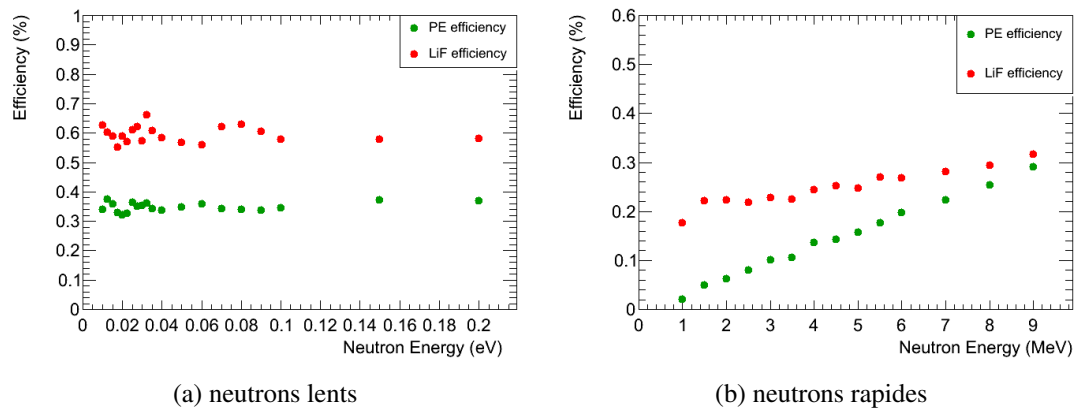


Figure 6.10 – Simulation des efficacités de détection des neutrons (a) lents et (b) rapides pour les convertisseurs PE et LiF

CHAPITRE 7

DONNÉES ATLAS-MPX

Les détecteurs MPX sont opérationnels depuis la fin de 2008. Dans ce chapitre, les résultats obtenus de l'analyse que j'ai faite des données prises en 2010 seront présentés. Ces données correspondent aux collisions proton-proton à 2.4 TeV (avant avril 2010) et à 7 TeV (après avril 2010) dans le centre de masse. Par la suite, une comparaison avec le bruit de fond (sans collisions) de 2008 sera faite. Les résultats obtenus pour des particules interagissant électromagnétiquement (électrons, positrons et photons), des neutrons et des MIPs sont présentés. De plus, une estimation du flux de neutrons est présentée en utilisant les efficacités de détection mesurées dans le chapitre précédent. Finalement, une corrélation avec la luminosité du LHC a été établie.

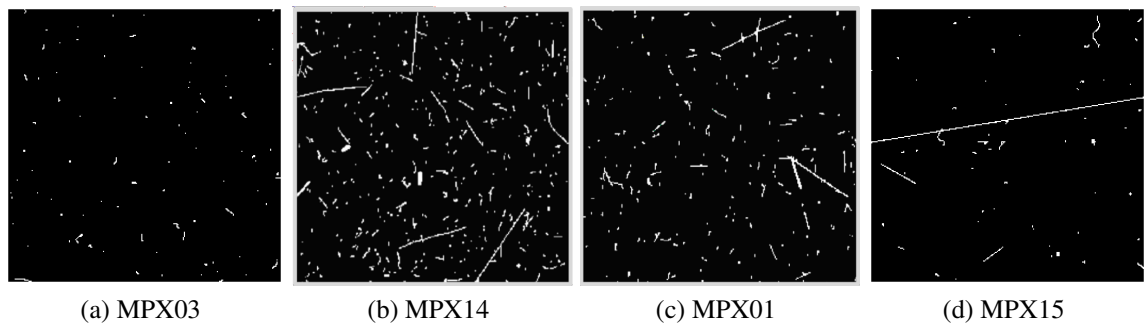
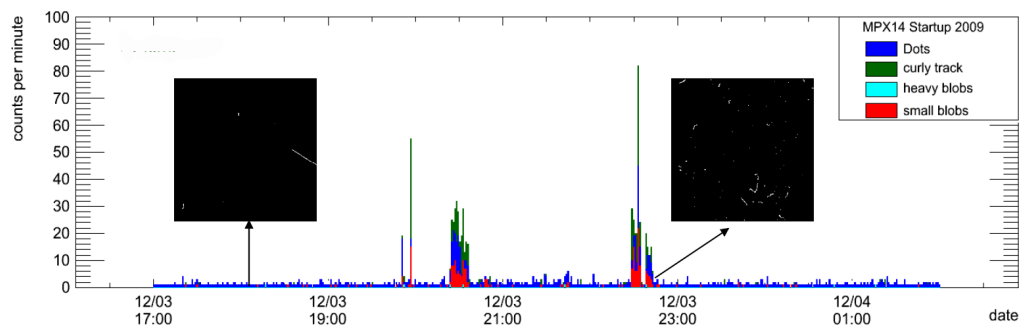


Figure 7.1 – Exemples d'images prises avec les détecteurs MPX.

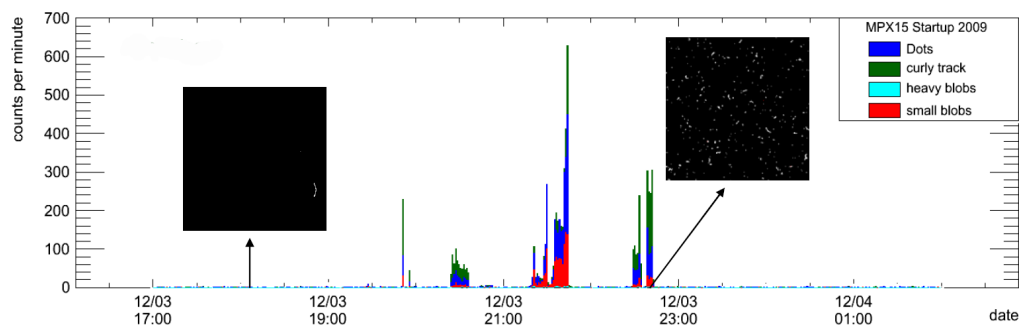
Comme expliqué dans les chapitres 3 et 5, les collisions proton-proton produisent divers types de particules secondaires (pions, kaons, électrons, photons). Ces particules sont détectées avec les détecteurs MPX sous forme d'images montrant plusieurs types d'amas. La figure 7.1 montre des exemples d'images prises par les détecteurs MPX lors de l'expérience. Le seuil d'énergie fixé pour obtenir ces images est de 8 keV. Les figures ont été prises durant des collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse, sauf l'image 7.1a qui a été prise après les collisions.

7.1 Événements enregistrés

La figure 7.2 montre les types d'amas trouvés par *MAFalda* (section 5) dans des données des détecteurs MPX14 et MPX15 avec des exemples d'images prises des données aux temps indiqués en abscisse. Ces données ont été prises lors d'essais de faisceaux de 450 GeV au LHC sans collisions. Au cours de ces essais, les faisceaux ne sont généralement pas stables. Le temps d'acquisition est de 60 secondes et le seuil d'énergie est de 8 keV. Les pics que l'on voit à la figure 7.2 correspondent soit à des collisions des faisceaux avec les collimateurs placés dans les chambres à vide avant le point de collision, soit avec la chambre à vide des faisceaux, soit avec le halo des faisceaux. Les détecteurs MPX14 et MPX15 sont placés perpendiculairement aux faisceaux et leurs positions selon l'axe x des coordonnées de ATLAS (voir figure 3.3) sont antisymétriques l'une par rapport à l'autre. Nous apercevons les pics d'événements positionnés au même endroit sur l'axe du temps pour ces deux détecteurs dans l'exemple de la figure 7.2.



(a) MPX14



(b) MPX15

Figure 7.2 – Nombre d'amas détectés par minute pour la période du 03-12-2009 17h00 au 04-12-2009 14h00 pour les détecteurs (a) MPX14 et (b) MPX15.

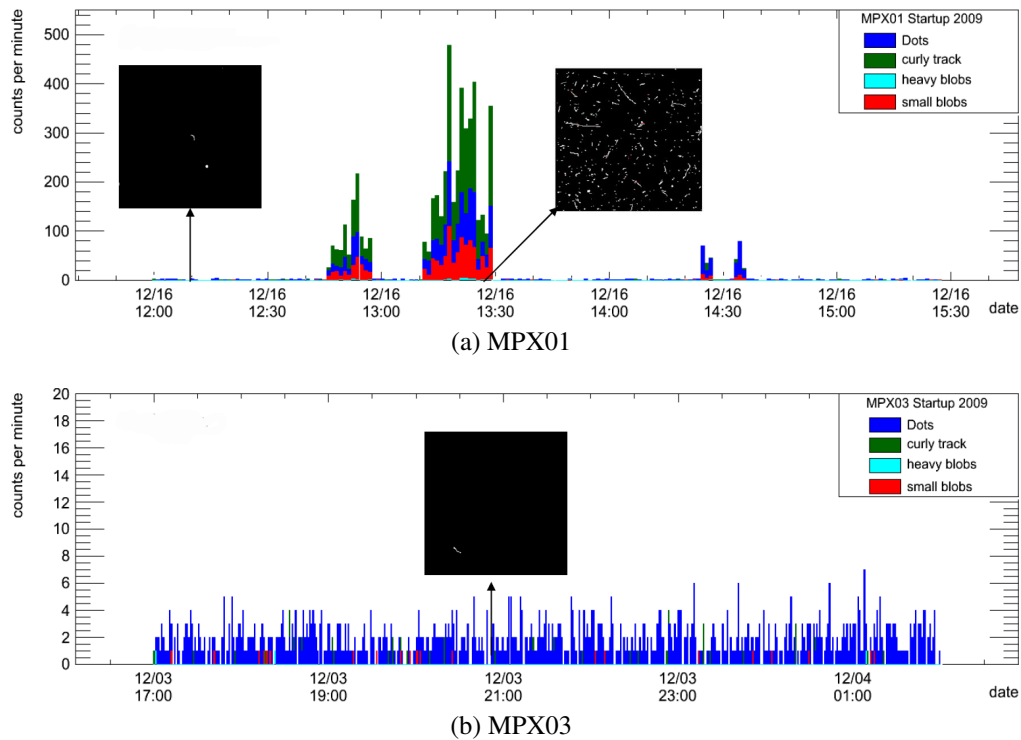


Figure 7.3 – Nombre d’amas détectés par minute pour la période (a) du 16-12-2009 12h00 au 16-12-2009 15h30 pour le détecteur MPX01 et pour la période (b) du 03-12-2009 17h00 au 04-12-2009 14h00 pour le détecteur MPX03.

À la figure 7.3. nous retrouvons le nombre d’amas détectés par minute pour les détecteurs MPX01 et MPX03 pour deux périodes de prises de données, du 16-12-09 12h00 au 16-12-09 15h30 pour le MPX01 (figure 7.3a) et du 03-12-09 17h00 au 04-12-09 02h00 (figure 7.3b). La figure 7.3b ne montre pas de pic (il y a en moyenne seulement deux amas par minute) car le détecteur MPX03 est blindé par le calorimètre électromagnétique d’ATLAS. Les particules primaires et secondaires issues des collisions proton-proton sont absorbées dans les matériaux constituant le calorimètre électromagnétique, donc elles ne peuvent atteindre le détecteur MPX03. Dans ces figures, nous obtenons beaucoup plus d’amas associés aux particules interagissant électromagnétiquement (*Curly Track*, *Small Blob* et *Dots*) que de types d’amas associés aux particules lourdes chargées (*Heavy Blob*). En effet, lorsque les faisceaux de protons sont en collision, la production de photons et d’électrons est plus importante que la production de particules lourdes en raison de la dépendance sur la masse de la section efficace de production

des particules. Il faut une énergie plus élevée pour produire des particules de masse plus grande.

7.2 Estimation du flux moyen basé sur les données ATLAS-MPX

7.2.1 Particules interagissant électromagnétiquement (e^- , e^+ , γ)

En supposant que tous les amas de type *Dots*, *Curly* et *Small Blob* sont associés aux particules interagissant électromagnétiquement (photons, électrons, positrons), il est possible de mesurer un champ correspondant dans la caverne ATLAS. Comme il est impossible de différencier les photons, les électrons, les particules lourdes chargées jusqu'à quelques centaines de keV et les MIPs ayant un angle d'incidence plus petit que 36 degrés (équivalant à une trace de quatre pixels) dans les traces de type *Dots*, *Curly* et *Small Blob*, l'efficacité de détection des photons ($\sim 80\%$ pour les photons ayant une énergie de 10 keV et $\sim 0.1\%$ pour les photons ayant une énergie supérieure à 1 MeV) ne sera pas incluse dans les calculs de flux des particules interagissant électromagnétiquement. La figure 7.4 montre le nombre d'amas détectés par minute associés aux particules interagissant électromagnétiquement pour une période de 10 jours pour les détecteurs MPX01, MPX13 et MPX14 avec un temps d'acquisition de 60 secondes et un seuil d'énergie de 8 keV. Sur cette figure, on note la corrélation entre les détecteurs MPX01 et MPX14. Ces deux détecteurs sont ceux qui se trouvent le plus près du point de collision qui est le point (0,0,0) (voir le tableau 3.4). Ils sont orientés tous deux de la même façon, c'est-à-dire à 90 degrés par rapport à l'axe Z. Ils sont à la même distance en Z du point de collision et ils sont situés presque au même rayon par rapport à l'axe Z (767 mm et 771 mm respectivement). Cependant, MPX01 est situé sur le côté C et MPX14 est sur le côté A¹. Les détecteurs MPX13 et MPX14 sont les deux seuls détecteurs à être placés du côté A. Le détecteur MPX13 est localisé beaucoup plus bas que MPX14 (voir les positions dans le tableau 3.4) et on voit un nombre de coups uniforme (en moyenne quatre coups par minute).

1. Le côté A est celui à l'est du point de collision (l'axe Z positif) et le côté C est celui à l'ouest du point de collision (l'axe Z négatif), selon les conventions d'ATLAS

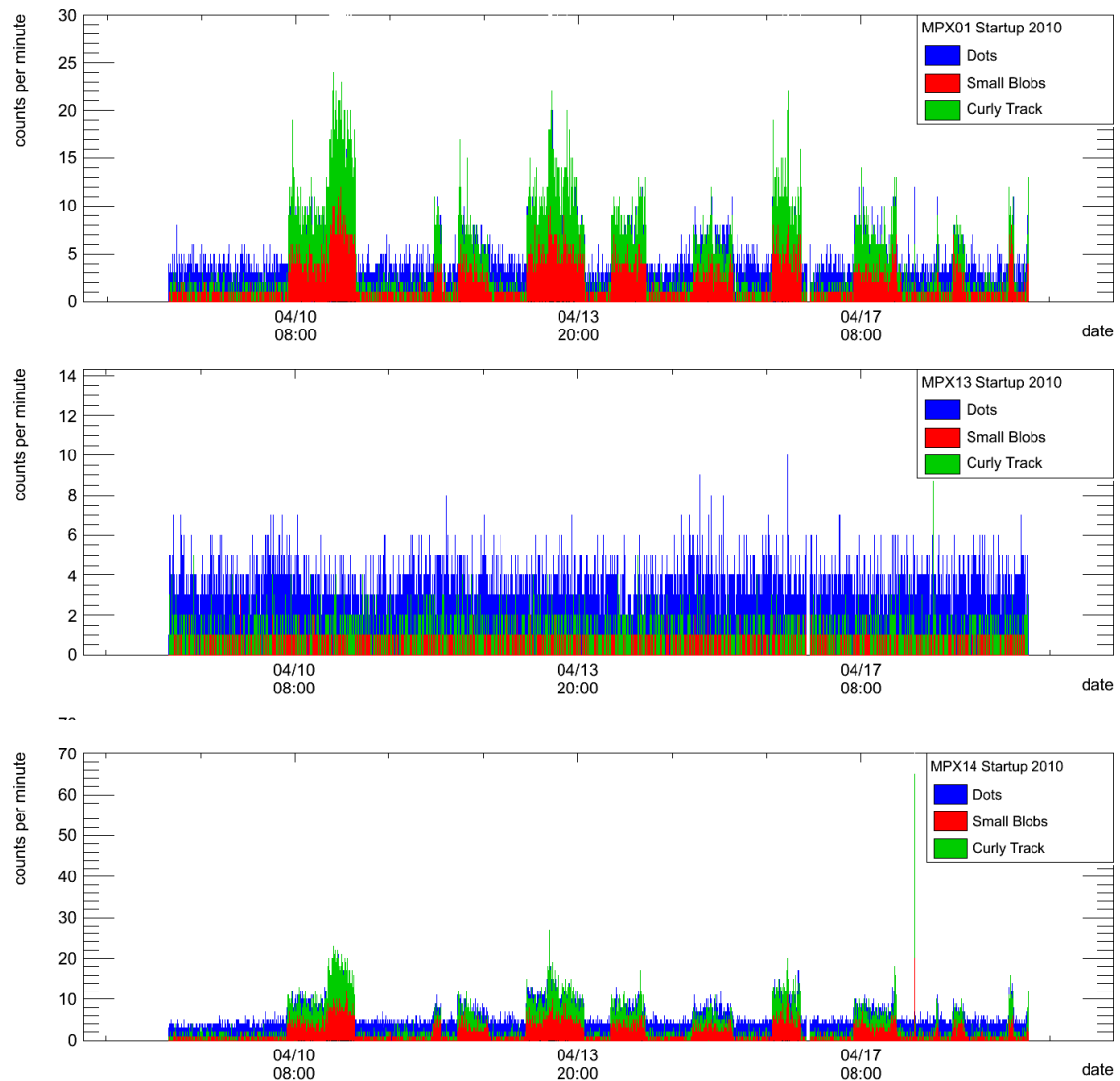


Figure 7.4 – Nombre d’amas associés aux particules interagissant électromagnétiquement détectés dans les détecteurs MPX01, MPX13 et MPX14 pour la période du 09-04-2010 au 19-04-2010.

La figure 7.5 montre la somme de toutes les particules interagissant électromagnétiquement qui sont détectées pendant chaque séquence de prises de données en mode faisceaux stables du LHC pour le mois d’août 2010. Ces séquences de prises de données sont indiquées dans l’Annexe III. La figure du haut est la même que celle du bas, sauf que celle du bas écarte MPX01 ainsi que MPX14 et montre seulement les détecteurs MPX03 à MPX13 et MPX16 afin de mieux distinguer le nombre d’amas détectés as-

sociés aux particules interagissant électromagnétiquement par cm^2 pour ces détecteurs. Les détecteurs MPX01 et MPX14 ont un plus grand nombre d'amas détectés que les autres détecteurs car ils sont placés plus près du point de collision. Le détecteur MPX13 occupant une position proche du point de collision, après le MPX01 et le MPX14 (un peu plus loin que le détecteur MPX02 qui était débranché) est celui qui a enregistré le plus grand nombre de particules détectées après les détecteurs MPX01 et MPX14. Le détecteur MPX15 était opéré avec un seuil de 230 keV à ce moment, donc il ne pouvait distinguer des amas associés aux particules interagissant électromagnétiquement.

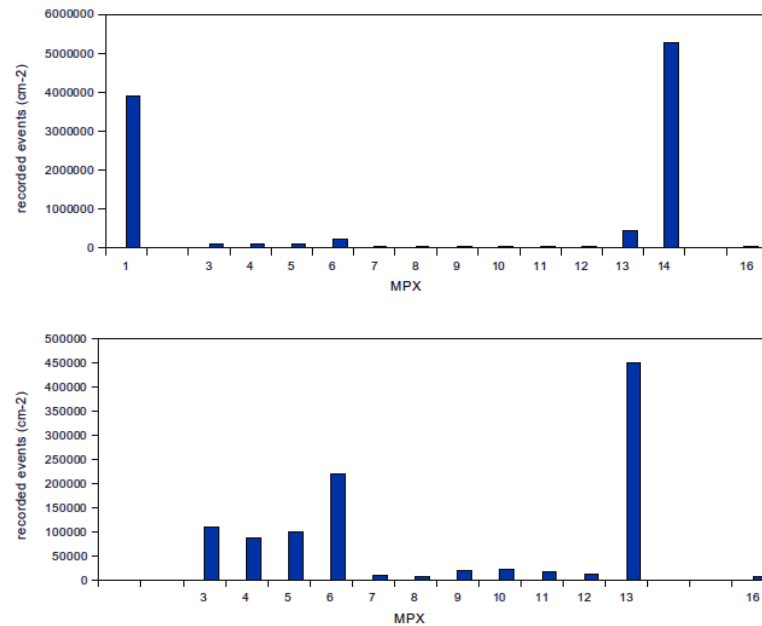


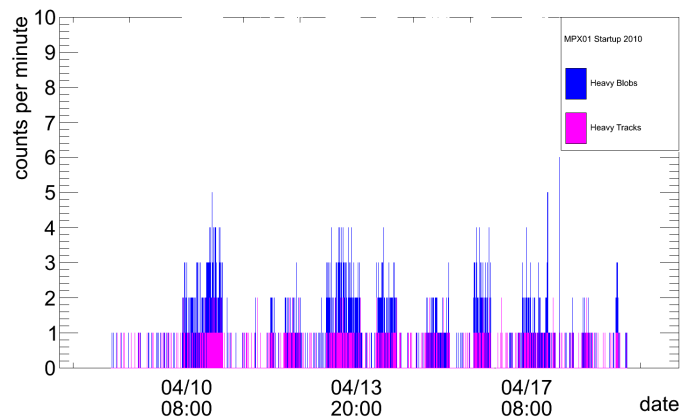
Figure 7.5 – Particules interagissant électromagnétiquement détectées dans chaque détecteur MPX pour chaque prise de donnée du LHC en mode faisceaux stables pendant l'été 2010. La figure du haut montre les données pour tous les détecteurs (sauf MPX02 qui était débranché et MPX15 qui était en mode haut seuil d'énergie). La figure du bas est la même que celle du haut, mais elle ne montre pas les données des détecteurs MPX01 et MPX14 pour avoir une meilleure vue des données dans les autres détecteurs.

7.2.2 Flux de neutrons [11]

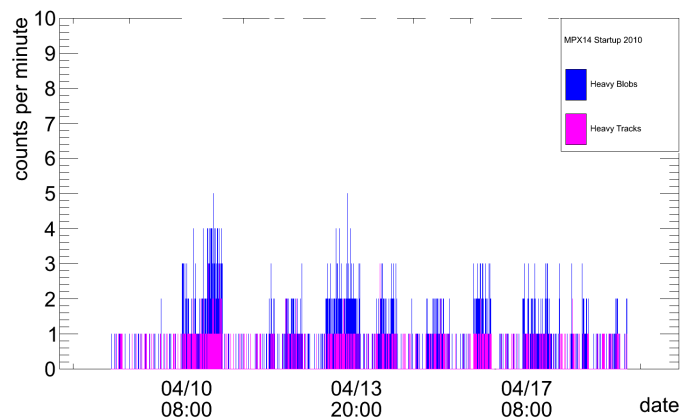
En supposant que les champs de neutrons dans la caverne ATLAS sont isotropes et homogènes (ce qui est le cas pour les neutrons thermiques et lents, mais pas pour les neutrons rapides), il est possible d'estimer un champ de neutrons dans la caverne ATLAS. Les flux de neutrons sont calculés en tenant compte des efficacités de détection mesurées à la section 6.1, présentées dans l'Annexe II. Comme il est impossible de différencier les protons (d'énergie supérieure à 4 MeV) venant des collisions proton-proton de ceux émis par les interactions des neutrons avec les convertisseurs, nous supposons que tous les amas de type *Heavy Blob* et *Heavy track* sont associés aux particules venant des interactions des neutrons avec les convertisseurs ou directement avec le silicium décrites à la section 4.4. La figure 7.6 montre le nombre d'amas de type *Heavy Blob* et *Heavy Track* détectés par minute dans les détecteurs MPX01 et MPX14 pour une période de 10 jours avec un temps d'acquisition de 60 secondes et un seuil d'énergie de 8 keV. Sur cette figure, on voit que le nombre d'amas de type *Heavy Blob* détectés par minute est supérieur au nombre d'amas détectés par minute de type *Heavy Track*. En effet, ces types d'amas sont issus des interactions des neutrons avec les convertisseurs qui sont placés au dessus du silicium. Plus l'angle entre la direction de la particule secondaire et la normale du détecteur tend vers zéro, plus la probabilité de détection est grande. Comme nous avons vu à la section 5.1.1, les particules frappant le détecteur avec cet angle, qui tend vers zéro, laissent des traces de type *Heavy Blob*.

La figure 7.7 montre le nombre d'amas détectés par cm^2s associés aux neutrons détectés dans chaque région des détecteurs MPX. On note que les détecteurs MPX01 et MPX14 (figure du haut) ont détecté un plus grand nombre d'amas que les autres détecteurs. En général, le nombre d'amas dans la région *PE* est supérieur au nombre d'amas dans la région *LiF*, ce qui explique qu'il y ait un plus grand nombre de neutrons rapides que de neutrons lents dans la caverne ATLAS. Cependant, le rapport entre le nombre de neutrons rapides et le nombre de neutrons thermiques dans la caverne ATLAS mesurés par les détecteurs MPX dépend de l'environnement en matériaux de

chaque détecteur MPX. Cet environnement est souvent constitué de matériaux légers en quantité variable (câbles avec gaine contenant du cuivre, tyrap et gaines de câbles en plastique contenant de l'hydrogène et du carbone, métaux légers tels que l'aluminium présents dans les supports des détecteurs et duralumin constituant l'enveloppe des détecteurs MPX et leur électronique) qui favorisent la thermalisation des neutrons rapides (tel que vu à la section 4.4). Il peut donc y avoir une variation locale du rapport entre le nombre de neutrons rapides et thermiques.



(a) MPX01



(b) MPX14

Figure 7.6 – Nombre d'amas de type associés aux neutrons (*Heavy Blob* et *Heavy Track*) détectés par minute dans les détecteurs MPX01 et MPX14 pour la période du 09-04-2010 au 19-04-2010

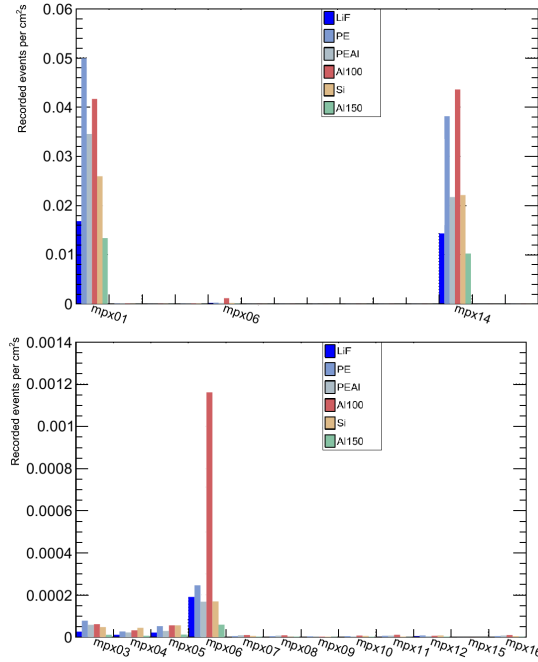


Figure 7.7 – Nombre d’amas détectés par cm^2s associés aux neutrons dans chaque région des détecteurs MPX pour le mois d’août 2010 avec un seuil d’énergie de 8 keV. La figure du haut montre les résultats pour les détecteurs MPX01, MPX06 et MPX14, celle du bas pour les autres détecteurs.

Comme on a vu à la section 4.4, la couche de polyéthylène favorise la collision élastique pour les neutrons rapides et la couche de fluorure de lithium favorise la réaction nucléaire pour les neutrons lents. En faisant la soustraction du nombre d’événements associés aux neutrons détectés dans les régions $PE + Si$ et Si et la soustraction du nombre d’événements associés aux neutrons détectés dans les régions $LiF + Al + Si$ et $Al_{150} + Si$, on trouve une estimation du flux d’événements associés aux neutrons rapides et lents respectivement, $\phi_{amas_{PE}}$ et $\phi_{amas_{LiF}}$, détectés dans les détecteurs MPX. Ces flux sont exprimés selon :

$$\phi_{amas_{PE}} = \frac{N_{PE+Si}}{A_{PE+Si}} - \frac{N_{Si}}{A_{Si}} \quad (7.1)$$

$$\phi_{amas_{LiF}} = \frac{N_{LiF+Al+Si}}{A_{LiF+Al+Si}} - \frac{N_{Al_{150}+Si}}{A_{Al_{150}+Si}} \quad (7.2)$$

Maintenant, en appliquant les efficacités de détection moyennes ε_{PE} et ε_{LiF} calculées dans le chapitre précédent (présentées dans l’Annexe II), on estime le flux de neutrons

$\Phi(n_{rapides})$ et $\Phi(n_{lents})$ dans les détecteurs MPX de la façon suivante :

$$\Phi(n_{rapides}) = \frac{\phi_{amasPE}}{\varepsilon_{PE}} \quad (7.3)$$

$$\Phi(n_{lents}) = \frac{\phi_{amasLiF}}{\varepsilon_{LiF}} \quad (7.4)$$

Les résultats obtenus pour ces flux de neutrons sont présentés à la figure 7.8. Ces tableaux ne montrent pas de corrélation entre les données du printemps 2010 et celles de l'été 2010. Ce décalage est probablement causé par le fait que les faisceaux au printemps 2010 n'étaient pas aussi stables que durant l'été 2010. Les faisceaux instables causent un plus grand nombre de collisions entre des protons et les collimateurs, donc émettent des neutrons qui produisent des amas de type *Heavy Blob* et *Heavy Track*. Le nombre

| | Neutron mean flux in LiF [cm ⁻² s ⁻¹] | Neutron mean flux in PE [cm ⁻² s ⁻¹] | | Neutron mean flux in LiF [cm ⁻² s ⁻¹] | Neutron mean flux in PE [cm ⁻² s ⁻¹] |
|-------|---|--|-------|---|--|
| MPX01 | 1.59E-01 | 1.33E-01 | MPX01 | -1.47E-01 | -3.12E-03 |
| MPX02 | no data | no data | MPX02 | no data | no data |
| MPX03 | 2.33E-03 | 1.98E-02 | MPX03 | 8.08E-04 | 1.09E-03 |
| MPX04 | 8.34E-02 | 2.28E-01 | MPX04 | 1.34E-02 | 7.60E-04 |
| MPX05 | 7.19E-02 | 1.64E-01 | MPX05 | 1.16E-02 | 2.89E-05 |
| MPX06 | no data | no data | MPX06 | 8.43E-03 | 7.68E-03 |
| MPX07 | 7.97E-04 | 2.04E-02 | MPX07 | 2.09E-03 | 1.45E-04 |
| MPX08 | 1.26E-02 | 1.16E-02 | MPX08 | 4.48E-04 | 7.04E-05 |
| MPX09 | 1.88E-03 | 7.14E-03 | MPX09 | 4.11E-04 | 2.31E-05 |
| MPX10 | 8.76E-03 | 1.42E-02 | MPX10 | 1.28E-03 | 1.50E-05 |
| MPX11 | 1.25E-03 | 2.71E-02 | MPX11 | 4.45E-04 | 3.24E-04 |
| MPX12 | 8.54E-03 | 3.83E-03 | MPX12 | 8.89E-04 | 1.48E-04 |
| MPX13 | 3.78E-02 | 1.77E-01 | MPX13 | 2.62E-02 | 3.62E-03 |
| MPX14 | 2.23E-01 | 3.52E-02 | MPX14 | 8.04E-02 | 6.54E-01 |
| MPX15 | no data | no data | MPX15 | 8.60E-02 | 9.30E-02 |
| MPX16 | 1.13E-02 | 9.69E-02 | MPX16 | 1.29E-03 | 1.48E-04 |

(a) Printemps 2010

(b) Été 2010

Figure 7.8 – Estimation du flux de neutrons dans chaque détecteur MPX pour les périodes de prises de données (a) du 20-05-2010 au 10-06-2010 et (b) du 01-08-2010 au 31-08-2010. MPX15 était opéré à un seuil d'énergie de 230 keV au printemps 2010 et MPX02 était débranché.

de neutrons est supérieur dans les MPX qui sont placés à des endroits où il y a plus d'interactions hadroniques des particules primaires et secondaires avec les matériaux environnants. Par exemple, on distingue un flux de neutrons plus grand dans le détecteur MPX14, qui est placé entre le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne, que dans le détecteur MPX10, qui est installé sur le mur de la caverne ATLAS, loin des matériaux et du point de collision. Les détecteurs placés à des endroits où la densité de matériaux est grande enregistrent un grand nombre de neutrons en raison des interactions des particules primaires et secondaires avec ces matériaux. Les détecteurs MPX01 et MPX14 sont les plus près du point de collision, ils sont près du détecteur interne, des calorimètres électromagnétiques et du blindage (JM), alors la densité des matériaux dans leur environnement est plus grande, donc ils détectent un plus grand flux de neutrons.

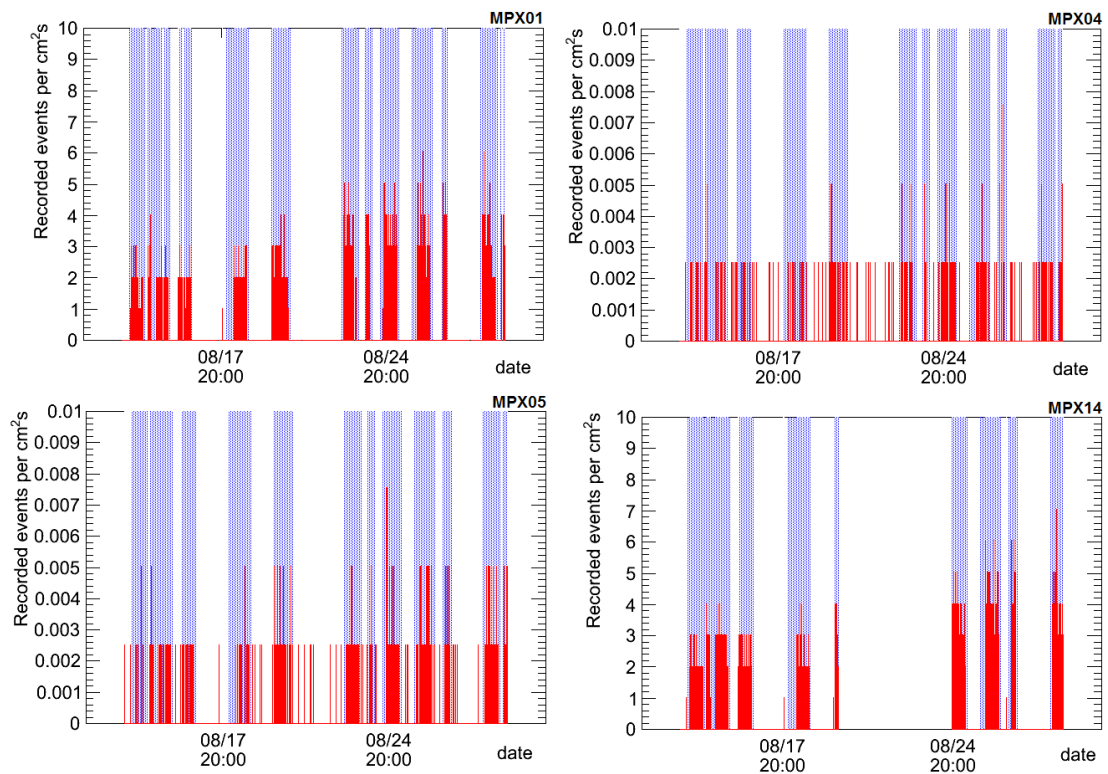


Figure 7.9 – Nombre d'amas de type associés aux neutrons détectés (*Heavy Blob* et *Heavy Track*) détectés dans les détecteurs MPX01, MPX04, MPX05 et MPX14 (en rouge) et le *Stable Beam Time* (en bleu)

La figure 7.9 montre les flux d'événements associés aux neutrons détectés dans les détecteurs MPX et les périodes de faisceaux stables pour le mois d'août 2010. On remarque dans ces figures que le nombre d'événements associés aux neutrons détectés est plus grand durant les collisions en comparaison aux périodes sans collisions (c'est-à-dire périodes d'installation de faisceaux, de mise au point des faisceaux entre les périodes de collisions). Le détecteur MPX10 est placé en périphérie du détecteur ATLAS, alors il détecte moins d'événements durant les collisions. Le nombre d'événements neutrons détectés dans les MPX01 et MPX14 sont du même ordre de grandeur. Ces deux détecteurs sont environ à la même distance du point de collision, comme déjà souligné auparavant. Les détecteurs MPX04 et MPX05 ont également un nombre d'événements mesurés du même ordre de grandeur et sont corrélés. Ces détecteurs sont placés presque un sous l'autre et les matériaux environnants sont semblables.

7.3 Corrélation avec la luminosité du LHC

La figure 7.10 montre la somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX04 pour chaque séquence de prises de données en mode faisceaux stables du LHC (figure du haut). Les données en rouge sont les luminosités tirées de la base de données d'ATLAS "run query" [5]. Sur la figure du bas, on voit le flux de particules détectées dans le détecteur MPX04 (nombre d'événements enregistrés par cm^2s) pour quelques unes de ces séquences de prises de données en mode faisceaux stables montrées à la figure du haut. Sur la figure du bas est indiquée la luminosité intégrée (nb^{-1}) du LHC des données correspondant à ces séquences de prises de données (tirées de la base de données d'ATLAS "run query" [5]). Ces données ont été prises avec un seuil d'énergie de 8 keV et un temps d'acquisition de 200 secondes. Les mêmes figures pour les détecteurs MPX03 et MPX14 sont montrées dans l'Annexe IV. Ces figures montrent que lorsque la luminosité durant une séquence de prises de données du LHC augmente, le nombre d'événements enregistrés augmente aussi. Nous verrons plus loin que leur nombre varie linéairement avec la luminosité.

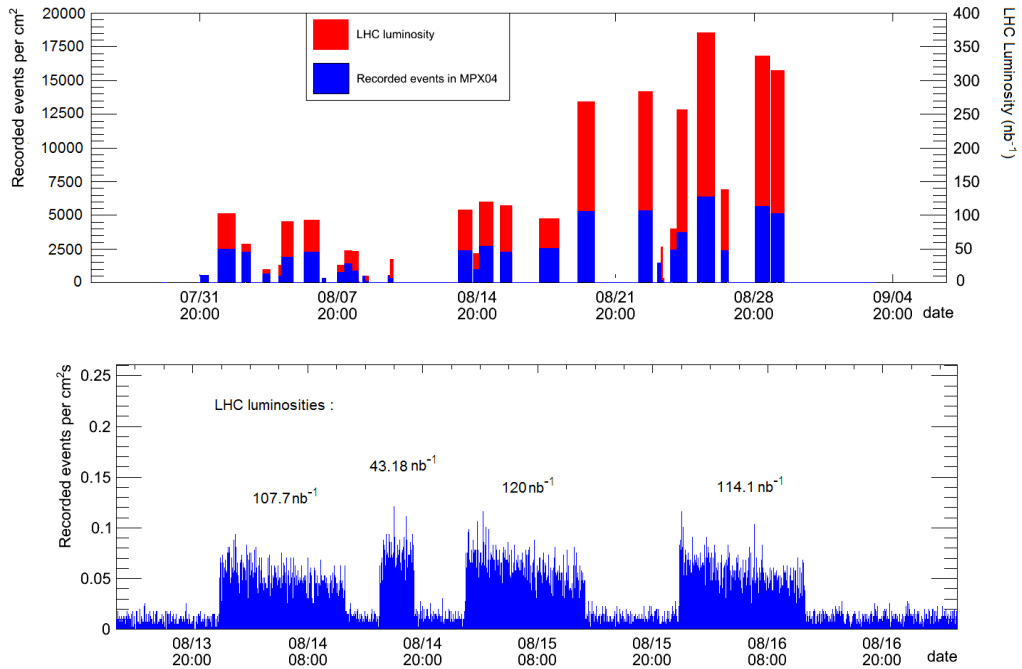


Figure 7.10 – Somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX04 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d’août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX04 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d’août 2010 (figure du bas). La luminosité intégrée (nb^{-1}) pour les diverses périodes de prises de données est indiquée à la figure du bas.

La figure 7.11 montre la même analyse, mais pour un détecteur différent. La figure du bas montre les données extraites de la base de données d’ATLAS “run query” [5]. Par ajustement des données de la figure du centre (données MPX) et de la figure du bas (données LHC), on obtient les paramètres pour une décroissance exponentielle de la luminosité du faisceau. Cette décroissance exponentielle reflète entre autres la perte de l’intensité de protons avec le temps dans chaque faisceau et l’augmentation de l’émission. Soient l_{MPX} et l_{LHC} les luminosités instantanées enregistrées dans le détecteur MPX et du LHC respectivement et t le temps, on obtient les équations suivantes :

$$l_{MPX} = 1.03e^{-1.50 \times 10^{-5}t} \quad (7.5)$$

$$l_{LHC} = 2.16e^{-1.67 \times 10^{-5}t} \quad (7.6)$$

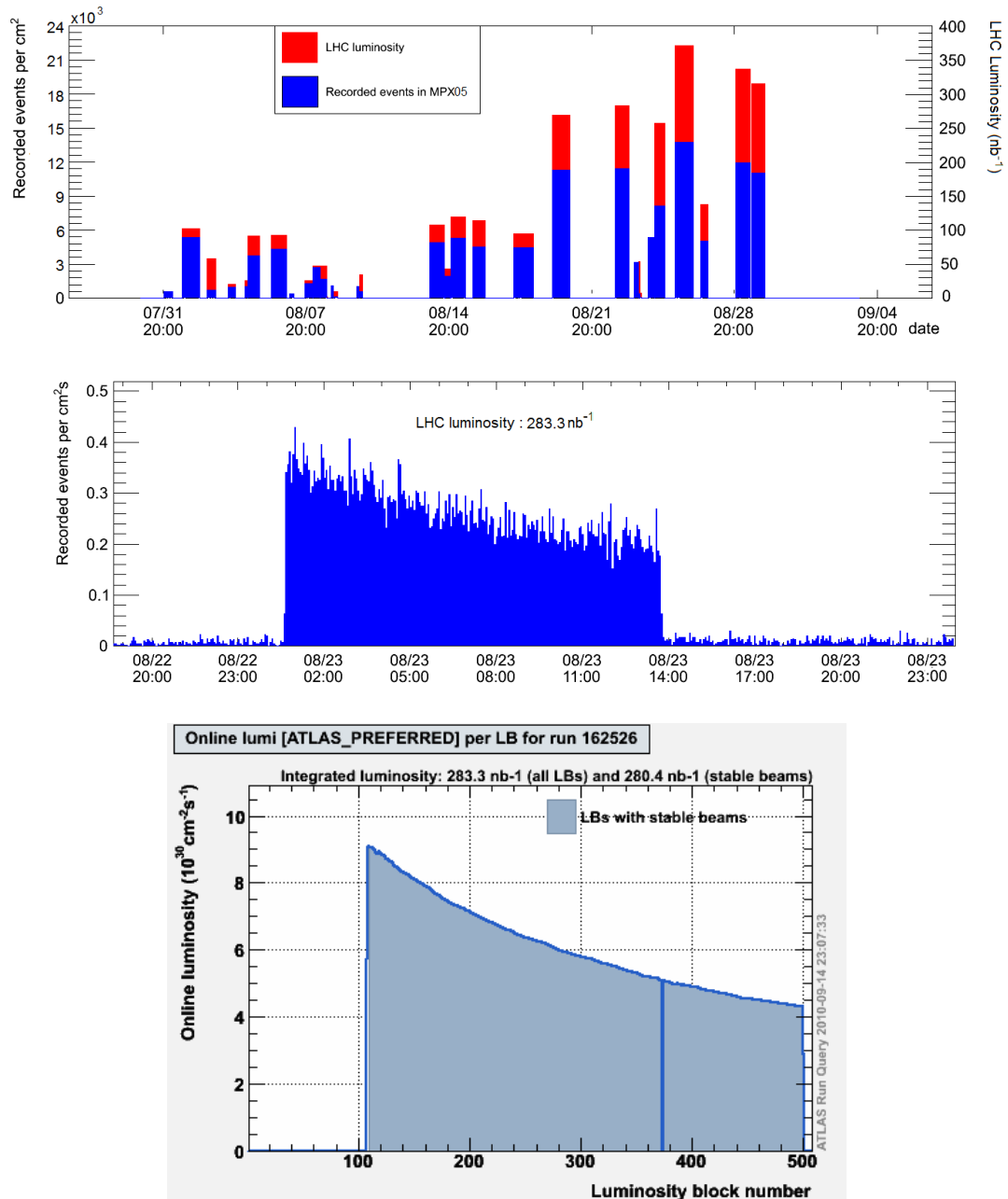


Figure 7.11 – Somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX05 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d’août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX05 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d’août 2010 (figure du centre) et luminosité instantanée par $10^{30} cm^{-2}s^{-1}$ tirée du “run query” d’ATLAS [5] (figure du bas).

La figure 7.12 montre la somme des événements enregistrés par cm^2 dans les détecteurs MPX pour chaque séquence de prise de données en mode faisceaux stables en fonction de la luminosité intégrée (nb^{-1}) du LHC. En ajustant les données à un polynôme de degré un (une droite), on obtient les paramètres décrivant la linéarité des événements enregistrés par cm^2 dans les détecteurs MPX en fonction de la luminosité intégrée (nb^{-1})

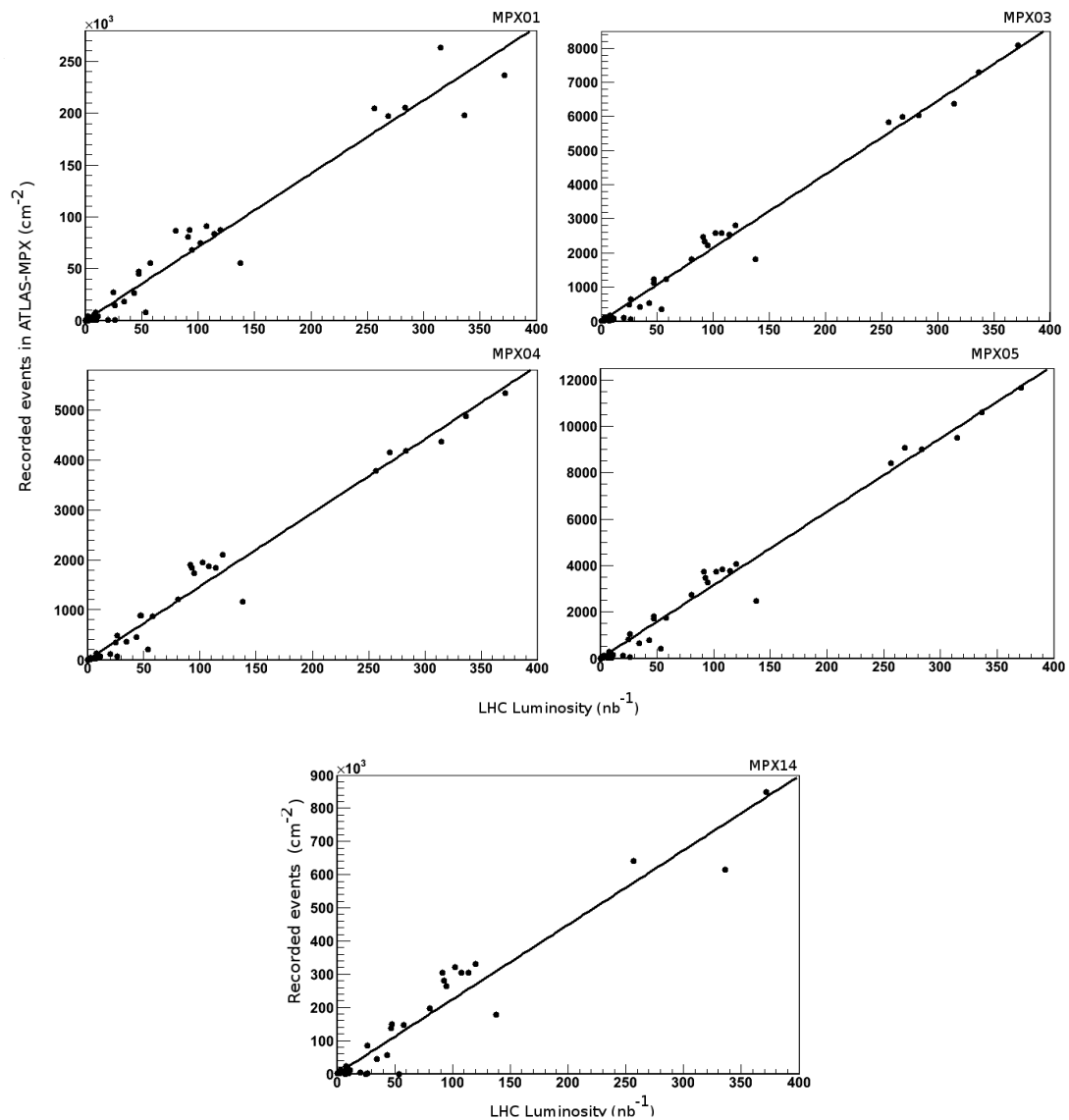


Figure 7.12 – Luminosité intégrée mesurée avec les détecteurs MPX en fonction de la luminosité intégrée du LHC pour les détecteurs MPX01 MPX03 MPX04, MPX05 et MPX14.

du LHC. Les événements enregistrés par cm^2 dans les détecteurs MPX augmentent proportionnellement en fonction de la luminosité intégrée du LHC. Soit l'équation d'une droite $L_{MPX} = mL_{LHC} + b$, avec L_{MPX} et L_{LHC} la somme des événements enregistrés par cm^2 dans les détecteurs MPX et la luminosité intégrée du LHC (en nb^{-1}), en fixant le paramètre $b = 0$ (car le nombre d'événements détectés lorsque la luminosité du LHC est nulle est négligeable - bruit de fond cosmique et activation), on obtient ces équations (tableau 7.I) :

| MPX | $L_{MPX} = mL_{LHC}$ |
|-------|-----------------------------------|
| MPX01 | $L_{MPX} = (708 \pm 21)L_{LHC}$ |
| MPX03 | $L_{MPX} = (21.5 \pm 0.5)L_{LHC}$ |
| MPX04 | $L_{MPX} = (14.7 \pm 0.4)L_{LHC}$ |
| MPX05 | $L_{MPX} = (31.6 \pm 0.6)L_{LHC}$ |
| MPX14 | $L_{MPX} = (2243 \pm 87)L_{LHC}$ |

Tableau 7.I – Résultats des ajustements des données de luminosité intégrée

Avec ces équations du tableau 7.I, il est possible de prédire la quantité de particules qui seront détectées dans les détecteurs MPX quand le LHC fonctionnera en régime optimal, c'est-à-dire à l'énergie de 14 TeV dans le centre de masse et à la luminosité planifiée de $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$. Avec les paramètres vus à la section 3.2, soit 2808 paquets de protons contenant chacun 1.15×10^{11} protons, pour une séquence de prise de données de 20 heures, nous avons une luminosité intégrée de $720 pb^{-1}$. Le tableau 7.II montre les nombres prédits de particules détectées dans les détecteurs MPX quand le LHC fonctionnera à ce régime pour une période de 20 heures.

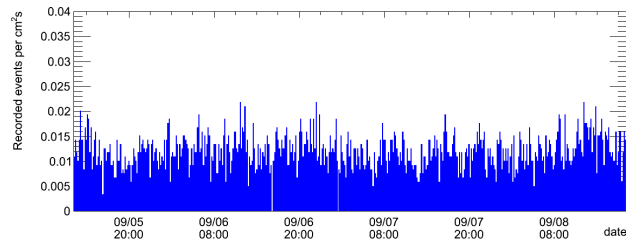
| Détecteur | L_{MPX} (amas par cm^2) |
|-----------|---------------------------------------|
| MPX01 | $5.1 \times 10^8 \pm 1.5 \times 10^7$ |
| MPX03 | $1.5 \times 10^7 \pm 2.9 \times 10^5$ |
| MPX04 | $1.1 \times 10^7 \pm 2.2 \times 10^5$ |
| MPX05 | $2.3 \times 10^7 \pm 4.3 \times 10^5$ |
| MPX14 | $1.6 \times 10^9 \pm 6.3 \times 10^7$ |

Tableau 7.II – Nombres prédits de particules détectées dans les détecteurs MPX quand le LHC fonctionnera en régime optimal pendant une période de 20 heures.

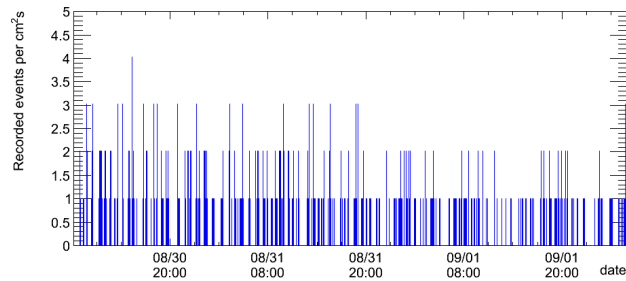
7.4 Bruit de fond de la caverne ATLAS

Les figures 7.13 et 7.14 présentent le bruit de fond détecté dans les détecteurs MPX. Les figures 7.13a, 7.13c, 7.14a, 7.14c et 7.15a montrent un échantillon des données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction (bruit de fond cosmique). Les figures 7.13b, 7.13d, 7.14b, 7.14d, 7.15b et 7.15c montrent des données prises entre deux séquences de prises de données des collisions proton-proton du LHC.

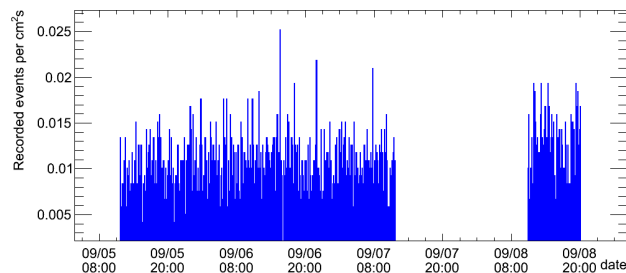
Notons qu'il n'y a pas de différence significative entre le nombre d'événements enregistrés entre les périodes de collisions de 2010 et le nombre d'événements du bruit de fond de 2008 pour les détecteurs MPX03, MPX04 et MPX05. Toutefois, on remarque une différence entre le nombre d'événements enregistrés entre les périodes de collisions de 2010 par rapport au nombre d'événements du bruit de fond de 2008 pour les détecteurs MPX01 et MPX14. La moyenne des événements enregistrés (pour les détecteurs MPX01, MPX03, MPX04, MPX15 et MPX14) entre deux séquences de prises de données durant les collisions de 2010 et la moyenne des événements du bruit de fond de 2008 sont présentées dans le tableau 7.III. On remarque en effet qu'il y a une différence significative dans le nombre d'événements enregistrés seulement pour les détecteurs MPX01 et MPX14 qui sont les plus près du point de collision et où la densité de matériaux environnants est grande. Le fait qu'il y ait détection de particules dans ces deux détecteurs après les collisions est dû au fait que les matériaux environnants ont été bombardés de particules et sont radioactifs pendant un certain temps. On dit que les matériaux environnants sont activés et il serait possible, en principe, de mesurer cette activation des matériaux. Par manque de statistiques, il est impossible de faire cette évaluation dans ce travail. Remarquons toutefois une certaine décroissance avec le temps pour les données entre deux séquences de prises de données durant les collisions sur les figures 7.13b et 7.15b. La figure 7.15c montre des données saturées par du bruit électronique dans le détecteur MPX14.



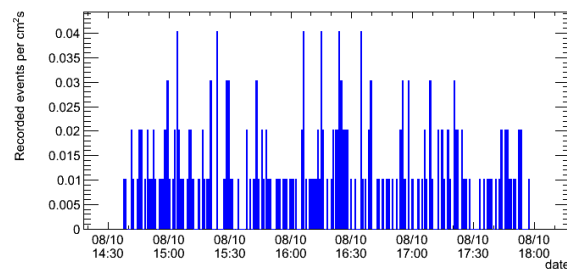
(a) Bruit de fond cosmique dans le détecteur MPX01



(b) MPX01, entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton du LHC

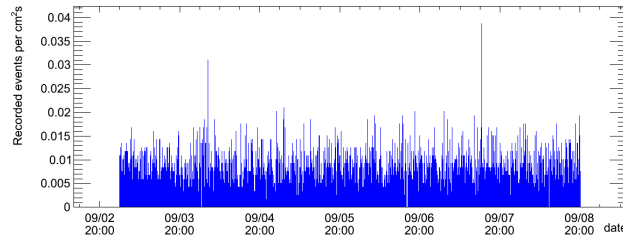


(c) Bruit de fond cosmique dans le détecteur MPX03

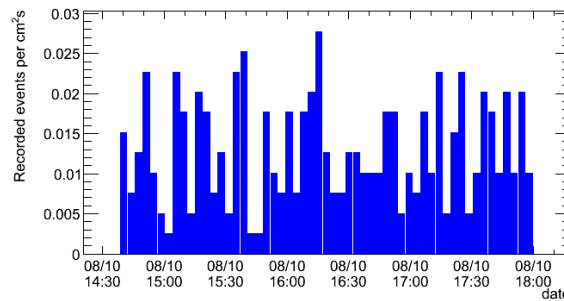


(d) MPX03, entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton du LHC

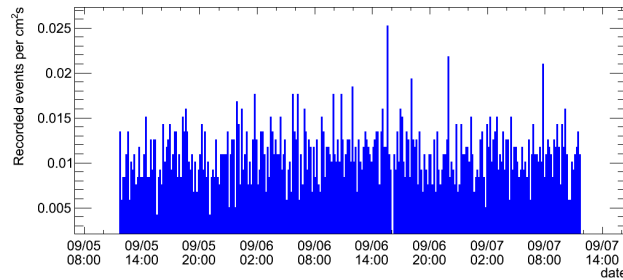
Figure 7.13 – Bruit de fond cosmique (données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction) et bruit de fond entre deux séquences de prises de données des collisions proton-proton du LHC pour les détecteurs MPX01 et MPX03.



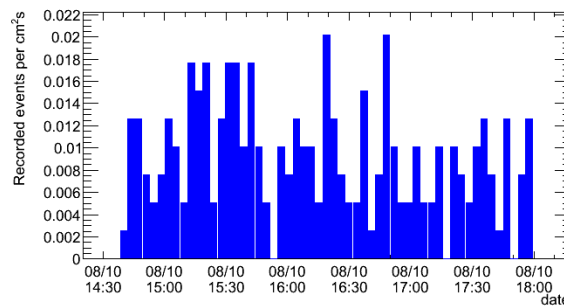
(a) Bruit de fond cosmique dans le détecteur MPX04



(b) MPX04, entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton du LHC



(c) Bruit de fond cosmique dans le détecteur MPX05

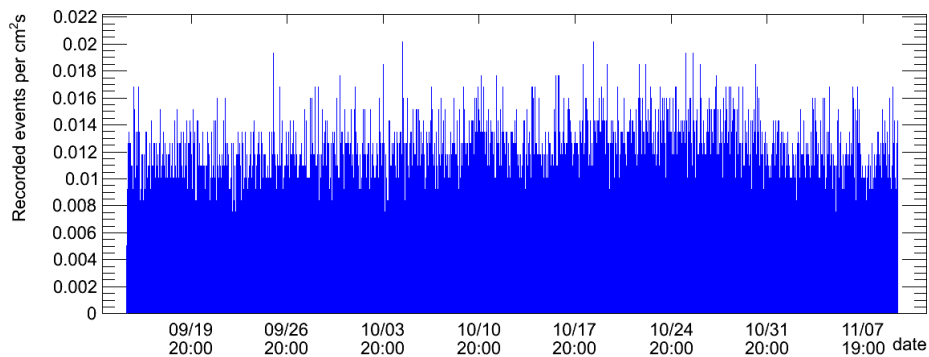


(d) MPX05, entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton du LHC

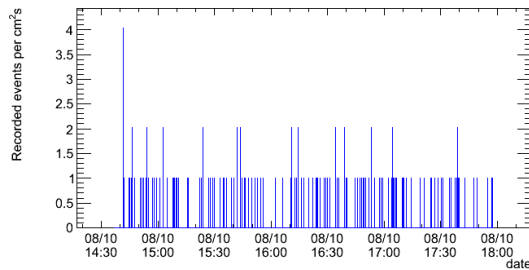
Figure 7.14 – Bruit de fond cosmique (données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction) et bruit de fond entre deux séquences de prises de données des collisions proton-proton du LHC pour les détecteurs MPX04 et MPX05.

| Détecteur | Moyenne des événements ($cm^{-2}s$) 2008 | Moyenne des événements ($cm^{-2}s$) 2010 |
|-----------|--|--|
| MPX01 | 0.024 ± 0.011 | 0.142 ± 0.15 |
| MPX03 | 0.016 ± 0.013 | 0.015 ± 0.02 |
| MPX04 | 0.013 ± 0.018 | 0.019 ± 0.01 |
| MPX05 | 0.014 ± 0.013 | 0.013 ± 0.01 |
| MPX14 | 0.012 ± 0.006 | 0.120 ± 0.11 |

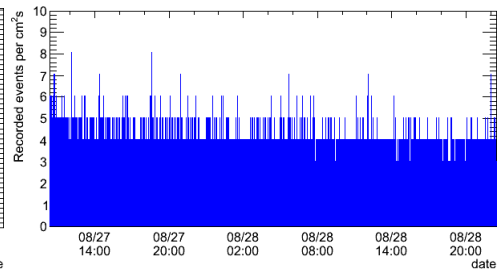
Tableau 7.III – Moyenne des événements enregistrés pendant les prises de données en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction et entre deux prises de données en mode faisceaux stables du LHC à l'été 2010.



(a) Bruit de fond cosmique dans le MPX14



(b) Entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton



(c) Bruit électronique dans le MPX14

Figure 7.15 – Bruit de fond cosmique (données prises en 2008 lorsque le LHC n'était pas en fonction) et bruit de fond entre deux périodes successives de prises de données des collisions proton-proton du LHC pour le détecteur MPX14.

7.5 Événements MIPs

Dans cette section, une brève analyse des amas de type *mip* a été faite. Comme nous avons vu, les amas de type *mip* sont associés aux particules au minimum d'ionisation. En mesurant la distribution de ces traces par rapport aux angles θ (angle polaire) et ϕ (angle azimutal, figure 7.16) pour les données de bruit de fond prises en 2008 (avant toute période de collisions) et pour les données pendant les collisions du LHC en 2010, on retrouve une séparation des événements. L'angle θ est mesuré dans le plan XY du détecteur ATLAS où l'axe Z est négatif et l'angle ϕ est mesuré dans le plan XZ du détecteur ATLAS où l'axe X est positif. La figure 7.17 présentent les distributions des événements MIPs pour août 2010 en fonction de l'angle θ et ϕ pour les détecteurs MPX03, MPX04, MPX05 et MPX14. Comme tous les amas de type *mip* enregistrés pendant les prises de données de 2008 sont des muons cosmiques, la plupart nous viennent du ciel (suivant l'axe Y), où $\sin(\theta)$ qui tend vers 1. Ces amas enregistrés pendant les collisions sont constitués des muons cosmiques et des particules MIP venant des collisions, donc avec des angles différents, dépendant de l'orientation des détecteurs. Notons une nette séparation entre les MIPs des collisions et les muons cosmiques pour les détecteurs MPX03 et MPX14 sur les figures 7.17a et 7.17d.

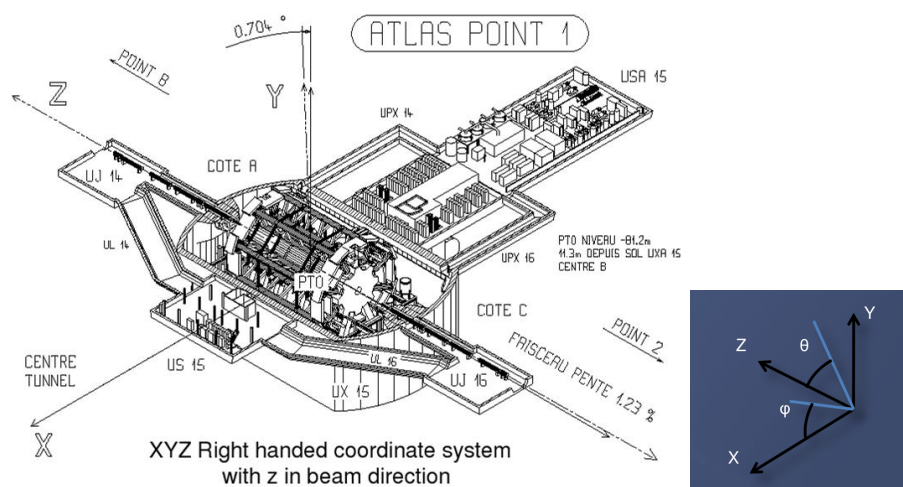


Figure 7.16 – Géométrie pour l'analyse des amas de type *mip*.

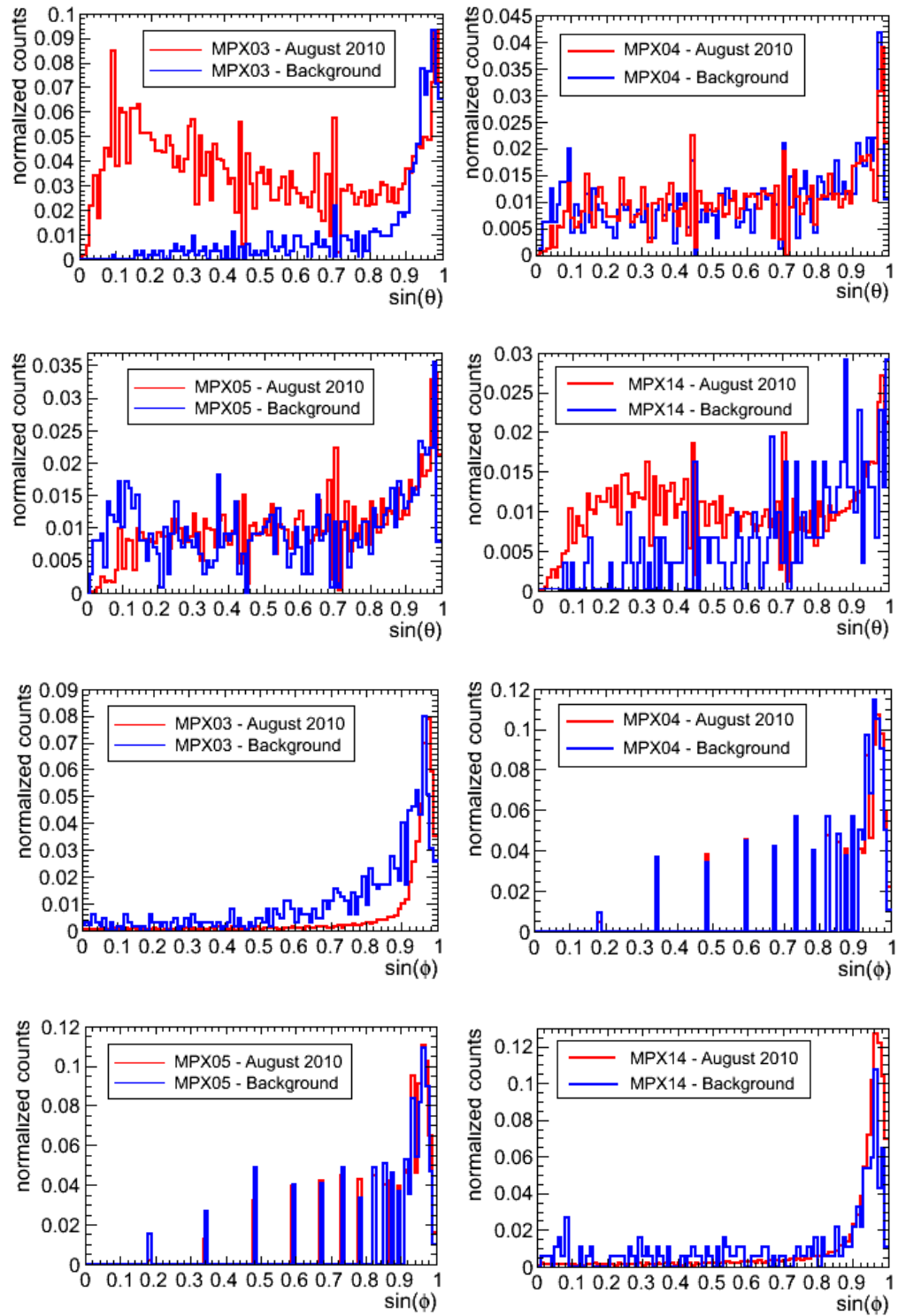


Figure 7.17 – Nombre d'événements "MIP" mesurés avec les détecteurs MPX03, MPX04, MPX15 et MPX14 en août 2010 (en rouge) et en 2008 avant les périodes de collisions (en bleu). (J. Bouchami, 2010)

Les données ATLAS-MPX correspondant aux collisions proton-proton à 2.4 TeV et 7 TeV ont été analysées dans ce chapitre afin de calculer le flux des particules détectées par les MPX. Le flux de photons, électrons, positrons et celui de neutrons a été mesuré pour chaque détecteur MPX. Les détecteurs MPX01 et MPX14 montrent un plus grand flux car ces détecteurs sont situés près du point de collision et sont près des calorimètres d'ATLAS. Cela montre que les calorimètres pourraient produire des particules secondaires issues des cascades électromagnétiques ou hadroniques qui fuiraient les calorimètres. Il serait intéressant d'installer des détecteurs MPX aux endroits stratégiques près des calorimètres pour mesurer cette fuite. La corrélation entre la luminosité des MPX et celle du LHC a été faite et montre une proportionnalité directe. Il serait intéressant de faire cette analyse avec les données des collisions ion-ion qui ont lieu en ce moment. Finalement, une analyse de bruit de fond et des particules MIP a été réalisée et montre une augmentation de la radiation de fond pendant les collisions et juste après les collisions due à l'activation des matériaux environnants. Avec plus de statistiques, il serait possible de mesurer l'activation des matériaux environnants et comparer les résultats avec ceux des collisions ion-ion.

CHAPITRE 8

CONCLUSION

L'expérience ATLAS-MPX avait pour but de détecter en temps réel les champs de radiation produits par les particules primaires (protons des faisceaux) et particules secondaires (kaons, pions, gammas, protons) issues des collisions proton-proton dans le détecteur ATLAS et sa caverne. Ce mémoire a présenté le développement des outils nécessaires à l'analyse des données de l'expérience ATLAS-MPX ainsi que la première analyse des données de cette expérience. L'importance du projet ATLAS-MPX va au-delà de la physique du rayonnement de fond des collisions du CERN. En effet, comme le détecteur MPX n'a pas été conçu que pour la physique des particules au CERN, les outils et la méthode d'analyse présentés dans ce mémoire permettront de faire une analyse plus approfondie des données recueillies par tous les scientifiques utilisant les détecteurs MPX.

Dans ce travail, une analyse des données avec le logiciel *MAFalda* a été réalisée afin d'associer des types d'amas aux divers types de particules. Une étude sur le taux d'identification erronée et le chevauchement d'amas a été faite en reconstruisant les activités des sources ^{106}Ru et ^{137}Cs . Le taux d'identification erronée calculé pour la source ^{137}Cs est plus petit pour la reconstruction de l'activité de la source à petit angle de rotation, sauf si nous ne prenons en considération que le type d'amas *Curly* pour les électrons. Le taux d'identification erronée calculé pour la source ^{106}Ru ne dépend pas de l'angle de rotation. Pour la source ^{106}Ru , l'association des types d'amas aux particules est erronée car les électrons et les photons produisent tous les types d'amas possibles.

Les particules primaires et secondaires interagissent avec les matériaux présents dans l'environnement d'ATLAS et créent un champ important de neutrons qui sera par la suite détecté par les MPX. Une expérience a été réalisée dans le but de calculer l'efficacité de détection des neutrons rapides à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$. Les données

ont été analysées avec le logiciel *MAFalda*. La moyenne des efficacités de détection mesurées pour les neutrons des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ ayant une énergie moyenne de 2.13MeV et 4.08 MeV respectivement a été calculée pour les convertisseurs *LiF* et *PE* et donnent $(0.8580 \pm 0.1490)\%$ et $(0.0254 \pm 0.0031)\%$ pour *LiF* et $(0.0510 \pm 0.0061)\%$ et $(0.0591 \pm 0.0063)\%$ pour *PE* à bas et à haut seuil d'énergie respectivement. Ces efficacités de détection des neutrons ont été utilisées pour estimer le flux de neutrons détectés dans la caverne ATLAS. Une simulation de l'efficacité de détection des neutrons a été effectuée. Les résultats de la simulation du calcul de l'efficacité de détection des neutrons rapides à partir des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ sont du même ordre de grandeur que les résultats mesurés. Les résultats de l'efficacité de détection des neutrons thermiques donnent environ 0.6115% et 0.3650% pour les neutrons de 25 meV dans le vide. Les résultats des neutrons rapides dans le vide ne sont pas concluants car il n'y a pas assez de statistiques et les valeurs des sections efficaces neutrons utilisées dans le logiciel GEANT4 doivent être encore vérifiées par la communauté des utilisateurs. L'efficacité de détection servira ensuite à calculer le flux de neutrons dans la caverne ATLAS.

Des données ATLAS-MPX correspondant aux collisions proton-proton à 2.4 TeV (avant avril 2010) et à 7 TeV (après avril 2010) dans le centre de masse ont été analysées. Les résultats de flux détectés de particules interagissant électromagnétiquement (électrons, positrons, photons) ont été présentés pour tous les détecteurs MPX. Ces flux mesurés sont les plus grands pour les détecteurs MPX01 et MPX14 car ce sont les détecteurs les plus près du point de collision. Une estimation du flux de neutrons détectés dans tous les détecteurs MPX a été faite en utilisant les efficacités de détection mesurées. La plupart des neutrons sont détectés lorsqu'il y a des collisions proton-proton en mode faisceaux stables, les autres neutrons sont produits lors de périodes d'ajustement des faisceaux. Pour certains détecteurs (MPX01 et MPX14), on mesure la trace d'une activation des matériaux environnants dans les heures suivant des collisions. L'absence de statistiques nous empêche d'en faire une analyse quantitative pour l'instant. Une corrélation avec la luminosité du LHC a été établie et prédit que pour les collisions à 14 TeV dans le centre de masse et avec une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il y aura envi-

ron $5.1 \times 10^8 \pm 1.5 \times 10^7$ et $1.6 \times 10^9 \pm 6.3 \times 10^7$ particules détectées par les détecteurs MPX01 et MPX14 respectivement. Une séparation entre les MIPs venant des collisions et les muons cosmiques a été réalisée.

Les détecteurs timepix (TPX) sont des MPX ayant une horloge interne permettant de mesurer le temps qu'une particule qui interagit avec le détecteur est au-dessus du seuil d'énergie. Cela permet de mesurer l'énergie déposée par la particule dans le détecteur. Finalement, en installant des TPX dans ATLAS et sa caverne, il sera possible de mesurer l'énergie des particules détectées, alors nous aurions plus de précisions sur le type de particule détectée. Il serait aussi intéressant de faire l'analyse des données ATLAS-MPX avec les données des collisions ion-ion qui ont lieu en ce moment pour comparer les résultats.

La reconnaissance des traces laissées par les particules dans le détecteur MPX, l'étude de l'efficacité de détection des neutrons et l'analyse des données de l'expérience ATLAS-MPX pourraient être utilisés par la collaboration medipix et les gens travaillant pour la sécurité et dosimétrie du projet ATLAS. De plus, l'expérience CMS au CERN envisage d'installer plusieurs détecteurs MPX dans la caverne CMS. Cette analyse servira à comprendre les champs de radiation de basse énergie présents dans le détecteur CMS du CERN. Il sera aussi possible d'installer des MPX dans des centrales nucléaires afin de mesurer en temps réel les radiations présentes. Des scientifiques travaillant pour l'agence spatiale européenne envisageraient d'installer des MPX sur le scaphandre des astronautes afin de mesurer en temps réel la radiation cosmique qu'ils reçoivent pendant une sortie extravéhiculaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. Leroy. Notes de cours - phy6639. Université de Montréal.
- [2] Jeffrey A. Coderre. Mit open course ware. <http://ocw.mit.edu/index.htm>. [Massachusetts Institute of Technology].
- [3] ATLAS collaboration. *Technical Design Report*. CERN/LHCC 99-15, 1999.
- [4] Andrea Gutiérrez. Étude de la réponse du détecteur atlas-mpx aux neutrons rapides, 2009.
- [5] Andreas Hoecker et Jorg Stelzer. Atlas run query. <http://atlas-runquery.cern.ch/>.
- [6] J. Idárraga. A root-based implementation of an analysis framework for data of the medipix detector family. Université de Montréal, 2010.
- [7] J. Bouchami, A. Gutiérrez, A. Houdayer, J. Jakubek, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, J.-P. Martin, M. Platkevic, S. Pospíšil, C. Teyssier. Study of the charge sharing in silicon pixel detector by means of heavy ionizing particles interacting with a medipix2 device. Dans *Nucl. Instr. and Meth. A*. elsevier, 2010.
- [8] J. Bouchami, A. Gutiérrez, T. Holý, V. Král, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, S. Pospíšil, O. Scallan, M. Suk, M. Tartare, C. Teyssier, Z. Vykydal, J. Žemlička. Fast neutron detection efficiency of atlas-mpx detectors for the evaluation of average neutron energy in mixed radiation fields. Dans *Nucl. Instr. and Meth. A*. elsevier, 2010.
- [9] J. Bouchami, F. Dallaire, A. Gutiérrez, J. Idárraga, C. Leroy, J. Macana, O. Scallan. Mis-tag rate in particle identification with a medipix2 device. towards flux calculations in mixed fields. Université de Montréal, 2010.
- [10] J. Bouchami, F. Dallaire, A. Gutiérrez, J. Idárraga, C. Leroy, J. Macana, O. Scallan. User-extensible implementation of a pattern recognition algorithm for imprints

produced by ionizing radiation in a device from the medipix family. Université de Montréal, 2010.

- [11] J. Bouchami, F. Dallaire, A. Gutiérrez, J. Idárraga, V. Král, C. Leroy, S. Picard, S. Pospíšil, O. Scallon, J. Solc, M. Suk, D. Tureček, Z. Vykydal, J. Žemlička. Estimate of the neutron fields in atlas based on atlas-mpx detectors data. Dans *Journal of Instrumentation*. IOP Publishing Ltd and SISSA, 2011.
- [12] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley Sons Inc, third édition, 2000.
- [13] Brookhaven National Laboratory. National nuclear data center. <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>. [Evaluated Nuclear Data File].
- [14] R. Brun, F. Rademakers. Root. <http://root.cern.ch>. [An object oriented data analysis framework].
- [15] T. Holý, D. Tureček, Z. Vykydal. Pixelman. <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/index.html>. [IEAP Institute of Experimental and Applied Physics].
- [16] James Ziegler. The stopping and range of ions in matter. <http://www.srim.org/>.

Annexe I

Annexe 1

Paramètres nécessaires à la catégorisation des amas par l'algorithme *PRBasicSpecies* :

- *nPixels* : le nombre de pixels de chaque amas.
- *totalCharge* : la somme du comptage dans chaque pixel de l'amas.
- *widthX* et *widthY* : la largeur de l'amas en X et Y, voir la figure 5.2b.
- *geoCenterX* et *geoCenterY* : le centre géométrique de l'amas, voir la figure 5.2b.
- *weightCenterX* et *weightCenterY* : le centre, prenant en considération le nombre de comptages dans chaque amas, équation 5.1.
- *nInnerPixels* : le nombre de pixels ayant les quatre côtés adjacents à un autre pixel.
- *boxArea*, *circleArea* et *ellipseArea* : l'aire d'une boîte, d'un cercle et d'une ellipse autour de l'amas, voir la figure 5.2b.

Pour chaque amas trouvé par *BlobFinder*, *PRBasicSpecies* compare une série de paramètres fixés par l'utilisateur afin de faire cette classification. Ces paramètres sont :

- *circleToEllipseMin* et *circleToEllipseMax* : c'est le rapport de l'aire du cercle *circleArea* sur l'aire de l'ellipse *ellipseArea*. Il permet de séparer les *Heavy Tracks* des *Heavy Blobs*.
- *fractionOfPixelsAtMinDistance* : c'est la fraction de pixels dans un amas qui devraient se trouver à une distance minimale *fractionOfPixelsAtMinDistance*.
- *mindistanceToLine* est la distance minimale calculée d'une régression linéaire de pixels appartenant à un amas.
- *minNPixels* est le nombre minimal de pixels dans la catégorie *Mips*.
- *nInnerPixels* est le nombre minimal de pixels dans la catégorie *Heavy Blobs* et *Heavy Tracks*.
- *longGammaMax* est un paramètre permettant l'identification des *Long Gamma*.
- *maxNPixelsCurly* est le nombre maximal de pixels dans un *Curly Track*.

Annexe II

Annexe 2

| LT : | | | HT : | | |
|---------|----------------|---------|---------|----------------|---------|
| Région | Efficacité (%) | sigma | Région | Efficacité (%) | sigma |
| LiFAISi | 0.15650 | 0.03130 | LiFAISi | 0.03930 | 0.00590 |
| PESi | 0.11890 | 0.01180 | PESi | 0.07550 | 0.00900 |
| PEAISi | 0.07460 | 0.01330 | PEAISi | 0.02600 | 0.00490 |
| Al100Si | 0.07120 | 0.01740 | Al100Si | 0.01620 | 0.00310 |
| Al150Si | 0.07080 | 0.01670 | Al150Si | 0.01390 | 0.00280 |
| Si | 0.06790 | 0.01660 | Si | 0.01640 | 0.00260 |
| PE | 0.05100 | 0.00610 | PE | 0.05910 | 0.00630 |
| PE2 | 0.00340 | 0.00430 | PE2 | 0.00980 | 0.00190 |
| PEAI | 0.00790 | 0.00370 | PEAI | 0.00970 | 0.00230 |
| LiFAI | 0.08870 | 0.01470 | LiFAI | 0.02290 | 0.00330 |
| LIF | 0.08580 | 0.01490 | LIF | 0.02540 | 0.00310 |
| Al100 | 0.00330 | 0.00170 | Al100 | 0.00010 | 0.00050 |
| Al150 | 0.00290 | 0.00240 | Al150 | 0.00250 | 0.00030 |

Figure II.1 – Efficacités de détection des neutrons utilisées pour le calcul d'estimations de flux de neutrons dans la caverne ATLAS.

Annexe III

Annexe 3

| LHC Run | Stable beam start time | Stable beam end time | Stable beam time [d] | Stable beam luminosity [nb ⁻¹] |
|---------|------------------------|----------------------|----------------------|--|
| 162882 | 2010/08/29 18:17:59 | 2010/08/30 05:36:45 | 0.471366 | 311.78 |
| 162843 | 2010/08/28 22:44:02 | 2010/08/29 12:24:50 | 0.570000 | 334.93 |
| 162764 | 2010/08/27 06:12:55 | 2010/08/27 09:41:25 | 0.144792 | 117.77 |
| 162690 | 2010/08/26 04:21:38 | 2010/08/26 17:30:51 | 0.548067 | 368.99 |
| 162623 | 2010/08/24 20:09:47 | 2010/08/25 07:54:06 | 0.489109 | 263.08 |
| 162620 | 2010/08/24 17:35:57 | 2010/08/24 20:03:15 | 0.102292 | 78.24 |
| 162577 | 2010/08/24 03:08:37 | 2010/08/24 03:30:39 | 0.015301 | 7.23 |
| 162576 | 2010/08/24 01:02:08 | 2010/08/24 03:03:10 | 0.084051 | 53.54 |
| 162575 | 2010/08/24 00:12:35 | 2010/08/24 00:57:18 | 0.031053 | 21.92 |
| 162526 | 2010/08/23 00:50:11 | 2010/08/23 13:57:55 | 0.547037 | 280.40 |
| 162347 | 2010/08/19 23:37:53 | 2010/08/20 14:20:51 | 0.613171 | 238.41 |
| 161948 | 2010/08/18 09:14:46 | 2010/08/18 21:15:16 | 0.500347 | 92.54 |
| 161562 | 2010/08/15 23:03:28 | 2010/08/16 09:24:56 | 0.431574 | 95.25 |
| 161520 | 2010/08/15 00:39:37 | 2010/08/15 13:03:59 | 0.516921 | 119.27 |
| 161407 | 2010/08/14 15:45:35 | 2010/08/14 19:18:29 | 0.147847 | 41.82 |
| 161379 | 2010/08/13 23:08:11 | 2010/08/14 12:07:20 | 0.541076 | 105.70 |
| 161118 | 2010/08/10 09:07:42 | 2010/08/10 12:25:42 | 0.137500 | 34.54 |
| 161117 | 2010/08/10 08:35:58 | 2010/08/10 08:52:11 | 0.011262 | 3.18 |
| 161116 | 2010/08/10 07:53:15 | 2010/08/10 08:30:39 | 0.025972 | 7.93 |
| 161115 | 2010/08/10 07:47:39 | 2010/08/10 07:50:22 | 0.001887 | 0.60 |
| 161114 | 2010/08/10 07:27:12 | 2010/08/10 07:44:36 | 0.012083 | 3.93 |
| 160980 | 2010/08/09 02:56:38 | 2010/08/09 04:02:10 | 0.045509 | 9.95 |
| 160978 | 2010/08/09 02:34:14 | 2010/08/09 02:47:04 | 0.008912 | 2.08 |
| 160977 | 2010/08/09 02:25:21 | 2010/08/09 02:30:49 | 0.003796 | 0.90 |
| 160975 | 2010/08/09 01:29:49 | 2010/08/09 02:17:44 | 0.033275 | 8.34 |
| 160963 | 2010/08/08 18:24:17 | 2010/08/08 18:58:16 | 0.023600 | 2.54 |
| 160958 | 2010/08/08 10:48:44 | 2010/08/08 18:18:59 | 0.312674 | 47.15 |
| 160954 | 2010/08/08 05:19:18 | 2010/08/08 10:44:05 | 0.225544 | 46.27 |
| 160953 | 2010/08/07 23:13:18 | 2010/08/08 01:13:49 | 0.083692 | 25.39 |
| 160899 | 2010/08/07 01:44:10 | 2010/08/07 02:19:23 | 0.024456 | 5.52 |
| 160879 | 2010/08/06 03:55:14 | 2010/08/06 19:09:30 | 0.634907 | 91.97 |
| 160801 | 2010/08/04 20:59:07 | 2010/08/05 11:21:08 | 0.598623 | 91.16 |
| 160800 | 2010/08/04 18:04:01 | 2010/08/04 20:53:13 | 0.117500 | 26.27 |
| 160798 | 2010/08/04 17:43:04 | 2010/08/04 17:57:08 | 0.009769 | 2.53 |
| 160736 | 2010/08/04 04:31:42 | 2010/08/04 06:44:57 | 0.092535 | 19.27 |
| 160613 | 2010/08/03 00:22:11 | 2010/08/03 07:42:02 | 0.305451 | 56.27 |
| 160530 | 2010/08/01 22:00:15 | 2010/08/02 12:41:26 | 0.611933 | 100.37 |
| 160479 | 2010/08/01 03:51:29 | 2010-08-01 04:49:23 | 0.0402777 | 6.51 |

Figure III.1 – Paramètres des séquences de données du LHC prises en été 2010 en mode faisceaux stables.

Annexe IV

Annexe 4

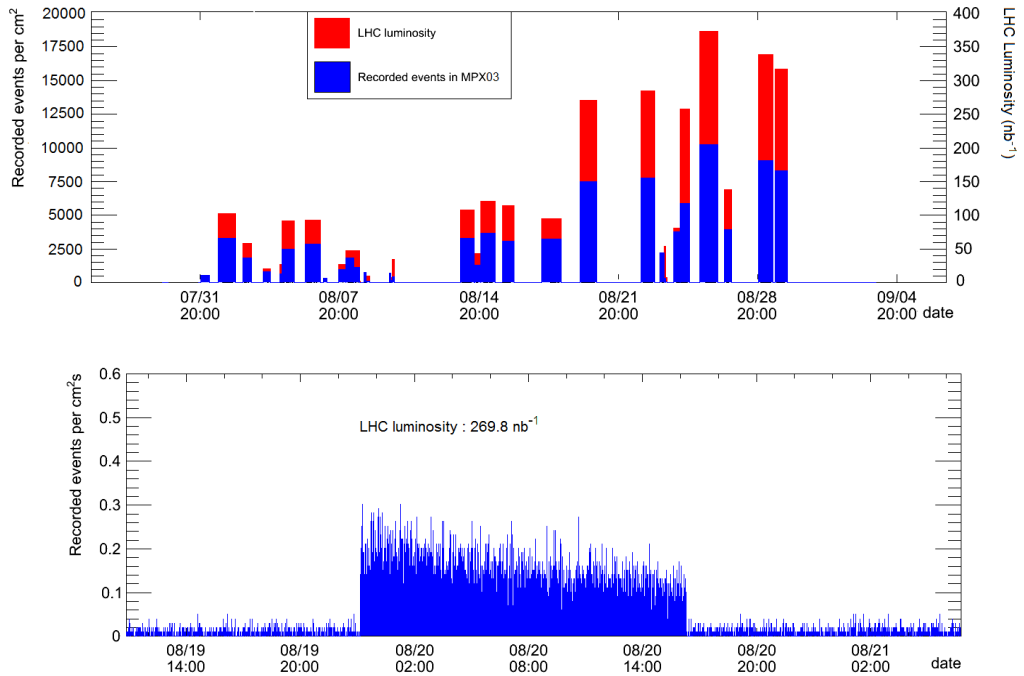
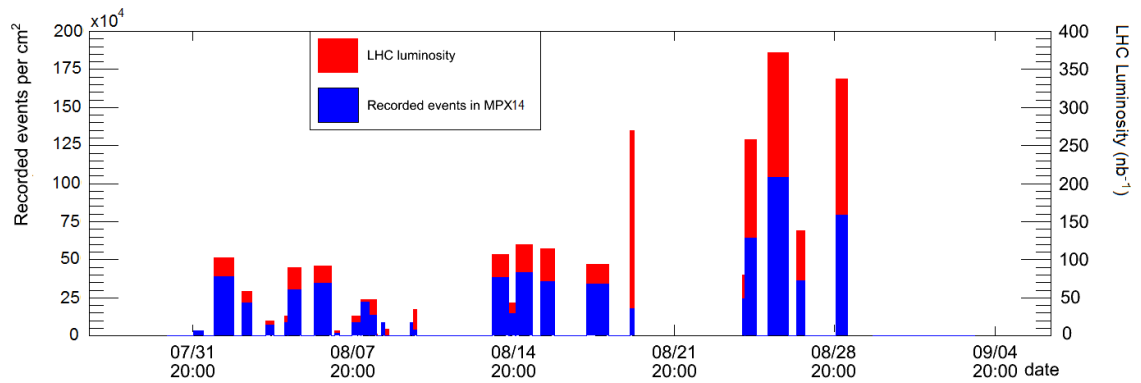
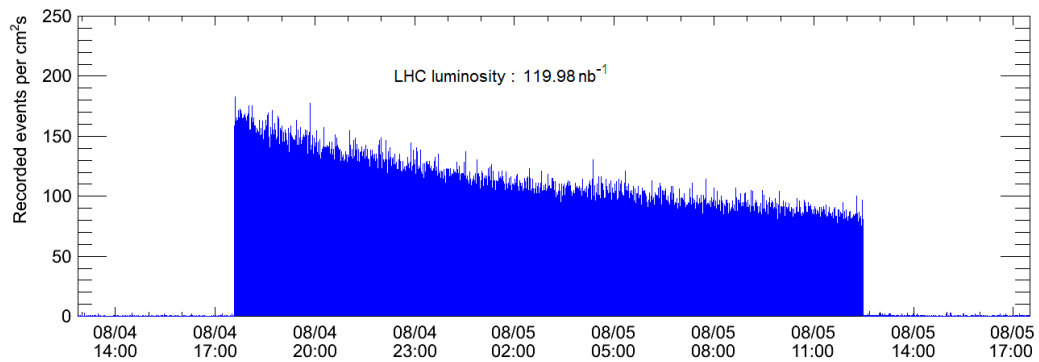


Figure IV.1 – Somme des événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX03 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2s dans le détecteur MPX03 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du bas).



(a)



(b)

Figure IV.2 – Somme des événements enregistrés par cm^2 dans le détecteur MPX14 pour les séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du haut). Événements enregistrés par cm^2 s dans le détecteur MPX14 pour une des séquences de prises de données en mode faisceaux stables du mois d'août 2010 (figure du bas).