

Université de Montréal

Caractérisation d'un champ de radiation avec Timepix3

par

Boussa Miloud Mohamed Mahdi

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique

May 1, 2023

Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

Ce mémoire intitulé

Caractérisation d'un champ de radiation avec Timepix3

présenté par

Boussa Miloud Mohamed Mahdi

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Louis-André Hamel

(président-rapporteur)

Claude Leroy

(directeur de recherche)

Jean-François Arguin

(codirecteur)

Georges Azuelos

(membre du jury)

Résumé

Le Timepix3, successeur du Timepix, est un détecteur au silicium composé de deux couches sensibles installées en parallèle. Chaque couche est munie d'une matrice de 65 536 pixels (256x256) et d'une épaisseur de 500 μm . Une des améliorations du Timepix3 par rapport aux générations précédentes est qu'il est possible de récolter simultanément la quantité de charge déposée ainsi que le temps d'arrivée de cette charge. Pour la prise de données Run 3 du LHC qui a débuté en 2022, 16 détecteurs Timepix3 ont été installés dans la cavité du détecteur ATLAS. Les Timepix3 seront utilisés pour mesurer la luminosité du faisceau du LHC ainsi que pour caractériser et mesurer la radiation dans la cavité ATLAS, où beaucoup de composants électroniques sont installés. L'objet de cette maîtrise est de développer un algorithme d'identification des particules qui frappe le détecteur Timepix3.

Dans un premier temps, l'information de la quantité d'énergie déposée et du temps d'arrivée sera utilisée pour caractériser un champ de particules incidentes au détecteur Timepix3 (électrons, photons, particules lourdes chargées). La nouvelle méthode consiste à utiliser les paramètres physiques des particules lors de leurs interactions avec le milieu, tels que la trajectoire, l'angle d'incidence, le dépôt d'énergie, la densité spatiale de l'amas, densité énergétique le long de la trajectoire de la particule incidente.

Dans un second temps, comme les rayons delta sont des effets récurrents et indésirables qui perturbent l'analyse des données en physique des particules, ce mémoire traitera de la façon de les supprimer pour ne récolter que l'énergie déposée directement par la particule incidente. Il sera aussi question d'utiliser la statistique liée à la production des rayons delta lors du passage d'un flux de particules dans le détecteur pour en déterminer l'énergie cinétique.

L'algorithme développé pour caractériser un champ de particules avec le Timepix3 a été confronté aux données obtenues avec un cyclotron de protons à Aahrus au Danemark. Nous avons obtenu des résultats satisfaisants, étant donné que la majorité des particules sont identifiées comme des protons et que nous avons réussi à déterminer l'énergie cinétique de

ces protons qui se rapproche de l'énergie cinétique du faisceau de protons utilisé.

Mots-clés : Timepix3, Temps d'arrivée, Quantité de charge déposée, Taille des amas, Identification, Pixel

Abstract

The Timepix3, successor to the Timepix, is a silicon detector composed of two sensitive layers mounted in parallel. Each layer has a matrix of 65 536 pixels (256x256) and a thickness of 500 μm . One of the improvements of the Timepix3 compared to previous generations is that it is possible to simultaneously collect the quantity of charge deposited as well as the time of arrival of this charge. For the LHC Run 3 data taking which started in 2022, 16 Timepix3 detectors were installed in the ATLAS detector cavern. The Timepix3 will be used to measure the luminosity of the LHC beam as well as to characterize and measure the radiation in the ATLAS cavern, where many electronic components are installed. The purpose of this master thesis is to develop an algorithm for identifying particles that strike the Timepix3 detector.

Initially, information on the amount of energy deposited and the time of arrival will be used to characterize a field of particles incident at the Timepix3 detector (electrons, photons, heavy charged particles). The new method consists in using the physical parameters of the particles during their interactions with the medium, such as the trajectory, the angle of incidence, the energy deposition, the spatial density of the cluster, energy density along the trajectory of the incident particle.

Secondly, as delta rays are recurring and undesirable effects which disturb the analysis of data in particle physics, this thesis will deal with how to suppress them in order to harvest only the energy deposited directly by the incident particle. It will also be a question of using the statistics linked to the production of delta rays when a flow of particles passes through the detector to determine their kinetic energy.

The algorithm developed to characterize a particle field with the Timepix3 was confronted with data obtained with a proton cyclotron at Aarhus in Denmark. We have obtained satisfactory results, given that the majority of the particles are identified as protons and that we have succeeded in determining the kinetic energy of these protons which is close to the kinetic energy of the proton beam used.

keywords : Timepix3, Time of Arrival, Time over Threshold, Cluster size, Identification, Pixel

Table des matières

Résumé	5
Abstract	7
Liste des tableaux	11
Liste des figures	13
Liste des sigles et des abréviations	17
Remerciements	19
Introduction	21
Chapitre 1. Interaction entre les particules et la matière	23
1.1. Ionisation directe avec la matière	23
1.1.1. Équation de Bethe-Bloch	24
1.1.2. Bethe-Bloch pour les particules légères ($e^-; e^+$)	27
1.1.3. Particules au minimum d'ionisation (MIP)	29
1.1.4. La courbe de Bragg et la portée des particules	30
1.1.5. Production des rayons delta	33
1.2. Ionisation indirecte avec la matière	35
1.2.1. L'effet photoélectrique	36
1.2.2. L'effet Compton	37
1.2.3. Production de paire e^+, e^-	39
1.3. Conclusion	40
Chapitre 2. Les Détecteurs à semi-conducteur et le Timepix3	43
2.1. Structure des bandes et porteurs de charge	43
2.2. Conductivité et mobilité électrique	46
2.3. Jonction pn et zone de désertion	47

2.4.	Timepix3	50
2.5.	Conclusion	53
Chapitre 3.	Algorithme pour l'identification des particules	55
3.1.	Données obtenues avec le cyclotron de protons d'Aarhus au Danemark	55
3.2.	Identification	56
3.2.1.	Électrons énergétiques	58
3.2.2.	Électrons faiblement énergétiques et photons	61
3.3.	Particules chargées massives	64
3.3.1.	Détermination de la trajectoire	64
3.3.2.	Particules traversant le détecteur perpendiculairement	66
3.3.3.	Particules traversant le détecteur avec un angle d'incidence	69
3.3.4.	Émission de rayons delta	71
3.3.5.	Angle d'incidence et $\frac{dE}{dx}$	72
3.3.6.	Résultats des données simulées	74
3.4.	Conclusion	77
Chapitre 4.	Résultats des données obtenues avec un cyclotron de protons	79
4.1.	Résultats concernant la caractérisation des données de Aarhus	79
4.2.	Détermination des caractéristiques des flux de particules	84
4.3.	Conclusion	88
Chapitre 5.	Conclusion	89
Références bibliographiques	91

Liste des tableaux

1.1	Tableau représentant la perte d'énergie (électronique et nucléaire) et la portée d'un proton traversant le silicium [1].	24
3.1	Détails techniques du faisceau.	56
3.2	Détails techniques des données simulées.	58
3.3	Tableau représentant les résultats de la caractérisation des données simulées, pour un faisceau d'électrons d'énergie de 500 keV et 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° et 30°, pour un faisceau de protons d'énergie de 244 MeV avec un angle d'incidence de 0° et 30° et pour un faisceau de photons d'énergie de 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° et 30°.	76
4.1	Tableau représentant les résultats de la caractérisation du flux de protons généré par un cyclotron à Aarhus pour des faisceaux de différentes énergies et avec un Timepix3 placé à différents angles d'incidences. Les colonnes << protons sans rayons delta>> et << proton + rayons delta>> correspondent aux protons identifiés avec un angle d'incidence différent de 0°. La colonne <<angle 0>> correspond aux protons identifiés avec un angle d'incidence de 0°. La dernière colonne est calculée pour un faisceau avec un angle d'incidence de 0°, $\delta r = \frac{\text{angle } 0 + \text{rayons delta}}{(\text{angle } 0) + (\text{angle } 0 + \text{rayons delta})}$, alors que pour un faisceau avec un angle d'incidence 20°, 40° et 60° $\delta r = \frac{\text{protons} + \text{rayons delta}}{(\text{protons sans rayons delta}) + (\text{protons} + \text{rayons delta})}$	83
4.2	Résultats obtenus en analysant le flux de protons pour différentes énergies de faisceau et un détecteur placé à différents angles.	88

Liste des figures

1.1	Représentation du pouvoir d'arrêt en fonction de $\beta\gamma$ et de la quantité de mouvement du muon traversant du cuivre [2]	27
1.2	La fraction de la perte d'énergie par longueur de radiation dans le plomb ($Z=82$) en fonction de l'énergie cinétique de l'électron ou du positron [2]	29
1.3	Pouvoir d'arrêt, $\frac{dE}{dx}$, en fonction du $\beta\gamma$ et de la quantité de mouvement de la particule incidente pour différents matériaux [2]	30
1.4	Pouvoir d'arrêt, $\frac{dE}{dx}$, en fonction de la quantité de mouvement de la particule incidente dans un détecteur de type chambre à dérive (TPC) [3]	31
1.5	Exemple d'une courbe de Bragg avec un pic de Bragg représenté [4]	32
1.6	Portée d'une particule chargée lourde (en bas) et particule chargée légère (en haut) [5]	33
1.7	Émission d'un rayon delta lors du passage d'un pion de 120 GeV/c dans le détecteur Timepix3 [6]	34
1.8	Interaction dominante des photons avec la matière selon le numéro atomique du matériau et l'énergie du photon [7]	35
1.9	Le processus dominant pour des photons $E < 100$ keV, l'effet photoélectrique [8]	37
1.10	Effet Compton [9]	38
1.11	Processus de production de paire [8]	40
2.1	La différence entre les structures des bandes pour les isolants, les semi-conducteurs et les métaux [10]	44
2.2	Exemple de dopage d'un semi-conducteur au silicium [11]	48
2.3	Jonction pn [12]	49
2.4	Zone de désertion étroite due à une jonction pn non polarisée [11]	50
2.5	Zone de désertion élargie après application d'un champ électrique externe [11] ...	50
2.6	Timepix3 Chip	52

2.7	Traces laissées dans le Timepix3 par le passage de particules générées par le cyclotron d'Aarhus, le logiciel utilisé pour observer ces traces fut développé par Lukas Meduna de <i>Institute of Experimental and Applied Physics Czech Technical University (IEAP)</i> [13]	53
3.1	Reconnaissance de traces avec le Medipix [14].....	57
3.2	Exemples d'électrons énergétiques, où les figures de gauche représentent l'énergie déposée dans chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).....	59
3.3	Densité d'énergie le long de la trajectoire de la particule	60
3.4	Comparaison entre un électron et un proton traversant le détecteur perpendiculairement, où les figures de gauche représentent l'énergie déposée dans chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).....	62
3.5	Énergie du pixel le plus énergétique de l'amas.	63
3.6	Illustration de la coïncidence d'un électron qui pouvait être interprété comme un photon selon la trace dans le senseur 1. Les figures de gauche représentent l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).....	64
3.7	Résultats obtenus avec la simulation d'un faisceau de photons de 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° et 30°	65
3.8	Exemple d'un amas de pixels obtenu avec de vraies données prises avec un faisceau de protons de 218 MeV à 0° dont tous les pixels ont passé le filtre d'énergie et ayant la même valeur minimale de ToA (pixels en noir dans la figure de gauche et jaunes dans la figure de droite). La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et celle de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	66
3.9	Résultats obtenus sur le nombre d'amas symétriques (image de gauche) et le nombre de pixels activés qui ont tous la même valeur de ToA et une énergie supérieure au filtre d'énergie (image de droite) en utilisant la simulation d'un faisceau de protons de 244 MeV avec un angle d'incidence de 0°	67
3.10	Résultats obtenus sur le nombre d'amas symétriques (image de gauche) et le nombre de pixels activés qui ont tous la même valeur de ToA et une énergie	

	supérieure au filtre d'énergie (image de droite) en utilisant la simulation d'un faisceau de protons de 244 MeV avec un angle d'incidence de 30°	67
3.11	Pour un faisceau de protons de 244 MeV avec un angle d'incidence de 0° : (a) Énergie déposée du pixel le plus énergétique lorsque l'amas n'a que des pixels avec la même valeur de ToA. (b) Rapport entre l'énergie du pixel le plus énergétique et l'énergie totale de l'amas de pixels ayant des ToA différents.	68
3.12	Exemple d'un proton de 218 MeV à 0° obtenu avec les données d'Aarhus qui représente le critère 1). La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et celle de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	69
3.13	Exemple d'un proton de 218 MeV à 0° obtenu avec les données d'Aarhus qui représente le critère 2). La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et la figure de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	69
3.14	Exemple obtenu avec les données d'Aarhus d'un proton de 218 MeV traversant le détecteur à un angle d'incidence d'environ 0 degré et émettant un rayon delta lors de son parcours. La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et celle de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	70
3.15	Particule traversant le détecteur avec un angle d'incidence ($\theta = 20^\circ$) obtenue avec les données d'Aarhus pour un faisceau de protons de 218 MeV où la trajectoire est représentée avec une ligne rouge. La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et la figure de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	71
3.16	Particule traversant le détecteur avec un angle d'incidence ($\theta = 20^\circ$) émettant un rayon delta lors de son parcours et où la trajectoire est représentée avec une ligne rouge. L'exemple est obtenu avec les données d'Aarhus pour un faisceau de protons de 218 MeV à 20° . La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et la figures de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	72
3.17	Exemple d'une double émission de rayon delta obtenu avec les données d'Aarhus pour un faisceau de protons de 218 MeV à 40° . La trajectoire de la particule incidente est représentée avec une ligne rouge. La figure de gauche représente	

	l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et la figure de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).....	73
3.18	Exemple d'une trace contenant une émission d'un rayon delta (gauche) et après suppression des pixels activés par le rayon delta (droite), où l'énergie déposée de chaque pixel en keV est représentée par l'axe z.	73
3.19	Détermination de l'angle d'incidence [15]	74
4.1	On peut voir que le a) n'a pas nécessairement de halo autour de la trajectoire comparé au b) ce qui est dû au fait qu'un proton de 125 MeV dépose plus d'énergie au sein du Timepix3 qu'un proton de 218 MeV. Les figures de gauche représentent l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).	84
4.2	Histogrammes correspondant aux propriétés du flux de particules obtenues avec un faisceau $E = 218$ MeV et avec le Timepix3 placé à 20° par rapport à l'axe du faisceau et ϕ est l'angle formé par la trajectoire et l'axe des x (où ϕ est toujours égale à 0° dû à la disposition géométrique fixe du faisceau incident avec le Timepix3).	85
4.3	Proton de 218 MeV avec un angle d'incidence de 40° ayant émis un rayon delta qui a un dépôt d'énergie maximal et qui correspond au T_{max} . Où les pixels activés par le rayon delta sont ceux n'appartenant pas à la trajectoire (représenté par la ligne rouge) et au halo (pixels adjacents à la trajectoire). L'axe z représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV.....	87

Liste des sigles et des abréviations

ASIC	<i>Application-Specific Integrated Circuit</i>
ATLAS	<i>A Toroidal LHC Apparatus</i>
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
IEAP	<i>Institute of Experimental and Applied Physics in Prague</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
MIP	<i>Minimum Ionizing Particle</i>
MPX	Medipix
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i>
SRIM	<i>The Stopping and Range of Ions in Matter</i>
ToT	<i>Time over Threshold</i>

ToA *Time of Arrival*

TPC *Time Projection Chamber*

TPX Timepix

TPX3 Timepix3

UdeM Université de Montréal

Remerciements

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche, Claude Leroy, sans qui je n'aurais pas eu la chance de réaliser ce projet d'étude. Ses précieux conseils dans ce projet, tout comme dans la vie courante, m'ont été d'une aide précieuse. Je tiens aussi à remercier les professeurs Jean-François Arguin et Georges Azuelos qui ont toujours répondu présents pour m'aider et me conseiller dans ce projet.

Je voudrais également remercier les différentes personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler dans le groupe ATLAS-UdeM et le groupe de Prague à IEAP (*Institute of Experimental and Applied Physics in Prague*). Spécialement Thomas Biloud qui, au début de ma maîtrise, a été d'une aide précieuse pour m'introduire dans ce domaine de recherche.

Je remercie tous mes amis et coéquipiers de soccer de m'avoir soutenu et écouté durant ces deux dernières années. Nos tardives discussions et nos débats après nos matchs de foot ont toujours été enrichissants et intéressants.

Je voudrais spécialement remercier mes parents, ma mère Karima et mon père Abdellah, qui sont tout pour moi. Merci de m'avoir enduré dans les moments de stress et de m'avoir encouragé à poursuivre mes études en me rendant toujours plus loin. Je remercie également ma grande soeur, Nessrine, qui malgré qu'on soit quelques fois comme chien et chat a toujours su être à l'écoute et d'une aide précieuse chaque fois que j'ai eu besoin d'elle. Je me trouve extrêmement chanceux de vous avoir comme famille *Al Hamdoulillah !*

Introduction

L'organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) possède le plus grand accélérateur de particules au monde. Plusieurs expériences (détecteurs) sont regroupées dans des endroits stratégiques de la ligne de faisceau. L'une des plus grandes est l'expérience ATLAS qui est utilisée pour tester, d'une part le modèle standard à haute énergie, ce qui a permis la découverte expérimentale du boson de Higgs en 2012 [16], mais aussi d'autre part pour sonder la possibilité de la physique au-delà du modèle standard. D'autres sous-détecteurs sont utilisés pour la mesure de la luminosité (LUCID & Timepix3) et l'estimation de la radioactivité résiduelle lors de l'entretien du détecteur ATLAS (Timepix3). Le détecteur utilisé dans ce mémoire est le Timepix3 qui est un semi-conducteur à pixels doté de deux senseurs au silicium installés en parallèle (face à face) et ayant chacun une épaisseur de 500 μm . Chaque senseur est en forme de matrice carrée (256 x 256) de pixels dotés d'une superficie de 55 x 55 μm^2 . Lorsqu'une particule traverse le Timepix3, elle va ioniser la matière en y créant des paires électrons-trous et une trace sera reconstruite grâce aux charges récoltées. Le Timepix3 a pour particularité (comparé au Timepix) que chaque pixel récolte simultanément le ToA (*Time of Arrival*), qui permet de connaître l'ordre d'activation des pixels, et le ToT (*Time over Threshold*) permettant de connaître l'énergie déposée par la particule incidente. Comme les Timepix3 seront positionnés à différents endroits de la caverne dans l'expérience ATLAS, ils permettront de vérifier la radioactivité et les flux de particules qui s'y trouvent et de déterminer la possibilité d'une opération de maintenance dans la caverne lors de l'arrêt de l'expérience. C'est dans ce contexte que se définit le premier objectif de mon projet de maîtrise, soit de préparer un algorithme en vue du Run 3 correspondant à une nouvelle période d'acquisition de données au LHC (*Large Hadron Collider*) qui opérera à une énergie \sqrt{s} de 13,6 TeV [17]. Cet algorithme sera en mesure de reconnaître le type de particule (électrons, photons et particules chargées) traversant le Timepix3.

Lors du passage d'une particule chargée dans un certain milieu, un phénomène se produit qui vient perturber l'analyse des données. Il se traduit par l'émission de rayons delta, c'est-à-dire la libération d'électrons atomiques du milieu traversé lorsque la particule

incidente leur transfère assez d'énergie pour briser leurs liaisons aux noyaux (dans notre cas le noyau du silicium). Lorsqu'un rayon delta se propage dans le milieu, il agit comme une particule venant de l'extérieur, laissant une trace en ionisant le milieu, et se confond ainsi avec la trace laissée par la particule incidente. Ce processus a causé plusieurs problèmes dans la reconstruction des traces puisque le prédécesseur du Timepix3 (Timepix), qui utilise un système de cadre (photo du senseur avec une exposition de quelques secondes), ne permettait pas de distinguer la trace laissée par un rayon delta de celle d'une particule incidente. Grâce au Timepix3, on est en mesure de récolter le ToA et le ToT de façon simultanée et donc de reconstruire indépendamment chaque trace laissée par une particule ionisant le milieu. Le deuxième objectif de cette maîtrise est donc de trouver une façon de supprimer la trace laissée par le rayon delta et de la considérer comme du bruit de fond (étant donné que le taux de production de rayons delta avec une énergie suffisante pour parcourir plus de $160 \mu\text{m}$ dans le détecteur est déjà d'environ 4% [18], leur effet est donc non négligeable). Il sera question d'utiliser ce phénomène pour établir une méthode pouvant déterminer l'énergie cinétique d'un flux de particules ou la composition (proton, kaon, pion, etc...) d'un flux de particules en exploitant, d'une part la théorie de probabilité d'interactions des différents composants, et d'autre part les propriétés dynamiques (trajectoires, énergie déposée, angle d'incidence, etc...) des particules constituant ce flux ainsi que celles des rayons delta émis (énergie déposée, énergie maximale pouvant être reçue, etc...).

Le chapitre 1 exposera la théorie de l'interaction radiation-matière. Plus précisément, il abordera l'interaction des particules chargées dans un milieu ionisable, la théorie sur la probabilité d'émission de rayons delta, et pour finir l'interaction des photons avec la matière, en mettant l'emphase sur les trois grands modes d'interactions, soit l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. Le chapitre 2 décrira le fonctionnement des détecteurs à semi-conducteurs en mettant l'emphase sur les semi-conducteurs au silicium, il décrira aussi les caractéristiques du Timepix3 et son fonctionnement. Le chapitre 3 décrira l'acquisition de données avec le cyclotron d'Aarhus au Danemark et abordera l'algorithme créé pour la caractérisation d'un champ de particule. Par contre, les résultats obtenus avec les données d'Aarhus, la suppression du bruit de fond des données (causé par les rayons delta), la détermination de l'énergie cinétique et la composition d'un flux seront traités dans le chapitre 4.

Chapitre 1

Interaction entre les particules et la matière

Dans un premier temps, le projet de recherche de ce mémoire se concentre sur l'étude des traces laissées par les différentes interactions que subissent les particules qui pénètrent le Timepix3. Il est donc important de connaître la théorie sur les différentes interactions que subiront les particules avec le senseur. Ce premier chapitre abordera l'interaction entre les particules et la matière qu'elles traversent constituée en deux grands volets, soit l'interaction directe avec la matière pour des particules chargées (proton, électron, positron, alpha) et l'interaction indirecte pour des particules neutres (photon et neutron).

1.1. Ionisation directe avec la matière

L'ionisation directe avec la matière, comme son nom l'indique, implique une particule chargée qui perd son énergie directement lorsqu'elle traverse la matière par collision coulombienne ou par radiation (quelques fois par l'excitation des électrons atomiques qui ne mène pas à l'ionisation et qui ne sera donc pas traitée dans ce chapitre). Toutefois, lorsqu'il s'agit d'une particule incidente lourde (est définie comme lourde si elle a une masse supérieure à celle d'un électron, telle qu'une particule alpha, un proton, un kaon ou même un muon) la perte d'énergie par collision coulombienne est bien plus importante que celle causée par radiation. Quelques hypothèses doivent être établies lorsqu'il s'agit d'une particule incidente chargée lourde ayant une masse M_{inc} telles que :

- (1) $M_{inc} \gg m_e$.
- (2) L'énergie cinétique de l'électron atomique peut être négligé (il doit être considéré au repos lors de la collision avec une particule chargée lourde).

D'autre part, la perte par collision coulombienne peut être décomposée en deux parties: la collision électronique et la collision nucléaire. On peut remarquer dans le tableau 1.1 obtenu par le programme SRIM [1] qui calcule le pouvoir d'arrêt et la portée d'ions traversant un matériau, que pour un proton incident traversant un milieu constitué de silicium, sa perte

en énergie par collision électronique est bien plus importante que celle perdue par collision nucléaire, étant donné la plus grande section efficace pour une collision électronique que pour une collision nucléaire.

Énergie de la particule	dE/dx Elec. ($\frac{MeVcm^2}{g}$)	dE/dx nucléaire ($\frac{MeVcm^2}{g}$)	Portée
10,00 keV	3,131x10 ⁻¹	4,222E-03	1342 Å
20,00 keV	4,346x10 ⁻¹	2,755E-03	2323 Å
30,00 keV	4,999x10 ⁻¹	2,097E-03	3157 Å
40,00 keV	5,289x10 ⁻¹	1,713E-03	3937 Å
50,00 keV	5,380x10 ⁻¹	1,459E-03	4701 Å
60,00 keV	5,365x10 ⁻¹	1,276E-03	5468 Å
70,00 keV	5,293x10 ⁻¹	1,137E-03	6246 Å
80,00 keV	5,192x10 ⁻¹	1,028E-03	7041 Å
90,00 keV	5,077x10 ⁻¹	9,403E-04	7856 Å
100,00 keV	4,957x10 ⁻¹	8,673E-04	8692 Å
200,00 keV	3,930x10 ⁻¹	5,030E-04	1,83 μm
300,00 keV	3,288x10 ⁻¹	3,624E-04	3,02 μm
400,00 keV	2,861x10 ⁻¹	2,862E-04	4,41 μm
500,00 keV	2,554x10 ⁻¹	2,379E-04	5,99 μm
600,00 keV	2,321x10 ⁻¹	2,043E-04	7,75 μm
700,00 keV	2,137x10 ⁻¹	1,795E-04	9,67 μm
800,00 keV	1,986x10 ⁻¹	1,604E-04	11,74 μm
900,00 keV	1,861x10 ⁻¹	1,452E-04	13,97 μm
1,00 MeV	1,755x10 ⁻¹	1,328E-04	16,33 μm

Tableau 1.1. Tableau représentant la perte d'énergie (électronique et nucléaire) et la portée d'un proton traversant le silicium [1].

La perte d'énergie est un phénomène statistique impliquant que l'impact de chaque collision et le nombre de collisions de l'impact varient, ce qui conduit à une variation du dépôt d'énergie dans la matière. Cette fluctuation du dépôt d'énergie est en grande partie dépendante du paramètre d'impact b , défini comme étant la distance minimale entre un électron atomique et une particule incidente lors de son passage dans le milieu. Ainsi, deux particules identiques traversant un milieu peuvent déposer des valeurs différentes d'énergie si leur paramètre d'impact est différent.

1.1.1. Équation de Bethe-Bloch

La formule 1.1.1 qui nous permet de déterminer la perte d'énergie par unité de longueur est l'équation de Bethe-Bloch, appelée plus souvent pouvoir d'arrêt. Et comme mentionné précédemment, elle contient une perte d'énergie par collision (collision électronique et nucléaire) et une perte d'énergie par radiation.

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{elec} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nucl} \quad ; \quad (1.1.1)$$

Comme la force électromagnétique est de portée infinie, les particules chargées, lorsqu'elles pénètrent dans le milieu (gaz, semi-conducteur), interagissent à distance avec les constituants chargés du milieu (électrons atomiques et noyau). De ce fait, comme les noyaux sont extrêmement lourds comparés à la particule incidente, cette dernière n'a aucun impact sur le noyau et c'est elle qui se voit déviée de sa trajectoire et donc freinée. Selon les lois de l'électromagnétisme, lorsqu'une particule voit sa vitesse varier, elle émet un rayonnement de freinage appelé Bremsstrahlung et ainsi elle perd de l'énergie par rayonnement. C'est pour cette raison que la perte d'énergie par radiation devient plus importante que celle par collision coulombienne pour des particules légères (électrons ou positrons) à très haute énergie ($E \gtrsim 10$ MeV, dépendamment du milieu).

Cependant, pour des particules légères ayant une énergie inférieure à environ 10 MeV et pour des particules lourdes, c'est la perte d'énergie par collision coulombienne qui prévaut. Les collisions ionisent le milieu, c'est-à-dire elles créent des paires électron-trou dans un semi-conducteur ou des paires électron-ion dans un gaz. Le nombre de paires électron-trou (e-h) créés peut se calculer selon l'équation 1.1.2 suivante :

$$N_{e-h} = \frac{E}{\epsilon_x} \quad , \quad (1.1.2)$$

où N_{e-h} est le nombre de paires électron-trou créés, E est l'énergie déposée par la particule incidente et ϵ_x est l'énergie minimale nécessaire pour créer une paire. L'énergie minimale nécessaire pour créer une paire varie selon le matériau utilisé, par exemple pour le silicium on a $\epsilon_{Si} = 3,62$ eV.

En prenant en compte des hypothèses faites antérieurement, l'équation de Bethe-Bloch (définie par l'équation 1.1.3) [4] permet de connaître le pouvoir d'arrêt (dE/dx) d'une particule incidente de vitesse relative $\beta = v/c$, de charge z , dans un matériau de densité volumique ρ , de nombre atomique A , de charge atomique Z devient :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} B \quad ; \quad (1.1.3)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, r_e et m_e sont respectivement le rayon classique et la masse de l'électron et où c est la vitesse de la lumière. Le facteur B quant à lui est le facteur contenant les différentes corrections définies par l'équation 1.1.4 suivante :

$$B \equiv \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \quad , \quad (1.1.4)$$

où $I = 10 \times Z^{0.9}$ eV est l'énergie moyenne d'ionisation; $\frac{\delta}{2}$ est le facteur qui prend en compte l'effet de la densité causé par le plasma d'électrons dans le matériau à haute énergie ($\frac{\delta}{2} \rightarrow \ln(\frac{\hbar\omega_p}{I}) + \ln(\beta\gamma) - \frac{1}{2}$ où $\hbar\omega_p$ correspond à l'énergie du plasma [2], on peut voir la différence du pouvoir d'arrêt avec et sans correction, sur la figure 1.1); $\frac{C}{Z}$ est le facteur qui prend en compte l'effet de blindage causé par les électrons provenant des couches plus profondes (K,L,M, etc...) qui ne participent pas à la collision; le terme en logarithme est une correction relativiste pour des particules à très haute énergie. De plus, le terme T_{max} , défini par l'équation 1.1.5, représente l'énergie maximum transférable à un électron atomique par une particule incidente chargée et massive. T_{max} est déterminé en étudiant l'interaction entre deux corps et en utilisant la conservation d'énergie et la conservation d'impulsion d'une interaction à deux corps (l'un initialement au repos, l'électron, et l'autre en mouvement, la particule incidente).

$$T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \left(1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \frac{m_e^2}{M^2} \right)^{-1} \quad ; \quad (1.1.5)$$

où M est la masse de la particule incidente, $\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}$ est le facteur de Lorentz.

Il faut aussi noter que la particule incidente transfère un maximum d'énergie à un électron atomique lorsqu'une collision à paramètre d'impact nul a lieu et que l'impulsion de l'électron après l'interaction est donc orientée parallèlement à la trajectoire de la particule incidente.

Une autre approximation est possible pour l'évaluation de T_{max} si la masse de la particule incidente est largement supérieure à la masse de l'électron, $\frac{m_e}{M} \ll 1$, et si la particule incidente n'est pas une particule relativiste (γ pas trop élevé), on obtient l'équation 1.1.6 suivante :

$$T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad . \quad (1.1.6)$$

On peut voir sur la figure 1.1 un exemple de l'application de l'équation de Bethe-Bloch sur un muon, $m_\mu = 105.66$ MeV/c², traversant du cuivre (Cu). Cette courbe représente le pouvoir d'arrêt (MeV · cm²/g) en fonction de $\beta\gamma$ et présente différents aspects de l'interaction

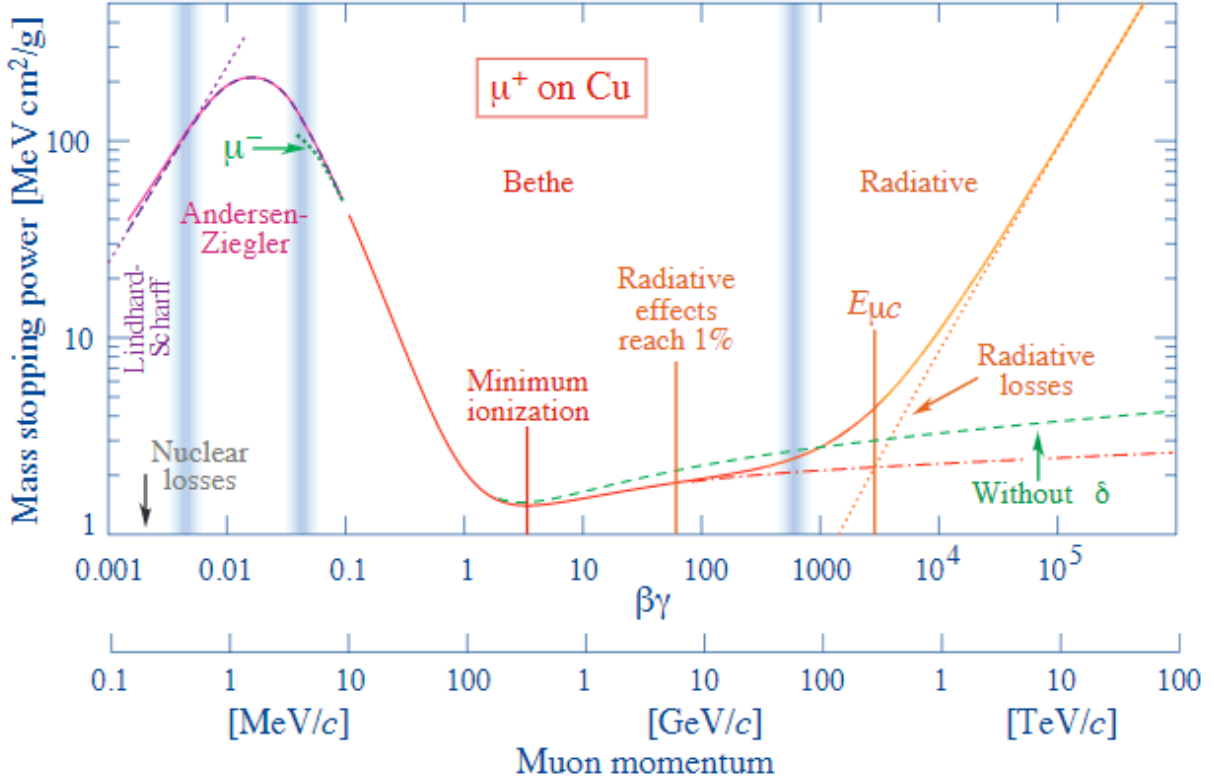


Fig. 1.1. Représentation du pouvoir d'arrêt en fonction de $\beta\gamma$ et de la quantité de mouvement du muon traversant du cuivre [2]

du muon avec le cuivre couvrant un spectre de quantité de mouvement allant de 0.1 MeV à 100 TeV.

1.1.2. Bethe-Bloch pour les particules légères ($e^-; e^+$)

Au début de la précédente section, nous avons fait l'hypothèse, pour décrire l'équation de Bethe-Bloch, que $M_{inc} \gg m_e$. Ce n'est plus le cas si la particule incidente est un électron ou un positron, car ils ont la même masse que les électrons atomiques du matériau qu'il traverse et il n'est donc plus possible de considérer que les électrons atomiques sont au repos. L'équation de Bethe-Bloch doit être modifiée pour des particules légères sujettes à subir une plus grande perte par radiation (Bremsstrahlung pour des e^- , e^+ avec une énergie $E > 10$ MeV. De ce fait, le terme de la radiation dans l'équation 1.1.1 n'est plus négligeable au côté du terme lié à la collision et sera évalué par l'équation 1.1.7 suivante [4] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4\alpha N_A z^2 \frac{Z^2}{A} E r_e^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{X_0} \quad , \quad (1.1.7)$$

où

$$X_0 = \left[4\alpha N_A z^2 \frac{Z^2}{A} r_e^2 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \right]^{-1}$$

est la longueur de radiation d'un électron qui correspond à la distance pour laquelle l'énergie cinétique se voit diminuée d'un facteur $\frac{1}{e}$ de sa valeur initiale dans le matériau. De ce fait, lorsqu'un électron pénètre le milieu, son parcours peut être déterminé en longueurs de radiation.

Le terme lié à la collision dans l'équation de Bethe-Bloch doit aussi être corrigé, car les hypothèses faites sont obsolètes lorsqu'on traite le cas d'une particule incidente légère. Ainsi, comme la perte d'énergie par collision avec les électrons atomiques est dominante lorsque l'électron (positron) a une énergie inférieure à 10 MeV, le processus dominant est Møller pour l'électron, diffusion e^- sur e^- , alors que pour le positron c'est le processus de Bhabha, diffusion e^+ sur e^- (voir figure 1.2). L'équation 1.1.8 exprime le pouvoir d'arrêt lié aux collisions coulombiennes subies par un électron ou un positron dans le matériau :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left\{ \frac{\tau^2(\tau+1)}{2 \left(\frac{I}{m_e c^2} \right)^2} \right\} + F(\tau)^\pm - \delta - \frac{2C}{Z} \right] ; \quad (1.1.8)$$

où $\tau = \frac{E_k}{m_e c^2}$ et $F(\tau)$ est une fonction spécifique pour l'électron ou le positron:

$$F(\tau)^- = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad \text{pour } e^- ;$$

$$F(\tau)^+ = 2\ln 2 - \beta^2 \left[23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right] \quad \text{pour } e^+ .$$

Aussi comme on peut le voir sur la figure 1.2, il y a un croisement des courbes du pouvoir d'arrêt lié au Bremsstrahlung et de celui lié à la collision coulombienne (ionisation). C'est l'énergie critique (E_c) qui nous permet de savoir à partir de quel moment un processus est plus dominant que l'autre. L'énergie critique dépend uniquement du matériau utilisé et de l'état gazeux ou pas de ce dernier, comme le montrent les deux équations ci-dessous :

$$E_C = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92} \quad (\text{gaz}) ;$$

$$E_C = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24} \quad (\text{solide, liquide}) .$$

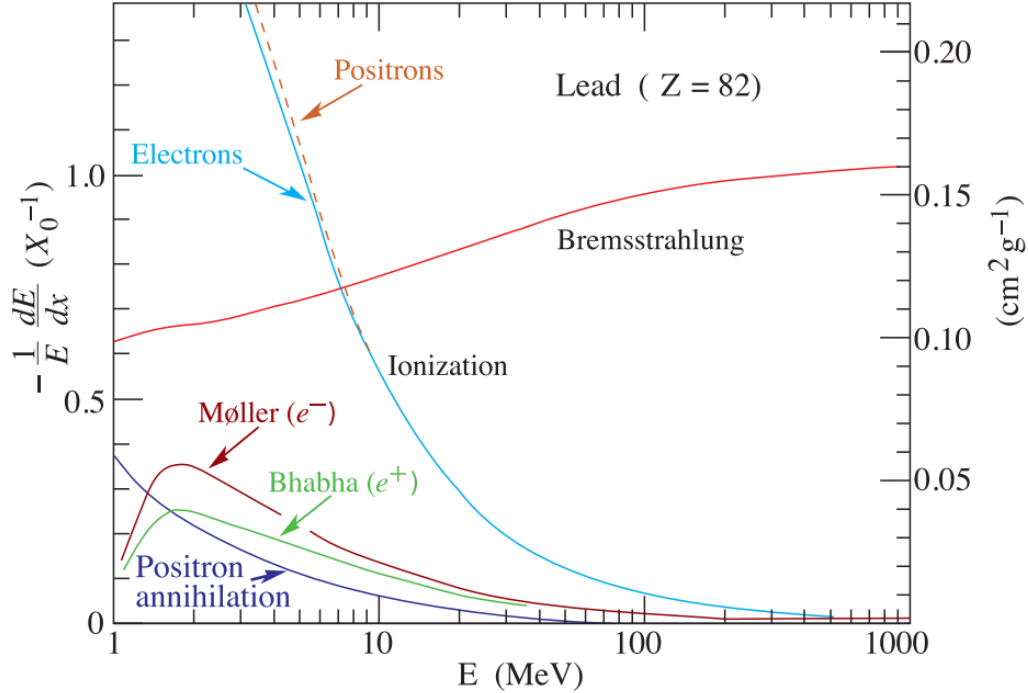


Fig. 1.2. La fraction de la perte d'énergie par longueur de radiation dans le plomb ($Z=82$) en fonction de l'énergie cinétique de l'électron ou du positron [2]

1.1.3. Particules au minimum d'ionisation (MIP)

Les particules dites MIPs (*Minimum Ionizing Particle*) sont des particules chargées dans une gamme spécifique d'énergie où elle perd (ionise) le moins d'énergie lors de son passage dans le milieu. En d'autres mots, on reconnaît qu'une particule est dans le régime MIPs lorsqu'un minimum est atteint dans la courbe du pouvoir d'arrêt en fonction du $\beta\gamma$ de la particule (voir figure 1.3). Le dE/dx atteint son minimum pour un $\beta\gamma \approx (\frac{p}{mc^2}) \approx 3 - 3.5$. Comme on peut le voir sur la figure 1.3, il y a une légère augmentation du pouvoir d'arrêt pour des énergies supérieures, dû à des effets relativistes.

De plus, le dE/dx dépend fortement de la charge z de la particule incidente et de son impulsion β d'un facteur $\frac{z^2}{\beta^2}$ (voir équation 1.1.3) et dépend inversement de sa masse tant que cette dernière reste tout de même largement supérieure à la masse de l'électron. Ceci peut se remarquer dans la figure 1.3, puisque les muons, pions et protons ont un minimum approximativement dans la même région en p/Mc et ce peu importe le matériau utilisé. On peut aussi observer à la figure 1.4 que toutes ces particules atteignent un minimum

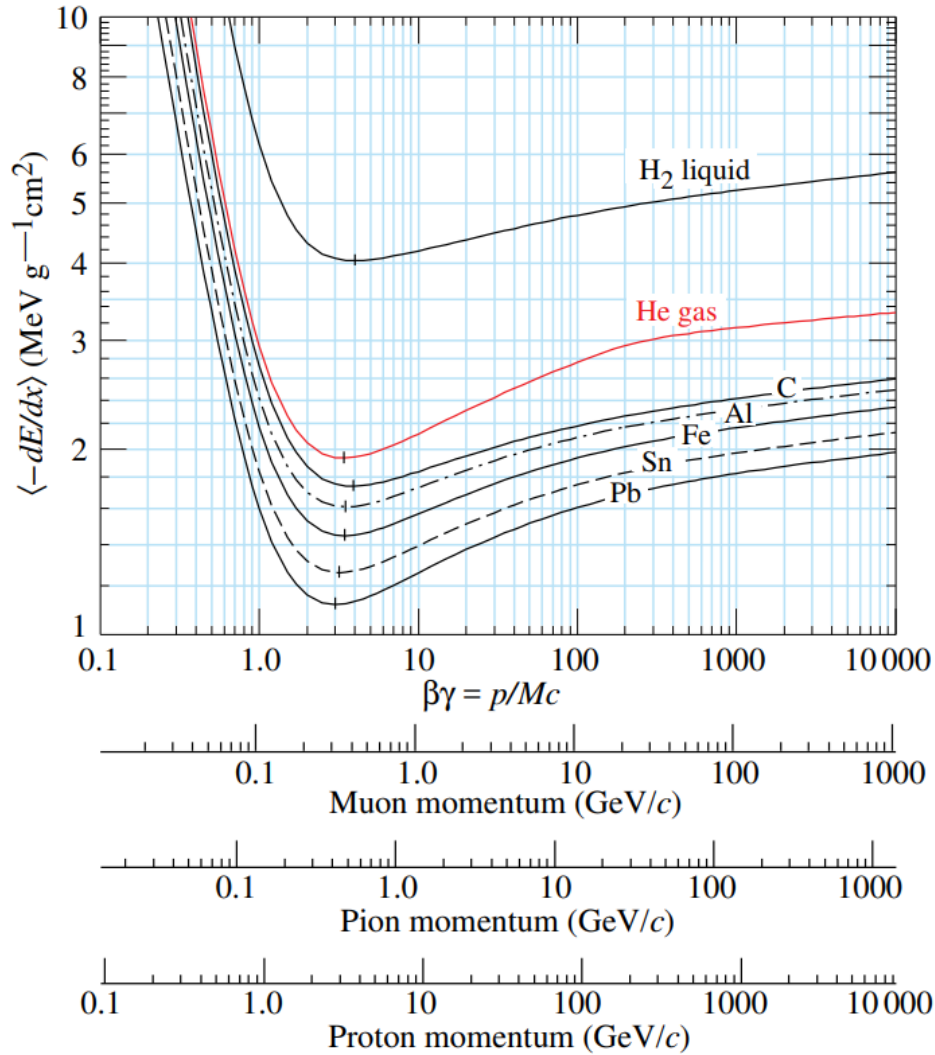


Fig. 1.3. Pouvoir d'arrêt, $\frac{dE}{dx}$, en fonction du $\beta\gamma$ et de la quantité de mouvement de la particule incidente pour différents matériaux [2]

d'ionisation à des impulsions différentes ce qui rend leur identification possible.

Par exemple pour un proton, la courbe atteint un minimum lorsque son impulsion est de quelques GeV/c alors que le minimum de la courbe du muon ou du pion est atteint lorsque leur impulsion n'est que de quelques centaines de MeV/c (200-300 MeV/c). Le minimum pour l'électron est atteint au bout de quelques MeV/c.

1.1.4. La courbe de Bragg et la portée des particules

La courbe de Bragg représente l'évolution de la perte d'énergie d'une particule en fonction du trajet de cette dernière dans la matière. Tel que mentionné dans les sections

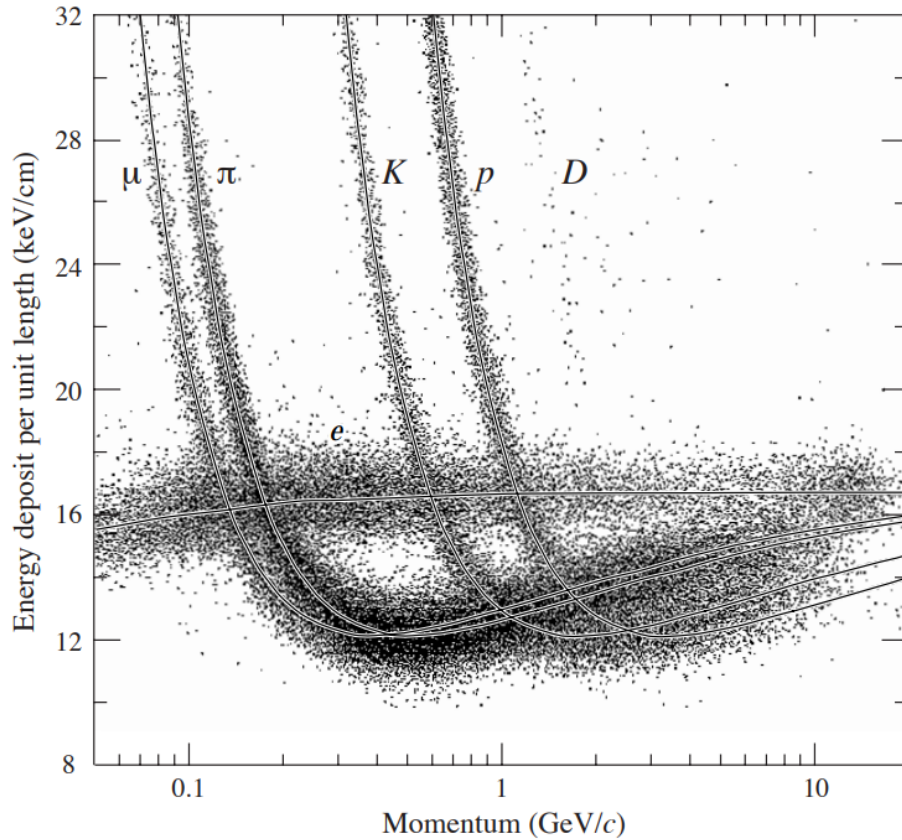


Fig. 1.4. Pouvoir d'arrêt, $\frac{dE}{dx}$, en fonction de la quantité de mouvement de la particule incidente dans un détecteur de type chambre à dérivation (TPC) [3]

précédentes, la perte d'énergie, représentée par l'équation de Bethe-Bloch, dépend fortement de $\frac{1}{\beta^2}$. Elle augmente donc rapidement à mesure que la particule ralentit et la majeure partie du dépôt est au bout de son trajet, ce qui est représenté par un pic sur la courbe comme on peut le voir sur la figure 1.5 (pic de Bragg). De plus, le pic de Bragg nous indique exactement l'endroit où la particule s'est bel et bien arrêtée, ce qui a son importance tant en physique des hautes énergies qu'en physique médicale.

Tel que noté plus haut, la perte d'énergie est un phénomène statistique dû à la variation du paramètre d'impact b et au nombre de collisions durant le parcours. Ainsi, pour deux particules identiques ayant une même énergie traversant la même matière, leurs pouvoirs d'arrêt ne seront pas nécessairement identiques et une particule pourra donc parcourir une plus grande distance que sa jumelle avant de s'arrêter.

La distance parcourue par une particule avant de s'arrêter dans le milieu, la portée, dépend de sa perte d'énergie dans la matière. La trajectoire des particules lourdes (alpha,

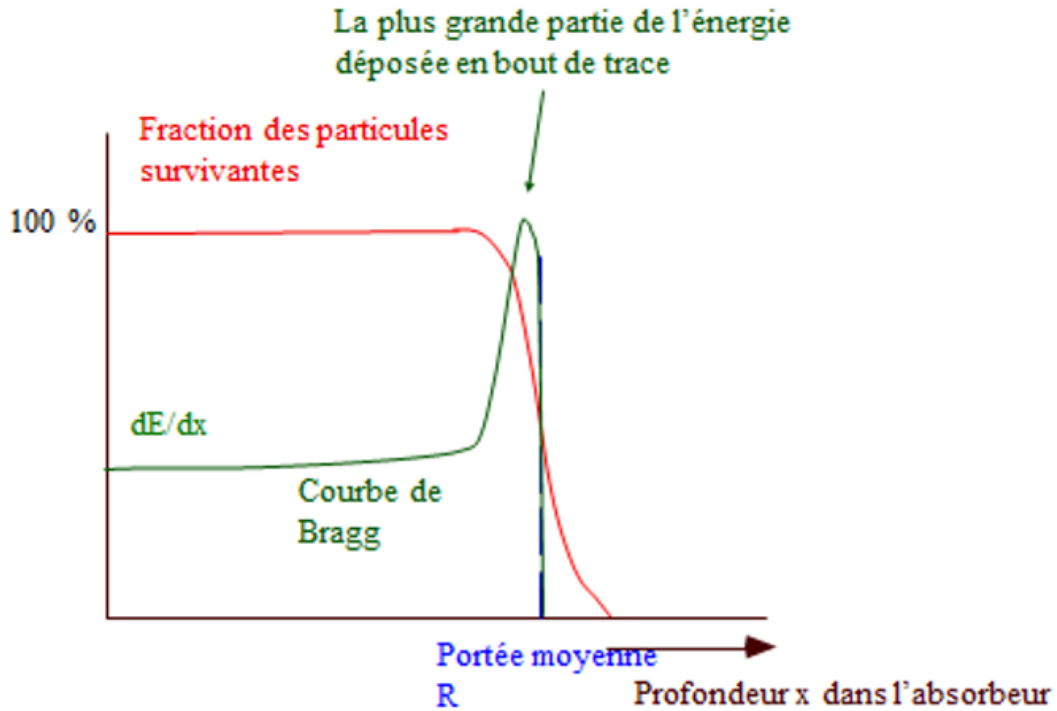


Fig. 1.5. Exemple d'une courbe de Bragg avec un pic de Bragg représenté [4]

proton, kaon, etc...) est moins affectée par les interactions coulombiennes avec les électrons atomiques et donc ne subit pas de grande déviation après leurs interactions et gardera une trajectoire plutôt linéaire rendant facile le calcul de leur portée. Cependant, les particules légères (e^+, e^-) ont des trajectoires en zig-zag, car ayant la même masse que les électrons atomiques, la collision coulombienne induit un angle de déviation plus grand de leur trajectoire, ce qui se réduit à une sous-estimation de la portée (voir figure 1.6).

La portée d'une particule (représentée par l'équation 1.1.9) peut être calculée en intégrant l'inverse du pouvoir d'arrêt de son énergie initiale (E_0) jusqu'à 0 (arrêt de la particule). Et ceci en prenant compte de l'approximation CSDA (*Continuous slowing down approximation*), qui est simplement d'assumer que le taux de perte d'énergie à chaque point de sa trajectoire doit être égal au pouvoir d'arrêt (la fluctuation de la perte d'énergie est négligée).

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{1}{-\frac{dE}{dx}} dE \quad ; \quad (1.1.9)$$

Pour de faibles énergies, la portée peut être calculée approximativement comme suit [4] :

$$\text{comme } \frac{dE}{dx} \sim \beta^{-2} \sim E^{-1} \quad \Rightarrow \quad R(E_0) = \int_{E_0}^0 E dE \propto E_0^2 \quad .$$

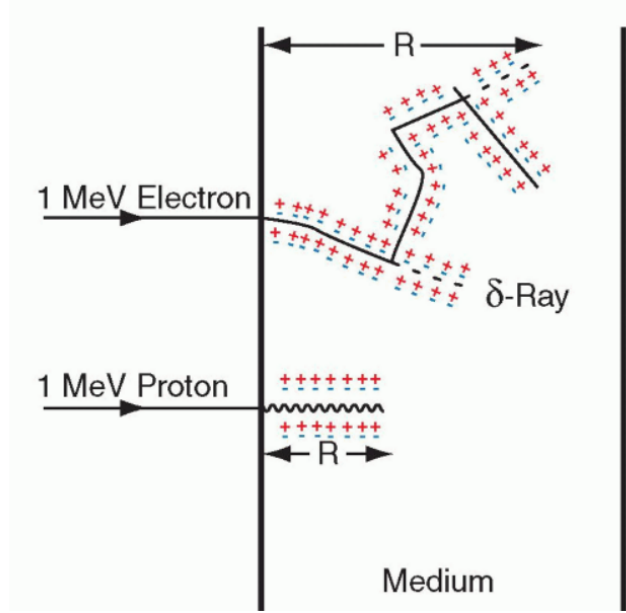


Fig. 1.6. Portée d'une particule chargée lourde (en bas) et particule chargée légère (en haut) [5]

1.1.5. Production des rayons delta

Un rayon delta est tout simplement un électron secondaire libéré dans le matériau lorsqu'une particule incidente transfère assez d'énergie à un électron atomique pour qu'il ne soit plus lié au noyau (voir figure 1.7 pour un exemple de rayon delta obtenu avec les données prises d'un Timepix3 irradié par un faisceau de pions de 120 GeV/c [6]).

On définit une densité de probabilité $\omega(\epsilon, E)$ d'émission d'un rayon delta par une particule incidente d'énergie E ayant traversé une distance dx et ayant perdu une énergie entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$ après avoir subi une collision Coulombienne. La probabilité d'émission d'un rayon delta est alors donnée par :

$$P(\epsilon, E) = \omega(\epsilon, E) d\epsilon dx \quad .$$

$\omega(\epsilon, E)$, défini dans l'équation 1.1.10 [19], dépend de la masse et du spin de la particule incidente. Dans le cadre de ce mémoire on traitera seulement des particules ayant un spin 1/2.

$$\omega(\epsilon, E) = 0.1535 \frac{\rho Z}{A \beta^2 \epsilon^2} \left[1 - \beta^2 \frac{\epsilon}{T_{max}} + \frac{1}{2} \frac{\epsilon^2}{E^2} \right] \quad ; \quad (1.1.10)$$

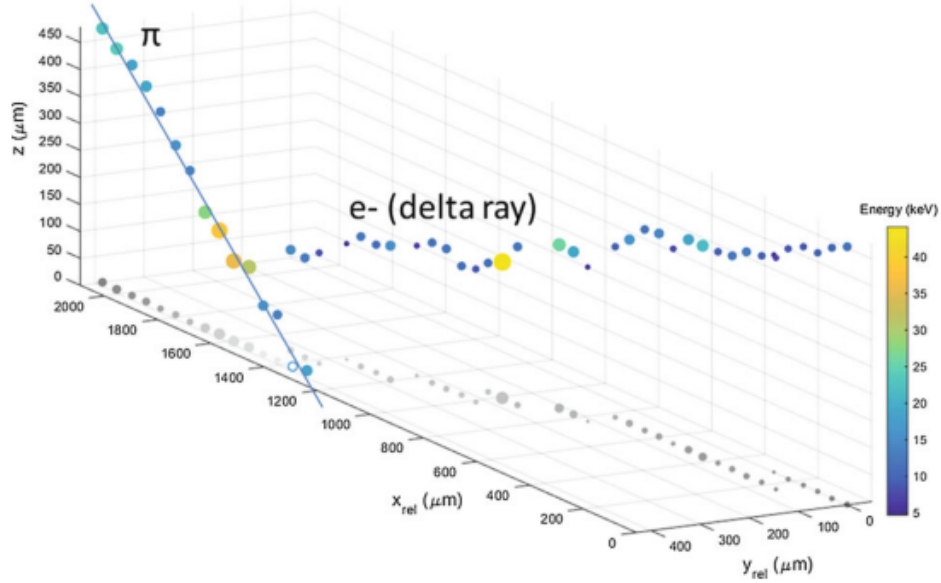


Fig. 1.7. Émission d'un rayon delta lors du passage d'un pion de 120 GeV/c dans le détecteur Timepix3 [6]

Comme l'énergie perdue, ϵ , par la particule incidente est une très petite fraction de son énergie ($\epsilon \ll E$) et que $\epsilon \ll T_{max}$ on obtient l'approximation suivante :

$$\omega(\epsilon, E) = 0.1535 \frac{\rho Z}{A \beta^2 \epsilon^2} \quad .$$

Ainsi la probabilité qu'un rayon delta, traversant une distance x dans le matériau, soit émis avec une énergie supérieure à ϵ_δ (où ϵ_δ est l'énergie minimale pour permettre l'émission de rayon delta) est obtenue par l'équation 1.1.11 [19].

$$G(\delta, \epsilon_\delta) \approx \int_0^x \int_{\epsilon_\delta}^{T_{max}} 0.1535 \frac{\rho Z}{A \beta^2 \epsilon^2} d\epsilon dx = 0.1535 x \frac{\rho Z}{A \beta^2} \left(\frac{1}{\epsilon_\delta} - \frac{1}{T_{max}} \right) \quad ; \quad (1.1.11)$$

La borne supérieure de l'intégrale selon l'énergie vient du fait qu'une particule ne peut pas transférer une énergie supérieure à T_{max} (voir section 1.1.1). On peut constater du résultat ci-haut qu'il est plus difficile de produire un rayon delta avec une énergie élevée.

Une autre particularité est l'angle d'émission d'un rayon delta par rapport à la trajectoire de la particule incidente exprimé par l'équation 1.1.12 [20].

$$\cos^2(\theta) = \frac{\epsilon}{T_{max}} \quad ; \quad (1.1.12)$$

Ce qu'on peut conclure à partir des équations 1.1.11 et 1.1.12, c'est qu'il est plus probable d'émettre des rayons delta de faible énergie et d'un angle d'émission près de 90° . La plupart des rayons delta produits seront donc émis perpendiculairement à la trajectoire de la particule incidente. C'est d'ailleurs ce qu'on observera dans l'analyse des données de Aarhus (voir figure 3.17).

1.2. Ionisation indirecte avec la matière

Lorsqu'elle pénètre dans un milieu, une particule neutre (photon ou neutron) interagit de façon indirecte via des processus qui impliquent des particules chargées qui ioniseront la matière. Le neutron (rapide ou thermique) par exemple va interagir avec le milieu en effectuant une réaction nucléaire qui va produire des ions ou des particules chargées qui ioniseront à leur tour le milieu. Le photon va interagir via trois processus dominants selon la charge atomique du milieu Z et l'énergie du photon (voir figure 1.8): l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la production de paires.

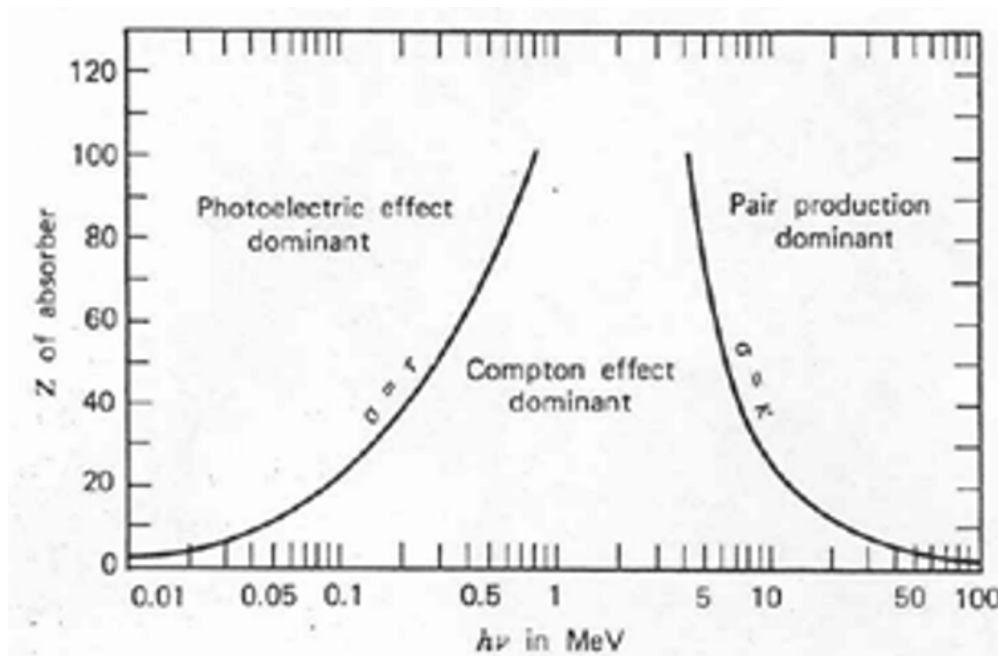


Fig. 1.8. Interaction dominante des photons avec la matière selon le numéro atomique du matériau et l'énergie du photon [7]

Les particules neutres, tout comme les particules chargées, sont arrêtées dans le milieu. L'intensité d'un faisceau est décrite par un coefficient d'atténuation μ . L'intensité du faisceau de particules à une distance de parcours x dans le matériau est décrite par l'équation 1.2.1.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad ; \quad (1.2.1)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau initiale et μ le coefficient d'atténuation. On remarque que l'intensité diminue exponentiellement en fonction de la distance parcourue dans le milieu.

Dans le cas du photon, la section efficace totale (définie par l'équation 1.2.2) qu'un photon interagisse dans la matière est la somme de toutes les sections efficaces des processus, soit l'effet photoélectrique (σ_{pe}), la diffusion Compton (σ_c), la production de paires (σ_{pp}), la diffusion Rayleigh (σ_R) et l'interaction photo-nucléaire (σ_{pn}). Les deux derniers processus ne seront pas traités dans ce mémoire.

$$\sigma = \sigma_{pe} + Z\sigma_c + \sigma_{pp} + \sigma_R + \sigma_{pn} \quad ; \quad (1.2.2)$$

La probabilité d'interaction par unité de longueur est donnée par le coefficient d'absorption défini par l'équation 1.2.3.

$$\mu = N\sigma \quad ; \quad (1.2.3)$$

où N est la densité électronique $N = \frac{N_A \rho}{A}$, N_A est le nombre d'Avogadro et A est la masse atomique.

Comme mentionné plus haut, le facteur d'atténuation $e^{-\mu x}$ nous permet de calculer le nombre de photons ayant interagi avec le milieu et pouvant être détectés. Ainsi, il est possible d'obtenir l'efficacité de détection des photons par l'équation 1.2.4.

$$P = 1 - e^{-\mu x} \quad ; \quad (1.2.4)$$

1.2.1. L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est simplement l'absorption totale d'un photon par un électron atomique. Ce dernier acquiert l'énergie du photon dont une partie sera utilisée pour le libérer de la couche électronique (K, L, M..) et le restant sera converti en énergie cinétique que l'électron aura acquise. L'électron une fois libre ionisera la matière. Le photon ionise donc indirectement cette dernière (voir figure 1.9).

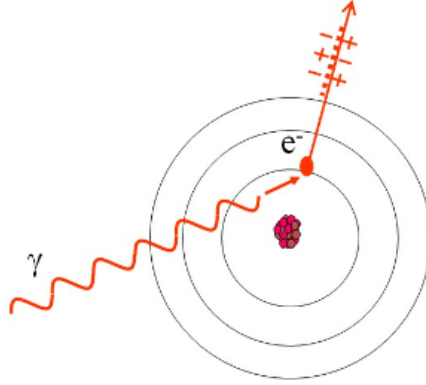


Fig. 1.9. Le processus dominant pour des photons $E < 100$ keV, l'effet photoélectrique [8]

Ainsi, l'équation 1.2.5 permet de calculer l'énergie cinétique que va avoir l'électron (aussi appelé photoélectron) après l'absorption du photon incident

$$E_e = E_\gamma - BE_i \quad ; \quad (1.2.5)$$

Où BE_i est l'énergie de liaison de l'électron à la couche électronique de niveau i .

La valeur de BE_i dépend nécessairement du nombre atomique Z et du niveau où se trouve l'électron participant au processus. Donc, plus l'électron se trouve dans un niveau proche du noyau plus l'énergie de liaison pour libérer l'électron sera élevée. Les énergies de liaison des couches K, L et M sont considérées comme des énergies de seuil. Définissant l'énergie du photon $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ normalisée à la masse de l'électron, la section efficace de l'effet photoélectrique, par exemple pour une couche électronique K, est obtenue par l'équation 1.2.6 [4].

$$\sigma_{p.e}^k = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{1/2} \alpha^4 Z^5 \frac{8}{3} \pi r_e^2 \quad ; \quad (1.2.6)$$

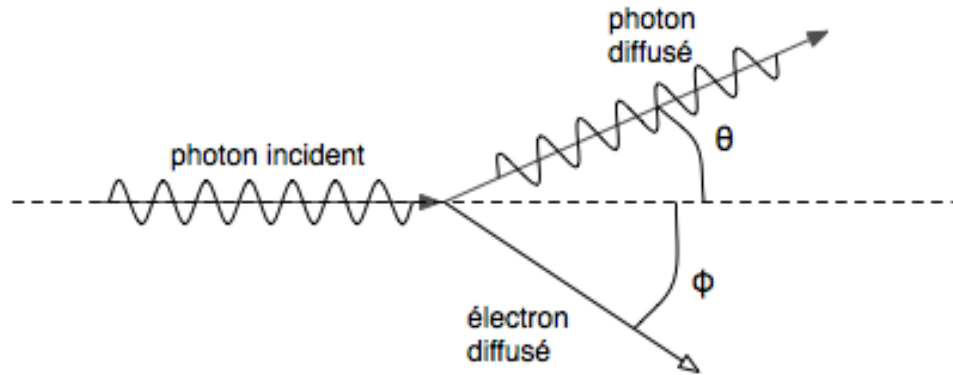
où $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine. On remarque que la section efficace pour l'effet photoélectrique a une dépendance en Z et ϵ tel que [21] :

$$\sigma_{p.e}^k \sim \frac{Z^5}{\epsilon^{7/2}} \quad .$$

1.2.2. L'effet Compton

L'effet Compton, aussi appelé diffusion Compton, est le processus où un photon interagit avec un électron, peu lié et stationnaire, pour lui transférer une partie de son énergie. Alors, il en résulte de l'interaction d'une part un électron ayant acquis une énergie de recul lui permettant de s'échapper de l'atome et ioniser la matière et d'autre part un photon diffusé

d'un angle θ . L'énergie de recul de l'électron est simplement la différence entre l'énergie incidente du photon E_γ et l'énergie du photon diffusé $E_{\gamma'}$. Cependant, l'énergie du photon diffusé est quant à elle dépendante de l'angle de déviation par rapport à la trajectoire du photon incident (voir figure 1.10).



Diffusion Compton: Collision d'un photon avec un électron au repos

Fig. 1.10. Effet Compton [9]

Il faut noter que l'énergie de liaison de l'électron est négligeable comparée à celle du photon incident. De ce fait, dans le référentiel du laboratoire, tenant compte de la conservation d'impulsion et d'énergie, nous arrivons à l'équation 1.2.7 qui donne l'énergie du photon diffusé en fonction de l'énergie et de l'angle de déviation du photon incident [21].

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad ; \quad (1.2.7)$$

Comme l'énergie de recul de l'électron est simplement la différence entre l'énergie du photon avant et après l'interaction, on obtient l'équation 1.2.8 suivante [4] :

$$E_R = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad . \quad (1.2.8)$$

On remarque qu'on a un transfert d'énergie minimal à l'électron ($E_R = 0$) lorsqu'on a $\theta = 0$ (la trajectoire et l'énergie du photon restant inchangée). Par contre, on a un transfert maximal d'énergie lorsque $\theta = 180^\circ$ se traduisant par une limite dans le spectre d'énergie du photon de l'effet Compton.

La diffusion Compton devient probable lorsque l'énergie du photon $E_\gamma > 10$ keV et devient dominante autour de 100 keV. Par contre vers 1 MeV, elle devient pratiquement le seul processus d'interaction et ce jusqu'à quelques MeV [8] comme on peut le voir sur la figure 1.8. La section efficace de l'effet Compton a été calculée par Klein et Nishina dans le contexte de la mécanique relativiste et une dépendance fut trouvée suivant l'énergie du photon et le nombre atomique Z du matériau [21] :

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{E_\gamma} \ln(E_\gamma) \quad . \quad (1.2.9)$$

De ce fait, la section efficace de la diffusion Compton est proportionnelle au nombre atomique de l'absorbeur et inversement proportionnelle à l'énergie du photon.

1.2.3. Production de paire e^+, e^-

La production de paire e^+, e^- est un phénomène qui arrive lorsqu'un photon suffisamment énergétique passe près d'un noyau atomique et crée un électron et un positron qui à leurs tours vont se déplacer pour ioniser la matière (voir figure 1.11). Pour que la production ait lieu, le photon doit avoir une énergie minimale égale à la masse des deux particules, soit $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,022$ MeV.

Par conservation d'impulsion dans le centre de masse de la réaction, l'électron et le positron doivent avoir la même impulsion, mais dans des directions opposées. Si le photon a une énergie plus élevée que 1,022 MeV, pour qu'il y ait une conservation de quantité de mouvement et d'énergie, le recul du noyau prendrait une quantité d'énergie négligeable (dû à sa grande masse) comparée à celles que recevraient les deux particules. Ainsi, le surplus est distribué équitablement à l'impulsion de l'électron et du positron. L'électron va se déplacer en ionisant la matière, le positron quant à lui va immédiatement s'annihiler avec un autre électron atomique pour créer une paire de photons de même énergie ($E_\gamma = 0,511$ MeV) mais de direction opposée.

Le seuil énergétique minimal (défini par l'équation 1.2.10) pour qu'il y ait une production de paires en prenant en considération la masse du noyau de l'atome M est [4] :

$$E_\gamma^{min} = h\nu_{min} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{2m_e c^2}{2M c^2} \right) \quad . \quad (1.2.10)$$

Ainsi, l'énergie cinétique qu'auront l'électron et le positron (en négligeant l'énergie de recul du noyau) sera donnée par l'équation 1.2.11 suivante :

$$E_k^{e^{+,-}} = \frac{E_\gamma - 2m_e c^2}{2} \quad . \quad (1.2.11)$$

Cependant, si le photon passe au voisinage d'un électron atomique, le photon va produire un triplet. Ce dernier sera constitué de l'électron initialement impliqué dans l'interaction

avec une énergie de recul et la production de paires comme expliquée ci-haut. La différence avec la production de paires est que le photon va passer au voisinage d'un électron et donc dans l'équation 1.2.10, la masse M sera remplacée par la masse de l'électron m_e . Ainsi, après simplification le photon doit avoir une énergie minimale de $E_\gamma^{min} = 4m_e c^2$ pour qu'il puisse produire un triplet.

Il faut noter que la conservation de charge est respectée dans ce processus, car en reculant l'électron initial laisse un trou ayant une charge positive h^+ . L'énergie cinétique disponible pour le triplet est tout simplement exprimée par l'équation 1.2.12 suivante :

$$T = h\nu - 4m_e c^2 = h\nu - 2,044 \text{ MeV} \quad ; \quad (1.2.12)$$

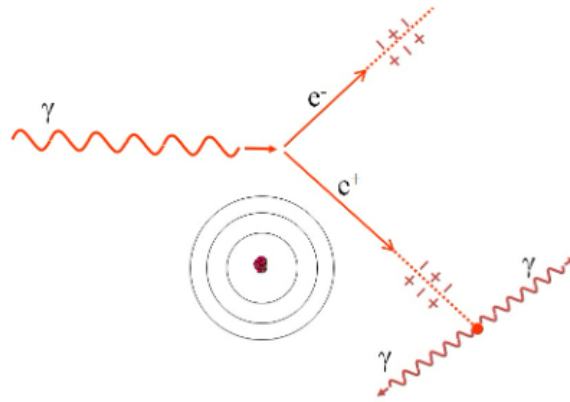


Fig. 1.11. Processus de production de paire [8]

La section efficace de la production de paires (défini par l'équation 1.2.13) a une dépendance quadratique suivant le nombre atomique du matériau Z^2 et une dépendance logarithmique suivant l'énergie du photon [4].

$$\sigma_{pp} \sim Z^2 \ln(E_\gamma) \quad ; \quad (1.2.13)$$

1.3. Conclusion

Dans ce présent chapitre, nous avons décrit l'interaction entre les différentes particules et la matière, ce qui est fondamental pour comprendre comment une particule incidente perd son énergie lorsqu'elle pénètre le senseur du Timepix3. Aussi, nous avons fait un survol de la théorie de la production de rayons delta et de la probabilité d'émission, car la probabilité de production des rayons delta aura un rôle majeur dans ce mémoire. Elle sera utilisée pour déterminer l'énergie cinétique d'un flux de particules (un flux de protons est utilisé dans le cadre de ce mémoire). Cependant avant de décrire l'algorithme développé

pour la caractérisation des particules qui pénètrent le Timepix3 (chapitre 3) et l'analyse des résultats obtenus par les données prises à Aarhus avec un cyclotron de protons (chapitre 4), il sera important de décrire dans le prochain chapitre la théorie des semi-conducteurs au silicium et leur fonctionnement pour comprendre le fonctionnement intrinsèque du Timepix3 et ses caractéristiques.

Chapitre 2

Les Détecteurs à semi-conducteur et le Timepix3

Puisque, dans le but de pousser plus loin la recherche, l'intensité et l'énergie des faisceaux dans les expériences de physique des particules ne cessent d'augmenter, il est important d'avoir des détecteurs qui peuvent résister à un très gros flux de particules. L'utilisation des semi-conducteurs comme détecteurs de particules chargées, tels que le Timepix3, qui est un détecteur à pixels au silicium placé à divers endroits dans la caverne dans l'expérience ATLAS [22], répond à ce besoin. Ce présent chapitre explique brièvement les fondements théoriques des semi-conducteurs et leur fonctionnement en décrivant leurs propriétés et leur versatilité à s'adapter à l'utilisation voulue (dopage négatif ou positif).

2.1. Structure des bandes et porteurs de charge

Tout d'abord, les semi-conducteurs sont des matériaux cristallins dont les propriétés électriques se situent entre les métaux et les isolants et c'est pour cette raison qu'ils sont utilisés dans la plupart des applications technologiques. Les matériaux les plus utilisés pour fabriquer des semi-conducteurs sont le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (GaAs) et le tellure de cadmium (CdTe). En physique des particules, par exemple, les détecteurs semi-conducteurs sont utilisés généralement dans la reconstruction et la détection de traces laissées par des particules incidentes (détecteur semi-conducteur à pixels ou à microbandes).

Ce qui distingue les semi-conducteurs des autres corps cristallins (métaux et isolants), c'est l'écart en énergie entre la bande de valence et la bande de conduction nommée bande interdite comme on peut le voir dans la figure 2.1. La bande de conduction et la bande de valence sont des bandes d'énergies permises. Le principe d'exclusion de Pauli fait en sorte que les électrons atomiques sont arrangés suivant des états quantiques distincts où, à

basse température, tous les états de basses énergies sont occupés. Les électrons qui sont dans des états de plus haute énergie, contribuent à la cohésion locale du cristal et ont une énergie appartenant à la bande de valence. Cependant, selon le matériau utilisé (métal, isolant ou semi-conducteur) et la température de ce dernier, il existe des états d'énergies supérieures qui sont délocalisés et appartiennent à une bande d'énergie plus élevée, la bande de conduction. Les électrons de la bande de conduction sont considérés comme libres et servent à la conduction. Les métaux n'ont aucun écart d'énergie entre les deux bandes, car les deux niveaux se chevauchent et donc les électrons de valence peuvent passer dans la bande de conduction sans le moindre effort. C'est la raison pour laquelle les métaux ont une bonne conductivité électrique. Alors que pour les isolants, l'écart d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction est si grand que l'électron de valence ne sera pas en mesure de passer à la bande de conduction, d'où le nom "isolant", puisque le matériau ne donne pas la possibilité d'une conduction électrique. Ainsi les semi-conducteurs, comme leurs noms l'indiquent, se trouvent entre les deux types de matériaux (métaux et isolants). Les électrons de valence ont la possibilité de passer dans la bande de conduction en échange d'un coût énergétique qu'une simple excitation thermique ne fournit pas. Ce coût énergétique dépend du matériau utilisé. Il est équivalent à l'écart d'énergie qui est de $E_g = 1.12$ eV à 300 K pour le silicium alors que pour le CdTe il est de $E_g = 1.52$ eV à 300 K.

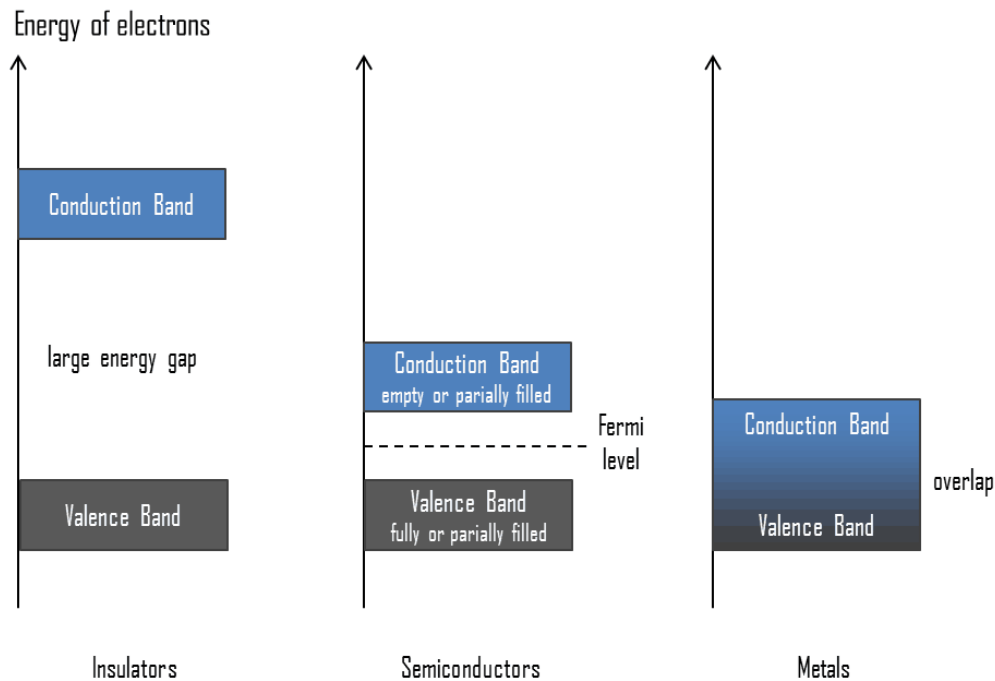


Fig. 2.1. La différence entre les structures des bandes pour les isolants, les semi-conducteurs et les métaux [10]

Les structures des bandes dépendent grandement de la structure cristalline du matériau. Par exemple, un atome de silicium, qui est un des matériaux les plus utilisés pour fabriquer

des semi-conducteurs, vu son abondance sur terre, contient quatorze électrons dont la configuration électronique est $[\text{Ne}] 3s^2 3p^2$ [23]. La configuration électronique nous indique qu'il y a 4 électrons de valence autour d'une couche fermée de Ne, soit deux électrons dans l'orbitale $3s$ et deux autres dans l'orbitale $3p$. La bande de valence et la bande de conduction sont les bandes les plus proches du niveau de Fermi. La condition qu'un électron de valence passe dans la bande de conduction est qu'il acquière suffisamment d'énergie par interaction avec une particule incidente traversant le matériau ou par simple agitation thermique. Après avoir quitté la bande de valence, l'électron va laisser une charge positive, un trou, dans la bande de valence. Ainsi, la probabilité qu'un électron ou un trou occupe un certain niveau d'énergie E est donnée par la distribution de Fermi-Dirac définie par l'équation 2.1.1 suivante [4] :

$$f_e(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}; \quad f_h(E) = 1 - f_e(E) = \frac{1}{e^{\frac{E_F-E}{kT}} + 1} \quad ; \quad (2.1.1)$$

où E_F est l'énergie de Fermi ($E_F = E_{gap}/2$ pour les semi-conducteurs intrinsèques qui ne contiennent pas d'impuretés), $k = 1,381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann et T la température en kelvins.

La concentration des électrons de la bande de conduction est exprimée par l'équation 2.1.2a qui est calculée en intégrant sur l'énergie le produit de la densité d'état dans la bande de conduction $N(E)$ avec la probabilité de son occupation $f_e(E)$ [12] :

$$n = \int_{E_C=0}^{\infty} N(E) f_e(E) dE \quad ; \quad (2.1.2a)$$

$$N(E) dE = 4\pi \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{3/2} E^{1/2} dE \quad ; \quad (2.1.2b)$$

où E_c est l'énergie du plus bas niveau dans la bande de conduction, h est la constante de Planck et m_e la masse effective de l'électron qui n'est pas la masse standard, mais bien la masse effective qui est définie à partir des interactions avec le réseau cristallin. Ainsi en remplaçant (2.1.1), (2.1.2b) dans (2.1.2a), on obtient la concentration d'électrons dans la bande de conduction aussi appelée porteur de charge :

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_c - E_F)/kT} = N_C e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad . \quad (2.1.3)$$

Et la concentration de trous dans la bande de valence tel que :

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_h kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_F - E_V)/kT} = N_V e^{-(E_F - E_V)/kT} \quad , \quad (2.1.4)$$

où m_h est la masse effective du trou, E_C est l'énergie où commence la bande de conduction et E_V est l'énergie où se termine la bande de valence. Dans le cas d'un semi-conducteur

intrinsèque, le nombre d'électrons dans la bande de conduction est égal au nombre de trous dans la bande de valence. L'égalité de la concentration d'électrons n (équation 2.1.3) et de trous p (équation 2.1.4), conduit à l'énergie intrinsèque de Fermi fournie par l'équation 2.1.5 suivante :

$$E_i = \frac{E_c - E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left(\frac{m_h}{m_e} \right) . \quad (2.1.5)$$

2.2. Conductivité et mobilité électrique

Lorsqu'une particule a terminé de traverser un semi-conducteur, les porteurs de charges créés par la particule incidente doivent se rendre vers l'anode (si c'est un électron libre) ou vers la cathode (si c'est un trou) pour créer un signal qui sera détecté par le lecteur électronique. Pour créer cette mobilité des porteurs de charge, l'application d'un champ électrique E extérieur est nécessaire. La vitesse des électrons et des trous dans un semi-conducteur est définie respectivement par les équations 2.2.1 et 2.2.2 tel que [4] :

$$\vec{v}_e = -\mu_e \vec{E} \quad \text{pour les électrons ;} \quad (2.2.1)$$

$$\vec{v}_h = \mu_h \vec{E} \quad \text{pour les trous ,} \quad (2.2.2)$$

où μ_e est la mobilité des électrons et μ_h celle des trous qui sont définies par l'équation 2.2.3 comme suit:

$$\mu_e = \frac{q\tau_e}{m_e} \quad ; \quad \mu_h = \frac{q\tau_h}{m_h} , \quad (2.2.3)$$

où q est la charge élémentaire et τ_e (τ_h) est le temps moyen entre deux collisions pour l'électron (trou), qui dépend du matériau utilisé. Il faut noter qu'ici m_e et m_h ne sont pas les masses standard, mais bien les masses effectives. Par exemple, pour un semi-conducteur au silicium la mobilité électronique respective des électrons et des trous est :

$$\mu_e = 1350 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad ;$$

$$\mu_h = 450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} .$$

On remarque ici que les électrons se déplacent 3 fois plus rapidement que les trous, ce qui fait en sorte que les trous sont plus propices à être piégés dans le matériau [12].

Connaissant la mobilité des électrons et des trous, il est possible de déterminer la densité de courant dans le semi-conducteur :

$$J_c = q(n\mu_e + p\mu_h)E = \sigma E \quad , \quad (2.2.4)$$

où σ est la conductivité et q la charge élémentaire.

La résistivité d'un semi-conducteur quant à elle est l'inverse de la conductivité :

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_e + p\mu_h)} \quad ; \quad (2.2.5)$$

2.3. Jonction pn et zone de désertion

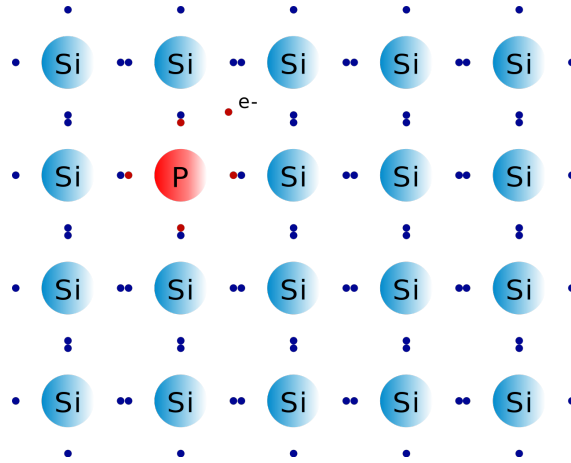
Il est possible de modifier les propriétés électriques d'un semi-conducteur en y intégrant des impuretés. C'est ce qu'on appelle le dopage d'un semi-conducteur. L'intégration des impuretés dans un semi-conducteur viendra créer une augmentation de la concentration de porteurs de charge, dans la bande de conduction ou la bande de valence, dépendamment du dopage utilisé. Les impuretés utilisées sont des atomes spécifiques qu'on décrit comme étant des donneurs ou des accepteurs d'électrons.

Les donneurs sont des atomes avec plus d'électrons de valence que les atomes composant le semi-conducteur. Ainsi, ils vont se lier aux atomes du semi-conducteur par liaison covalente et y laisser un surplus d'électrons libres dans la bande de valence (voir figure 2.2a)). Des exemples de donneurs sont des atomes qui se retrouvent dans le groupe V dans le tableau périodique tel que l'arsenic (As) et le phosphore (P), des impuretés pentavalentes (ayant 5 électrons de valence).

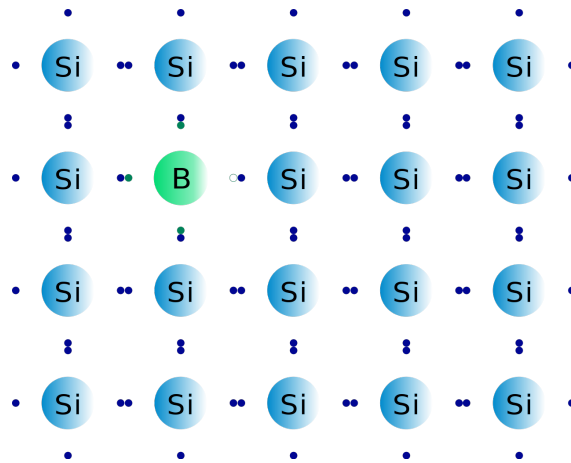
Les accepteurs sont des atomes avec moins d'électrons de valence que les atomes composant le semi-conducteur. Ainsi, ils vont se lier aux atomes du semi-conducteur par liaison covalente et y laisser un déficit d'électrons (un surplus de trous) dans la bande de valence (voir figure 2.2b)). Des exemples d'accepteurs sont des atomes qui se retrouvent dans le groupe III du tableau périodique tel que le bore (B).

On parle de dopage de type n lorsqu'il y a une concentration N_D de donneur amenant un excès d'électrons dans la bande de conduction par rapport aux trous dans la bande de valence, et inversement on parle de dopage de type p lorsqu'il y a une concentration N_A d'accepteurs qui ramène un excès de trous dans la bande de valence par rapport à la bande de conduction. Il faut noter que la concentration de dopant reste majoritairement petite par rapport à la concentration d'atomes composant le semi-conducteur intrinsèque.

L'application d'un champ électrique va permettre de collecter la charge du signal laissée par une particule, et ce en créant une jonction pn qui agira comme une diode. Une jonction pn est obtenue en joignant un matériau de type n (avec excès d'électrons) à un matériau de type p (avec excès de trous). Les électrons et les trous vont se diffuser à travers la jonction :



(a) Semi-conducteur au silicium dopé avec du phosphore type n



(b) Semi-conducteur au silicium dopé avec du Bore type p

Fig. 2.2. Exemple de dopage d'un semi-conducteur au silicium [11]

les électrons vont se déplacer vers la région dopée p en y laissant des ions accepteurs chargés négativement, alors que les trous vont se déplacer vers la région dopée n en laissant derrière eux des ions donneurs chargés positivement (voir figure 2.3). Une zone appauvrie en porteur de charge (électron ou trou) se forme proche de la jonction. Cette région, majoritairement constituée d'ions donneurs (+) et d'ions accepteurs (-), est chargée électriquement et va donc créer un champ électrique qui s'opposera à la diffusion de nouveaux électrons jusqu'à atteindre un équilibre de la distribution de charge des deux côtés de la jonction. La zone est appelée zone de désertion et la tension induite V_{bi} dans cette zone peut être exprimée par l'équation 2.3.1 comme suit [12] :

$$V_{bi} \approx \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) , \quad (2.3.1)$$

où N_D et N_A sont respectivement les concentrations de donneurs et accepteurs et n_i la concentration de charge intrinsèque. Lorsque la zone de désertion d'une jonction est non polarisée, c'est-à-dire pas de champ électrique externe, cette zone, est étroite et dépend seulement de la concentration des impuretés N_A et N_D (voir figure 2.4) qui est donnée par l'équation 2.3.2 suivante :

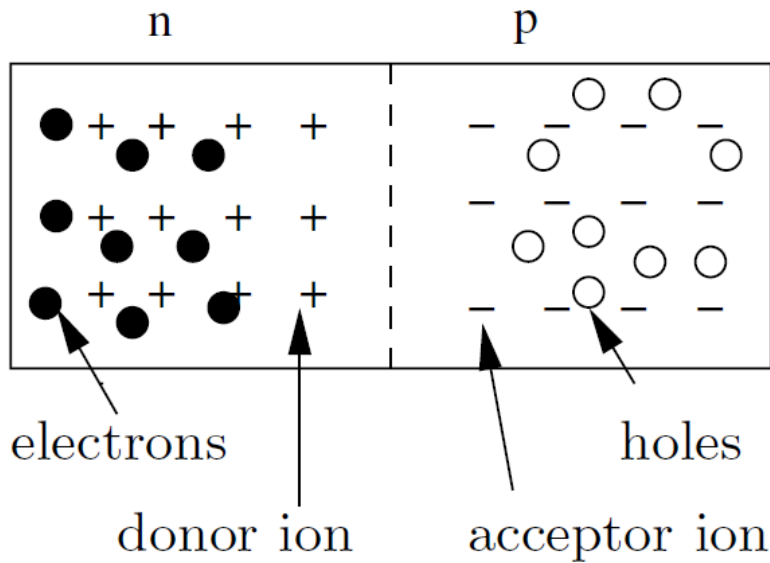


Fig. 2.3. Jonction pn [12]

$$w [\mu\text{m}] = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{si}V_{bi}}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)} , \quad (2.3.2)$$

où $\varepsilon_0\varepsilon_{si} = 1.05 \text{ pF/cm}$ est la constante diélectrique du milieu, x_n et x_p correspondent respectivement à la largeur des parties de type n et p du matériel. Cependant lorsqu'on applique un champ électrique externe, V_e , la zone de désertion s'élargit (voir figure 2.5) et est définie par l'équation 2.3.3 suivante :

$$w [\mu\text{m}] = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{si}(V_{bi} + V_e)}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)} . \quad (2.3.3)$$

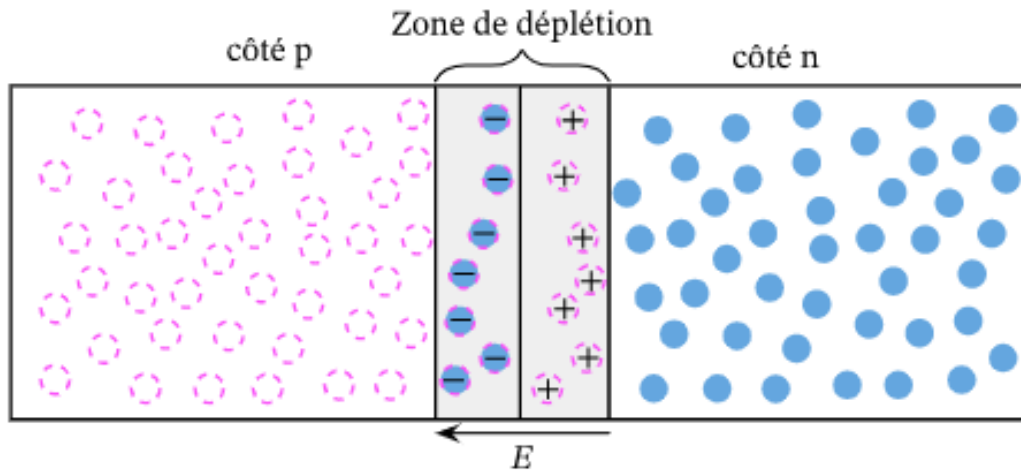


Fig. 2.4. Zone de désertion étroite due à une jonction pn non polarisée [11]

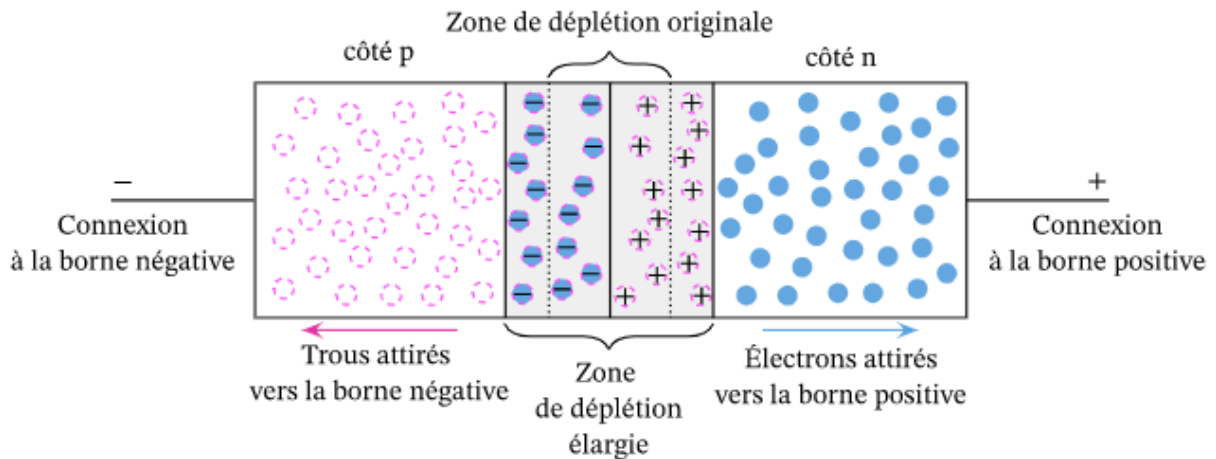


Fig. 2.5. Zone de désertion élargie après application d'un champ électrique externe [11]

2.4. Timepix3

Un exemple de détecteur formé d'un semi-conducteur à pixels est le Timepix3 qui est le détecteur de la collaboration ATLAS-TPX le plus récent conçu à ce jour. Il sera utilisé dans plusieurs endroits dans la caverne de l'expérience ATLAS durant le Run 3. Le détecteur TPX3 est formé d'un semi-conducteur à pixels composé de deux senseurs au silicium de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur placés face à face. Chaque senseur est relié au ASIC (*Application specific integrated circuit*) avec une connexion par bosses (*flip-chip bump bonded*) (voir figure 2.6a)). Il est utilisé premièrement pour récolter les données obtenues du senseur et deuxièmement pour obtenir le ToT (*Time over Threshold*) et le ToA (*Time of arrival*) simultanément avec

un temps de résolution de 1,56 ns. Le ToT est la durée temporelle pour laquelle le signal électrique obtenu d'un pixel est au-dessus du seuil fixé. Cette durée sera convertie en énergie déposée par l'équation 2.4.1 ci-dessous. Le Timepix3 fait continuellement l'acquisition des données avec une résolution temporelle de 1.56 ns. Alors, le ToA est le temps enregistré au moment duquel le signal a dépassé le seuil fixé. Ce temps signifie l'instant pour lequel le pixel est considéré comme actif. Alors, le ToA nous permet de connaître le temps d'arrivée de la particule incidente dans chaque pixel.

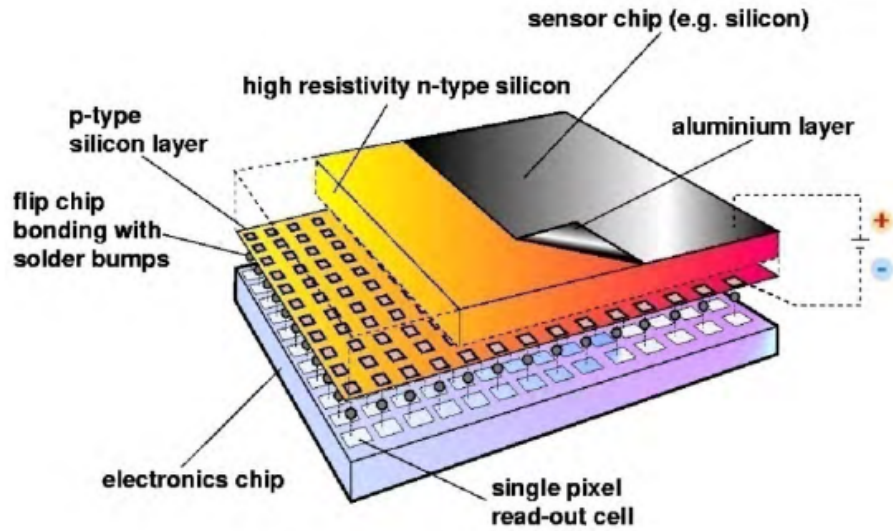
Le senseur est divisé en une matrice carrée (256×256) de pixels avec une superficie pour chaque pixel de $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Ce détecteur a été optimisé par rapport à ses prédécesseurs, le Medipix2 (Run 1) et le Timepix (Run 2), de sorte qu'il est maintenant possible de récolter simultanément le *Time of arrival* (ToA) et le *Time over Threshold* (ToT).

De plus, le Timepix3 a la possibilité que les pixels peuvent être lus par le système d'acquisition de façon continue sans temps mort avec un temps de résolution de 1.56 ns, tandis que le système d'acquisition du Timepix (prédécesseur du Timepix3) fonctionne par période de temps. Tous les pixels sont électriquement indépendants les uns des autres et ont leurs propres circuits d'amplification. De ce fait, lorsqu'un pixel est déclenché, ce dernier reste inactif durant 475 ns avant qu'il ne redevienne disponible pour la lecture, alors que les autres pixels non déclenchés restent disponibles pour la lecture. Le Timepix3 a un taux de coups pouvant aller jusqu'à $40 \text{ Mhits s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

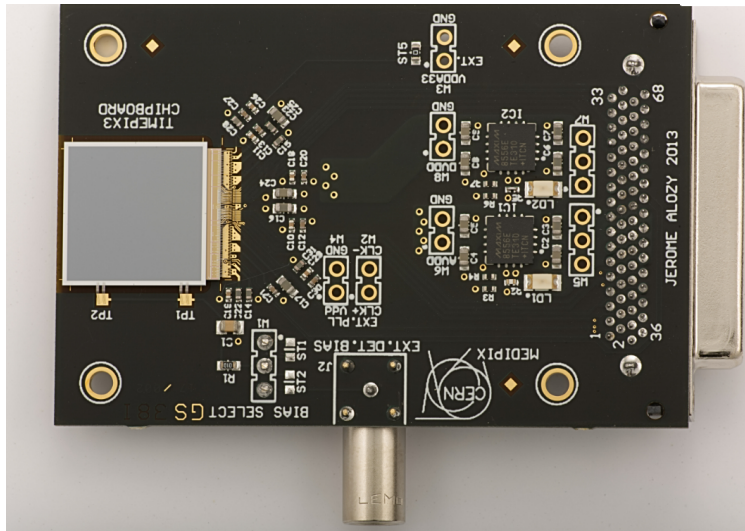
Lorsqu'une particule incidente pénètre dans le Timepix3, elle va ioniser la matière et créer des paires électrons-trous tout le long de son trajet. Ces charges vont ensuite migrer vers les électrodes à l'aide du champ électrique créé par une tension appliquée (voir figure 2.6 (a)). Chaque pixel va récolter un signal électrique amplifié. Cependant ce pixel ne sera pas déclenché avant d'avoir atteint un certain seuil d'énergie. Une fois ce seuil atteint, une horloge interne se déclenche pour calculer la durée de temps durant laquelle l'énergie récoltée par les électrodes du pixel est au-dessus du seuil prédéfini (environ 3 keV). Le dépôt d'énergie laissé par le passage de la particule incidente dans le pixel peut être déterminé par la relation non linéaire suivante [15] :

$$ToT_E = aE + b - \frac{c}{E - t} \quad , \quad (2.4.1)$$

où E est l'énergie déposée et les 4 paramètres (a, b, c, t) peuvent être extraits lors de la calibration du Timepix3 en utilisant des sources de rayon X.



(a) [24]



(b) [25]

Fig. 2.6. Timepix3 Chip.

Après le passage de la particule, le ToA et le ToT (dépot d'énergie) de tous les pixels déclenchés sont récoltés et une trace peut être ainsi reconstruite. L'identification du type de particule ayant traversé le senseur devient possible (ce qui sera abordé dans le prochain chapitre). Dans la figure 2.7, on peut voir les traces laissées par les protons générés par le cyclotron d'Aarhus après leurs passages dans le Timepix3.

Pour l'acquisition des données, un logiciel Pixelman [26] utilise d'abord l'interface USB Fitpix connectée au Timepix3 et qui par la suite sera connecté à un ordinateur via un câble

USB.

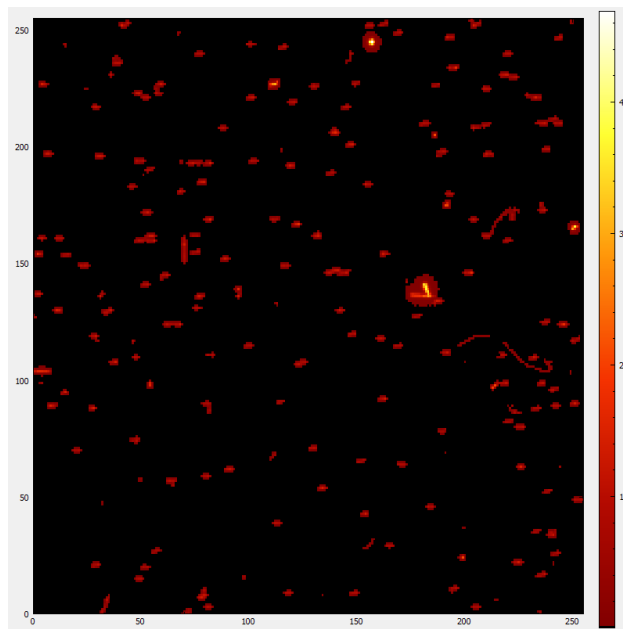


Fig. 2.7. Traces laissées dans le Timepix3 par le passage de particules générées par le cyclotron d'Aarhus, le logiciel utilisé pour observer ces traces fut développé par Lukas Meduna de *Institute of Experimental and Applied Physics Czech Technical University (IEAP)* [13]

2.5. Conclusion

Nous avons résumé dans ce chapitre les fondements théoriques principaux des semi-conducteurs au silicium tels que le Timepix3 (TPX3), pour lequel nous avons détaillé les caractéristiques telles que l'utilisation simultanée du ToA et du ToT. Dans le prochain chapitre, il sera question dans un premier temps de décrire l'expérience faite à Aarhus avec un cyclotron de protons et, dans un deuxième temps, de détailler l'algorithme utilisé pour permettre la reconnaissance des traces laissées dans le TPX3.

Chapitre 3

Algorithme pour l'identification des particules

La Collaboration ATLAS-TPX a utilisé les détecteurs Medipix (MPX) et Timepix (TPX) dans le but de mesurer la luminosité et le flux de particules chargées dans l'expérience ATLAS durant les différentes périodes de prise de données du LHC (Run): Le MPX2 a été utilisé pour le Run 1 (2010-2013), le TPX a été utilisé pour le Run 2 (2015-2018) et le TPX3 a été utilisé pour le Run 3 qui a commencé en 2022. Comme le LHC était dans une phase de mise à niveau de 2018 à 2022, aucune nouvelles données n'ont été prises durant cette période. En prévision du Run 3, des données ont été prises à Aarhus au Danemark avec un cyclotron de protons. Elles seront utilisées dans ce mémoire pour développer un algorithme lié à la reconnaissance des traces laissées par les particules pénétrant le TPX3. De plus, l'utilisation de données simulées par Monte-Carlo *GEANT4* sera importante pour établir les critères permettant la reconnaissance de traces, et ce en utilisant le logiciel Allpix² [27]. L'objectif dans cette reconnaissance de traces est de pouvoir caractériser les particules qui pénètrent le TPX3 et donc, dans le futur, de connaître le champ de radiation autour des détecteurs Timepix3, disposés dans divers endroits dans l'expérience ATLAS. Ainsi, dans ce présent chapitre, il sera question d'une description des données prises avec le Cyclotron de protons à Aarhus et par la suite de la description de l'algorithme utilisé pour analyser ces données.

3.1. Données obtenues avec le cyclotron de protons d'Aarhus au Danemark

Les données qui sont utilisées dans ce mémoire ont été obtenues avec un cyclotron de protons dans un centre hospitalier à Aarhus au Danemark. Le montage et la prise de données ont été effectués durant l'été 2020 par Thomas Biloud, ancien doctorant à l'Université de Montréal et puis postdoctorant à IEAP (*Institute of Experimental and Applied Physics*

Czech Technical University) et Petr Burian (chercheur à *Institute of Experimental and Applied Physics Czech Technical University, IEAP*). Le cyclotron nous permet d'avoir différentes énergies du faisceau de protons et le montage du détecteur par rapport au faisceau nous permet de contrôler l'angle d'incidence du faisceau de particules traversant le Timepix3 (décrit en détail dans le chapitre 2). Comme cette expérience n'est pas faite dans une chambre à vide, le faisceau de protons va plutôt traverser une certaine distance dans l'air avant d'arriver au détecteur. Les protons du faisceau vont donc perdre de l'énergie avant d'arriver à hauteur du détecteur qui est décalé de 30 cm de l'axe du faisceau. Par exemple, les protons avec une énergie initiale du faisceau de 244 MeV auront une énergie de $218,5 \pm 0,9$ MeV lorsqu'ils atteindront le détecteur. On peut voir dans le tableau 3.1 les détails techniques en lien avec l'expérience. En l'occurrence, la perte d'énergie des protons à travers l'air avant d'arriver au détecteur provient donc des interactions qu'ils ont avec le milieu. Ces dernières peuvent créer des particules alpha, des photons ou des électrons qui peuvent par la suite être détectés par le Timepix3. Les données seront récoltées sous forme de ToA et ToT sur les pixels, laissant une trace qui sera reconstruite. Par la suite, ces données seront utilisées pour développer un algorithme qui nous permettra de reconnaître la trace laissée par une particule chargée lourde (dans notre cas le proton), mais aussi la trace laissée par un électron ou un photon créée par l'interaction du flux de protons avec le milieu.

	énergie du faisceau à la source	énergie du faisceau au détecteur	angle
Données	244 MeV	$(218,5 \pm 1,0)$ MeV	$0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$
	160 MeV	$(125,5 \pm 1,7)$ MeV	$0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$

Tableau 3.1. Détails techniques du faisceau.

3.2. Identification

Plusieurs approches furent établies dans le passé pour caractériser les différentes particules traversant un hodoscope de détecteurs Timepix. La plupart d'entre elles utilisent l'analyse des formes laissées par la trace des particules, comme le montre la figure 3.1 [22] [28]. Cependant avec le Timepix3, il est maintenant possible de changer l'approche grâce à l'utilisation simultanée du ToA et du ToT. Cette nouvelle méthodologie consisterait à développer un algorithme qui interpréterait les paramètres dynamiques (la trajectoire, la densité d'énergie déposée) et la géométrie de l'amas (linéarité de la trajectoire, symétrie de la forme de l'amas) laissées par les différentes particules incidentes (photons, électrons, protons, particules alpha). Un amas est défini comme un ensemble de pixels activés par le

passage de la particule incidente au sein du détecteur.







Dots		Photons and electrons
Small blobs		Photons and electrons
Heavy blobs		Heavy ionizing particles
Heavy tracks		Heavy ionizing particles → Incidence is not perpendicular to the detector's surface (Bragg curve)
Straight tracks		MIP
Curly tracks		Energetic electrons

Fig. 3.1. Reconnaissance de traces avec le Medipix [14]

Comme le Timepix3 nous permet de traiter la trace laissée par une particule une à la fois, il est cependant logique d'établir un ordre d'identification. C'est-à-dire que certaines particules sont plus facilement reconnaissables par leurs traces laissées au sein du détecteur puisqu'elles ont des caractéristiques propres. Par exemple, les électrons énergétiques ($E > \sim \text{keV}$) laissent une trace en zigzag (dû à leur forte sensibilité aux collisions coulombiennes), comme le montre la figure 3.2, alors que les électrons faiblement énergétiques et les photons n'activent pas autant de pixels (nombre de pixels activés < 6), ils ont autant de chance d'interagir dans le premier senseur que dans le deuxième, mais si on a une trace dans le deuxième sans trace dans le premier, on peut conclure qu'il s'agit d'un photon. Ensuite vient le cas de l'identification des particules chargées plus lourdes dont la possibilité d'émission de rayons delta est plus élevée et dépendante de plusieurs critères. De plus, il faut noter que, comme le Timepix3 est muni de deux senseurs montés en parallèles, le passage des particules lourdes chargées et des électrons vont interagir à peu près de la même façon dans les deux senseurs, alors que les photons n'interagissent qu'au deuxième senseur. De ce fait, dans ce mémoire on n'utilisera qu'un seul des deux senseurs (le premier senseur) pour l'analyse des traces laissées par les particules lourdes chargées ou par les électrons énergétiques (traces en zigzag). Alors que pour les traces des électrons faiblement énergétiques ou des photons, les deux senseurs doivent être pris en compte pour déterminer la coïncidence ou l'anti-coïncidence des traces laissées qui permettront de faire la distinction entre la trace laissée par un photon de celle d'un électron faiblement énergétique.

Ainsi dans cette section, il sera question d'utiliser les données obtenues avec le cyclotron à Aarhus et les données simulées par le logiciel Allpix² [27] pour établir des critères essentiels à la reconnaissance de traces. La simulation a été faite par Hoang Dai Nghia Nguyen (postdoctorant à l'Université de Montréal). Le tableau 3.2 donne les détails sur les données simulées de l'interaction d'un Timepix3 avec un faisceau de protons de 244 MeV à des angles d'incidence par rapport au détecteur de 0° et 30°, avec deux faisceaux d'électrons ayant des énergies de 500 keV et 1 GeV et des angles d'incidence de 0° et 30°, et avec un faisceau de photons de 1 GeV à 0° et 30° d'angles d'incidence. Environ 1000 évènements sont simulés pour chaque type de faisceau. Il sera alors question de traiter dans un premier temps la méthode d'identification des électrons énergétiques, ensuite des électrons faiblement énergétiques et des photons, et pour finir la méthode d'identification des particules massives chargées en décrivant les différents critères utilisés (angle d'incidence, trajectoire, symétrie, pouvoir d'arrêt $\frac{dE}{dx}$ etc...).

	faisceau	énergie du faisceau	angle d'incidence
Données simulées	Protons	244 MeV	0° et 30°
	électrons	500 keV et 1 GeV	0° et 30°
	Photons	1 GeV	0° et 30°

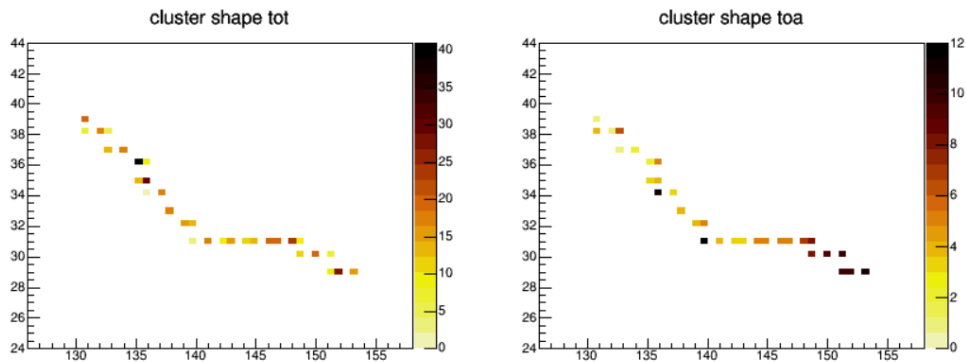
Tableau 3.2. Détails techniques des données simulées.

3.2.1. Électrons énergétiques

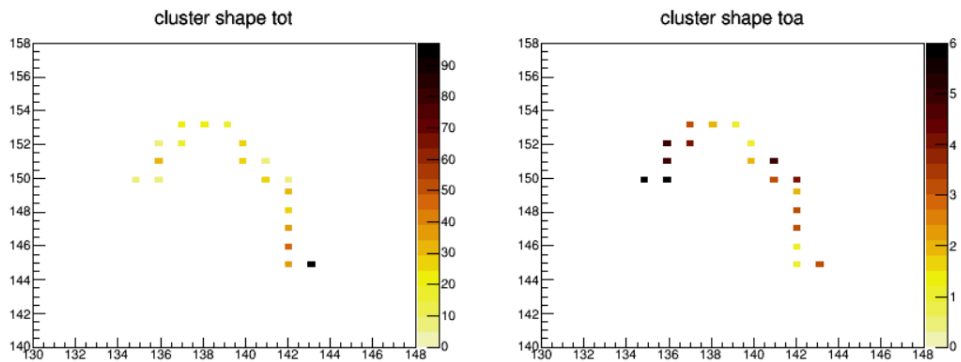
Tel que mentionné plus haut, l'électron est une particule qui, lorsqu'elle pénètre le détecteur, est particulièrement sensible aux collisions coulombiennes. Deux exemples sont montrés dans la figure 3.2, l'un obtenu avec les données de Aarhus (3.2 a)) et l'autre avec des données simulées d'électrons de 500 keV à un angle d'incidence de 30° (3.2 b)).

On peut remarquer deux caractéristiques propres aux traces de ces électrons: D'une part la trace ne présente presque aucun halo (pas de pixels activés autour de la trajectoire de l'électron) avec une forme très étroite et linéaire et d'autre part la densité d'énergie par pixel est de l'ordre de quelques dizaines de keV (représenté dans les figures correspondantes par l'axe z) qui est faible en comparaison avec l'énergie déposée par les particules chargées lourdes. De ce fait, pour déterminer que l'amas est bien la trace due à un électron énergétique, il faut déterminer la linéarité de l'amas (absence de halo) et la densité d'énergie de l'amas. Comme chaque pixel a la possibilité d'avoir 8 pixels voisins, la non-linéarité sera effective que lorsqu'il y a au moins deux des 8 pixels adjacents à chacun des pixels activés. On remarquera par contre, la présence d'un halo autour de la trajectoire d'une particule

lourde (voir figures 3.8 et 3.15 correspondant respectivement à une particule chargée lourde traversant le détecteur perpendiculairement ou avec un angle d'incidence). Cependant, ce seul critère (linéarité) n'est pas suffisant puisque la trace peut être confondue avec celle d'une particule chargée massive traversant perpendiculairement le détecteur (voir figure 3.12). C'est dans ce contexte que l'application du critère de la densité d'énergie de l'amas est pertinente. Comme on peut l'observer dans la figure 3.2, la densité d'énergie moyenne déposée par un électron par pixel est de l'ordre de $35 \text{ keV}/\text{pixel}$. On peut voir dans la figure 3.3 la densité d'énergie déposée le long de la trajectoire d'un proton simulé de 244 MeV en a), le long de la trajectoire d'un électron simulé de 500 keV en b) et de 1 GeV en c). On conclut à partir des histogrammes de la figure 3.3 que la densité d'énergie le long de la trajectoire de l'électron est majoritairement inférieure à $35 \text{ keV}/\text{pixel}$, alors que pour le cas d'un proton, la densité énergétique le long de sa trajectoire est majoritairement supérieure à $35 \text{ keV}/\text{pixel}$.



(a) Exemple avec les données d'Aahrus

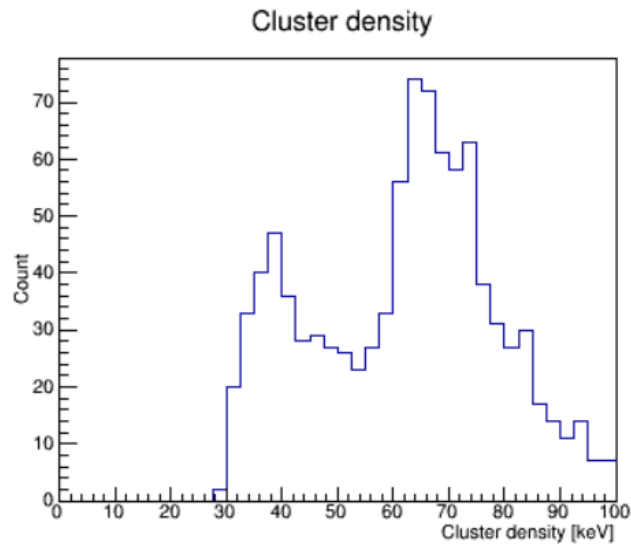


(b) Exemple avec les données simulées d'un électrons à 500 keV

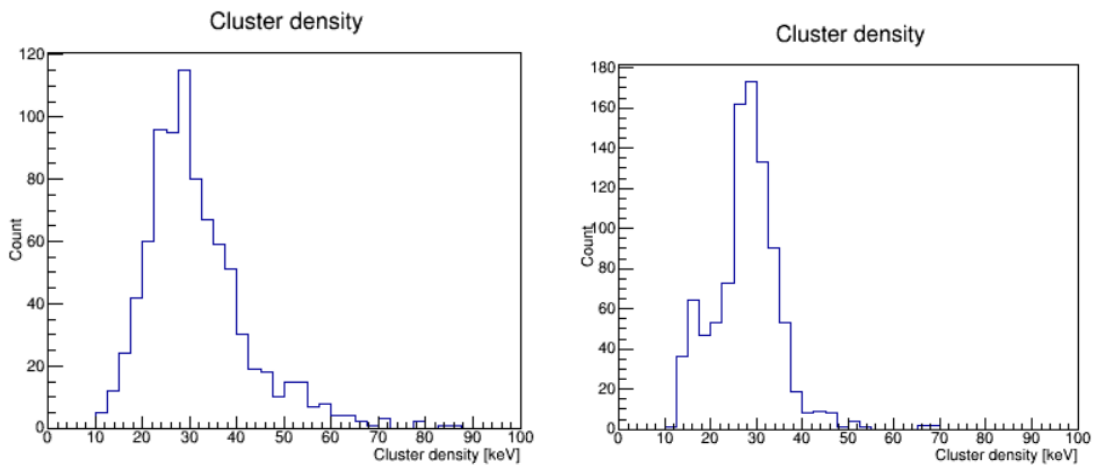
Fig. 3.2. Exemples d'électrons énergétiques, où les figures de gauche représentent l'énergie déposée dans chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

Lorsqu'on calcule l'énergie totale déposée de l'amas et qu'on la divise par le nombre de pixels de l'amas, on obtient la densité d'énergie de l'amas qui, lorsqu'elle est inférieure à

35 keV, caractérisera la particule comme étant un électron énergétique.



(a) Protons simulés de 244 MeV à 30°



(b) Électrons simulés de 500 keV à 30°

(c) Électrons simulés de 1 GeV à 30°

Fig. 3.3. Densité d'énergie le long de la trajectoire de la particule

Ainsi, deux critères nous permettent de caractériser l'amas comme étant une trace laissée par un électron énergétique :

- (1) La linéarité : Au maximum un pixel de l'amas doit avoir la totalité de ses pixels voisins activés.
- (2) La densité d'énergie moyenne par pixel de l'amas doit être < 35 keV.

L'exemple à la figure 3.2 b) montre un électron qui pénètre le détecteur avec un angle d'incidence de 30° . Cependant, lorsque l'électron pénètre avec un angle d'incidence de 0° ,

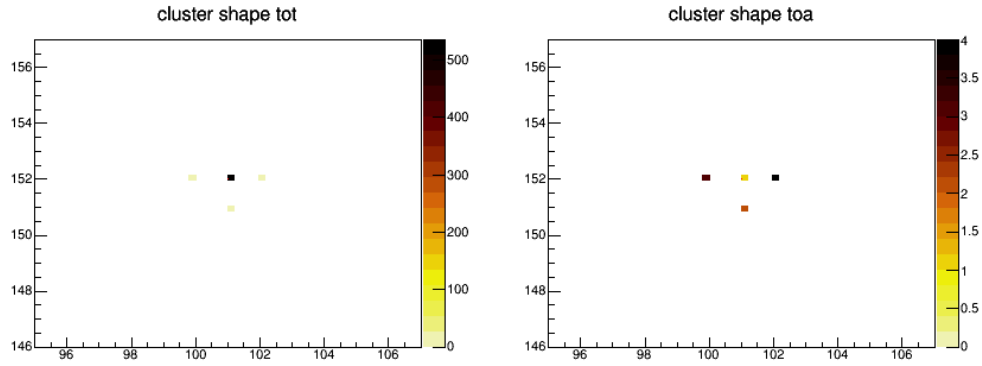
ce dernier ne va pas nécessairement avoir une trajectoire en zig-zag comme on peut le voir à la figure 3.2 et donc ne va pas activer autant de pixels, comme on peut le voir à la figure 3.4 b) où un exemple d'électrons de 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° est obtenu avec les données simulées. La figure 3.4 a) représente la trace laissée par un proton de 244 MeV avec un angle d'incidence de 0° obtenue par simulation. On observe que les traces en a) et b) dans la figure 3.4 ont la même forme, mais que l'énergie du pixel le plus énergétique de l'amas, correspondant aussi au premier pixel activé (voir figure de droite en 3.4 a) et b)), est plus élevée dans le cas du proton (≈ 500 keV) que dans le cas de l'électron (≈ 100 keV). Lorsqu'une particule pénètre le senseur perpendiculairement, elle déposera la plus grande partie de son énergie sur un pixel. Ainsi, la figure 3.5 montre la répartition en énergie du pixel le plus énergétique de l'amas laissée par des protons simulés de 244 MeV à 0° en a) et la répartition en énergie du pixel le plus énergétique de l'amas laissée par des électrons simulés d'énergie de 500 keV en b) tandis que ceux d'énergie de 1 GeV à 0° en c). En observant les histogrammes de la figure 3.5, on conclut que l'énergie du pixel le plus énergétique de l'amas laissée par le passage d'un électron à 0° est majoritairement en-dessous de 200 keV (figure 3.5 b) et c)), alors que dans le cas des protons simulés (244 MeV à 0°), le pixel le plus énergétique de l'amas est majoritairement au-dessus de 200 keV (voir figure 3.5 a)).

Ainsi, deux critères nous permettent de caractériser l'amas comme étant une trace laissée par un électron énergétique pénétrant le détecteur avec un angle d'incidence de 0 degré :

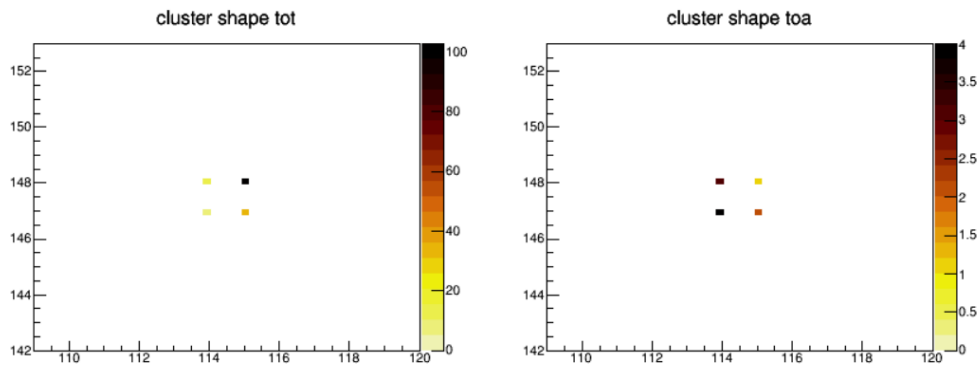
- (1) Le nombre de pixels activés doit être ≤ 6 pixels.
- (2) L'énergie du pixel le plus énergétique de l'amas doit être ≤ 200 keV.

3.2.2. Électrons faiblement énergétiques et photons

Les photons et les électrons à faible énergie n'activent la plupart du temps que quelques pixels (généralement moins de 6 pixels) comme le montre la méthode de reconnaissance de traces utilisée pour le Medipix2 dans la figure 3.1. La méthode utilisée dans ce mémoire pour distinguer les photons des électrons est d'utiliser une coïncidence ou une anti-coïncidence entre les deux senseurs du Timepix3 montés en parallèle (comme décrit dans le chapitre 2, le Timepix3 utilise deux senseurs qui sont montés face à face formant un hodoscope). On dit qu'il y a coïncidence lorsque la particule traverse les deux senseurs alors qu'il y a anti-coïncidence si la particule laisse une trace qu'au second senseur. Comme le photon a une probabilité d'interaction plus faible que celle des particules chargées (qui eux interagissent dès leurs entrées dans le détecteur), s'il est détecté, il déposera toute son énergie dans le second senseur via les trois processus décrits dans le chapitre 1 (l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires). De ce fait, si un photon pénètre le premier senseur sans interagir avec ce dernier, mais interagit avec le second senseur, l'analyse détectera une anti-coïncidence. Cependant, si un électron pénètre le premier senseur, il y a



(a) Exemple d'un proton simulé de 244 MeV à 0°

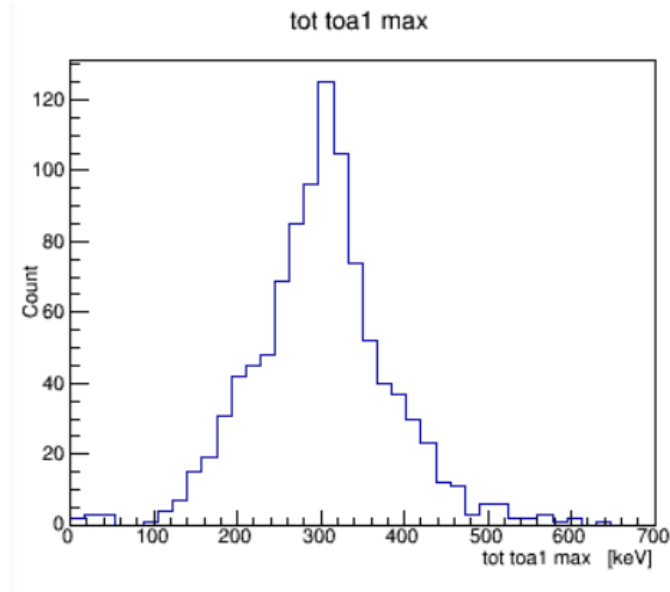


(b) Exemple d'un électron simulé de 1 GeV à 0°

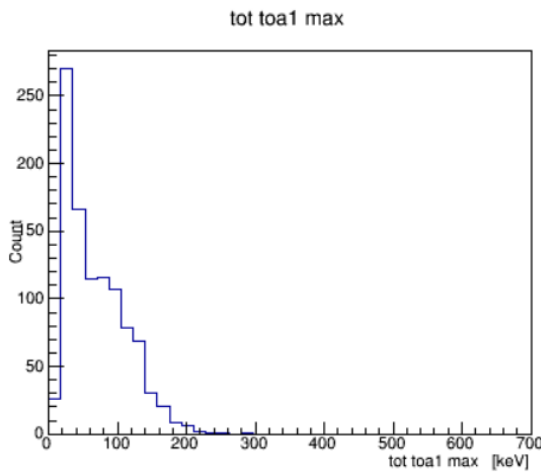
Fig. 3.4. Comparaison entre un électron et un proton traversant le détecteur perpendiculairement, où les figures de gauche représentent l'énergie déposée dans chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

de fortes chances qu'il se retrouve dans le second senseur et donc l'analyse devra détecter une coïncidence. Un exemple à la figure 3.6, obtenu avec les données de Aarhus, montre qu'un électron énergétique traversant perpendiculairement le premier senseur dont sa trace peut être interprétée aussi comme celle d'un photon, mais lorsqu'on observe la trace laissée dans le deuxième senseur, on conclut qu'il s'agit de la trace d'un électron qui respecte les critères établis dans la section précédente.

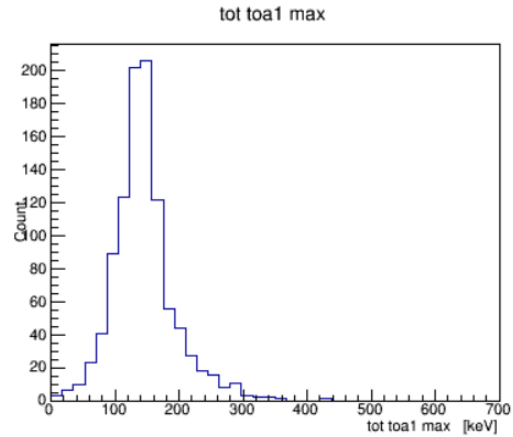
Ainsi, l'étude de la coïncidence et de l'anti-coïncidence nous permet simplement de confirmer si la trace laissée est celle d'un photon ou celle d'un électron. Alors, en utilisant la simulation d'un photon de 1 GeV, on est en mesure de sélectionner des critères pour détecter les photons. La figure 3.7 montre que le nombre de pixels activés est clairement en-dessous de 3 pixels et que la densité d'énergie par pixel est majoritairement en dessous de 12 keV pour des données simulées de photons d'énergie de 1 GeV à un angle d'incidence



(a) Protons simulés de 244 MeV à 0°



(b) Électrons simulés de 500 keV à 0°



(c) Électrons simulés de 1 GeV à 0°

Fig. 3.5. Énergie du pixel le plus énergétique de l'amas.

de 0° et 30° . Donc, l'amas de pixels représenté dans le premier senseur dans la figure 3.6 lorsqu'on porte attention à sa densité énergétique, qui est clairement au-dessus de 12 keV, nous indique qu'il s'agit d'un électron à faible énergie. De plus, le fait que cet amas est fait d'une coïncidence entre les deux senseurs nous permet de conclure que la trace est celle d'un électron à faible énergie.

Ainsi, pour qu'une trace soit détectée comme étant un photon, il faut qu'elle respecte les trois critères suivants :

- (1) Le nombre de pixels activés doit être < 3 .

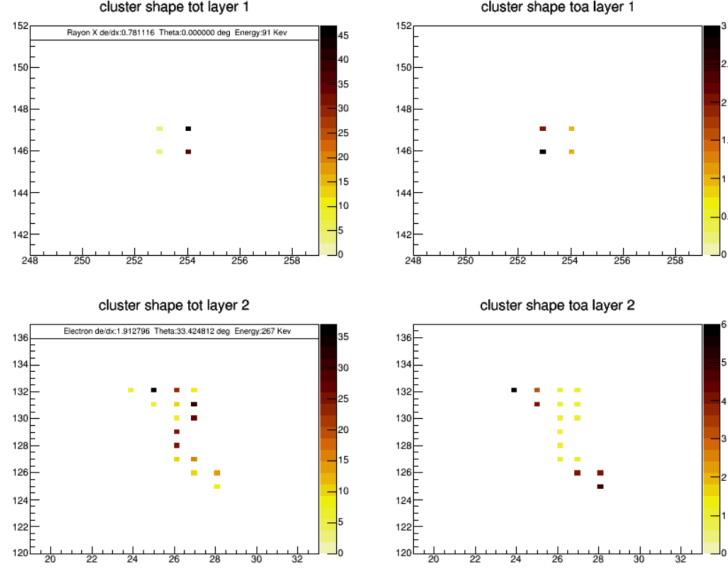


Fig. 3.6. Illustration de la coïncidence d'un électron qui pouvait être interprété comme un photon selon la trace dans le senseur 1. Les figures de gauche représentent l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

- (2) La densité d'énergie moyenne par pixel doit être < 12 keV.
- (3) Doit avoir une anti-coïncidence entre les deux senseurs du Timepix3.

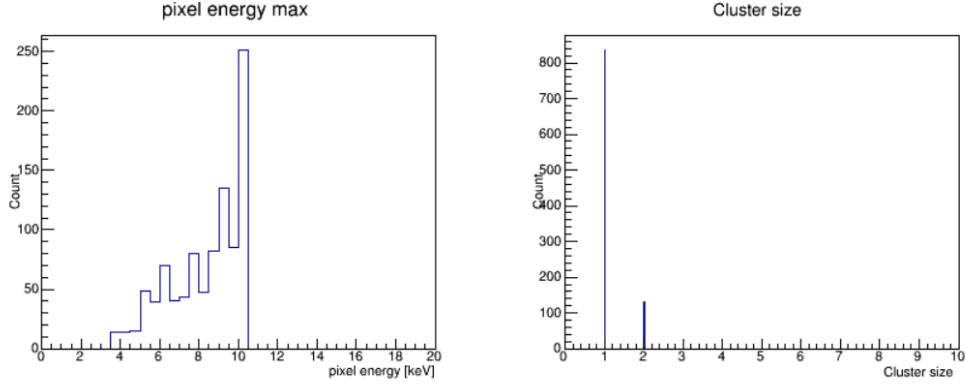
Tandis que pour l'électron faiblement énergétique, il doit respecter les trois critères suivants:

- (1) Le nombre de pixels activés doit être < 6 .
- (2) Doit avoir une coïncidence.

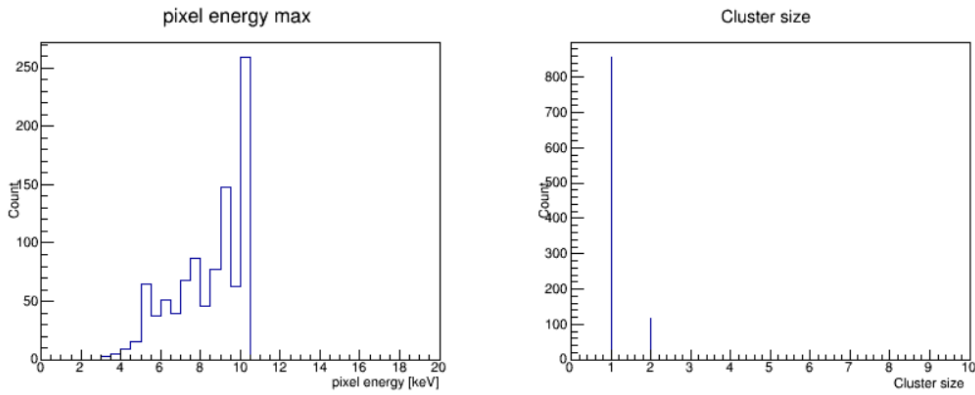
3.3. Particules chargées massives

3.3.1. Détermination de la trajectoire

Comme la trajectoire de la particule dépend fortement de son angle d'incidence, il est primordial de sélectionner d'abord les particules pénétrant le détecteur perpendiculairement (ne laissant pas de trajectoire sur le plan du détecteur) puis celles qui traversent le détecteur avec un certain angle d'incidence. Pour cela, il suffit de récolter les informations laissées par les pixels activés, c'est-à-dire le ToA pour l'ordre d'activation des pixels et le ToT pour l'énergie des pixels. Les pixels ayant reçu le plus d'énergie sont celles directement déclenchées par le passage de la particule tandis que les autres, qui sont dans le halo, sont activés par le partage de charge [29]. Le partage de charge a lieu lorsque les porteurs de charge se déplacent vers l'électrode des pixels voisins. Pour reconstruire la trajectoire d'une particule



(a) Photon de 1 GeV avec un angle d'incidence de 0°



(b) Photon de 1 GeV avec un angle d'incidence de 30°

Fig. 3.7. Résultats obtenus avec la simulation d'un faisceau de photons de 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° et 30°

massive (qu'elle soit perpendiculaire au détecteur ou non), il faut distinguer les pixels activés par le passage de la particule de ceux activés par le partage de charge. Pour cela un filtre d'énergie (densité moyenne d'énergie) est défini par l'équation (3.3.1) suivante :

$$E_{\text{filtre}} = \frac{\text{Énergie totale de l'amas de pixels}}{\text{nombre de pixels activés de l'amas}} \quad (3.3.1)$$

Il faut noter que les particules fortement sensibles aux collisions coulombiennes, telles que les électrons, auront tendance à subir des déviations sur le plan du détecteur (comme on peut le voir dans la forme de l'amas de la figure 3.2), et aussi suivant l'axe z (la profondeur du détecteur) ce qui affecterait la valeur du ToA. Ainsi, en combinant le ToA et le ToT, il est possible de reconstruire la trajectoire de la particule.

3.3.2. Particules traversant le détecteur perpendiculairement

Pour reconnaître qu'une particule pénètre perpendiculairement le détecteur, plusieurs caractéristiques de l'amas sont nécessaires tel que :

- (1) Tous les pixels activés qui ont une énergie déposée supérieure à la densité d'énergie de l'amas (filtre d'énergie) ont tous la même valeur minimale de ToA (avec un temps de résolutions du détecteur de 1.56 ns).
- (2) Il y a une symétrie autour du pixel le plus énergétique.

Ces caractéristiques constituent le premier critère montrant que la particule a un parcours perpendiculaire au sein du Timepix3 et a donc pénétré le détecteur avec un angle d'environ 0 degré, comme le montre la figure 3.8 où on observe qu'il y a aussi une symétrie autour des pixels les plus énergétiques (pixels noirs de l'image de gauche dans la figure 3.8) qui d'ailleurs correspondent aux premiers pixels activés (pixels jaunes de l'image de droite dans la figure 3.8).

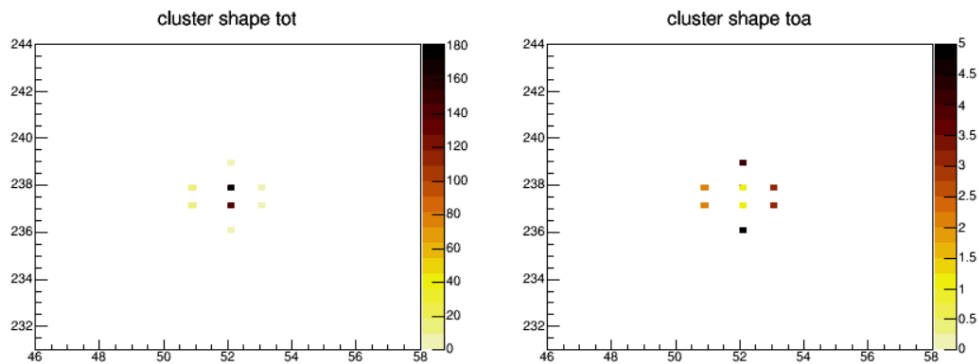


Fig. 3.8. Exemple d'un amas de pixels obtenu avec de vraies données prises avec un faisceau de protons de 218 MeV à 0° dont tous les pixels ont passé le filtre d'énergie et ayant la même valeur minimale de ToA (pixels en noir dans la figure de gauche et jaunes dans la figure de droite). La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et celle de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

D'après la simulation de protons de 244 MeV, la figure 3.9 montre que, pour un faisceau de protons à un angle d'incidence de 0° , la majorité des amas de pixels sont symétriques et ont la même valeur de ToA. La figure 3.10 montre que la majorité des amas de pixels à un angle d'incidence largement supérieur à 0° ne présente aucune symétrie et ont des pixels activés ayant des valeurs différentes de ToA. Ainsi, les critères ci-haut sont bien des caractéristiques propres aux particules pénétrant perpendiculairement le détecteur.

Donc, le fait qu'un amas de pixels soit symétrique ou que tous ses pixels, qui ont passé le filtre d'énergie, ont tous la même valeur de ToA nous indiquent que la particule a traversé

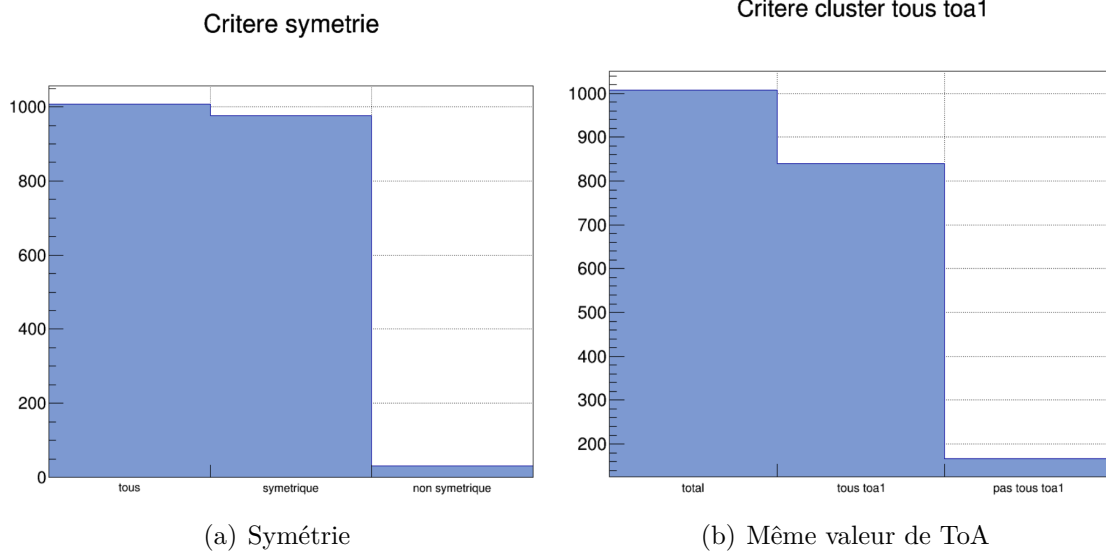


Fig. 3.9. Résultats obtenus sur le nombre d’amas symétriques (image de gauche) et le nombre de pixels activés qui ont tous la même valeur de ToA et une énergie supérieure au filtre d’énergie (image de droite) en utilisant la simulation d’un faisceau de protons de 244 MeV avec un angle d’incidence de 0° .

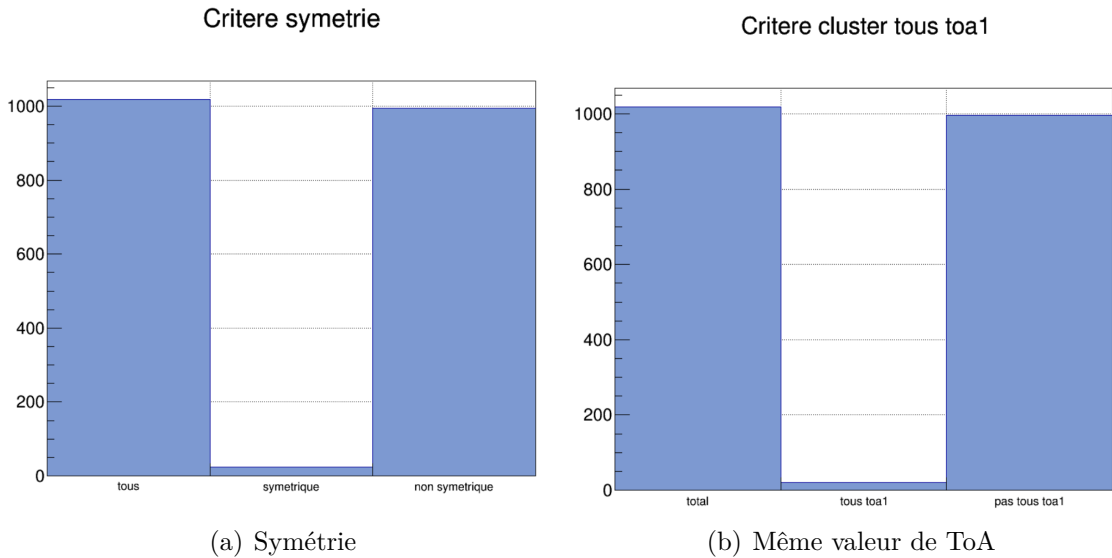


Fig. 3.10. Résultats obtenus sur le nombre d’amas symétriques (image de gauche) et le nombre de pixels activés qui ont tous la même valeur de ToA et une énergie supérieure au filtre d’énergie (image de droite) en utilisant la simulation d’un faisceau de protons de 244 MeV avec un angle d’incidence de 30° .

le senseur perpendiculairement, mais ne nous dit rien sur l’identité de la particule. De ce fait, d’autres critères doivent être pris en compte, soit le dépôt d’énergie de la particule incidente. Ainsi, la figure 3.11 qui est obtenue en utilisant la simulation de protons de

244 MeV à 0° , en a) montre que lorsque l'amas n'a que des pixels ayant la même valeur de ToA, on observe que l'énergie du pixel le plus énergétique doit être supérieure à 200 keV. Par contre, dans le cas où tous les pixels de l'amas n'ont pas la même valeur de ToA, on observe dans la figure 3.11 b) que le rapport suivant $\frac{\text{l'énergie du pixel le plus énergétique}}{\text{l'énergie totale de l'amas de pixels}} > 30\%$.

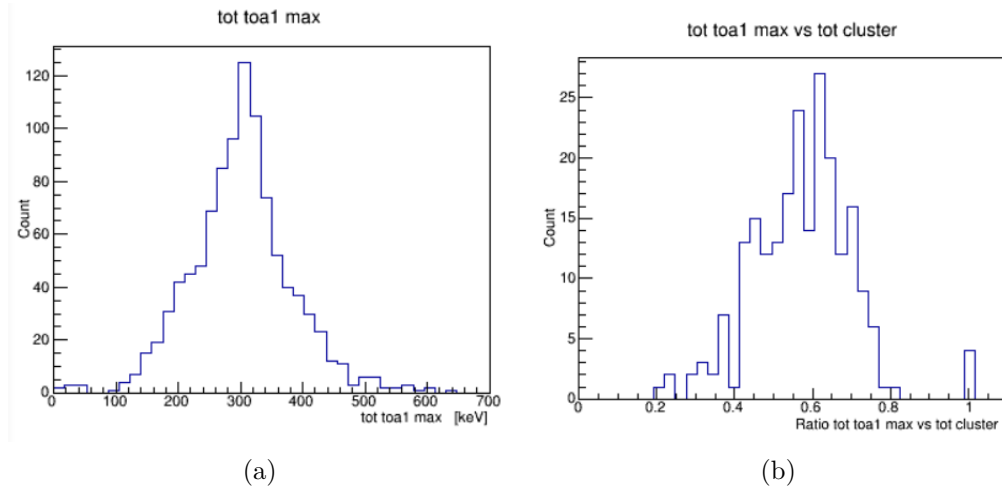


Fig. 3.11. Pour un faisceau de protons de 244 MeV avec un angle d'incidence de 0° : (a) Énergie déposée du pixel le plus énergétique lorsque l'amas n'a que des pixels avec la même valeur de ToA. (b) Rapport entre l'énergie du pixel le plus énergétique et l'énergie totale de l'amas de pixels ayant des ToA différents.

Ainsi, les critères suivants permettent de reconnaître la trace d'une particule chargée massive pénétrant le senseur perpendiculairement :

- (1) Cas où tous les pixels activés de l'amas ayant passé le filtre d'énergie ont tous la même valeur de ToA
 - (a) l'énergie du pixel le plus énergétique doit être > 200 keV
- (2) Cas où les pixels activés de l'amas ayant passé le filtre d'énergie n'ont pas tous la même valeur de ToA
 - (a) L'amas doit présenter une symétrie autour du pixel le plus énergétique.
 - (b) Le pixel ayant la plus grande énergie parmi les premiers pixels activés doit avoir son énergie supérieure à 30% de l'énergie totale de l'amas.

Si les critères d'un des deux cas ci-haut sont respectés, cela signifie que la particule a traversé le détecteur à un angle d'incidence d'environ 0 degré se traduisant par le parcours de la plus petite distance dans le détecteur qui est $500 \mu\text{m}$. Il faut noter ici que la symétrie autour du pixel le plus énergétique signifie qu'il ne doit pas y avoir un excès de plus d'un pixel adjacent au pixel concerné.

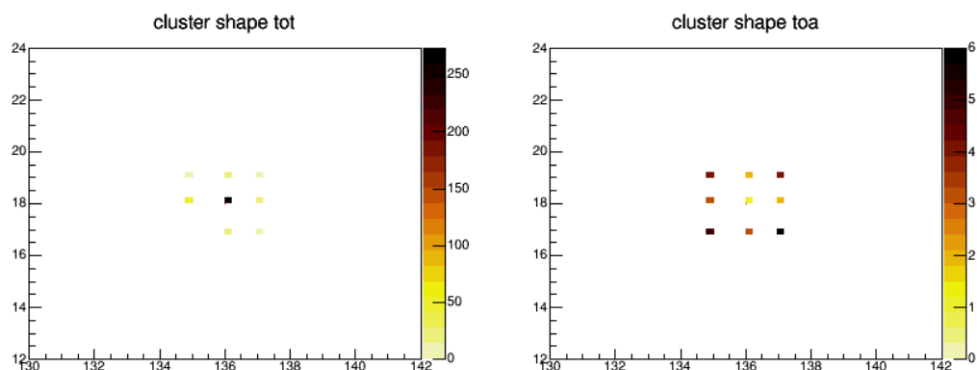


Fig. 3.12. Exemple d'un proton de 218 MeV à 0° obtenu avec les données d'Aarhus qui représente le critère 1). La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et celle de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

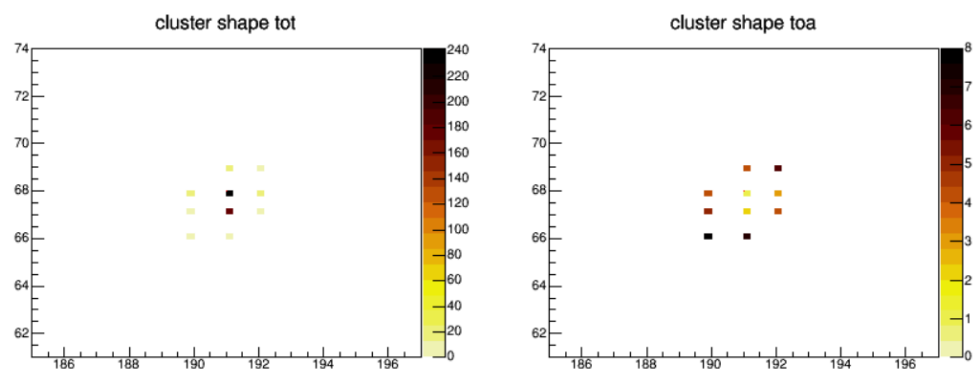


Fig. 3.13. Exemple d'un proton de 218 MeV à 0° obtenu avec les données d'Aarhus qui représente le critère 2). La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et la figure de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

Cependant, il arrive qu'une particule incidente traverse le détecteur perpendiculairement et que durant son chemin dans le détecteur, il y a une émission d'un rayon delta, soit un électron atomique libéré qui va lui aussi créer une trace détruisant ainsi la symétrie de la forme de l'amas (voir figure 3.14). De ce fait, pour reconnaître une particule incidente traversant le détecteur perpendiculairement ayant émis un rayon delta, le critère 2) a) ci-dessus doit être modifié tel qu'il y aura une brisure de symétrie autour du pixel choisi.

3.3.3. Particules traversant le détecteur avec un angle d'incidence

Dans le cas où la particule traverse le détecteur avec un angle d'incidence significativement supérieur à 0 degré, il est possible de reconstruire la trajectoire de la particule à partir de la trace qu'elle y a laissée, dont la méthode sera détaillée dans cette section. Étant donné

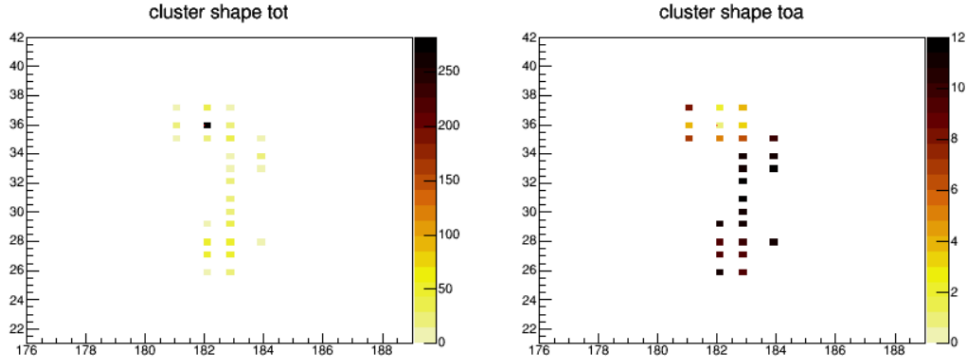


Fig. 3.14. Exemple obtenu avec les données d'Aarhus d'un proton de 218 MeV traversant le détecteur à un angle d'incidence d'environ 0 degré et émettant un rayon delta lors de son parcours. La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et celle de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

que la valeur du ToA de chaque pixel représente approximativement le temps d'arrivée du passage de la particule dans le pixel, on peut supposer que dans la plupart des cas le pixel ayant la plus faible valeur de ToA indiquerait l'entrée de la particule dans le détecteur. Vu que le temps de résolution du détecteur est de 1.56 ns, il est possible d'avoir au sein d'un même amas plus d'un pixel ayant une valeur minimale de ToA. De ce fait, dans le reste de ce mémoire, un paramètre, `toa1`, est défini simplement comme un pixel ayant la plus petite valeur de ToA de l'amas.

Dans un premier temps, on prend le pixel correspondant à un `toa1` et on le considère comme étant l'origine d'un système d'axes (x,y). On calcule le nombre de pixels à gauche et à droite de l'axe des y et le nombre en haut et en bas de l'axe des x. Comme l'origine est un pixel `toa1`, il est censé être celui par lequel la particule a pénétré dans le détecteur. Ainsi, le côté où le nombre de pixels sera plus élevé désignera le sens de propagation de la particule dans le détecteur.

Une fois qu'on connaît le sens de propagation de la particule, on peut retracer les pixels parmi lesquels la particule est passée. Pour ce faire, on choisit le pixel adjacent au `toa1` le plus énergétique tout en respectant le sens de propagation. Par la suite à partir du pixel choisi, on prend le pixel adjacent le plus énergétique et on répète cette étape avec le pixel choisi jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de pixel adjacent dans le sens de propagation. Ainsi, les pixels choisis constitueront la trajectoire possible de la particule incidente. Cependant dans le cas où il y aurait plusieurs `toa1`, on répète les étapes pour chacun et on prend comme trajectoire finale celle ayant reçue le plus d'énergie puisque ce sont les pixels traversés par la particule qui devraient avoir le plus d'énergie déposée. La figure 3.15 montre un exemple

d'amas avec plusieurs toa1 (pixels en jaune dans la figure de droite). La trajectoire obtenue par l'algorithme y est représenté avec une ligne rouge. Dans cet exemple, on voit clairement que le plus grand dépôt d'énergie est laissé sur la trajectoire et que les autres pixels (en jaune dans la figure de gauche) sont simplement activés par le partage de charge.

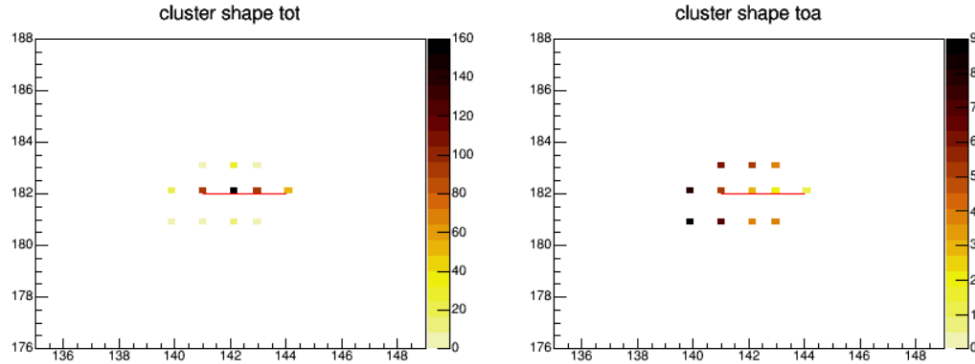


Fig. 3.15. Particule traversant le détecteur avec un angle d'incidence ($\theta = 20^\circ$) obtenue avec les données d'Aarhus pour un faisceau de protons de 218 MeV où la trajectoire est représentée avec une ligne rouge. La figure de gauche représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et la figure de droite représente l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

La trajectoire reste tout de même valide même lors de l'émission d'un rayon delta comme le montre la figure 3.16. Puisque l'énergie déposée dans les pixels de la trajectoire par une particule lourde est beaucoup plus élevée que celle laissée dans les pixels activés par un rayon delta. C'est ce qu'on observe à gauche dans la figure 3.16, les pixels en noir étant ceux activés par le passage d'une particule chargée lourde alors que les pixels ayant pour abscisse $x = 121$ et un $y < 242$ correspondent à l'énergie déposée par le rayon delta émis.

3.3.4. Émission de rayons delta

L'émission de rayons delta pourrait être un problème, car les traces de ces dernières pourraient être confondues avec celles laissées par des particules incidentes venant de l'extérieur. Ceci peut affecter les résultats lorsqu'une mesure d'un flux extérieur doit être faite. C'est pour cette raison qu'une méthode a été établie dans ce mémoire pour, dans un premier temps, détecter la présence d'un rayon delta dans un amas et, dans un second temps, supprimer les pixels activés par le rayon delta pour avoir une meilleure précision sur le calcul du pouvoir d'arrêt de la véritable particule incidente.

La plupart des rayons delta sont émis à 90° par rapport à la trajectoire de la particule incidente, étant donné que la probabilité d'émission à cet angle-là est maximale (voir les

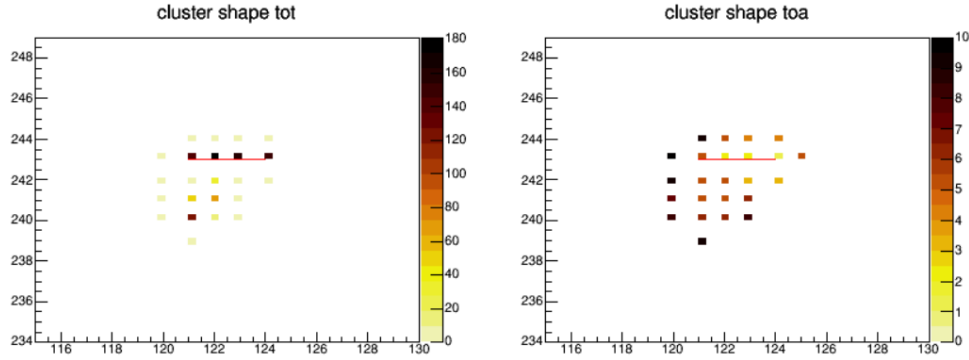


Fig. 3.16. Particule traversant le détecteur avec un angle d’incidence ($\theta = 20^\circ$) émettant un rayon delta lors de son parcours et où la trajectoire est représentée avec une ligne rouge. L’exemple est obtenu avec les données d’Aarhus pour un faisceau de protons de 218 MeV à 20° . La figure de gauche représente l’énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l’axe z) et la figures de droite représente l’ordre d’activation de chaque pixel (montré par l’axe z).

équations (1.1.11) et (1.1.12)). Après avoir déterminé la trajectoire de la particule incidente, s’il y a un excès de pixels activés d’un côté ou de l’autre de la trajectoire, ayant une valeur d’énergie plus élevée que le halo de la particule incidente, on conclut qu’il y a une émission de rayon delta. Cela se traduit par l’observation dans l’amas de pixels d’une certaine asymétrie (de pixels) par rapport à la trajectoire de la particule incidente. On peut voir un exemple dans la figure 3.16 où on observe qu’un rayon delta a été émis vers le bas de la trajectoire sur le plan du détecteur (vu qu’un excès de pixels activés s’y retrouve). Ainsi, le sens de l’émission du rayon delta est déterminé par le côté ayant le plus grand nombre de pixels activés par rapport à la trajectoire. Il est possible d’avoir une double émission de rayon delta comme on peut le voir dans figure 3.17.

Par la suite, après avoir déterminé le sens de propagation du rayon delta, il faut retirer les pixels qui ont été activés par ce dernier, pour avoir une précision sur l’énergie déposée par la particule incidente. Comme cette dernière laisse une trace avec un halo autour de sa trajectoire et que l’énergie déposée dans ce halo correspond tout de même à l’énergie déposée par la particule et que ce halo est causé par le partage de charge des pixels de la trajectoire, il suffit de retirer tous les pixels activés qui ont une distance d’au moins deux pixels par rapport à la trajectoire. On peut voir un exemple dans la figure 3.18 où à gauche on observe un amas avec la trace laissée par une particule incidente avec une émission d’un rayon delta et à droite le même amas après avoir retiré les pixels activés par le rayon delta.

3.3.5. Angle d’incidence et $\frac{dE}{dx}$

Deux informations sont importantes pour l’identification d’un flux de particule, soit :

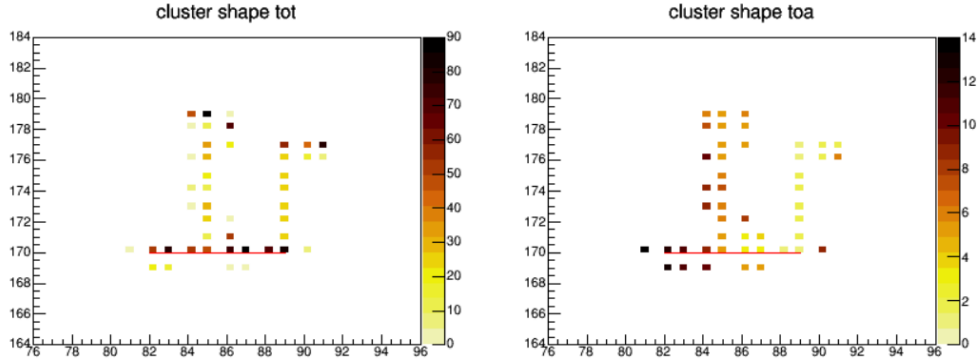


Fig. 3.17. Exemple d’une double émission de rayon delta obtenu avec les données d’Aarhus pour un faisceau de protons de 218 MeV à 40° . La trajectoire de la particule incidente est représentée avec une ligne rouge. La figure de gauche représente l’énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l’axe z) et la figure de droite représente l’ordre d’activation de chaque pixel (montré par l’axe z).

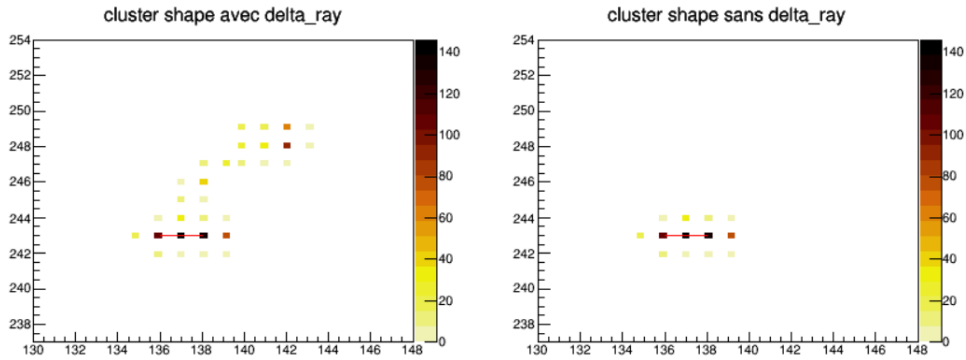


Fig. 3.18. Exemple d’une trace contenant une émission d’un rayon delta (gauche) et après suppression des pixels activés par le rayon delta (droite), où l’énergie déposée de chaque pixel en keV est représentée par l’axe z.

- (1) L’angle d’incidence par rapport à la normale du plan du détecteur qui permet de savoir la direction de la provenance du flux de particule.
- (2) Le pouvoir d’arrêt ($\frac{dE}{dx}$) qui permet de connaître la valeur de $\beta\gamma$ pour les particules de ce même flux.

Pour déterminer l’angle d’incidence, il suffit de calculer la longueur l de la trajectoire sur le plan du senseur (sachant qu’un pixel a pour dimension $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$). Cette longueur correspond à la projection de la véritable trajectoire de la particule incidente sur le plan du senseur, l’épaisseur étant de $d = 500 \mu\text{m}$, on obtient un triangle rectangle, comme le montre la figure 3.19, qui permet de calculer l’angle d’incidence θ selon l’équation 3.3.2 suivante :

$$\theta = \arctan\left(\frac{l}{d}\right) . \quad (3.3.2)$$

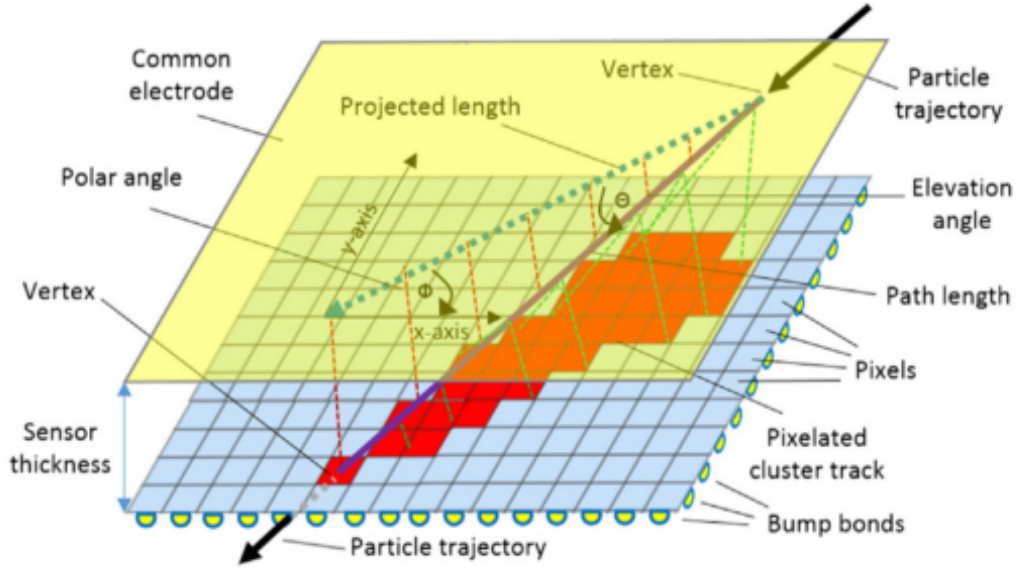


Fig. 3.19. Détermination de l'angle d'incidence [15]

Par contre pour déterminer le pouvoir d'arrêt, il faut obtenir la longueur L de la trajectoire de la particule incidente en 3D en utilisant le théorème de Pythagore et par la suite calculer le pouvoir d'arrêt selon l'équation 3.3.3 suivante :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{\rho_{si}L} , \quad (3.3.3)$$

où E correspond à l'énergie totale déposée par la particule incidente (dans le cas d'un amas contenant une émission d'un rayon delta, il est nécessaire de retirer l'énergie laissée dans les pixels activés par le passage du rayon delta comme décrit dans la section précédente), ρ_{si} est la densité volumique du silicium ($\rho_{si} = 2.33 \text{ g/cm}^3$) et L le chemin parcouru en 3D au sein du détecteur par la particule incidente en cm.

3.3.6. Résultats des données simulées

Les critères décrits dans les sections précédentes ont été déterminés avec l'aide de la simulation des différents faisceaux détaillés dans le tableau 3.2. Ainsi, en appliquant ces critères pour toutes les données simulées, nous obtenons des résultats qui sont détaillés dans le tableau 3.3.

Ainsi, en analysant ce dernier, on observe que pour un faisceau d'électrons d'énergie 500 keV, environ 67 % des traces sont identifiées comme des électrons alors que pour un faisceau d'électrons d'énergie de 1 GeV, le taux de reconnaissance des traces identifiées comme électrons augmente à environ 85%. Alors que pour un faisceau de protons de 244 MeV, on obtient respectivement un taux de 82% pour un faisceau avec un angle d'incidence de 0° et 89% pour un faisceau avec un angle d'incidence de 30° . Pour un faisceau de photons, le taux est de 100%. Ces résultats nous permettent de valider l'identification faite par l'algorithme et ainsi l'appliquer aux données obtenues avec le cyclotron d'Aarhus.

Données	total	protons sans rayons delta	protons + rayons delta	électrons	angle 0 (angle 0 + rayons delta)	photons	sur les bords
électron de 500 keV							
angle d'incidence 0°	966	176	55	650	30 (49)	4	2
angle d'incidence 30°	988	187	43	670	27 (54)	5	2
électron de 1 GeV							
angle d'incidence 0°	1013	5	0	875	113 (19)	1	0
angle d'incidence 30°	1009	100	3	862	4 (39)	1	0
proton de 244 MeV							
angle d'incidence 0°	1006	1	0	100	879 (24)	2	0
angle d'incidence 30°	1012	812	13	153	4 (24)	4	2
photon de 500 keV							
angle d'incidence 0°	965	0	0	0	0 (0)	965	0
angle d'incidence 30°	973	0	0	0	0 (0)	973	0

Tableau 3.3. Tableau représentant les résultats de la caractérisation des données simulées, pour un faisceau d'électrons d'énergie de 500 keV et 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° et 30°, pour un faisceau de protons d'énergie de 244 MeV avec un angle d'incidence de 0° et 30° et pour un faisceau de photons d'énergie de 1 GeV avec un angle d'incidence de 0° et 30°.

3.4. Conclusion

Nous avons détaillé dans ce chapitre l'algorithme utilisé pour la reconnaissance des traces laissées par les particules incidentes. Nous avons constaté que la trace laissée par une particule dépend du type de particule pénétrant le Timepix3. Par exemple, un électron énergétique laisse une trace étroite (sans halo) en zig-zag dû à sa sensibilité aux collisions coulombiennes, alors qu'une particule chargée massive (dans notre cas un proton) va avoir une trajectoire plus linéaire entourée d'un halo de pixels causé par le partage de charges entre les pixels. On a aussi détaillé les critères utilisés pour reconnaître la trace laissée par un photon et un électron faiblement énergétique, mais aussi la trace laissée par une particule chargée ayant émis un rayon delta. Ainsi, en appliquant ces critères aux données simulées (voir tableau 3.2), nous avons obtenu les résultats du tableau 3.3 qui montrent une bonne efficacité de l'algorithme développé pour la reconnaissance des traces des différents types de particules. Ainsi dans le prochain chapitre, nous allons observer et discuter des résultats obtenus où, dans un premier temps, nous allons identifier les différentes particules ayant traversé le détecteur dont les traces ont été reconnues par l'algorithme décrit dans ce chapitre. Dans un deuxième temps, nous allons utiliser la statistique de production des rayons delta pour déterminer l'énergie cinétique E_k du flux de particules (ou le ratio $\frac{E_k}{mc^2}$ du flux) obtenue avec les données d'Aahrus où des faisceaux de protons à différentes énergies et angle d'incidence ont été utilisés.

Chapitre 4

Résultats des données obtenues avec un cyclotron de protons

Nous venons de voir dans le chapitre précédent l'algorithme développé pour reconnaître le type de particules pénétrant le Timepix3 (électrons, photons, particules chargées lourdes). Nous avons conclu que plusieurs critères sont nécessaires pour distinguer les différentes traces laissées par les particules incidentes. Ainsi, dans ce 4^{ième} chapitre, il sera question dans un premier temps de décrire les résultats obtenus avec les données récoltées à Aarhus au Danemark et de dénombrer les particules reconnues par l'algorithme. Dans un deuxième temps, il sera question de déterminer les caractéristiques d'un flux de particules monoénergétiques (tableau 3.1), telles que les angles d'incidence en coordonnées sphériques (θ étant l'angle entre la normale du détecteur et la trajectoire de la particule incidente et ϕ étant l'angle que forme la trajectoire de la particule incidente et l'axe des x du le plan du détecteur) et le pouvoir d'arrêt obtenu avec une distribution de type Landau. Pour finir, nous verrons que nous pouvons déterminer approximativement l'énergie cinétique des particules dans le flux des données d'Aarhus, dans notre cas des protons, en utilisant certaines caractéristiques des rayons delta produits.

4.1. Résultats concernant la caractérisation des données de Aarhus

Les données utilisées sont celles décrites au chapitre 3. Elles ont été obtenues avec un cyclotron qui génère des flux de protons à différentes énergies. Dans le cas présent, on analysera deux flux de protons générés à des énergies respectives d'environ 218 MeV et d'environ 125 MeV lorsqu'ils atteignent le détecteur (l'énergie initiale du faisceau est de 244 MeV et 160 MeV, voir tableau 3.1). Cependant, comme ces protons parcourent quelques mètres dans l'air avant de traverser le détecteur, il y aura des photons et des électrons, créés par les interactions entre les protons du faisceau et les constituants de l'air ou les

composantes électroniques du Timepix3. Ainsi, pour les données obtenues avec un cyclotron de protons d'Aarhus, le tableau 4.1 montre le nombre total de particules qui ont traversé le détecteur et le type de particules (électrons, photons, particules chargées lourdes, etc.) dont les traces ont été identifiées par l'algorithme décrit dans le chapitre précédent. De plus, ce tableau montre le nombre de rayons delta créés au sein du détecteur et le pourcentage de rayons delta produits par rapport au nombre de particules chargées lourdes ayant traversé le senseur (représenté par la dernière colonne dans le tableau 4.1 et dénoté δr). Il faut aussi noter que la colonne "sur les bords" dans le tableau 4.1 représente le nombre d'amas ayant des pixels activés sur les bords du senseur (c'est-à-dire dès qu'il y a au moins un pixel activé situé sur la périphérie de la matrice du senseur). Ainsi, les traces laissées par des pixels activés sur les bords ne sont pas analysées, car elles seraient tronquées et impliqueraient un mauvais calcul des angles d'incidences et du pouvoir d'arrêt de la particule correspondante.

On observe d'une part dans le tableau 4.1 que l'algorithme décrit au chapitre 3 classe la plupart des particules incidentes au TPX3 comme étant des particules chargées lourdes pour les données avec angle d'incidence de 20° , 40° et 60° , ce qui est conforme au flux de particules utilisé (dans notre cas des protons). D'autre part, lorsque le plan du détecteur est placé perpendiculairement à l'axe du faisceau (0°), l'algorithme classe la plupart des particules comme étant des particules traversant le détecteur perpendiculairement (voir section 3.3.2.). On observe aussi que le nombre d'électrons est beaucoup plus élevé pour les données acquises avec un faisceau ayant une énergie de 218 MeV que pour celui de 125 MeV. Ceci peut être expliqué par le fait qu'à l'énergie de 218 MeV, l'algorithme identifie certains protons comme des électrons étant donné qu'à cette énergie on est proche de l'énergie correspondant au minimum de la courbe du pouvoir d'arrêt du proton (*Minimum Ionising Particle*, voir figure 1.3). Une telle particule déposera moins d'énergie dans le senseur et la taille de son halo autour de la trajectoire sera ainsi réduite. C'est ce qu'on peut observer à la figure 4.1 qui montre deux exemples, l'un pour les données d'énergie de 218 MeV et l'autre pour les données d'énergie de 125 MeV, de traces de particules classées comme des protons avec émission de rayon delta. On peut y voir que la trace correspondant à l'exemple des données de 218 MeV, où la trajectoire est représentée par une ligne rouge, a un halo moins prononcé (i.e pas de pixels activés des deux côtés de la trajectoire) comparativement à la trace de l'exemple des données de 125 MeV. Ainsi, les protons des données de 218 MeV ont une probabilité accrue par rapport aux données de 125 MeV d'être faussement identifiés par l'algorithme comme étant des électrons.

On observe aussi dans le tableau 4.1 que, pour un faisceau de protons d'énergie de 218 MeV avec différents angles d'incidences (0° , 20° et 40° par rapport à la normale du plan du détecteur), l'algorithme reconnaît environ 60% des traces laissées par les particules traversant le détecteur comme étant des particules lourdes chargées (pour 0° environ 60%,

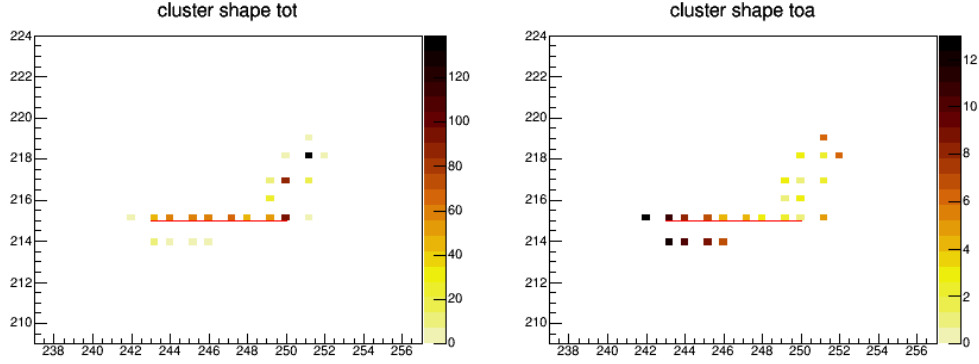
pour 20° environ 65% et pour 40° environ 60%). Pour le calcul du pourcentage des particules chargées lourdes reconnues comme protons, nous devons utiliser la colonne "angle 0" dans le tableau 4.1 pour un angle d'incidence de 0° si on ne cherche à considérer que les protons dont l'angle d'incidence a été reconstruit à 0° ($\frac{\text{angle } 0 + \text{rayons delta}}{(\text{angle } 0) + (\text{angle } 0 + \text{rayons delta})}$). Par contre, pour un angle d'incidence différent de 0° , on ne doit prendre en compte que les colonnes "protons sans rayons delta" et "protons + rayons delta" pour ne considérer que les protons dont l'angle d'incidence est différent de 0° ($\frac{\text{protons} + \text{rayons delta}}{(\text{protons sans rayons delta}) + (\text{protons} + \text{rayons delta})}$). Tandis que pour un faisceau d'énergie de 125 MeV (aux mêmes angles d'incidences), plus de 77% des traces laissées par les particules traversant le détecteur sont identifiées comme étant des particules lourdes chargées (pour 0° environ 77%, pour 20° environ 85% et pour 40° environ 84%). Cette différence est due à la situation décrite plus haut. Cependant, pour des flux avec un angle d'incidence de 60° , seulement 50% des traces sont reconnues comme étant des particules chargées lourdes pour les données d'énergie de 218 MeV et 70% pour ceux de 125 MeV. On remarque aussi que la production de rayons delta est inférieure à 8%, ce qui est approximativement en accord avec la fréquence de rayons delta de 4% observée par une autre étude [18].

Dans la section 3.3.5 du précédent chapitre, on a décrit la méthode qui nous permet de reconstruire l'angle d'incidence (équation (3.3.2)) et le pouvoir d'arrêt (équation (3.3.3)) à l'aide des informations laissées par la trace d'une particule incidente au sein du détecteur. Ainsi, la figure 4.2 montre le pouvoir d'arrêt $\frac{dE}{dx}$ (figure 4.2a)) et les angles d'incidences (figure 4.2b)) obtenues pour des traces classées par l'algorithme comme des protons et ce en utilisant les données d'un faisceau de protons de 218 MeV à 20° . Par exemple, dans la figure 4.2 a) on observe une distribution continue du pouvoir d'arrêt de toutes les traces qui ont été classées par l'algorithme comme étant des particules chargées lourdes et on y observe un pic à $\frac{dE}{dx}_{exp} \simeq 3,5 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. Ce pic se retrouve proche de la valeur attendue, $\frac{dE}{dx}_{théo} = 3,43 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$, pour un proton d'énergie cinétique de 218 MeV perdant son énergie dans le silicium (valeur obtenue par NIST, *National Institute of Standards and Technology*, [30]). On observe dans la figure 4.2 b) que la majorité des traces des particules traversant le détecteur ont un angle d'incidence reconstruit par l'algorithme d'environ $\theta = 20^\circ$ et ce pour des données obtenues d'un faisceau de protons de 218 MeV avec un angle d'incidence de 20° par rapport à la normale du plan du détecteur. Le fait qu'on retrouve un pic à environ $\theta = 20^\circ$, confirme que la méthode de reconstruction de l'angle d'incidence est suffisamment précise. Il faut noter que la discontinuité des distributions dans la figure 4.2 b) est due au fait que la distance parcourue l , utilisée pour la reconstruction de l'angle d'incidence (voir équation (3.3.2)), est proportionnelle au nombre de pixels activés de la trajectoire de la particule incidente. Comme les dimensions d'un pixel sont de $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$, la longueur parcourue aura des sauts de $55 \mu\text{m}$ selon le nombre de pixels activés, ce

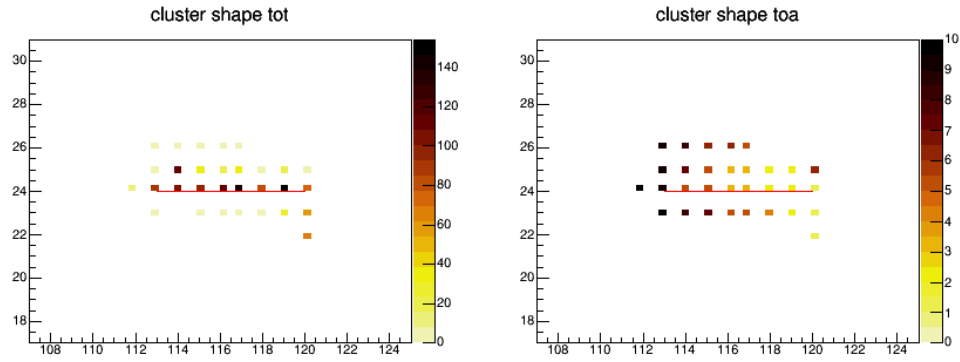
qui explique ainsi la discontinuité des distributions des angles d'incidences θ et ϕ .

Données	total	protons sans rayons delta	protons + rayons delta	électrons	angle 0 (angle 0 + rayons delta)	photons	sur les bords	δr
faisceau de 218 MeV								
angle d'incidence 0°	1 164 796	85 579	6 025	221 554	708 707 (13 644)	53 767	75 520	1.88%
angle d'incidence 20°	2 378 195	1 490 340	55 793	371 696	169 717 (13 613)	99 753	177 283	3.06%
angle d'incidence 40°	2 103 247	1 175 502	81 924	512 604	37 854 (3 732)	89 772	201 859	6.51%
angle d'incidence 60°	1 409 183	640 424	59 373	416 334	19 906 (2 768)	72 023	198 355	8.48%
faisceau de 125 MeV								
angle d'incidence 0°	2 232 270	179 937	3 452	109 614	1 710 337 (6 657)	67 691	154 582	0.38%
angle d'incidence 20°	2 702 824	2 238 014	52 738	92 110	47 317 (6 511)	49 548	216 586	2.30%
angle d'incidence 40°	3 309 684	2 660 245	104 024	119 392	7 267 (610)	61 801	356 345	3.76%
angle d'incidence 60°	2 327 767	1 571 006	50 428	160 420	4 713 (755)	71 546	468 899	3.11%

Tableau 4.1. Tableau représentant les résultats de la caractérisation du flux de protons généré par un cyclotron à Aarhus pour des faisceaux de différentes énergies et avec un Timepix3 placé à différents angles d'incidences. Les colonnes \ll protons sans rayons delta \gg et \ll proton + rayons delta \gg correspondent aux protons identifiés avec un angle d'incidence différent de 0°. La colonne \ll angle 0 \gg correspond aux protons identifiés avec un angle d'incidence de 0°. La dernière colonne est calculée pour un faisceau avec un angle d'incidence de 0°, $\delta r = \frac{\text{angle 0} + \text{rayons delta}}{(\text{angle 0}) + (\text{angle 0} + \text{rayons delta})}$, alors que pour un faisceau avec un angle d'incidence de 20°, 40° et 60° $\delta r = \frac{\text{protons} + \text{rayons delta}}{(\text{protons sans rayons delta}) + (\text{protons} + \text{rayons delta})}$.



(a) Proton d'énergie de 218 MeV avec rayon delta

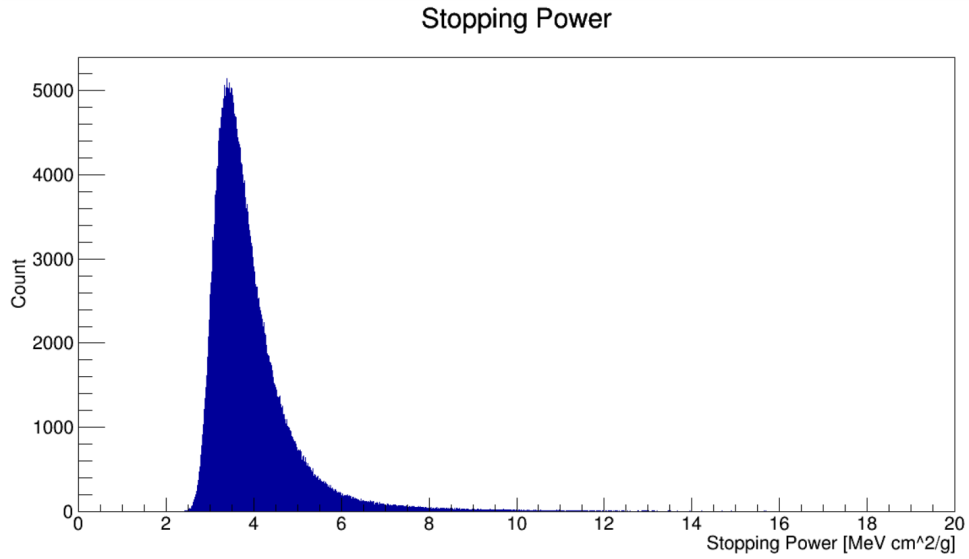


(b) Proton d'énergie de 125 MeV avec rayon delta

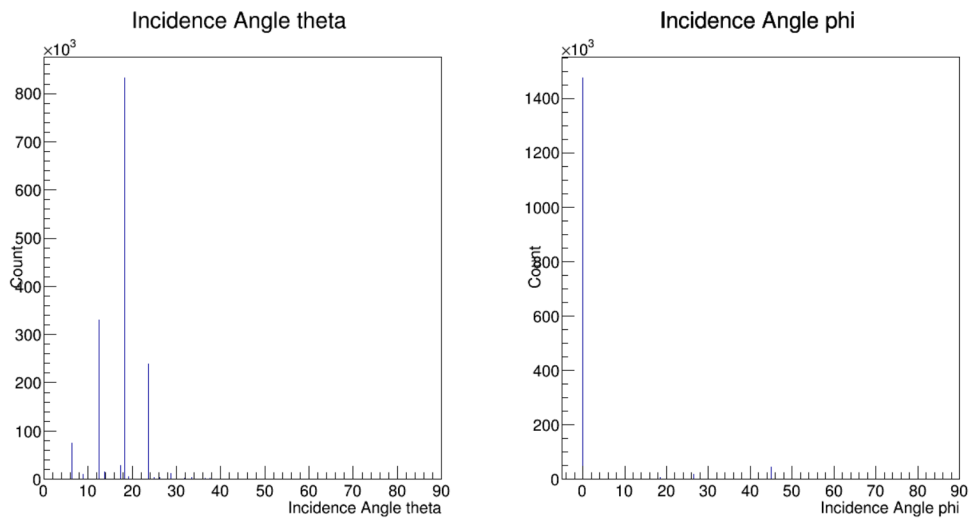
Fig. 4.1. On peut voir que le a) n'a pas nécessairement de halo autour de la trajectoire comparé au b) ce qui est dû au fait qu'un proton de 125 MeV dépose plus d'énergie au sein du Timepix3 qu'un proton de 218 MeV. Les figures de gauche représentent l'énergie déposée de chaque pixel en keV (montrée par l'axe z) et les figures de droite représentent l'ordre d'activation de chaque pixel (montré par l'axe z).

4.2. Détermination des caractéristiques des flux de particules

Les caractéristiques d'un flux de particules traversant le Timepix3 peuvent être évaluées en déterminant l'angle d'incidence du flux (ses angles d'incidences θ et ϕ selon les coordonnées sphériques où l'axe z est confondu avec la normale du plan du détecteur) et le pouvoir d'arrêt $\frac{dE}{dx}$ de toutes les particules reconstruites composant le flux incident sur le détecteur. Ainsi, en utilisant l'algorithme défini au chapitre 3, il sera question de déterminer dans un premier temps, s'il y a présence d'un flux qui traverse le détecteur. Pour ce faire, il faut d'abord obtenir des histogrammes des angles d'incidences θ et ϕ (voir figure 4.2) de toutes les particules pénétrant le détecteur et s'il y a un pic qui indiquerait l'existence et la provenance d'un flux incident. Par la suite, il faut déterminer le pouvoir d'arrêt. Donc, on



(a) Histogramme du pouvoir d'arrêt des particules reconnues comme des protons



(b) Histogramme de l'angle d'incidence reconstruit par les traces reconnues comme des protons

Fig. 4.2. Histogrammes correspondant aux propriétés du flux de particules obtenues avec un faisceau $E = 218$ MeV et avec le Timepix3 placé à 20° par rapport à l'axe du faisceau et ϕ est l'angle formé par la trajectoire et l'axe des x (où ϕ est toujours égale à 0° dû à la disposition géométrique fixe du faisceau incident avec le Timepix3).

peut confirmer la présence d'un flux par la distribution des angles d'incidences (θ et ϕ) de toutes les particules traversant le détecteur et par leur distribution de leur pouvoir d'arrêt ($\frac{dE}{dx}$).

Ensuite, on utilisera certaines caractéristiques des rayons delta produits au sein du détecteur par les particules composant le flux pour évaluer approximativement l'énergie cinétique des particules du flux normalisée à la masse des particules ($\frac{E_C}{Mc^2}$). Tel qu'expliqué au chapitre 1, la probabilité d'émission d'un rayon delta est définie par l'équation 1.1.11, où $T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ correspond à l'énergie maximale transférée par la particule incidente à l'électron atomique. De ce fait, T_{max} serait l'énergie maximale que peut recevoir un rayon delta. Ainsi, l'objectif ici est de déterminer l'énergie maximale parmi toutes les énergies correspondant aux seuls rayons delta émis par les particules du flux. Pour ce faire, il faut que l'algorithme ne prenne en compte que les rayons delta émis par les particules ayant un θ , un ϕ et un $\frac{dE}{dx}$ proche des pics des histogrammes respectives du flux. Par exemple, dans la figure 4.2 ayant $\theta \simeq 20^\circ$, $\phi \simeq 0^\circ$ et $\frac{dE}{dx}_{exp} \simeq 3,5 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$, il suffirait d'analyser les rayons delta émis par des particules ayant les caractéristiques suivantes: un angle d'incidence ϕ compris entre -5° et 5° (une plus petite fenêtre ici a été pris en compte puisque la plupart des particules ont un $\phi = 0^\circ$), un angle d'incidence θ compris entre 15° et 25° et un pouvoir d'arrêt compris entre $3 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ et $4 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. Ensuite, comme démontré dans le chapitre 3, l'algorithme est en mesure de déterminer l'énergie déposée par les rayons delta. Comme majoritairement ces derniers ne s'échappent pas du Timepix3, l'énergie déposée par chacun de ces rayons delta correspondra approximativement à l'énergie transférée par la particule incidente. Ainsi, le rayon delta ayant la plus grande énergie déposée parmi tous correspondra à celui qui a hérité du plus grand transfert d'énergie T_{max} . Un exemple d'un proton de 218 MeV ayant émis un rayon delta émis avec le plus grand transfert d'énergie est représenté dans la figure 4.3. Ayant déterminé le T_{max} , il est possible d'obtenir l'énergie cinétique des particules du flux normalisée à la masse des particules composant majoritairement le flux de la façon suivante :

$$(1) \quad E = E_C + Mc^2 = \gamma Mc^2 \Rightarrow \frac{E_C}{Mc^2} = (\gamma - 1) \quad ;$$

$$(2) \quad T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Rightarrow \beta^2 \gamma^2 = \frac{T_{max}}{2m_e c^2} \quad ;$$

$$\text{Comme } \gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2} \Rightarrow \beta^2 \gamma^2 = \gamma^2 - 1 = \frac{T_{max}}{2m_e c^2} \Rightarrow \gamma = \sqrt{\frac{T_{max}}{2m_e c^2} + 1}.$$

Ainsi, en remplaçant γ dans l'équation (1) on obtient l'énergie cinétique normalisée à la masse du flux $\frac{E_C}{Mc^2}$:

$$\frac{E_C}{Mc^2} = \left(\sqrt{\frac{T_{max}}{2m_e c^2} + 1} - 1 \right) \quad .$$

Ainsi, l'énergie cinétique du flux de particules normalisée à la masse des particules composant le flux est une fonction de paramètres connues telles que la masse de l'électron (m_e), la vitesse de la lumière (c) et l'énergie maximale transférable au rayon delta (T_{max}). En

appliquant cette méthode aux données obtenues avec le cyclotron de protons de Aarhus, et connaissant la nature des particules composant le flux (dans notre cas des protons), il serait possible de calculer l'énergie cinétique du flux incident. Le tableau 4.2 montre les résultats obtenus pour le Timepix3 placé à différents angles selon l'axe du faisceau et pour des faisceaux d'énergie de 218 MeV et 125 MeV. On remarque que les résultats obtenus se rapprochent de l'énergie cinétique du flux de protons générés par le cyclotron, soit 218 MeV et 125 MeV, sauf pour les données obtenues par un faisceau de 125 MeV et avec un Timepix3 placé perpendiculairement à l'axe du faisceau, où nous obtenons 201 MeV qui est loin de la valeur attendue de 125 MeV. Cela peut être expliqué par le fait qu'il est difficile de détecter les rayons delta émis par les particules incidentes avec un angle de 0° par rapport au détecteur (comme on peut le voir dans le tableau 4.1 où la production de rayons delta est faible comparativement aux autres angles incidents).

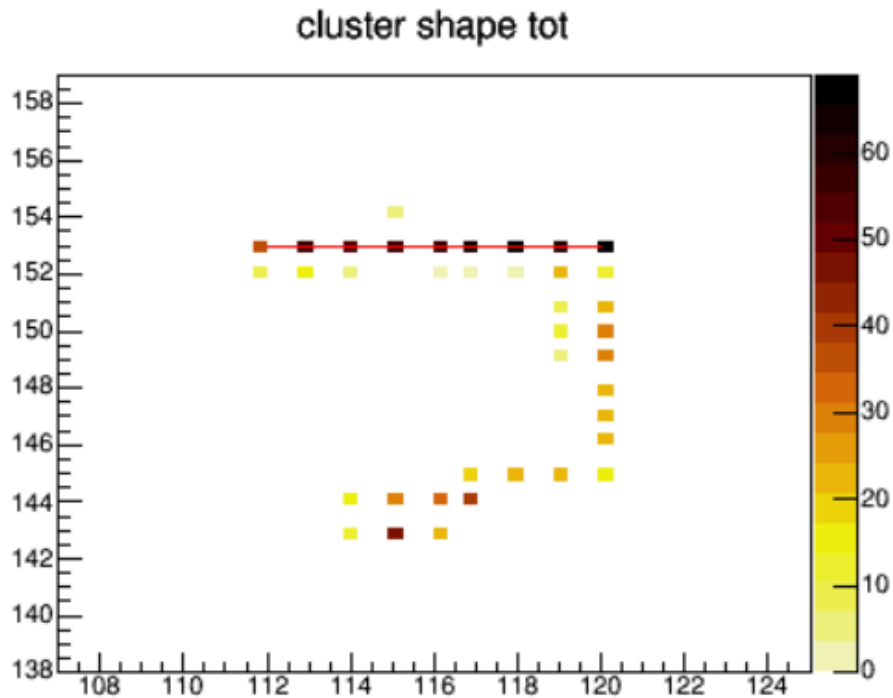


Fig. 4.3. Proton de 218 MeV avec un angle d'incidence de 40° ayant émis un rayon delta qui a un dépôt d'énergie maximal et qui correspond au T_{max} . Où les pixels activés par le rayon delta sont ceux n'appartenant pas à la trajectoire (représenté par la ligne rouge) et au halo (pixels adjacents à la trajectoire). L'axe z représente l'énergie déposée de chaque pixel en keV.

Données	T_{max}	E_C
faisceau 218 MeV		
0°	548 keV	225 MeV
20°	532 keV	219 MeV
40°	522 keV	215 MeV
60°	539 keV	221 MeV
faisceau 125 MeV		
0°	486 keV	201 MeV
20°	309 keV	132 MeV
40°	318 keV	136 MeV
60°	312 keV	134 MeV

Tableau 4.2. Résultats obtenus en analysant le flux de protons pour différentes énergies de faisceau et un détecteur placé à différents angles.

4.3. Conclusion

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent le bon fonctionnement de l'algorithme développé dans ce mémoire. Effectivement, l'algorithme reconnaît un peu plus de 62% des traces laissées dans le Timepix3 comme des protons pour un faisceau de protons de 218 MeV et un peu plus de 75% pour un faisceau de protons de 125 MeV. Aussi, nous avons déterminé l'énergie cinétique d'un faisceau de protons en utilisant l'énergie maximale T_{max} que peut recevoir un rayon delta. T_{max} est déterminé en choisissant l'énergie déposée par le rayon delta le plus énergétique de tous les rayons delta produits par les particules composant le flux déterminé. Le tableau 4.2 montre les résultats trouvés concernant l'énergie cinétique des protons et la valeur du T_{max} pour des flux incidents à différents angles et à des énergies de 218 MeV et 125 MeV.

Chapitre 5

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons développé un algorithme qui permet de reconnaître les traces laissées par le passage de particules incidentes à travers le détecteur Timepix3. Comme le Timepix3 est utilisé pour le Run3 à 16 endroits différents dans l'expérience ATLAS, cet algorithme pourrait donc être utilisé dans l'objectif de connaître la composition du champ de radiation dans la caverne d'ATLAS. De ce fait, nous avons décrit dans le chapitre 1 les interactions entre la radiation et la matière pour comprendre les processus qui se produisent lorsqu'une particule traverse un senseur de silicium. Nous avons expliqué dans le chapitre 2 ce qu'est un détecteur semi-conducteur et étudié un exemple, le Timepix3, dont les caractéristiques et le fonctionnement ont aussi été décrits. Par la suite, dans le chapitre 3, nous avons utilisé les données simulées de l'interaction d'un faisceau de protons, d'électrons et de photons avec le Timepix3 ainsi que les données acquises avec un cyclotron de protons à Aarhus au Danemark pour développer l'algorithme. Dans ce même chapitre, nous avons décrit l'algorithme expliquant les critères utilisés pour reconnaître le type de particule responsable des traces. Nous avons conclu qu'un photon et un électron faiblement énergétique activent peu de pixels et que l'utilisation de la coïncidence et de l'anticoïncidence avec les deux senseurs est nécessaire pour différencier les électrons des photons. L'électron énergétique, quant à lui, laisse une trace étroite en zigzag en comparaison à une particule chargée lourde qui laisse une trace linéaire mais avec un halo autour de sa trajectoire. Dans le chapitre 4, nous avons utilisé l'algorithme développé sur les données de Aarhus et nous avons obtenu des résultats satisfaisants étant donné que, pour un faisceau de protons de 218 MeV, l'algorithme a reconnu un peu plus de 62% des traces laissées comme étant des protons et que, pour un faisceau de protons de 125 MeV, un peu plus de 75% des traces ont été reconnues comme tels. Par la suite, dans ce même chapitre, nous avons utilisé le phénomène de la production des rayons delta dans le Timepix3 pour déterminer l'énergie cinétique du faisceau de protons. Nous sommes ainsi arrivés à déterminer l'énergie cinétique du faisceau de protons avec une précision d'un peu moins de 10% de la valeur réelle de

l'énergie cinétique du faisceau. On peut donc conclure que l'algorithme développé dans ce mémoire semble fonctionner. Cependant, dans l'avenir, il serait intéressant de confronter l'algorithme à l'utilisation de données simulées de diverses particules chargées. Aussi, il serait intéressant d'optimiser l'algorithme de façon à ce qu'il puisse caractériser les neutrons par l'intermédiaire des traces laissées qui, dépendamment de leur énergie, vont interagir avec le senseur par réactions d'absorptions, de capture radiative, ou de diffusion avec production d'ions. Ces neutrons sont produits en grande quantité dans l'expérience ATLAS et peuvent endommager l'électronique des détecteurs dans la caverne d'ATLAS.

Références bibliographiques

- [1] J. Ziegler. Stopping an range of ions in matter. <http://www.srim.org/>.
- [2] Donald E. Groom and S. R. Klein. Passage of particles through matter: in Review of Particle Physics (RPP 2000). *Eur. Phys. J. C*, 15:163–173, 2000.
- [3] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C*, 38:090001, 2014.
- [4] C. Leroy. *Notes de cours PHY 6638. Université de Montréal.*, Session Hiver 2021.
- [5] Basicmedical Key Fastest Basicmedical Insight Engine. Interaction of High-Energy Radiation with Matter. <https://basicmedicalkey.com/interaction-of-high-energy-radiation-with-matter/>.
- [6] Benedikt Bergmann, Martin Pichotka, Stanislav Pospisil, Jiri Vycpalek, Petr Burian, Pavel Broulim, and Jan Jakubek. 3D track reconstruction capability of a silicon hybrid active pixel detector. *Eur. Phys. J. C*, 77(6):421, 2017.
- [7] Nuclear Power. Gamma Ray Attenuation. <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-gamma-radiation-matter/gamma-ray-attenuation/>.
- [8] Bruno Van Oystaeyen. Interactions radiations-matière photons durs. ionisation indirecte. <https://www.phys4med.be/interactions/photons-durs>.
- [9] Wikimedia Commons. File:diffusioncompton.png. <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:DiffusionCompton.png&oldid=452927266>, 2020.
- [10] Nick Connor. Qu'est-ce que la bande de conduction et de valence dans les semi-conducteurs – définition. <https://www.radiation-dosimetry.org/fr/quest-ce-que-la-bande-de-conduction-et-de-valence-dans-les-jan-2020>.
- [11] NAGWA. Diodes semi-conductrices. <https://www.nagwa.com/fr/explainers/128152463062/>, dec 2022.
- [12] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, and N. Wermes. *Pixel Detectors: From Fundamentals to Applications*. Particle Acceleration and Detection. Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [13] Lukáš Meduna, Benedikt Bergmann, Petr Burian, Petr Mánek, Stanislav Pospíšil, and Michal Suk. Real-time timepix3 data clustering, visualization and classification with a new clusterer framework, 2019.
- [14] J. Bouchami et al. Measurement of pattern recognition efficiency of tracks generated by ionizing radiation in a Medipix2 device. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633:S187–S189, 2011.
- [15] Thomas Biloud. Characterization of the radiation field in atlas using timepix detectors. Thèse de doctorat en physique, Université de Montréal. 2019.
- [16] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:1–29, 2012.

- [17] CERN. La troisième période d'exploitation du LHC, à une énergie record, démarre demain. <https://home.cern/fr/news/news/physics/lhc-run-3-physics-record-energy-starts-tomorrow>.
- [18] Benjamin Schwenker Fabian Wilk. A study of delta-electrons in Silicon detectors using DEPFET active pixel sensors, https://indico.mpp.mpg.de/event/1877/contributions/2621/attachments/2230/2508/wilk_deltaray.pdf.
- [19] Claude Leroy and Pier-Giorgio Rancoita. *Principles of radiation interaction in matter and detection*. World Scientific, Singapore, 2011.
- [20] Stanley B Curtis. Introduction to track structure and z^2/β^2 . <https://three.jsc.nasa.gov/articles/Track-Structure-SCurtis.pdf>.
- [21] Paul Taras. *Concepts de Physique Nucléaire. Chapitre 3 : Interaction de la radiation avec la matière*, janvier 2014.
- [22] Benedikt Bergmann, Thomas Billoud, Claude Leroy, and Stanislav Pospisil. Characterization of the Radiation Field in the ATLAS Experiment With Timepix Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 66(7):1861–1869, 2019.
- [23] Silicium – Protons – Neutrons – Électrons – Configuration électronique. <https://material-properties.org/fr/silicium-protons-neutrons-electrons-configuration-electronique/>.
- [24] M Campbell, J Alozy, R Ballabriga, N Egidis, J Fernandez, E H M Heijne, I Kremastiotis, X Llopart, V Sriskaran, and L Tlustos. The Timepix Family Of Pixel Detector Readout Chips <https://indico.cern.ch/event/895924/contributions/4020698/attachments/2119022/3565847/vertex2020mc.pdf>.
- [25] Brice Maximilien. Knowledge Transfer Timepix chip, February 2017. Number: CERN-PHOTO-201702-048 <https://cds.cern.ch/record/2253263>.
- [26] D Turecek, T Holy, J Jakubek, S Pospisil, and Z Vykydal. Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for medipix2, timepix and medipix3 detectors. *Journal of Instrumentation*, 6(01):C01046, jan 2011.
- [27] Simon Spannagel, Koen Wolters, Daniel Hynds, Niloufar Alipour Tehrani, Mathieu Benoit, Dominik Dannheim, Neal Gauvin, Andreas Nürnberg, Paul Schütze, and Mateus Vicente Barreto Pinto. Allpix²: A Modular Simulation Framework for Silicon Detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 901:164–172, 2018.
- [28] B. Bergmann, I. Caicedo, C. Leroy, S. Pospisil, and Z. Vykydal. ATLAS-TPX: a two-layer pixel detector setup for neutron detection and radiation field characterization. *JINST*, 11(10):P10002, 2016.
- [29] M. Campbell et al. Study of the charge sharing in a silicon pixel detector by means of alpha-particles interacting with a Medipix2 device. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 591:38–41, 2008.
- [30] M.A. Zucker M.J. Berger, J.S. Coursey and J. Chang. NIST stopping-power & range tables for electrons, protons, and helium ions <https://dx.doi.org/10.18434/t4nc7p> .