



Tomographie muonique : du développement de détecteurs à la résolution du problème inverse

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

Ecole doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Physique des particules

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 19 décembre 2019, par

CHRISTOPHER FILOSA

Composition du Jury :

Patrick Puzo Professeur, LAL, CNRS	Président
Alessandra Tonazzo Professeure, APC, CNRS	Rapportrice
Jose Busto Professeur, CPPM, CNRS	Rapporteur
Cristina Cârloganu Professeure, LPC, CNRS	Examinateuse
Esther Ferrer Ribas Ingénieure-chercheuse, DEDIP, CEA/IRFU	Examinateuse
Hervé Moutarde Ingénieur-chercheur, DPhN, CEA/IRFU	Directeur de thèse

À mes parents, ma famille et tous ceux auxquels je tiens

Remerciements

La thèse ! Trois ans et demi d'intenses travaux de recherche, de courtes nuits, de longues journées devant un ordinateur pour étudier de merveilleux et détaillés histogrammes. Pourtant, le plus dur dans une thèse, ce n'est ni la charge de travail, ni la charge émotionnelle, ni la rédaction sans fin du manuscrit. C'est, d'une part, de répondre à cette question existentielle à laquelle tout thésard a été confrontée "mais concrètement, ça sert à quoi?", et d'autre part d'écrire ses remerciements. Et qu'ils sont durs à écrire ces remerciements ! Car j'ai envie de rendre hommage à toutes les personnes qui ont fait que cette thèse est arrivée à son terme. Pour les autres, mon honnêteté intellectuelle m'oblige à laisser Guenièvre leur répondre : "Méfiez-vous des cons. Y en a qui vont beaucoup plus loin qu'on ne pense!"¹

Tout d'abord, je voudrais remercier Cristina Carloganu, José Busto, Esther Ferrer-Ribas, Patrick Puzo et Alessandra Tonazzo d'avoir fait partie de mon jury de thèse. Je tenais à tous vous remercier pour votre bienveillance et cette soutenance qui, malgré le stress, a été un bon moment de partage et d'émotions. Merci Patrick pour avoir présidé cette soutenance et ce, malgré la grève et les autres aléas. Merci encore à mes rapporteurs, José et Alessandra, pour la relecture rapide de ce manuscrit et le bien que vous en avez pensé. Merci Cristina pour tes retours sur la diffusion coulombienne. Je tiens à te remercier particulièrement Esther pour tous les échanges que nous avons eu pendant cette thèse, pour tous tes retours sur la partie "déTECTEURS", les préparations à la soutenance, ton soutien et ta bonne humeur, même si les délais étaient serrés.

Faire une thèse au DPhN, c'est avoir la chance de côtoyer tous les jours les personnes qui font que ce labo est une véritable famille et une véritable source de motivation pour affronter la grisaille saclaysienne et le trafic plus qu'aléatoire du RER B. Merci avant tout Jacques et Franck de m'avoir témoigné votre confiance et de m'avoir permis de faire cette thèse au sein du DPhN. Jacques, merci encore pour tes conseils et tes anecdotes qui ont illuminé nos repas de midi. Franck, merci pour avoir toujours gardé ta porte ouverte quand j'avais des coups de blues. Ton soutien, tes conseils et ta bienveillance ont été une des clefs de la réussite de cette thèse. Du fond du coeur, merci. Sans Isabelle et Danielle, le DPhN fermerait immédiatement ses portes. Merci à elles de m'avoir accueilli dans leur bureau pour parler évidemment de physique, et non pas de tout autre chose bien plus passionnante et amusante. Le DPhN, c'est également cette petite alcôve où l'on

1. Alexandre Astier, Kaamelott, Livre II.

peut manger les traditionnels gâteaux du LSN à l'abri des regards. Je ne remercie donc pas le LSN pour ma prise de poids pendant cette thèse. Néanmoins, si l'on se penche un peu, on aura la chance de croiser Francesco. Merci à toi pour nos discussions tant footballistiques que variées : Forza Torino ! Maxime, tu as eu la mauvaise idée de quitter l'alcôve mais merci encore d'avoir été l'un des premiers à m'accueillir au DPhN. Merci à vous deux pour toutes vos anecdotes dodéca-CLASsienne et d'avoir pris le temps de répondre à toutes mes questions. Dziękuję Arek za wszystkie nasze rozmowy i za próbę wprowadzenia mnie w język polski. Jak widać, tłumaczenie francusko-polskie nie jest idealne. Powodzenia dla ciebie i twojej rodziny oraz przyszłego fizyka ! Merci également Antony pour tous mes oublis de clefs. Un jour, tu admettras que l'OM est le meilleur club du monde. Merci Nicole de m'avoir fait découvrir cette étrange région qu'est le Berry. Merci Damien pour toutes tes réponses sur les Micromegas et l'électronique.

Hervé, sans toi je suis sûr que cette thèse ne serait pas allée jusqu'à son terme. Merci d'avoir cru en moi jusqu'au bout, même si les derniers mètres de ce périple furent intenses. Merci pour ta bienveillance et pour tous tes conseils, tant sur le plan personnel que scientifique. Merci encore d'avoir jonglé entre le LSN, tes thésards et les milliards de tâches qui remplissent ton calendrier pour m'avoir donné une chance de finir cette thèse dans les meilleures conditions. Merci pour nos discussions, pour la préparation de la soutenance, pour la relecture assidue de ce manuscrit. J'ai pu donner le meilleur de moi-même grâce à toi. Tu as raison, au final, tout se règle avec un morceau de chocolat :)

Une thèse, c'est avant tout un travail d'équipe et j'ai eu la chance d'en avoir une exceptionnelle. Merci Patrick pour ta bonne humeur, ton soutien quand le ciel commençait à s'assombrir et ta capacité à tout réparer tel Mac Gyver. David, mon seul remord pendant cette thèse est de ne pas t'avoir assez demandé d'aide. Merci pour tout ce que tu as fait, la préparation de la soutenance, nos discussions et ton soutien, sans lequel cette fin de thèse aurait été difficile. Sans le DEDIP, pas de détecteurs et encore moins de muons à déetecter. Merci Mariam et Stefan de m'avoir accueilli dans le labo bulk et appris toutes les ficelles du métier. Merci Irakli pour ton génie électronique et ta disponibilité. Merci Maxence pour ta bonne humeur indéfectible. Merci à toi Thomas pour toutes nos réunions à DOSEO sur le problème inverse. Merci pour tous nos échanges et pour m'avoir corrigé un nombre incalculable de fois sur les calculs de probabilité. Enfin je voulais te remercier Hector pour avoir été un merveilleux co-bureau. Merci pour tous tes conseils sans lesquels cette thèse n'existerait pas. Merci pour toutes nos discussions et tu le verras écrit ici pour la première fois : la France va gagner la coupe du monde de basket !

Avant la thèse, il y a eu le stage de fin d'année au DPhP où j'ai eu la chance d'être accueilli au CEA par Samira et Philippe . Merci à vous pour votre bonne humeur et votre gentillesse. Merci Samira pour ton soutien, notamment avec l'école doctorale et pour la passion que tu mets dans l'accompagnement de tes étudiants. Merci Philippe pour ton sourire permanent et tous tes conseils sur les Micromegas. Joao merci pour m'avoir tant

appris sur python et pour nos discussions dans ce petit bureau du DPhP. Merci également à toutes les personnes que j'ai pu croiser au DEDIP pendant mon stage, Julien, Michel, Alan, Bernard. Merci enfin Georges pour m'avoir parlé de cette offre de thèse au DPhN.

Malgré la fin de cette thèse, je reste au fond un précaire du DPhN, ces précaires qui font l'âme de ce département et sans qui les pâles journées saclaysiennes auraient été dures à supporter. Même si tu ne l'es plus, merci Loïc pour ta bonne humeur en tout temps et de nous montrer qu'il est encore possible d'avoir un poste. Les précaires ne seraient rien sans les théoriciens du bout du couloir qui ont su illuminer mes journées grâce à leur flow qui ferait pâlir Jul et B2OBA. Merci donc Pierre et Mehdi de m'avoir ouvert votre bureau pour chiller de temps en temps. On se retrouvera à la prochaine fête de l'Huma. Benjamin, merci d'avoir été ce soleil kabyle dont le fond du couloir avait bien besoin. Merci Aurélie pour ton écoute et ta bonne humeur qui m'ont permis de relativiser les gros soucis inhérents à la thèse. Bon courage Adrien dans le game de la recherche ! Je ne sais pas si je peux faire un remerciement collectif. Dans le doute, je tiens à remercier tous les précaires compassiens qui ont su me supporter à tour de rôle pendant ces trois ans. Merci Antoine d'être toi. Un jour peut-être tu sauras utiliser correctement des mots marseillais. En attendant je continuerai à te les apprendre. J'espère que l'on pourra promener de nouveau dans les chemins de l'Orme. Merci Marco et Nicolas d'avoir supporté de travailler dans le même bureau que M. Vidon et pour toutes ces pauses cafés ... productives :) Merci Bryan d'avoir fait deux thèses en même temps, pour toutes nos discussions et ton aide sur à peu près toute la fin de la thèse. Promis, les falafels arrivent !! Merci Charles pour toutes ces bières, nos débats, discussions et ton soutien. Rompez matelot ! Non merci Zoé d'avoir triché à MPG mais merci à toi pour tout ce que tu as fait pour les précaires et d'avoir repris le flambeau de notre vénérée Nancy qui est sûrement la meilleure maman physicienne que j'ai pu croiser. Noëllie, merci de m'avoir laissé te distraire dans ton bureau de manière continue et d'avoir mis les mains dans le cambouis probabiliste. Dans le même bureau - décidément c'est la faute du bureau - merci Nabil de m'avoir également fait un plan d'épargne CEA sur les 30 prochaines années. Et n'oublie jamais que la devise de la France est bien l'euro ! Simon, merci de m'avoir formé pendant ta fin de thèse. Vive les muons et les pamplemousses ! Aurore, Hervé, bon courage pour le pic de stress qui s'annonce. Je ne me fais pas de souci pour vous. Thank you Saba for having listened to me for these long three years ! Guillaume, j'attends toujours mon petit whisky d'Écosse mais en attendant, merci pour ta bonne humeur et ta foi inébranlable dans les Micromegas. Benjamin, bon courage pour la suite, porte haut et fort les couleurs de la team Micromegas ! À tous les précaires, car vous êtes finalement nombreux, je vous souhaite le meilleur pour la suite. Précaires du monde entier, unissons-nous !

Merci à toute la C4 pour les parties endiablées, les bières belges, les vasistas et surtout les punch à l'Obrigado ! Merci Sara, Arthur, Étienne, Thibault, Séma, Estellan, Emile et tout ceux qui y sont passés. Merci également à toi Mansour d'avoir montré qu'il est possible de boucler sa rédaction 8 mois en avance :) Tu me dois une bière non ?

Merci à Alexandre Astier d'avoir écrit ces citations qui collent parfaitement à mon manuscrit... et non pas l'inverse !

Si jamais M. Étienne Klein vous lisez cette thèse, sur un malentendu, je n'ai jamais eu l'occasion de vous faire dédicacer votre livre sur Majorana. Danielle connaît mon adresse si besoin.

Merci aux meilleurs colocataires qu'on puisse rêver d'avoir de m'avoir écouté parler de la même chose pendant ces trois dernières années. Thank you Monica and José for your support. Monica, we did it !! Now we have to go to Annecy to ski a bit :) Merci Harmonie pour connaître mieux que moi mon texte de MT180 ! Wouaf wouaf Isaac wouaf² !!

Merci à tous mes amis, qu'ils soient sur Grenoble, Paris, Lyon, Marseille ou dans des régions de France que je ne connaissais pas avant de bouger de Marseille. À tous mes TOP : je vous aime. À quoi bon écrire quelque chose quand on pourra se le dire après quelques verres de Tequila :)

Merci à mes parents et à ma soeur que j'aime pour leur soutien sans faille durant ces vingt-sept dernières années. Vous avez toujours été une source d'inspiration, de motivation et de fierté pour moi, et j'espère que cette thèse vous rend fiers de moi.

À toute ma grande famille aixo-marseillaise, mes neveux, mes nièces, mes beaux-frères, mes belles-soeurs, mes beaux-parents, mes cousins, mes cousines, mes tantes, mes oncles, ma grand-mère : je vous aime !

S'il y a bien une personne que je dois remercier, c'est bien toi, ma meilleure amie, la femme de ma vie, celle qui me supporte, me réconforte et qui me relis, même pour ces remerciements. Je t'aime !

Oh, it's such a perfect day
I'm glad I spent it with you
 Oh, such a perfect day
You just keep me hanging on
You just keep me hanging on³

2. Mon chien est un peu rouillé, surtout à l'écrit.

3. Perfect day, Transformer, Lou Reed

Table des matières

Liste des notations utilisées	ix
Liste des abréviations	x
1 Introduction	1
2 Les muons cosmiques	4
2.1 Introduction	4
2.2 Histoire et découverte des rayons cosmiques	5
2.2.1 Découverte des rayons cosmiques	5
2.2.2 Nature des rayons cosmiques	7
2.3 Origine des rayons cosmiques	10
2.3.1 Sources et spectre en énergie	10
2.3.2 Gerbes cosmiques et particules au sol	12
2.4 Les muons cosmiques	14
2.4.1 Propriétés	14
2.4.2 Pertes énergétiques	15
2.4.3 Déviations multiples	20
2.5 Conclusion	22
Bibliographie	24
3 La tomographie muonique	27
3.1 Introduction	28
3.2 Principe de reconstruction	28
3.2.1 De l'imagerie médicale à la muographie	28
3.2.2 Principe de la muographie	29
3.2.3 Tomographie muonique et problème inverse	30
3.3 Les différents télescopes à muons	32
3.3.1 Les émulsions chimiques	32
3.3.2 Les scintillateurs	33
3.3.3 Les Micromegas	34
3.4 Flux de muons au sol	35
3.4.1 Paramétrisations théoriques	36

3.4.2	Simulations numériques du flux de muons	42
3.4.3	Flux de muons à travers la matière	44
3.5	Applications historiques	45
3.5.1	Archéologie	45
3.5.2	Géologie	47
3.5.3	Génie civil	47
3.6	Application : détection de défauts dans une dalle de béton	48
3.6.1	Mise en place du dispositif	49
3.6.2	Sensibilité	52
3.6.3	Simulations	52
3.6.4	Reconstruction p-value	54
3.6.5	Prise de données	58
3.7	Conclusion	61
	Bibliographie	63
4	Le détecteur Micromegas	67
4.1	Introduction	67
4.2	Histoire des détecteurs gazeux : les chambres à brouillard et à bulles	68
4.2.1	La chambre à brouillard	68
4.2.2	La chambre à bulles	69
4.3	Comportements des charges dans le gaz en présence d'un champ électrique	70
4.3.1	Ionisation	71
4.3.2	Dérives et diffusion des charges	72
4.3.3	Amplification du signal	76
4.3.4	Formation du signal : le théorème de Shockley-Ramo	81
4.4	La lignée Micromegas	83
4.4.1	La chambre proportionnelle multi-fils (MWPC)	83
4.4.2	Les détecteurs gazeux à micro-pistes (MPGD)	85
4.4.3	Le détecteur Micromegas	88
4.5	Choix du gaz	94
4.6	Conclusion	97
	Bibliographie	100
5	Améliorations des performances des détecteurs Micromegas	103
5.1	Caractéristiques des Micromegas développés à Saclay	104
5.1.1	Un trajectographe 2D	104
5.1.2	Multiplexage génétique	106
5.1.3	Lecture électronique du signal	109
5.1.4	Cartes hautes tensions et conditions extérieures	112
5.2	Étude sur les films résistifs	113

5.2.1	Réflexion sur la réduction de la taille des clusters	113
5.2.2	DLC : un film plan résistif	114
5.2.3	Pistes de très haute résistivité	120
5.3	Étude sur la stabilité du gaz	124
5.3.1	Mesures du taux de fuites et du taux d'humidité	126
5.3.2	Mesures de dégazage	128
5.3.3	Bilan	133
5.4	Algorithmes de démultiplexage	134
5.4.1	Création des clusters	134
5.4.2	Reconstruction des traces : combinatoire	135
5.4.3	Transformée de Hough	135
5.4.4	Comparaison	136
5.5	Conclusion	143
	Bibliographie	145
6	Résolution du problème inverse	147
6.1	Introduction	147
6.2	Reconstruction de la carte de densité	148
6.2.1	Principe	148
6.2.2	Problème direct	150
6.2.3	Problème inverse	151
6.2.4	Résolution par décomposition en valeurs singulières	151
6.3	Résultats	153
6.3.1	Résultats avec le modèle Shukla	153
6.3.2	Influence du modèle du flux de muons	158
6.4	Questions sur les approximations	162
6.4.1	Influence du faisceau	162
6.4.2	Diffusion coulombienne	164
6.5	Conclusion	164
	Bibliographie	167
7	Conclusion	168

Liste des notations utilisées

E_μ	. . . Énergie cinétique des muons.	[GeV]
ρ	. . . Densité de l'objet considéré.	[g · cm ⁻³]
ω	. . . Opacité ou quantité de matière traversée par unité de longueur le long du chemin Γ suivi : $\omega = \int_{\Gamma} \rho(x) dx$. Le <i>meter equivalent water</i> est une unité de mesure utilisée en tomographie muonique : 1 mwe = 100 g · cm ⁻² .	[g · cm ⁻² ou mwe]
θ	. . . Angle zénithal.	[rad]
ϕ	. . . Angle azimutal.	[rad]
Φ_{μ_I}	. . . Flux de muons à ciel ouvert.	[GeV ⁻¹ · cm ⁻² · sr ⁻¹ · s ⁻¹]
$\widetilde{\Phi}_{\mu_I}$. . . Flux de muons intégré en énergie à ciel ouvert.	[cm ⁻² · sr ⁻¹ · s ⁻¹]
$\widetilde{\Phi}_{\mu_T}$. . . Flux de muons ayant traversé un objet d'opacité ω intégré en énergie.	[cm ⁻² · sr ⁻¹ · s ⁻¹]
z	. . . Charge d'une particule. Pour le muon, $z = -1$.	[s.u]
Z	. . . Numéro atomique.	[s.u]
A	. . . Nombre de masse.	[s.u]
β	. . . Vitesse réduite de la particule.	[s.u]
γ	. . . Facteur de Lorentz.	[s.u]
m_e	. . . Masse de l'électron.	[MeV]
θ_{rms}	. . . Angle de déviation moyen d'une particule se propageant dans la matière.	[rad]
W	. . . Probabilité de survie d'une particule, d'énergie E , après avoir traversé un objet d'opacité ω .	[s.u]
\mathcal{A}	. . . Acceptance angulaire.	[cm ² · sr]

Liste des abréviations

MWPC	Chambre proportionnelle multi-fils (<i>Multi-Wire Proportional Chamber</i>).
MPGD	Détecteur gazeux à micro-pistes (<i>Micro-Pattern Gaseous Detectors</i>).
MSGC	Chambre gazeuse à micro-pistes (<i>Micro-Strip Gas Chamber</i>).
FEE	. Électronique frontale (<i>Front End Electronics</i>).
CSA	. Amplificateur de charges (<i>Charge Sensitive Amplifier</i>).
SCA	. Grille de condensateurs (<i>Switched Capacitor Array</i>).
BEE	. Électronique de numérisation (<i>Back-End Electronics</i>).
ADC	Convertisseur analogique-numérique (<i>Analog-to-Digital Converter</i>).
DREAM	<i>Dead-time less REdout ASIC for Micromegas.</i>
AFTER	<i>ASIC for TPC Electronic Readout.</i>
AGET	<i>ASIC for General Electronics for TPC.</i>
FEU	. Carte de lecture frontale (<i>Front End Unit</i>).
TCM	Module de déclenchement (<i>Time and Clock Module</i>).
HVPS	Carte haute tension HVPS (<i>High Voltage Power Supply</i>).
DLC	. Films résistifs (<i>Diamond Like Carbon</i>).
CL	. Niveau de confiance statistique (<i>Confidence Level</i>).
M³	. <i>Multiplexed Micromegas for Muon tomography experiment.</i>
TOMOMU	Dispositif de TOMOgraphie MUonique.
GEM	<i>Gas Electron Multiplier.</i>
Micromegas	<i>Micro-mesh gaseous structure.</i>

1

Introduction

Depuis la fin du 19^e siècle et la découverte des rayons X par Wilhelm Röntgen, les techniques d'imagerie sont en constante évolution et nous permettent de comprendre un peu mieux le monde qui nous entoure. Ces développements ont notamment été visibles dans le domaine de l'imagerie médicale où la découverte de Röntgen a pris tout son sens : il est alors possible d'imager le corps humain, sans avoir besoin de pratiquer d'opérations pour voir d'éventuels problèmes, grâce à une source de rayonnement artificielle et des plaques radiographiques. Mais dès lors qu'il s'agit d'imager des objets beaucoup plus grands et plus opaques que le corps humain, comme des dalles de béton, des bâtiments, ou encore des volcans, la situation se complique. En effet, les rayons X, qui doivent être produits avec une source, ne traversent la matière que sur quelques centimètres et les scanners actuels ne sont pas adaptés pour des objets de si grandes dimensions. De plus, un risque médical peut subvenir en cas de trop longues expositions. Il nous faut trouver alors une autre source de rayonnement, hautement pénétrante, si possible gratuite, et sans danger.

Cette source, ce sont les muons cosmiques. Après l'interaction entre des rayons cosmiques de haute énergie, essentiellement des protons issus de divers événements astronomiques tels que des supernovae, et les hautes couches de l'atmosphère terrestre, une série de collisions s'initie entre les particules issues de ces interactions primaires et les molécules présentes dans l'atmosphère. Ces réactions en chaîne créent alors ce que l'on nomme une douche de particules. La plupart de ces particules n'atteindront pas la surface terrestre, mais certaines d'entre elles, interagissant faiblement avec la matière, parviendront jusqu'au sol. Parmi elles se trouvent les muons.

Les muons sont des particules élémentaires, des fermions, ayant un temps de vie de 2.2 µs. Du fait de leur faible probabilité d'interaction, les muons peuvent traverser

la matière sur plusieurs centaines de mètres avant de se désintégrer, ce qui rend cette source de radiation intéressante en vue de potentielles activités d'imagerie. En effet, il s'avère que l'atténuation du flux de muons à travers un objet dépend de l'opacité de ce dernier, c'est-à-dire de la quantité de matière dans une direction donnée : plus l'opacité est grande, plus le nombre de muons ayant l'énergie requise pour traverser l'objet est faible, et inversement. Ainsi en mesurant le flux de muons traversant un objet, nous pouvons être en mesure de remonter à sa structure interne et à d'éventuels défauts ou cavités.

Utiliser les muons comme sondes pour scanner l'intérieur de grandes structures a alors permis l'émergence d'un nouveau champ de recherche en physique des particules : la muographie, c'est-à-dire la radiographie utilisant les muons comme source. E.P. Georges en 1955 est le premier à avoir eu cette idée afin d'estimer l'épaisseur de roche surplombant un tunnel en Australie, en mesurant l'atténuation du flux de muons. En 1970, L.W. Alvarez utilise cette technique pour découvrir de nouvelles chambres dans la grande pyramide de Khéops en Égypte, un édifice de plus de 140 m de haut et de plus de 5 millions de tonnes. Dès lors, cette technique prometteuse d'imagerie non-destructive s'est répandue à travers le globe et a rencontré un autre pan de la physique, celui de la géophysique, comme le montrent les travaux de H.K.M. Tanaka sur les volcans au Japon, ou encore la multiplication des projets d'imagerie géologique en France mais également en Italie et en Angleterre.

Les informations que portent les muons ayant traversé un objet permettent d'aller au-delà de la simple muographie : en étudiant finement le flux de muons collectés, une tomographie de l'objet peut être effectuée. La tomographie consiste à reconstruire un objet à partir de différentes projections, ou encore à construire une cartographie d'un ou des paramètres associés à l'objet, par exemple sa densité. Ainsi, la reconstruction des paramètres de l'objet se fait à partir des données récoltées. C'est ce qu'on appelle la résolution du problème inverse. Dans le cas de la tomographie muonique, les données sont le nombre de muons détectés dans une direction donnée. La connaissance de l'énergie des muons peut également être utilisée afin d'améliorer les reconstructions.

La connaissance du flux de muons est donc un élément essentiel dans la résolution du problème inverse, puisque c'est ce flux qui va dicter le nombre de muons qui seront détectés. Le flux de muons cosmiques est décrit par différents modèles analytiques valables pour différentes gammes d'énergie. Ces différents modèles analytiques présentent néanmoins le défaut de ne pas être valides pour des énergies inférieures à 1 GeV. Des simulations Monte-Carlo sont alors nécessaires pour estimer le flux de muons à ces énergies.

Reste à détecter le passage des muons cosmiques. De nombreux dispositifs expérimentaux existent pour pouvoir détecter des particules chargées, dont les muons, chacun

avec leurs avantages et leurs limites. Néanmoins, nous nous intéresserons en particulier à un type de détecteur : les détecteurs Micromegas.

Les détecteurs Micromegas font partie d'une famille de détecteur gazeux, à savoir, les détecteurs gazeux à micro-pistes (*MPGD* en anglais pour *Micro-Pattern Gaseous Detectors*). Le développement de ces détecteurs a permis de révolutionner la physique des particules grâce à la mise en place de dispositifs de plus en plus performants et compacts. L'idée principale repose sur la mise en place d'une enceinte gazeuse dont les atomes de gaz qu'elle contient vont interagir avec une particule chargée incidente. De cette interaction, des paires électron-ion se créent, l'objectif final étant de récupérer les charges grâce à l'application d'un champ électrique afin d'obtenir un signal. La famille des *MPGD* est aussi diverse qu'il existe de manières de récolter les charges électriques.

La robustesse et la précision des détecteurs Micromegas leur permettent d'être de bons trajectographes afin de reconstruire le chemin parcouru des muons détectés. Néanmoins leurs performances peuvent être améliorées, notamment leur résolution spatiale et leur autonomie en gaz.

Ce manuscrit est consacré au développement de détecteurs gazeux à micro-pistes afin de pouvoir effectuer des mesures de tomographie muonique en résolvant le problème inverse. Le chapitre 1 s'intéressera aux mécanismes mis en jeu lors des douches de particules ainsi que les caractéristiques des muons et les différents types d'interactions avec la matière. Nous introduirons également le concept d'opacité. Les questions relatives à la résolution du problème inverse ainsi que les différents modèles de flux de muons seront présentés dans le chapitre 2. Afin d'analyser finement le flux de muons en sortie d'un objet, une approche bayesienne sera utilisée afin d'identifier des anomalies internes dans une dalle de béton de dimensions $2000 \text{ mm} \times 1000 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$. Cette analyse sera réalisée avec des simulations numériques et des données expérimentales. Le chapitre 3 quant à lui permettra de situer le détecteur Micromegas dans la grande famille des détecteurs gazeux, notamment sa particularité dans la lignée technologique des détecteurs gazeux à micro-pistes. La mesure du flux de muons doit s'accompagner d'instruments précis nous permettant de remonter, avec un certain niveau de confiance, à la trajectoire des muons détectés. Pour ce faire, la résolution spatiale des détecteurs est cruciale. Il s'avère que cette résolution dépend en grande partie du gaz utilisé dans le détecteur. Les pistes de travaux effectués sur les détecteurs Micromegas développés au CEA Saclay seront l'objet du chapitre 4. Enfin, le chapitre 5 sera consacré à la résolution du problème inverse pour une dalle de béton. Ce travail est une étude de faisabilité afin de voir quels sont les paramètres importants de ce problème et leur influence quant aux performances de l'algorithme développé durant cette thèse pour reconstruire la carte de densité d'un objet.

Faut arrêter ces conneries de Nord et de Sud ! Une fois pour toutes, le nord, suivant comment on est tourné, ça change tout !

— Alexandre Astier, *Kaamelott, Livre I*

2

Les muons cosmiques

Sommaire

2.1	Introduction	.	.	.	4
2.2	Histoire et découverte des rayons cosmiques	.	.	.	5
2.2.1	Découverte des rayons cosmiques	.	.	.	5
2.2.2	Nature des rayons cosmiques	.	.	.	7
2.3	Origine des rayons cosmiques	.	.	.	10
2.3.1	Sources et spectre en énergie	.	.	.	10
2.3.2	Gerbes cosmiques et particules au sol	.	.	.	12
2.4	Les muons cosmiques	.	.	.	14
2.4.1	Propriétés	.	.	.	14
2.4.2	Pertes énergétiques	.	.	.	15
2.4.3	Déviations multiples	.	.	.	20
2.5	Conclusion	.	.	.	22
	Bibliographie	.	.	.	24

2.1 Introduction

Dès la fin du XIX^e siècle les scientifiques ont mis au jour un rayonnement jusqu’alors inconnu. Nous allons expliciter brièvement le déroulement historique de cette découverte ainsi que ses implications. Ce cheminement est aussi décrit avec une perspective de muographie dans les manuscrits de N. Lesparre [1] et K. Jourde [2]. Nous nous intéresserons à la composition et la nature de ces rayons cosmiques qui engendrent, en interagissant avec l’atmosphère, des muons. Nous identifierons les propriétés de cette particule ainsi que son comportement dans la matière.

2.2 Histoire et découverte des rayons cosmiques

2.2.1 Découverte des rayons cosmiques

La détection des rayons cosmiques s'est faite en plusieurs étapes, souvent indirectes. Elle commence en 1750 avec l'abbé Nollet qui met au point une instrument permettant de mesurer la charge d'un corps. Le principe est le suivant, et est illustré par la figure 2.1 : sous une enceinte en verre, deux feuilles conductrices de faible masse (typiquement des feuilles d'or) sont suspendues. Elles sont reliées à l'extérieur par un matériau conducteur. Lorsque les feuilles sont chargées, elles se repoussent selon les lois de l'électrostatique. Ainsi, en mesurant l'écart entre les feuilles, on peut mesurer la charge à l'origine de cette déviation : plus la charge sera grande, plus les feuilles seront écartées.

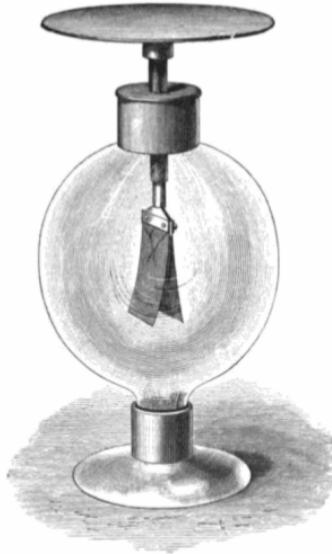


Figure 2.1 : Illustration d'un électroscopie à feuilles d'or [3].

Un phénomène frappe alors les utilisateurs d'électroscopes : la décharge spontanée de l'appareil au bout d'un certain temps. Afin de comprendre ce phénomène, J. Elster et H.F. Geitel ainsi que C. Wilson ont placé l'électroscopie sous une enceinte protectrice afin de le protéger des rayonnements radioactifs, connus depuis Becquerel en 1896. Malgré ce blindage non radioactif, l'électroscopie continue de se décharger et ce quelque soit la protection [4]. On peut alors se demander quelle est la source de cette décharge si elle n'est pas causée par la radioactivité naturelle. Pour Wilson, cette source ionisante doit être extérieure à l'atmosphère. C'est le premier à poser cette hypothèse. Il mesure les taux d'ionisation sous terre, pensant que l'épaisseur de roche au-dessus de l'instrument jouerait le rôle d'enceinte protectrice. Néanmoins, l'erreur sur la mesure ne lui permet pas de donner une réponse définitive [4].

Pour répondre à cette question, le Père T. Wulf [5], jésuite et physicien amateur, met au point, en 1910, une expérience au sommet de la tour Eiffel. Si la source ionisante est d'origine terrestre, on devrait observer une diminution du taux d'ionisation de l'air à mesure que l'on gagne en altitude. Il met au point un électroscopie amélioré en remplaçant les feuilles d'or par deux fils de silicium métallisé. La mesure de la charge se fait en observant l'écart entre les deux fils à l'aide d'un microscope [6]. L'expérience est réalisée en haut de la tour Eiffel, soit 300 m au-dessus du sol, à différentes heures du jour et de la nuit. Les résultats de Wulf sont considérés, à l'époque, comme les plus précis. Le taux d'ionisation est bien réduit par rapport à celui mesuré au sol, mais bien moins que les estimations de Wulf. Il reste convaincu de l'origine terrestre de cette ionisation : pour lui, les radiations émergeant du sol restent présentes au sommet de la tour.

Grâce à V. Hess, un début de réponse émerge entre 1911 et 1912. Intrigué par les résultats de Wulf, il met au point une série de mesures prises grâce à des ballons à des altitudes plus élevées [7] [8]. Les résultats de ces expériences avec plusieurs électroscopes montrent que jusqu'à 1070 m, le taux d'ionisation est plus ou moins constant et croît jusqu'à 5350 m. Tout comme Wulf, Hess exclut l'influence du soleil car il n'y a pas de variations du taux entre le jour et la nuit. Ces résultats sont confirmés par W. Kolhörster [9] en 1914, qui a mesuré le taux d'ionisation jusqu'à 9200 m. Pour Hess, la seule manière d'expliquer ces résultats est "*d'admettre l'existence d'un rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en-haut et étant très probablement d'origine extra-terrestre*" [10][1]. Pour ces travaux, il a reçu le prix Nobel de Physique en 1936.

Les mesures de Hess et de Kolhörster ont permis de répondre à cette question tenace de la physique des particules. Mais la contribution de l'italien D. Pacini [6] est bien souvent oubliée. En 1911, avant les mesures de Hess, il compare le taux d'ionisation sur terre puis sur la mer, en surface, à 300 m des côtes de Livourne et constate une différence de 30%. Ces mesures suggèrent qu'une partie significative de l'ionisation n'est pas due à la croûte terrestre. Pacini a également mesuré le taux de radiation sous la mer [11], dans le golf de Gênes et a remarqué une baisse de 20% à 3 m sous le niveau de l'eau. Ces résultats l'ont mené à la conclusion que les radiations ionisantes devaient venir de l'atmosphère.

Pour exclure le rôle de l'atmosphère en tant que source d'ionisation, R. Millikan, et H. Cameron font, en 1926, une série de mesures du taux d'ionisation dans différents lacs en Californie à différentes altitudes (entre 1500 m et 3600 m) et à différentes profondeurs [12]. Les mesures montrent que le taux en surface du lac le moins haut correspond au taux obtenu à 2 m de profondeur dans le lac le plus haut. Millikan et Cameron en concluent donc que deux mètres d'eau absorbent à peu près la même quantité d'ions que deux kilomètres d'air. Ceci a convaincu Millikan que les rayons venaient bien d'en

haut et que l'atmosphère n'était pas la source du rayonnement ionisant mais bien un absorbant pour une source d'origine extra-terrestre. C'est pour cette raison qu'il introduit le terme de "rayons cosmiques".

2.2.2 Nature des rayons cosmiques

Depuis les mesures de Hess, de plus en plus de résultats pointent vers l'existence d'une source d'ionisation extra-terrestre. Néanmoins, la nature de cette source reste à cette époque inconnue et le débat fait rage. Pour Millikan, les rayons cosmiques sont des particules neutres, des photons, qui arrivent jusqu'au sol. À l'inverse, pour A. Compton, les rayons cosmiques sont des particules chargées. Le débat est si virulent lors de la réunion de Noël de l'Association américaine pour l'avancement des sciences, qu'il fait la une du *New York Times* en 1932. Pour les partisans de Millikan, le caractère hautement pénétrant des rayons cosmiques plaide en faveur de rayons gamma de hautes énergies.

Pourtant, la nature corpusculaire des rayons cosmiques a déjà été montré par le physicien hollandais J. Clay en 1927 [13]. Lors d'un voyage entre Gênes et Java, Clay observe que le flux de rayons cosmiques diminue lorsqu'il s'approche de l'équateur géomagnétique. P. Auger et L. Leprince-Ringuet [14] trouvent également le même résultat en 1934 lorsqu'ils mesurent le flux de rayons cosmiques entre Le Havre et Buenos Aire. Enfin, pour étoffer ces résultats, Compton compile les mesures de taux d'ionisation tout autour du globe grâce à 69 stations [15]. Les résultats de ces expériences sont illustrés par la figure 2.2 et montrent que les rayons cosmiques sont composés de particules chargées qui sont déviées avec le champ magnétique terrestre : le taux d'ionisation est maximal aux pôles, là où les rayons cosmiques sont déviés, et minimal à l'équateur.

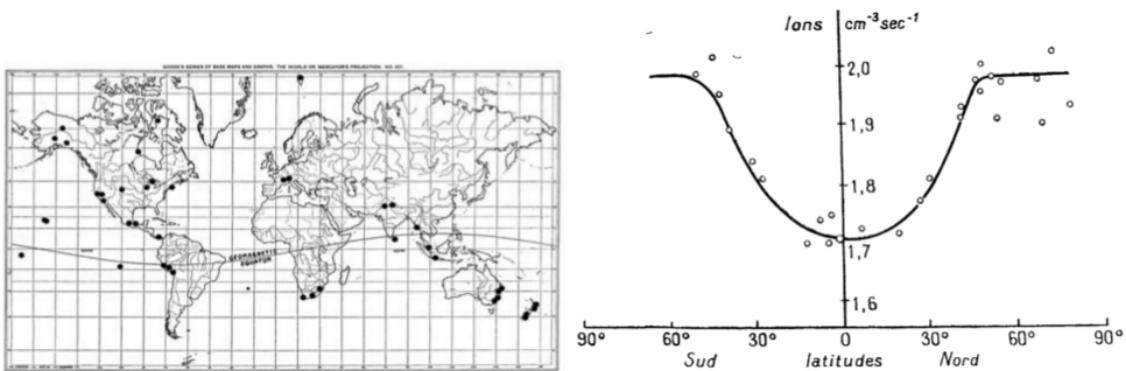


Figure 2.2 : À gauche : Carte des stations d'observations qui ont servies aux mesures de Compton [15]. La ligne en trait plein symbolise l'équateur géomagnétique. À droite : Mesure du taux d'ionisation faite par Clay [13].

Les mesures faites par Leprince-Ringuet et Auger en 1934 permettent de compléter les études de Clay et Compton et de mettre en lumière l'effet Est-Ouest. Cet effet trouve

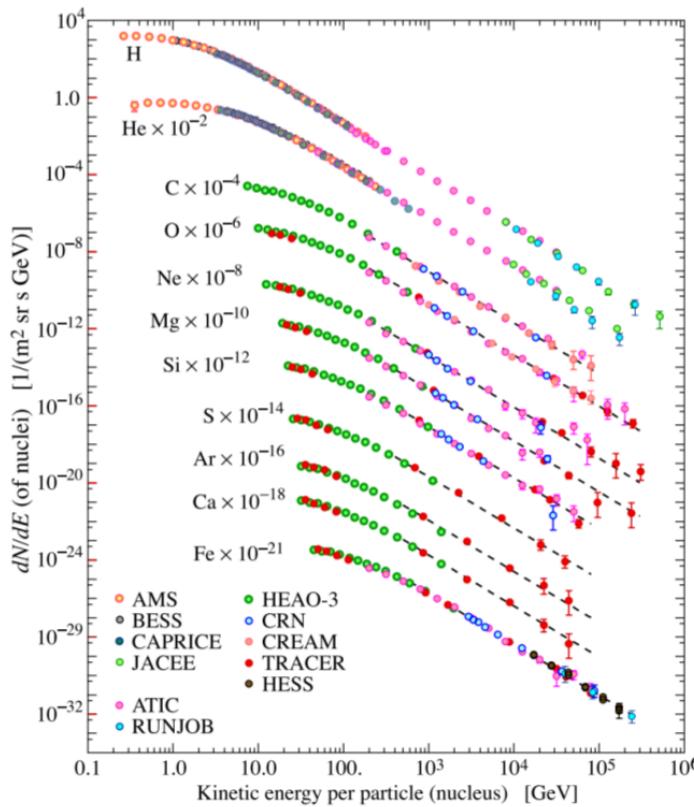


Figure 2.3 : Composition des rayons cosmiques en fonction de leur énergie pour chaque type de noyau [18].

son explication grâce aux travaux de B. Rossi [16], G. Lemaître et M.S. Vallarta [17] qui ont étudié le mouvement des particules dans un champ magnétique généré par un dipôle. Dans le cas de la Terre, le mouvement des particules chargées incidentes est modifié par la présence du champ magnétique terrestre qui est plus intense à l'équateur géomagnétique qu'aux pôles : les particules positives sont déviées vers l'Ouest et les particules négatives vers l'Est. L'excès à l'Ouest mesuré par Leprince-Ringuet et Auger montre donc que les rayons cosmiques sont majoritairement composés de charges positives, invalidant définitivement la théorie de Millikan.

Plus d'un siècle après les premiers vols en ballon de Hess, de nombreuses expériences ont été lancées sur Terre et dans l'espace afin de déterminer précisément la nature des particules arrivant sur Terre, comme le montre la figure 2.3. Ces expériences ont été menées grâce à des ballon sondes autonomes avec des chambres à émulsions¹ (expériences JACEE, CREAM), dans les soutes du Concorde lors des vols reliant Paris à Washington

1. Les chambres à émulsions sont des films chimiques à base de bromure d'argent qui fonctionnent sur le même principe que les films photographiques à argentique : dès qu'une particule pénètre le film, elle laisse une trace qui reste figée dans le film. En analysant toutes les traces du film, on peut identifier le type de particules et a *fortiori* reconstruire sa trajectoire.

(expérience ECHOS) dans les années 1978, dans les soutes de la navette spatiale à partir de 1998 AMS-01, grâce à des télescopes au sol (expérience HESS) ou encore à l'aide de satellites à partir de 2002 (expérience INTEGRAL).

Il apparaît qu'une grande majorité des rayons cosmiques est composée de protons libres et de noyaux d'hélium (respectivement 79% et 15%). Il faut noter aussi qu'une infime part des ces rayons cosmiques primaires est composée à moins d'1% par des électrons [19]. Viennent ensuite en terme d'abondance une série de noyaux tels que le carbone et l'oxygène. Les abondances de ces noyaux dans les rayons cosmiques sont proches de celles mesurées dans le système solaire, comme le montre la figure 2.4 qui illustre les abondances des différents noyaux en prenant comme référence le silicium, qui est un élément de masse intermédiaire facile à mesurer. Néanmoins il existe des différences notables entre les mesures d'abondance présentes dans les rayons cosmiques et celles du système solaire, notamment en ce qui concerne les noyaux légers tels que le lithium ou le beryllium. Ces derniers sont plus abondants dans les rayons cosmiques que dans le système solaire, contrairement aux noyaux d'hydrogène ou d'hélium qui eux présentent un déficit dans les rayons cosmiques. Ces différences notables peuvent être expliquées par l'origine elle-même des rayons cosmiques et les différents phénomènes qui les ont menés à se propager jusqu'à la Terre.

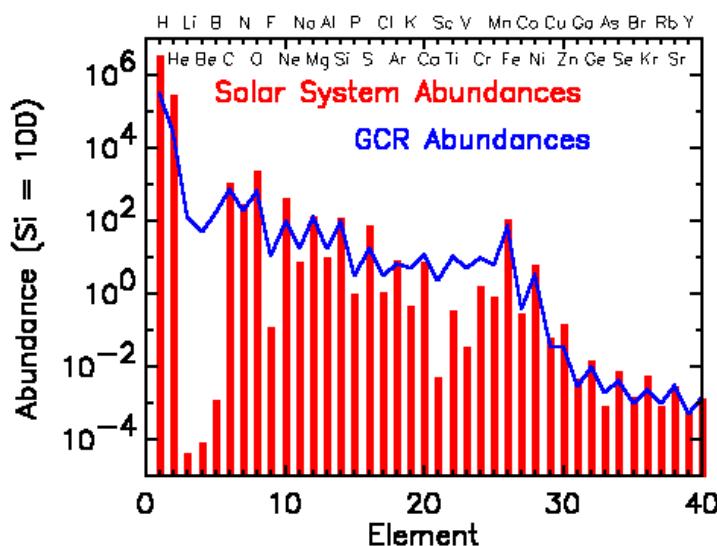


Figure 2.4 : Spectre en masse des rayons cosmiques vis-à-vis de leur abondance dans le système solaire et dans les rayons cosmiques galactiques (GCR) [20].

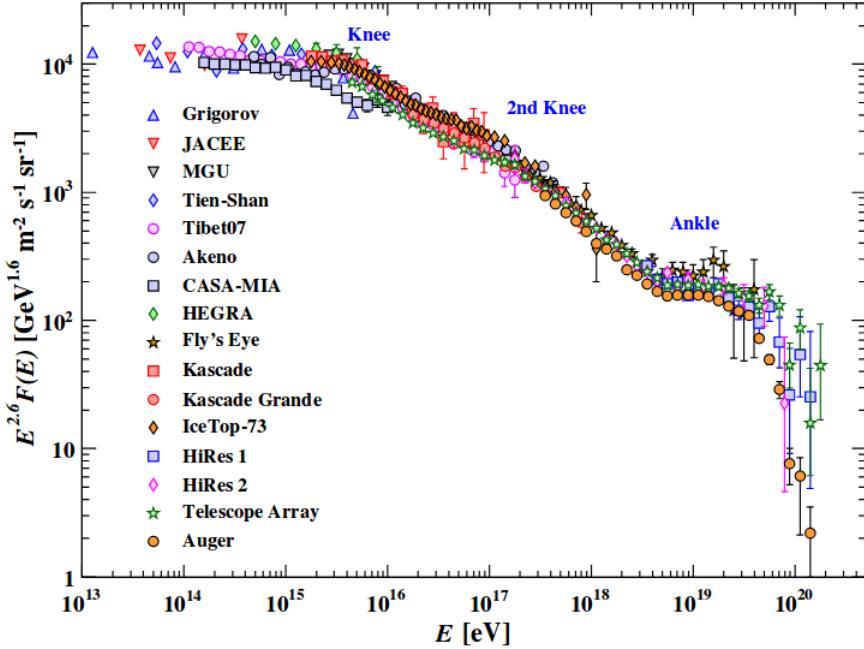


Figure 2.5 : Flux des rayons cosmiques primaires, toutes particules comprises, vis-à-vis de leur énergie [18]. Ce spectre a été multiplié par $E^{2.6}$ pour pouvoir distinguer les différentes parties du spectres.

2.3 Origine des rayons cosmiques

2.3.1 Sources et spectre en énergie

Une des questions les plus ouvertes dans le domaine de la physique des astroparticules est de connaître les sources de ces rayons cosmiques. Pour répondre à cette question, des mesures faites sur plusieurs décennies et par de multiples expériences, au sol comme dans l'espace, ont mesuré le flux des rayons cosmiques en fonction de leur énergie, comme le montre la figure 2.5. On peut remarquer en premier lieu que la gamme d'énergie couverte par les rayons cosmiques est extrêmement large (la figure 2.5 commence à 10^{13} eV mais les mesures faites couvrent 12 ordres de grandeur entre 10^6 eV et 10^{20} eV).²

Ce spectre d'énergie suit une loi de puissance

$$\frac{dN}{dE} = kE^{-\gamma} \text{ m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (2.3.1.1)$$

avec k et γ les paramètres libres de cette loi, que l'on définit après ajustement avec les données. Quand l'énergie augmente, le flux de particules diminue drastiquement : on passe de quelques particules par centimètre carré par seconde pour les énergies les plus

2. On comprend alors l'intérêt d'étudier des particules à de telles énergies puisque sur Terre, le plus puissant accélérateur de particules au monde, le LHC au CERN, permet d'atteindre des énergie de l'ordre de 10^{13} eV, soit 7 ordres de grandeur de moins que la plus puissante des particules détectées à ce jour.

basses, à moins d'une particule par kilomètre carré par siècle pour les énergies supérieures à 10^{19} eV. La figure 2.5 s'intéresse à des énergies à partir de 10^{13} eV, c'est-à-dire à des énergies à partir desquelles le spectre suit la loi de puissance donnée ci-dessus, avec un indice moyen γ de -2.7. Pour des énergies bien plus basses, en-dessous de 4 GeV, les rayons cosmiques primaires proviennent du Soleil et sont liés à son activité [21] ainsi qu'aux vents solaires. Le flux, pour cette gamme d'énergie, s'éloigne de la loi de puissance présentée par l'équation (2.3.1.1).

Le graphe 2.5 montre trois cassures (trois changements d'indice γ) qui définissent trois zones d'intérêts :

Les genoux À partir de quelques dizaines de GeV jusqu'à $10^{18.5}$ eV, les particules détectées proviennent toutes de notre galaxie et sont de sources extra-solaires. Les brisures observées sont appelées les "genoux" car, de manière générale, le spectre en énergie a une forme de jambe. Il est communément admis que jusqu'au premier genou, les particules arrivant sur Terre ont été accélérées par des résidus de supernovae. Le deuxième genou, quant à lui, peut être vu comme l'accélération de noyaux plus lourds (tels que des noyaux de fer) par des supernovae [22].

La cheville Vers 3×10^{18} eV, on peut observer un redressement du spectre en énergie. C'est ce qu'on appelle communément la "cheville". À ces énergies, les rayons cosmiques sont en partie de sources galactiques et extra-galactiques. C'est une région de transition dans le spectre en énergie. Les mécanismes d'accélération dans cette gamme d'énergie restent encore flous.

La coupure GZK Pour des énergies supérieures à 6×10^{19} eV, on parle de la coupure GZK, du nom des physiciens K. Greisen [23], V.K. et G. Zatsepin [24] qui ont travaillé sur cet effet. Cette coupure serait provoquée par l'interaction de photons du fond diffus cosmologique, à une température moyenne de 2.7 K, avec les rayons cosmiques extra-galactiques. Cet interaction permanente leur ferait perdre de l'énergie au cours de leur propagation ce qui empêcherait ces particules de nous atteindre pour des distances cosmologiques.

Ainsi, depuis de nombreuses décennies de recherche, les rayons cosmiques de très hautes énergies restent un mystère pour la physique des particules. Un exemple illustre parfaitement cette tension : en 1961, une expérience au sol, le MIT Volcano Ranch [25], a détecté pour la première fois un évènement d'une énergie dépassant les 10^{20} eV. Or la coupure GZK nous donne une limite en énergie pour les rayons cosmiques atteignant la Terre. D'où viennent ces rayons cosmiques et quels mécanismes les ont accélérés ? Pour répondre à ces questions, de nombreux efforts sont encore à faire, tant sur le plan théorique qu'expérimental.

2.3.2 Gerbes cosmiques et particules au sol

En 1934, Rossi, qui a étudié l'effet du champ magnétique sur les particules arrivant sur Terre, participe également aux mesures de l'effet Est-Ouest. En mesurant grâce à des compteurs Geiger (cf chapitre 4) distants de quelques mètres le taux d'ionisation de l'atmosphère, il s'aperçoit que les signaux arrivent en coïncidence. Cet effet intéresse Auger qui l'étudie à partir de 1939 à l'aide d'un dispositif couvrant une superficie de l'ordre du kilomètre carré, à 3500 mètres d'altitude. En étudiant les taux de coïncidences en fonction de la distance des détecteurs, Auger découvre le phénomène de gerbe cosmique.

Ces gerbes sont créées lorsqu'un rayon cosmique de haute énergie entre en collision avec les hautes couches de l'atmosphère. Les produits de collision de ces rayons cosmiques primaires interagissent à leur tour avec les molécules présentes dans l'atmosphère pour créer une cascade de particules. On parle de douche de particules. Entre 1933 et 1937, de nombreux modèles viennent décrire le développement des gerbes dans l'atmosphère et sont étayés par de nombreux clichés, comme l'illustre la figure 2.6, réalisés grâce au développement des chambres à brouillard (cf chapitre 4). L'essor de ces chambres et l'analyse de leurs clichés ont permis de distinguer deux composantes du rayonnement cosmique : une composante "molle" et une autre "dure". La composante molle est rapidement absorbée lorsqu'on place 10 cm de plomb et produit de nombreuses gerbes électromagnétiques tandis que la composante dure peut traverser jusqu'à 1 m de plomb. Comme le montre la figure 2.6, la composante molle peut être décrite par toutes les contributions électromagnétiques et la composante dure par les contributions hadroniques et muoniques.

Considérons une gerbe cosmique initiée par un proton arrivant sur les hautes couches de l'atmosphère terrestre [2] :

La composante hadronique Le proton p initie une série de réactions avec les noyaux N présents dans l'atmosphère. Lors de ces réactions, des pions (π^0, π^+, π^-) et des kaons (K^0, K^+, K^-) sont créés ainsi que de nouveaux nucléons p et n et d'autres noyaux N' , issus de la collision entre le proton et les différents noyaux de l'atmosphère : $p + N \longrightarrow p, n, N', \pi^0, \pi^+, \pi^-$ Chaque produit de réaction interagit de manière différente avec l'atmosphère :

- N' , p , n : ces produits vont interagir de nouveau, au fur et à mesure de leur propagation car leur longueur d'interaction est plus petite que la taille de l'atmosphère. Ainsi de nouveaux produits de collision seront créés.
- π^0 : le temps de vie de cette particule neutre est de l'ordre de 10^{-17} s. Ainsi le pion π^0 n'interagira pas avec les autres composants de l'atmosphère et se désintégrera dans son canal de désintégration principal, à savoir en une paire de photons $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$

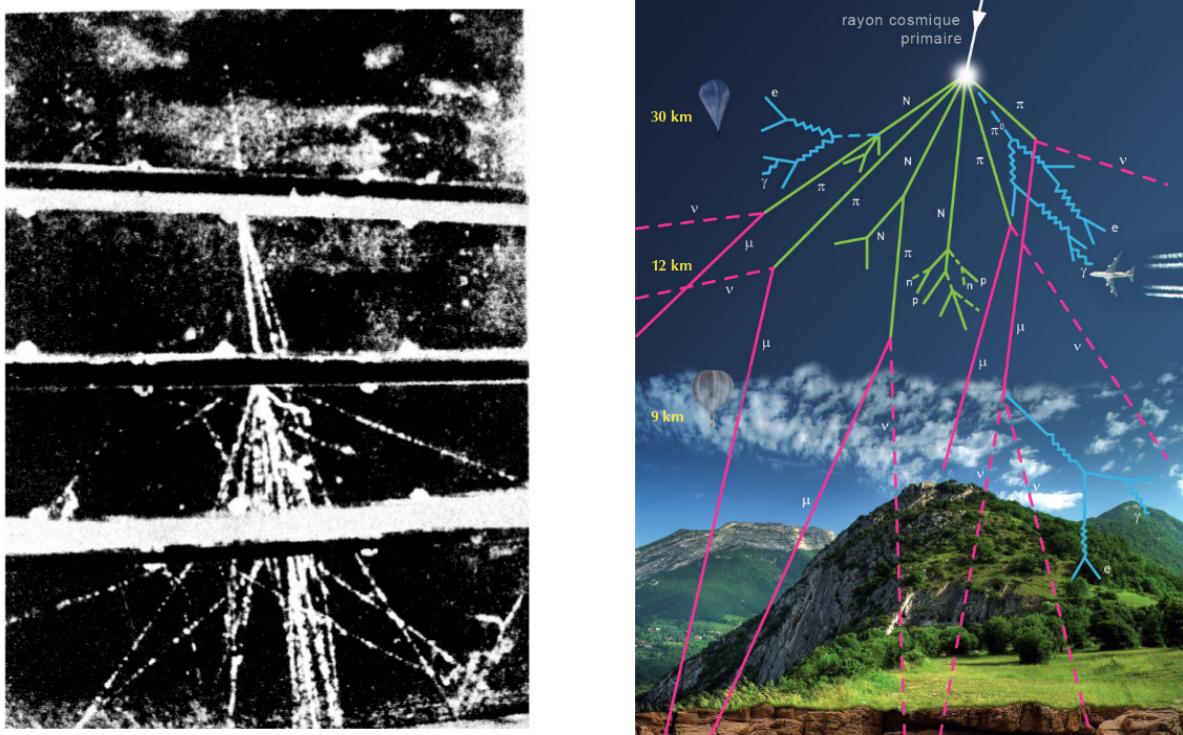


Figure 2.6 : À gauche : développement d'une gerbe à partir d'une particule unique lors de son passage à travers des écrans de plomb [26]. À droite : schématisation du développement d'une gerbe de particules dans l'atmosphère. En vert, les interactions hadroniques et leurs produits ; en rose, les produits de la désintégration des pions ; en bleu, les produits électromagnétiques [10]

- π^+ , π^- : les pions chargés ont un temps de désintégration bien plus grand que le pion neutre π^0 , de l'ordre de 10^{-8} s. Si leur énergie le permet et si la densité de matière est assez grande, ils vont interagir de manière forte avec la matière pour former une nouvelle cascade hadronique. Si la densité de matière est trop faible, ils vont se désintégrer selon leur canal principal qui est la formation de muons et de neutrinos muoniques $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$. La densité de matière étant inversement proportionnelle à l'altitude, les muons qui arrivent au sol sont produits, pour la plupart, à de très hautes altitudes. La température et la pression de l'atmosphère jouent également un rôle crucial dans le développement de la gerbe.
- Les kaons quant à eux vont contribuer à la fois à la composante muonique et à la composante électromagnétique de la gerbe car ils ont une grande variété de canaux de désintégration.

La composante muonique Les muons qui sont produits par désintégration de pions chargés peuvent connaître deux destins : s'ils ont assez d'énergie, ils pourront arriver jusqu'au sol. Sinon ils vont se désintégrer dans leur canal de désintégration principal,

à savoir la production d'électrons, de neutrinos et d'antineutrinos selon le processus suivant : $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ et $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

La composante électromagnétique Les photons créés par désintégrations de pions neutres interagissent avec les noyaux N présents dans l'atmosphère en créant des paires électrons-positrons $\gamma + N \rightarrow N + e^+ + e^-$. Les électrons ainsi produits vont quant à eux interagir avec la matière et les noyaux N qu'elle comporte, par effet *bremssstrahlung* (rayonnement de freinage pour les particules chargées, qui sera discuté dans la section 2.4.2) en créant de nouveaux photons : $e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \gamma$.

L'atmosphère jouant un rôle prépondérant dans le développement des gerbes cosmiques, on peut estimer, en fonction de leur type, le flux de particules en fonction de l'altitude [1]. Bien évidemment, le flux des particules à une altitude donnée dépend de leur distribution angulaire : plus leur parcours sera grand, et plus les interactions vont se faire avec la matière ce qui risque de réduire leur nombre. La majorité du flux de particules arrivant au sol est composé de muons (63% [27]). Viennent ensuite les électrons (15%) et les protons et les pions (moins de 1% [27]).

2.4 Les muons cosmiques

2.4.1 Propriétés

En voulant étudier les composantes "dures" et "molles" des gerbes cosmiques, C.D.Anderson et S.H. Neddermeyer étudient en 1936 [28], les différentes particules, à plus de 4000 mètres d'altitude. Pour ce faire ils utilisent des chambres à brouillard (cf chapitre 4), appareils leur permettant de visualiser le passage des particules. Grâce à un champ magnétique, ils examinent le rayon de courbure avant et après le passage des particules à travers un barreau d'1 cm de plomb, afin d'en extraire leur masse. Ils observent alors une trace dont la courbure est comprise entre celle du proton et celle de l'électron : une nouvelle particule vient d'être découverte, sous le nom de mésotron, nom que l'on doit au physicien japonais H. Yukawa. Yukawa propose en 1935 un modèle permettant d'expliquer la nature de la force forte, celle qui permet la cohésion des nucléons dans les noyaux. en introduisant une nouvelle particule, le mésotron, d'une masse 200 fois plus grande que celle de l'électron, que s'échangent les nucléons. En 1937, la masse de cette nouvelle particule est ensuite mesurée par J. C. Street et E. C. Stevenson [29] avec une masse de 106 MeV, soit environ 200 fois la masse de l'électron comme prédit par Yukawa. La particule découverte par Anderson et Neddermeyer n'interagissant pas de manière forte, cette nouvelle particule change de nom pour devenir le muon³.

3. Quant à Yukawa, la particule prédicta pour être le mésotron s'est révélée être le méson π , découvert par C. Powell en 1947, avec une masse équivalente à 264 fois celle de l'électron.

Le muon tout comme l'électron est une particule élémentaire. C'est un fermion, c'est-à-dire une particule de spin 1/2. Son temps de vie est de 2.2 µs. Depuis les mesures de Street et Stevenson, de nouvelles mesures de précision ont permis de mesurer la masse du muon à 105.6583715(35)MeV. Comme dit précédemment, les muons μ^+ (respectivement μ^-) se désintègrent en positron, en neutrino électronique et anti-neutrino muonique (respectivement en électron, en anti-neutrino électronique et en neutrino muonique) et sont principalement issus de la désintégration des pions chargés π^+ (respectivement π^-). Le premier cliché de la désintégration d'un muon date de 1940 et a été réalisé par E.J. Williams et G.E. Roberts [30]. De par sa masse, sa charge et sa nature leptonique, le muon est souvent considéré comme un "électron lourd".

2.4.2 Pertes énergétiques

Quand une particule chargée interagit avec la matière, elle perd principalement de l'énergie par ionisation et par radiation. Bien évidemment, la quantité d'énergie perdue par un muon au cours de son passage dans un milieu dépend du type d'interactions qu'il va subir mais également des énergies auxquelles ces interactions vont se manifester.

Pertes par radiations

Les pertes par radiations peuvent être de différentes natures :

- **Effet *bremsstrahlung*** : Une particule chargée peut interagir électromagnétiquement avec le noyau d'un atome. Le champ généré par ce dernier freine la particule dans sa trajectoire et cette décélération s'accompagne d'un rayonnement continu de freinage⁴. La section efficace de cette réaction est proportionnelle à Z^2/m^2 , avec Z le numéro atomique de l'atome considéré dans la réaction et m la masse de la particule chargée incidente. Ainsi pour les électrons, ce phénomène est dominant à partir de quelques dizaines de MeV alors que pour les muons, les pertes par radiation de freinage sont importantes à partir d'une centaine de GeV.
- **Production de paires électron-positron** : Pour des muons de très hautes énergies ($E_\mu > 1 \text{ TeV}$), le champ électromagnétique produit par *bremsstrahlung* est si intense qu'il peut créer une paire électron-positron de manière spontanée.
- **Interaction photo-nucléaire** : Lorsque le rayonnement induit par *bremsstrahlung* interagit avec les noyaux atomiques, des processus hadroniques se mettent en place et conduisent à l'émission de neutrons, de protons ou encore de photons.

4. Le terme *bremsstrahlung* vient de l'allemand *bremsen* "freiner" et *Strahlung* "radiation".

- **Effet Cerenkov** : Lorsqu'une particule chargée de vitesse v va plus vite que la vitesse c/n de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction n , elle perd de l'énergie de manière continue en émettant des photons, de manière similaire à une onde de choc. Cet effet néanmoins est excessivement faible et peut être négligé.

Néanmoins, ces processus radiatifs peuvent être négligés pour des énergies inférieures à une centaine de GeV. Pour ces énergies plus faibles, il faut prendre en compte les pertes par ionisations.

Pertes par ionisations

Lors de son parcours dans la matière, une particule chargée perd son énergie par une succession d'interactions coulombiennes avec les électrons présents dans le milieu : la particule excite et ionise les atomes rencontrés lors de son passage en laissant derrière elle une traînée d'atomes excités et d'électrons libres. Elle perd donc de l'énergie continuellement.

Formule de Bethe-Bloch

L'énergie moyenne perdue par unité de longueur, pour une particule chargée, modérément relativiste ($0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$)⁵, pour des matériaux de numéro atomique Z intermédiaire, peut être estimée par la formule de Bethe-Bloch [31] :

$$-\langle \frac{dE}{dx} \rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \rho \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \text{ (MeV} \cdot \text{cm}^{-1}), \quad (2.4.2.1)$$

avec m_e la masse de l'électron, A le nombre de masse du milieu, z la charge de la particule incidente (pour le muon $z = -1$), I le potentiel d'ionisation du milieu traversé et T_{max} le maximum d'énergie transférée permis lors d'une collision entre une particule d'une masse donnée et un électron. La constante $K = 0.3071 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ prend en compte la polarisation et la densité du milieu.

Si l'on considère que la densité varie en fonction de la propagation de la particule, on peut écrire la formule de Bethe-Bloch en exprimant la perte d'énergie moyenne par unité d'opacité ω :

$$-\langle \frac{dE}{d\omega} \rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \text{ (MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}), \quad (2.4.2.2)$$

l'opacité pouvant être définie comme la quantité de matière traversée par unité de longueur le long du chemin Γ suivi :

5. β est définie comme étant le rapport entre la vitesse de la particule considérée et la célérité de la lumière c . $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ est le facteur de Lorentz.

$$\omega = \int_{\Gamma} \rho(x) dx. \quad (2.4.2.3)$$

En 1915, N. Bohr est le premier à proposer une formulation classique de la perte d'énergie d'une particule chargée dans un milieu. Elle est complétée de manière non relativiste puis relativiste par H. Bethe en 1922 et 1932. Les corrections apportées par Bethe sont faites grâce à des calculs perturbatifs à différents ordres. Ils font apparaître le terme δ qui prend en compte les effets de densité dus à la polarisation du milieu. Ce terme est proportionnel à z^2 . D'autres corrections peuvent être apportées avec des puissances supérieures en z , comme celles proposées par Bloch en z^4 prenant en compte des collisions distantes, c'est-à-dire des collisions avec un grand paramètre d'impact et dont l'énergie transférée est faible. De plus une approximation peut être faite concernant le potentiel d'ionisation du milieu : en effet I est bien souvent mesuré mais Bloch propose une bonne approximation en reliant I au nombre atomique Z par la relation $I = I_0 Z$, avec $I_0 \approx 10 \text{ eV}$ [32].

La formule de Bethe-Bloch fait intervenir une valeur moyenne pour estimer la perte d'énergie par unité de longueur. En effet, lors de son passage dans la matière, la particule chargée subit de nombreuses collisions successives et les énergies mises en jeu fluctuent selon une certaine distribution qui dépend de la nature du milieu considéré et de son épaisseur. Pour certaines collisions, des électrons delta (c'est-à-dire créés par ionisations secondaires) peuvent être créés et emporter une plus grande quantité d'énergie. Ainsi la perte d'énergie donnée par la formule de Bethe-Bloch est la valeur moyenne de cette distribution. Souvent, les pertes d'énergies observées sont inférieures à la valeur moyenne donnée par Bethe-Bloch. Les différentes pertes d'énergies sont représentées par la figure 2.7. Ces pertes d'énergies dépendant fortement de la densité, on peut comparer leur évolution (cf figure 2.8) en fonction des différents matériaux, comme le béton utilisé dans le génie civil. On peut noter sur cette figure que les pertes par ionisations sont plus fortes dans l'eau que dans le béton tandis que celles par effets radiatifs sont plus importantes dans le béton que dans l'eau : le béton étant plus dense que l'eau, une particule chargée, ici le muon, aura tendance à plus polariser le milieu dans lequel elle se propage, puisque les effets radiatifs sont, de manière simplifiée, proportionnels à Z^2/A . De manière générale, l'énergie pour laquelle les contributions radiatives et ionisantes sont égales se nomme l'énergie critique du muon $E_{\mu c}$. Pour l'eau $E_{\mu c} = 1.03 \text{ TeV}$ et pour le béton $E_{\mu c} = 700 \text{ GeV}$.

Fait notable, cette formule ne s'applique pas aux électrons, bien qu'ils soient des particules chargées. En effet, la perte d'énergie par effet *bremsstrahlung* est largement dominante et leur fait perdre une grande partie de leur énergie. Néanmoins, la formule de Bethe-Bloch est valable pour les autres particules chargées plus massives, telles que les pions chargés ou encore les protons.

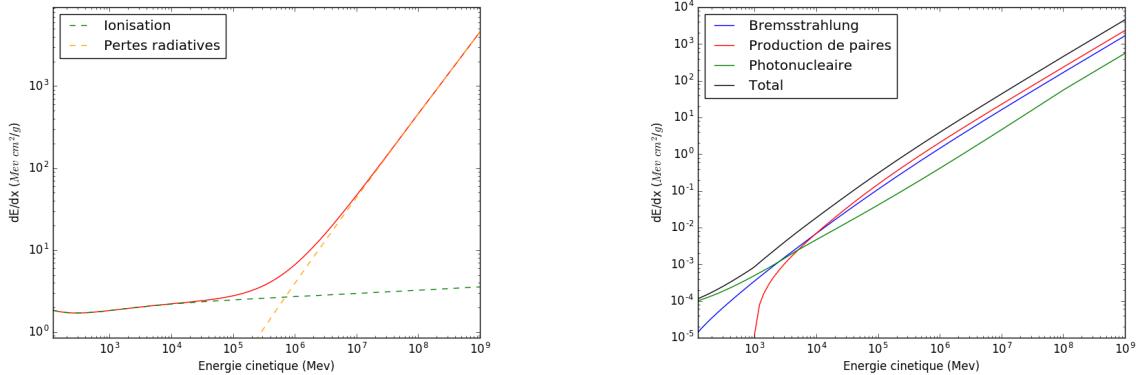


Figure 2.7 : Pertes d'énergie d'un muon dans le béton. À gauche : Pertes d'énergie avec les contributions des pertes par ionisations et par effets radiatifs. À droite : Contributions des différents effets radiatifs. Les courbes ont été construites grâce aux données du site <http://pdg.lbl.gov/2019/AtomicNuclearProperties>.

Les pertes par ionisations et par effets radiatifs peuvent être respectivement concentrées en deux termes $a(E)$ et $b(E)$, de telle sorte que l'équation (2.4.2.1) devient :

$$-\langle \frac{dE}{d\omega} \rangle = a(E) + b(E)E. \quad (2.4.2.4)$$

Comme on peut l'observer sur les figures 2.7 ou encore 2.8, ces deux termes varient très peu avec l'énergie, pour des muons ayant une énergie dépassant le GeV. Pour l'eau, les pertes par ionisation peuvent être estimées à $a_{eau} \approx 2.92 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ tandis que les pertes par effets radiatifs valent $b_{eau} \approx 3.50 \times 10^6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Pour le béton, les pertes par ionisation peuvent être estimées à $a_{beton} \approx 2.59 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ tandis que les pertes par effets radiatifs valent $b_{beton} \approx 4.56 \times 10^6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

Énergie minimale

Au cours de son parcours dans la matière, le muon perd de l'énergie jusqu'à ce qu'il se désintègre. La distance maximale que peut traverser un muon dans un milieu d'une certaine opacité dépend avant tout de son énergie avant interaction : s'il a assez d'énergie, il traversera l'objet, sinon il se désintégrera. Pour estimer l'énergie minimale E_{min} que doit avoir le muon avant interaction, nous devons estimer la perte énergétique totale que va subir le muon au cours de son trajet. Pour ce faire il suffit de calculer la quantité de matière totale maximale, c'est-à-dire l'opacité ω , que peut traverser un muon d'une énergie E , sur un chemin Γ :

$$\omega = \int_{\Gamma} \rho(x) dx = - \int_0^{E_{min}} \left(\frac{1}{-\frac{dE}{\rho(x)dx}} \right) dE. \quad (2.4.2.5)$$

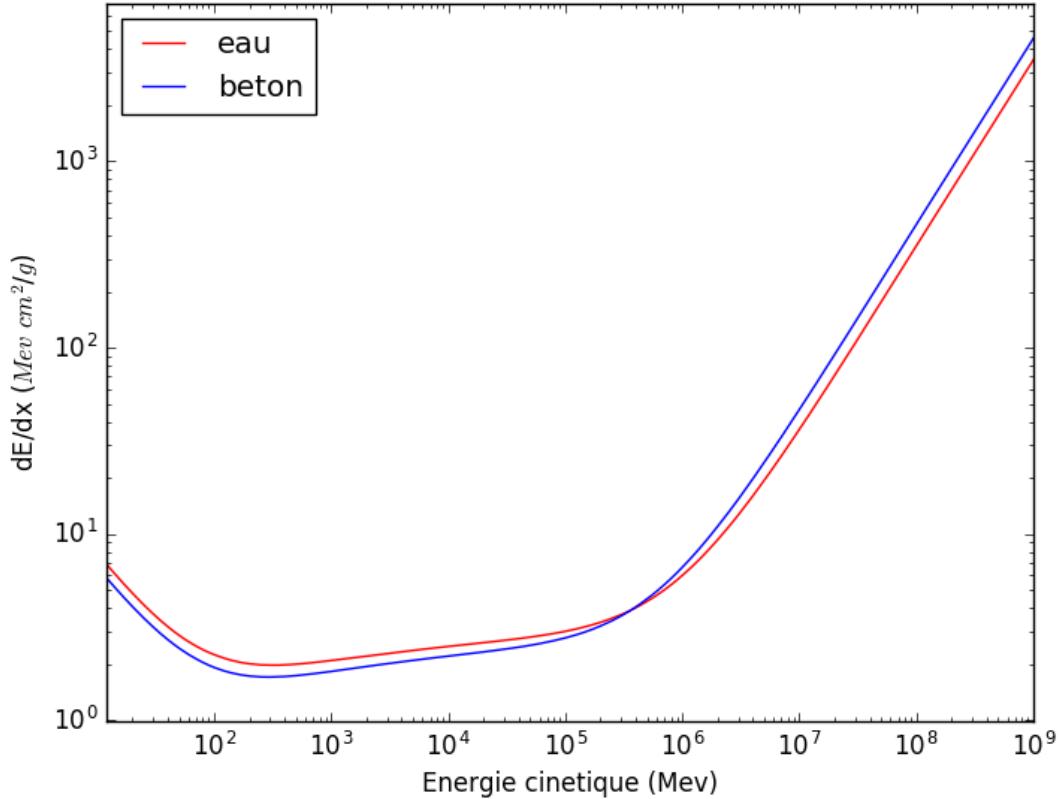


Figure 2.8 : Comparaison des pertes d'énergie entre l'eau et le béton. Les courbes ont été construites grâce aux données du site <http://pdg.lbl.gov/2019/AtomicNuclearProperties>.

En remplaçant par l'expression (2.4.2.4) et en considérant que les termes $a(E)$ et $b(E)$ varient peu avec l'énergie, on obtient :

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{1}{b} \ln \left(1 + \frac{b}{a} E_{min} \right), \\ E_{min} &= \frac{a}{b} (e^{b\omega} - 1). \end{aligned} \tag{2.4.2.6}$$

Pour des énergies inférieures à 100 GeV, on peut considérer que $b(E)E \ll a$, ce qui nous permet de simplifier la relation (2.4.2.6) :

$$\omega = \frac{E_{min}}{a} + o \left(\frac{b}{a} E_{min} \right). \tag{2.4.2.7}$$

L'unité utilisée pour estimer les pertes énergétiques est le $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Par commodité, nous allons dorénavant adopter l'unité *mwe* ($1 \text{ mwe} = 100 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$) pour *meter equivalent water*. Cette unité représente la distance équivalente que parcourrait le muon si le milieu était composée uniquement d'eau liquide. Néanmoins, et comme on peut

l'observer sur la figure 2.9, sous réserve d'avoir l'énergie suffisante, le muon peut traverser plusieurs centaines de mètres de matière. Les caractéristiques du flux de muons en terme d'énergie, ainsi que leurs potentielles utilisations, seront explicitées dans le chapitre 3.

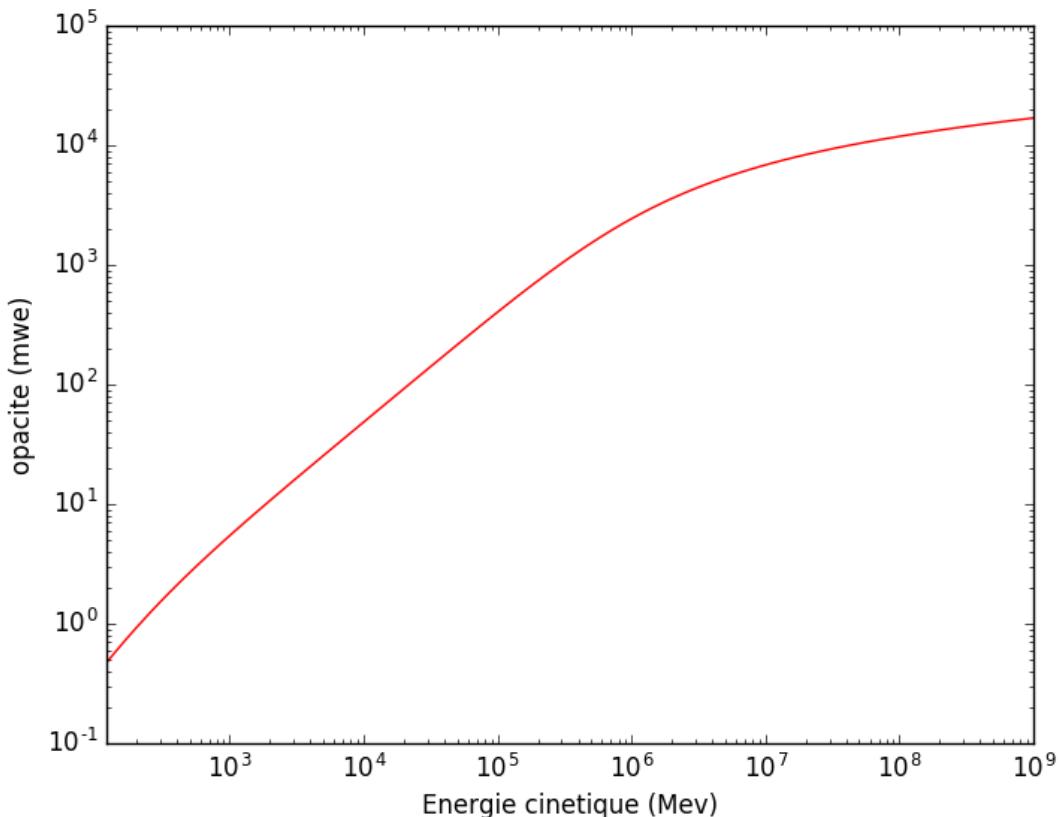


Figure 2.9 : Opacité maximale traversée par un muon dans le béton. La courbe a été construite grâce aux données du site <http://pdg.lbl.gov/2019/AtomicNuclearProperties>.

2.4.3 Déviations multiples

Le passage à travers la matière n'entraîne pas seulement une perte d'énergie mais également induit une déflexion dans la trajectoire de la particule, comme le montre la figure 2.10. En effet, les champs électriques localement créés par les noyaux et les électrons suffisent à faire dévier la particule de sa trajectoire originale par de multiples diffusions coulombiennes. L'angle de déviation peut être calculé grâce au cadre théorique décrit par la théorie de Molière [31]. Pour de faibles angles de déviation, en utilisant le théorème de la limite centrale⁶, on peut considérer la distribution des angles de déviations comme

6. La déviation d'un muon à travers la matière peut être vue comme la somme d'un grand nombre de petites contributions, d'où l'utilisation du théorème de la limite centrale.

une distribution gaussienne⁷, [18] centrée en zéro avec un écart standard θ_{rms} :

$$\theta_{rms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta cp} |z| \sqrt{\frac{s}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{s}{X_0} \right) \right], \quad (2.4.3.1)$$

où βc , p et z sont la vitesse, le moment et la charge de la particule, s le chemin parcouru dans le matériau et X_0 est la longueur du rayonnement qui peut être définie comme la longueur pendant laquelle la particule voit son énergie diminuer d'un facteur $1 - 1/e$ par effets radiatifs. X_0 est habituellement exprimée en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ mais peut être donnée en cm grâce à l'expression empirique suivante [18] :

$$X_0 \approx \frac{716.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}}{\rho} \frac{A}{Z(Z+1) \log(287/\sqrt{Z})}, \quad (2.4.3.2)$$

avec ρ la densité du milieu et A le nombre de masse. La longueur de rayonnement peut être définie comme la longueur pendant laquelle la particule perd de l'énergie par effets radiatifs. Dans le cas de matériaux composites, la longueur de radiation peut être calculée en pondérant la somme des longueurs de radiation pour chaque composant par la fraction en terme de masse de ces derniers : $1/X_0 = \sum_k w_k / X_{0k}$ avec w_k et X_{0k} la masse relative et la longueur de radiation du composant k .

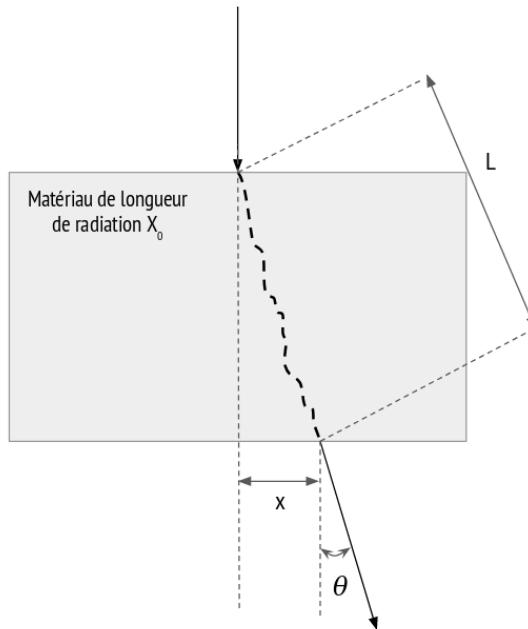


Figure 2.10 : Schéma de la déviation d'un muon lors de son parcours à travers un objet dans un cas 2D. x , L et θ sont respectivement le déplacement selon l'axe Ox, la distance parcourue et l'angle de déviation du muon.

7. Pour des angles de déviation plus grands, c'est-à-dire pour des déviations plus dures et donc plus rares, la distribution obtenue est une queue non-gaussienne.

2.5 Conclusion

Du fait de leur faible probabilité d'interaction, les muons peuvent traverser la matière sur plusieurs centaines de mètres. Cette propriété leur permet donc d'être utilisés comme sonde afin de pouvoir effectuer des activités d'imagerie pour des objets de grandes dimensions et de grandes opacités tels que des volcans, des bâtiments, des édifices archéologiques ou encore des dalles de béton utilisées dans le génie civil. Ainsi, la connaissance de l'atténuation du flux de muons à travers ces objets nous permet de pouvoir développer plusieurs applications en terme d'imagerie, que l'on nomme muographie par transmission. Par ailleurs, la mesure de la déviation des muons lors de leur passage à travers la matière permet également d'imager les objets. On parle dans ce cas de muographie par déviation. Dans les deux cas, la connaissance du flux de muons est primordiale.

Bibliographie

- [1] Nolwenn Lesparre. *Mise au point d'une méthode de tomographie utilisant les muons d'origine cosmique. Applications au laboratoire souterrain du Mont Terri et au volcan de la Soufrière de Guadeloupe.* PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Géosciences Rennes, Université Denis Diderot Paris 7 Sorbonne Paris Cité, École doctorale des Sciences de la Terre, September 2011.
- [2] Kevin Jourde. *Un nouvel outil pour mieux comprendre les systèmes volcaniques : la tomographie par muons, application à la Soufrière de Guadeloupe.* PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Géosciences Rennes, Université Denis Diderot Paris 7 Sorbonne Paris Cité, École doctorale des Sciences de la Terre, December 2015.
- [3] Gordon, J. *A Physical treatise on electricity and magnetism*, volume 1. Appleton & Co, 1889.
- [4] C.T.R. Wilson. *Proc. Roy. Soc.*, 68 151 & 69 277, 1901.
- [5] Theodor Wulf. On the radiation of high penetrating power that exists in the atmosphere. *Phys. Zeit.*, pages 152–157, 1909.
- [6] Per Carlson and Alessandro De Angelis. Nationalism and internationalism in science : the case of the discovery of cosmic rays. *The European Physical Journal H*, 35(4) :309–329, April 2011. arXiv : 1012.5068.
- [7] Victor F. Hess. On the absorption of gamma-radiation in the atmosphere. *Phys. Zeit.*, (12) :998–1001, 1911.
- [8] Victor F. Hess. Observations in low level radiation during seven free balloon flights. *Phys. Zeit.*, (13) :1084–1091, 1912.
- [9] Werner Kolhörster. Measurements of the penetrating radiation in the free balloon at high altitudes (Aero-physical developments Halle, Essay 6). *Phys. Zeit.*, 14 :1153–1156, 1913.
- [10] Kumiko Kotera. Cent ans de rayons cosmiques. *Reflets de la physique*, (32) :8–13, January 2013.
- [11] Alessandro De Angelis. Domenico pacini and the origin of cosmic rays. <https://cerncourier.com/a/domenico-pacini-and-the-origin-of-cosmic-rays/>, consulté le 10/07/19.

- [12] R. A. Millikan and G. H. Cameron. The Origin of the Cosmic Rays. *Phys. Rev.*, 32(533), 1928.
- [13] Clay, J. Penetrating radiation. *Proc. R. Acad. Amsterdam*, (30) :1115–1127, 1927.
- [14] Leprince-Ringuet, L. & Auger, P. Etude par la méthode des coïncidences de la variation du rayonnement cosmique suivant la latitude. *J. Phys. Radium*, 5 :193–198, 1934.
- [15] Compton, A. A Geographic Study of Cosmic Rays. *Phys. Rev.*, (43) :387–403, 1933.
- [16] B. Rossi. *Phys. Rev*, 606(36), 1930.
- [17] G. Lemaitre and M. S. Vallarta. On Compton’s Latitude Effect of Cosmic Radiation. *Physical Review*, 43(2) :87–91, January 1933.
- [18] K. A. Olive. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 40(10) :100001, October 2016.
- [19] Gaisser, T. et T. Stanev. Cosmic Rays in the Review of Particle Properties, S. Eidelman et al. *Physics Letters B*, 592 :254–260, 2008.
- [20] National Aeronautics and Space Administration. Cosmic rays composition. https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/cosmic_rays2_orig.html, consulté le 13/07/19.
- [21] Maurizio Spurio. *Particles and Astrophysics A Multi-Messenger Approach*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer.
- [22] Xavier Garrido. *Étude de la composition des rayons cosmiques d’ultra-hautes énergies détectés par l’Observatoire Pierre Auger et analyse des processus hadroniques associés*. PhD thesis, September 2008.
- [23] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 16(17) :748–750, 1966.
- [24] Georgiy Zatsepin et Vadim Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78, 1966.
- [25] Linsley, J. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10 20 eV. *Physical Review Letters*, 10(4) :146, 1963.
- [26] Leprince-Ringuet, L. *Les rayons cosmiques*. Albin Michel, Paris, 1945.

- [27] L. N. Bogdanova, M. G. Gavrilov, V. N. Kornoukhov, and A. S. Starostin. Cosmic muon flux at shallow depths underground. *Physics of Atomic Nuclei*, 69(8) :1293–1298, August 2006.
- [28] Neddermeyer, S. et C. Anderson. Cosmic-Ray Particles of Intermediate Mass. *Physical Review*, 54(1) :88–89, 1938.
- [29] J.C. Street et E.C. Stevenson. New Evidence for the Existence of a Particle Intermediate Between the Proton and Electron". *Phys. Rev.*, 52(1003), 1937.
- [30] E.J. Williams et G.E. Roberts. Evidence for Transformation of Mesotrons into Electrons. *Nature*, 145(3664) :02–103, 1940.
- [31] H.A. Bethe. Molière's Theory of Multiple Scattering. *Physical Review*, 89(1256), 1953.
- [32] F. Bloch. Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen. *Z. Phys*, 16, 1933.

*On a beau expliquer tout ce qu'on veut expliquer...
Au bout d'un moment, pour savoir faire du cheval, il
faut faire du cheval!*

— Alexandre Astier, *Kaamelott, Livre IV*

3

La tomographie muonique

Sommaire

3.1	Introduction	28
3.2	Principe de reconstruction	28
3.2.1	De l'imagerie médicale à la muographie	28
3.2.2	Principe de la muographie	29
3.2.3	Tomographie muonique et problème inverse	30
3.3	Les différents télescopes à muons	32
3.3.1	Les émulsions chimiques	32
3.3.2	Les scintillateurs	33
3.3.3	Les Micromegas	34
3.4	Flux de muons au sol	35
3.4.1	Paramétrisations théoriques	36
3.4.2	Simulations numériques du flux de muons	42
3.4.3	Flux de muons à travers la matière	44
3.5	Applications historiques	45
3.5.1	Archéologie	45
3.5.2	Géologie	47
3.5.3	Génie civil	47
3.6	Application : détection de défauts dans une dalle de béton	48
3.6.1	Mise en place du dispositif	49
3.6.2	Sensibilité	52
3.6.3	Simulations	52
3.6.4	Reconstruction p-value	54
3.6.5	Prise de données	58
3.7	Conclusion	61
	Bibliographie	63

3.1 Introduction

Imager un objet de manière non destructive est un objectif de la tomographie. Ce chapitre introduit les outils fondamentaux de cette technique d'imagerie, qui est utilisée dans de nombreux domaines, comme l'imagerie médicale, la vulcanologie, l'archéologie ou encore l'astrophysique. Les techniques de tomographie reposent de manière principale sur la résolution de ce qu'on appelle communément le problème inverse : une source de rayonnement transporte de l'information ayant traversé un objet et est détectée par un capteur. Résoudre le problème inverse consiste à reconstruire les informations relatives à l'objet en fonction de la mesure et de la connaissance de la source. Après avoir formalisé le problème inverse, nous exposerons les caractéristiques spécifiques à l'imagerie muonique.

Puisque sa résolution nécessite de connaître la source pénétrante, il nous faut estimer et comprendre le flux de muons au sol. Cette partie se fera en introduisant les simulations que j'ai faites grâce à CORSIKA, un simulateur Monte-Carlo de gerbes cosmiques, et en les comparant aux différents modèles théoriques.

La dernière partie de chapitre se concentrera sur l'étude du flux de muons à travers une dalle béton de dimension $2000\text{ mm} \times 1000\text{ mm} \times 500\text{ mm}$. L'idée ici est de pouvoir reconstruire un éventuel défaut dans la dalle. Cet étude s'accompagne du développement d'un algorithme que j'ai développé. Ce dernier utilise la connaissance du flux de muons ayant traversé la dalle pour définir un niveau de confiance sur la localisation d'un éventuel défaut.

3.2 Principe de reconstruction

3.2.1 De l'imagerie médicale à la muographie

W. Röntgen [1] découvre en 1895 les rayons X¹ et leur pouvoir pénétrant. En prenant un cliché de la main de sa femme, il s'aperçoit lors du développement de l'image une différence notable de contraste : les os de la main et la bague que porte sa femme sont nettement visibles contrairement à la chair qui entoure les os. Röntgen comprend alors que la chair est plus perméable aux rayons X que les os et le métal qui compose la bague. Pour cette première image radiographique, Röntgen reçoit le prix Nobel de Physique en 1901.

Ce premier cliché jette les bases de la radiographie et de l'imagerie médicale dans un cas plus général. L'idée est assez simple et peut être résumée ainsi : la source et le détecteur se placent de part et d'autre de l'objet et l'intensité transmise à travers l'objet est mesurée.

1. Le terme rayon X a été donné du fait de la nature alors inconnue de ce rayonnement. Il sera démontré plus tard la nature électromagnétique des rayons X.

En comparant l'intensité transmise et l'intensité émise, on peut faire alors apparaître les contrastes et ainsi dévoiler la structure interne de l'objet. Grâce à cette méthode, de nombreuses techniques d'imagerie ont vu le jour et permettent maintenant d'imager le corps humain (dans le cas de la médecine), afin d'établir un diagnostique plus rapide.

Les récents développements dans le domaine de l'imagerie médicale se basent néanmoins toujours sur les mêmes types de sources, à savoir un rayonnement électromagnétique, dont la fréquence est choisie en fonction de la densité de l'objet que l'on souhaite étudier. Ces types de rayonnement, tels que les rayons X, sont faciles à produire et à détecter. De plus, ils pénètrent facilement le corps humain, qui est d'une densité relativement faible, mais ne peuvent traverser des objets de densité supérieure ou de plus grande taille. Nous allons comparer l'atténuation des rayons X dans l'eau (qui compose une grande partie du corps humain) de densité $\rho = 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, et dans le plomb de densité $\rho = 11.34 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. L'atténuation des rayons X dans la matière suit une loi exponentielle $I = I_0 e^{-\mu x}$ avec I l'intensité mesurée, I_0 l'intensité incidente et μ le coefficient d'atténuation linéique, s'exprimant en cm^{-1} , qui dépend de l'énergie du rayonnement incident et de la composition de l'objet étudié. À 100 keV, $\mu_{eau} = 0.167 \text{ cm}^{-1}$ et $\mu_{Pb} = 59.7 \text{ cm}^{-1}$ ². Pour l'eau, la distance $x_{1/2}$ nécessaire pour réduire de moitié le flux incident est $x_{1/2} = 4.15 \text{ cm}$ et pour le plomb, $x_{1/2} = 0.012 \text{ cm}$. Si l'on prend d'autres types de matériaux, comme des matériaux composites semblables au béton avec une densité moyenne de $2.43 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, on trouve $x_{1/2} = 1.64 \text{ cm}$. L'objectif étant d'imager une dalle de béton, les rayons X, dans ce cas, ne sont pas une source adéquate.

Il faut trouver une source hautement pénétrante, sans danger et dont le coût de production est limité. Cette source, grâce aux découvertes faites au début du XXème siècle, est le muon cosmique (cf chapitre 2).

3.2.2 Principe de la muographie

Le principe de l'imagerie par rayons X peut aisément se transposer à l'imagerie muonique : le flux de muons est dicté par le développement des gerbes cosmiques (cf chapitre 2), la détection peut se faire par un détecteur capable de révéler la présence de ce type de particules (cf chapitre 4) et la propagation dans la matière est régie par les interactions électromagnétiques entre le muon et le milieu dans lequel il se propage (cf chapitre 2). Par analogie avec la photographie, on appelle ce procédé la muographie. Le principe est schématisé par la figure 3.1.

Le muon doit posséder plus d'une certaine énergie pour pouvoir traverser l'objet à étudier (cf 2.4.2). L'objet joue alors le rôle d'un filtre en énergie. En comparant le flux

2. Les valeurs sont extraites des tables établies par <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>.

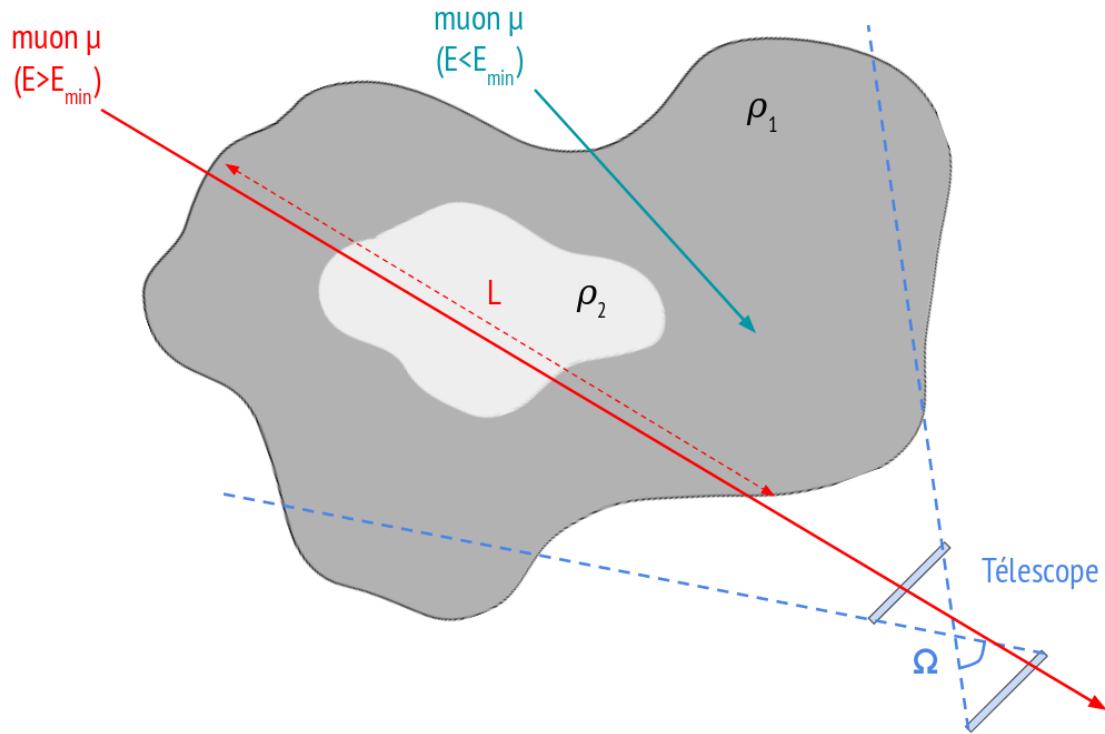


Figure 3.1 : Principe de la muographie : le flux de muons arrive sur l'objet d'étude. Les muons ayant assez d'énergie seront détectés par le télescope de l'autre côté de l'objet. Les déviations des muons ne sont pas représentées sur le schéma. La densité de l'objet n'est pas donnée comme uniforme et peut présenter certaines zones inhomogènes de densités différentes. L'ouverture angulaire du télescope permet d'avoir une distribution de trajectoire dans le cône d'angle solide Ω .

incident et le flux transmis par l'objet, on peut obtenir des informations sur la structure de notre objet : s'il y a un excès de muons dans une direction par rapport à une autre, la quantité de matière est moins élevée et donc il peut y avoir, par exemple, une cavité ou un surplus de matière s'il y a un déficit. D'une certaine manière, on obtient l'image de l'ombre de l'objet par le flux de muons. En étudiant le flux de muons ayant traversé l'objet, on essaie d'estimer le flux de muons ayant été absorbés. C'est pour cette raison qu'on parle de muographie par absorption. Le principe repose donc sur la connaissance de deux grandeurs : le flux de muons incident, à ciel ouvert Φ_{μ_I} , et le flux de muons ayant traversé l'objet en question Φ_{μ_T} . Nous allons montrer dans la section 3.4.1 comment estimer le flux de muons à ciel ouvert et à travers un objet.

3.2.3 Tomographie muonique et problème inverse

Prendre une photographie d'un objet dans le visible nous permet d'identifier ses contours et d'avoir des informations sur sa surface. Prendre une muographie nous permet également d'identifier ses contours et d'avoir des informations sur sa structure interne.

Mais le but de la tomographie³ est d'aller plus loin. Elle vise à reconstruire un objet à partir de différentes projections, obtenues par différents angles de vue, ou encore à construire une cartographie d'un ou des paramètres associés à l'objet. Un des paramètres qui semble être fondamental pour imager un objet est sa densité : en ayant accès à la densité d'un objet, ou la densité dans une région donnée, nous sommes en mesure de pouvoir par exemple distinguer différentes zones d'intérêts.

Le problème que nous devons résoudre consiste donc à reconstruire les paramètres de l'objet à partir les données fournies par notre instrument de mesure. C'est ce qu'on appelle le problème inverse. Le procédé opposé se nomme le problème direct : connaissant les paramètres de l'objet, on essaie de prédire *a priori* quelles seront les données recueillies. Ces deux types de problèmes sont schématisés par la figure 3.2. Dans le cas de la muographie, le problème direct suppose de bien connaître l'objet, les processus physiques qui entrent en jeu et le fonctionnement des détecteurs pour pouvoir prédire comment va se comporter le flux de muons incident, et ainsi estimer le nombre de muons collectés. Le problème inverse va, quant à lui, utiliser le nombre de muons collectés pour pourvoir inférer la quantité de matière ou l'opacité traversée.

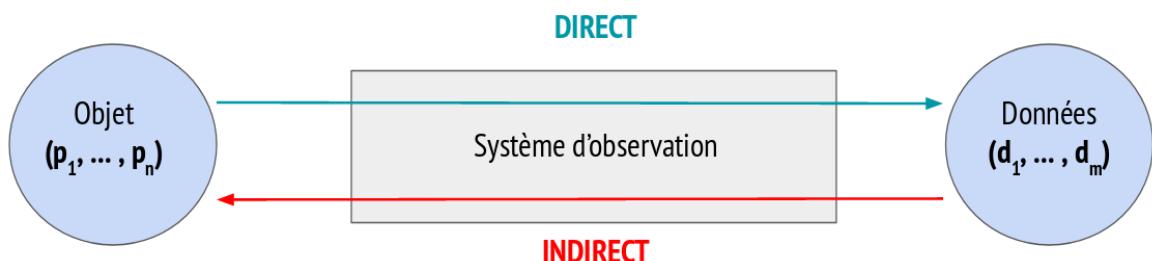


Figure 3.2 : Schématisation des problèmes inverses et directs.

D'une manière générale, la résolution d'un problème inverse est un processus assez naturel que nous expérimentons tous les jours : par la vue, le cerveau analyse les informations reçues pour estimer notre position dans l'espace. Bien que les problèmes de ce type soient courants, ils ne sont pas toujours évidents à résoudre. En effet, ils ont la particularité d'être souvent instables : plusieurs inversions ne vont pas donner les mêmes solutions. L'instabilité vient souvent du bruit dans les mesures qui peut être amplifié de manière non contrôlée, ce qui peut induire des solutions non acceptables. Pour palier ce problème, on peut restreindre le domaine des solutions. Dans le cas d'une reconstruction de la densité d'un objet, on peut contraindre les solutions à être seulement positives ou nulles.

Trois critères rentrent en jeu pour définir un problème [2] :

3. le terme *tomographie* est construit à partir des racines grecques *tomos* et *graphia*, qui signifient respectivement “coupe” et “écriture”.

- l'existence d'une solution,
- l'unicité de la solution,
- la continuité de la solution en les paramètres du problème.

Lorsque ces trois critères sont respectés, on dit que le problème est “bien posé” au sens d’Hadamard. Au contraire, un problème sera dit “mal posé” si une de ces conditions n'est pas remplie. De nombreux problèmes physiques sont mal posés et “*les problèmes ”correctement posés” ne sont de loin pas les seuls qui reflètent correctement les phénomènes réels*” [3].

Les problèmes mal posés sont dans la plupart des cas des situations dans lesquelles le nombre de paramètres inconnus est plus grand que le nombre d'informations fournies par l'expérience. Ce qui peut être problématique est un problème où le critère d'unicité n'est pas valable : plusieurs solutions, par exemple plusieurs distributions de densité, permettent d'expliquer les données observées. Pour pouvoir choisir les “meilleures” solutions, celles qui s'approchent le plus de la réalité, il faut disposer d'informations supplémentaires. Pour palier ce problème, on attribue généralement une probabilité à chaque solution, dans une démarche bayésienne, pour choisir les solutions les plus probables. Concernant le critère de continuité, son non respect implique que pour des jeux de données proches (à une erreur de mesure près), des solutions obtenues peuvent diverger fortement. On ne pourra pas approcher de manière satisfaisante la solution du problème inverse. Les difficultés rencontrées dans le cas d'un problème mal posé peuvent être contournées par des techniques de régularisation, qui dépendent, en général, du problème en lui-même.

3.3 Les différents télescopes à muons

Pour détecter les muons cosmiques, de nombreux types de détecteurs peuvent être utilisés. Dans cette partie nous nous focaliserons sur les détecteurs communément utilisés en muographie, à savoir les émulsions chimiques, les scintillateurs et les détecteurs Micromegas qui feront l'objet du chapitre 4.

3.3.1 Les émulsions chimiques

Les plaques à émulsions fonctionnent sur le même principe que les films argentiques pour les développements en photographie : lorsque la particule traverse l'émulsion, sa trace se fige, ce qui permettra d'étudier sa trajectoire. Les émulsions sont constituées d'un mélange de cristaux de bromure d'argent (B_rA_g) et de gélatine, pour leur donner une texture qui puisse être facilement manipulable. Lorsqu'une particule traverse l'émulsion, les atomes de brome sont ionisés et les électrons ainsi créés dérivent dans la solution. Ces électrons, par leur charge, attirent les ions A_g^+ pour former des grains d'argent.

Les émulsions ont été largement développées pour être utilisées dans des expériences de physique nucléaire et ont permis la découverte de la radioactivité de l'uranium par Becquerel, et également des pions issus des gerbes cosmiques, par Powell [4].

La limitation principale des émulsions chimiques est leur temps de vie : les images créées doivent être rapidement développées afin de ne pas disparaître. Les films sont extrêmement sensibles aux conditions extérieures telles que la température et l'humidité. Ainsi, la durée de vie d'une émulsion est en moyenne d'une quarantaine de jours, et peut être accrue en fonction de la qualité de l'émulsion. De plus, les plaques enregistrent le passage de toutes les particules chargées, même celles dues à la radioactivité naturelle. Pour limiter ce bruit de fond, les plaques sont disposées deux à deux lors d'une mesure et séparées lors du transport, de telle sorte que les traces présentant une corrélation spatiale soient sélectionnées. Par ailleurs, le taux de particules détectées ne peut pas être suivi de manière continue puisqu'il faut développer les émulsions pour pouvoir analyser les traces enregistrées, ce qui limite également leur utilisation.

Néanmoins, les plaques à émulsions possèdent une très bonne résolution spatiale et angulaire respectivement de l'ordre de quelques microns et de quelques mrad [5]. De plus, grâce à leur facilité de pose, de très grandes surfaces peuvent être couvertes afin de capter un maximum de muons.

3.3.2 Les scintillateurs

Les scintillateurs sont des matériaux capables d'émettre de la lumière lorsqu'ils sont excités par un rayonnement ionisant. Il existe deux types de scintillateurs : les scintillateurs organiques, composés principalement de chaînes carbonées et que l'on peut trouver sous forme cristalline, liquide ou encore sous forme de barreaux de plastique, et les scintillateurs inorganiques qui se présentent en général sous forme de cristaux qui peuvent être dopés. Les mécanismes d'émission de lumière diffèrent entre ces deux types de scintillateurs et ont des caractéristiques propres, ce qui fait que leur utilisation dépend de la mesure souhaitée. Néanmoins, le résultat final est la production d'une lumière après le passage de particules chargées qui peut être récoltée par des fibres optiques et transformée en signaux électriques amplifiés par un photomultiplicateur.

Les photons sont convertis en électrons par effet photoélectrique grâce à une photocathode. Les électrons produits sont accélérés et sont conduits successivement vers des dynodes qui permettent de multiplier le nombre d'électrons passage après passage, ce qui permet d'obtenir de forts taux de multiplication et donc un gain élevé, permettant d'avoir un rapport signal sur bruit suffisant pour être acquis par une électronique de lecture.

Afin de reconstruire la trajectoire des muons, les scintillateurs peuvent être mis sous la forme de matrices contenant des barreaux scintillateurs afin de segmenter le plan XY

de détection⁴. La disposition sous la forme d'un maillage sur deux plans différents permet de faire de la détection des muons par coïncidence, comme le montre la figure 3.3.

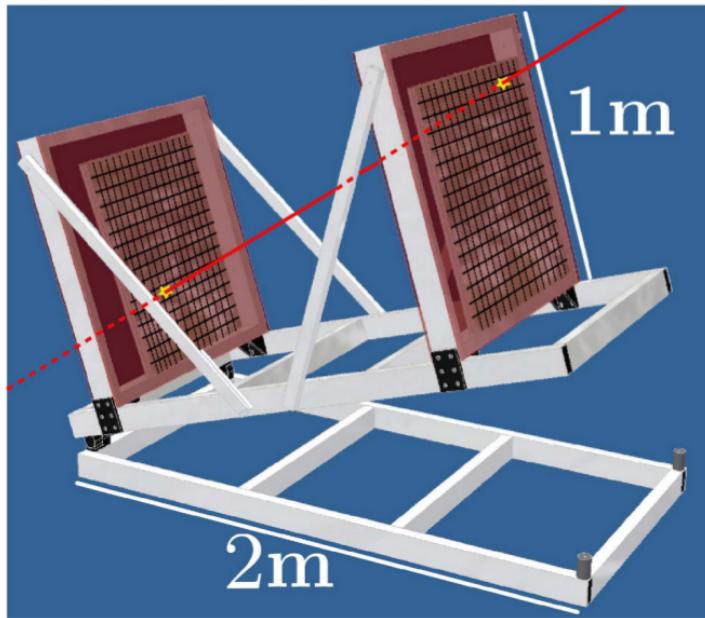


Figure 3.3 : Télescope basé sur des barreaux scintillateurs. Les barreaux sont disposés afin de créer un maillage permettant de remonter à la trajectoire de la particule [6].

Ce type de détecteur permet d'obtenir de manière instantanée le signal, contrairement aux plaques à émulsions. Par ailleurs, ils sont plus robustes que les plaques à émulsions et moins sensibles aux variations de température et d'humidité extérieures qui pourraient nuire à leur comportement. Néanmoins, la résolution spatiale dépend exclusivement de la taille des barreaux, qui peuvent atteindre la taille de quelques millimètres. En deçà, les barreaux sont trop fins et trop fragiles, et les coûts de production sont beaucoup plus élevés.

3.3.3 Les Micromegas

Les détecteurs Micromegas sont des détecteurs gazeux qui permettent de convertir le passage d'une particule chargée en signal électrique qui peut être lu par une électronique de lecture adaptée. Leur fonctionnement est décrit précisément dans le chapitre 4. La résolution d'un détecteur Micromegas produit par le CEA Saclay est autour de $300\text{ }\mu\text{m}$ [5] [7]. De plus, les travaux menés par le CEA Saclay [8] [7] ont montré que l'influence des conditions extérieures (variations de pression et de température) pouvait être réduite de manière assez conséquente. Ceci permet aux détecteurs Micromegas d'être des outils robustes et performants capables de fournir de manière continue et en temps réel une image de l'objet étudié.

4. deux directions X et Y définies dans le référentiel des plans de détections.

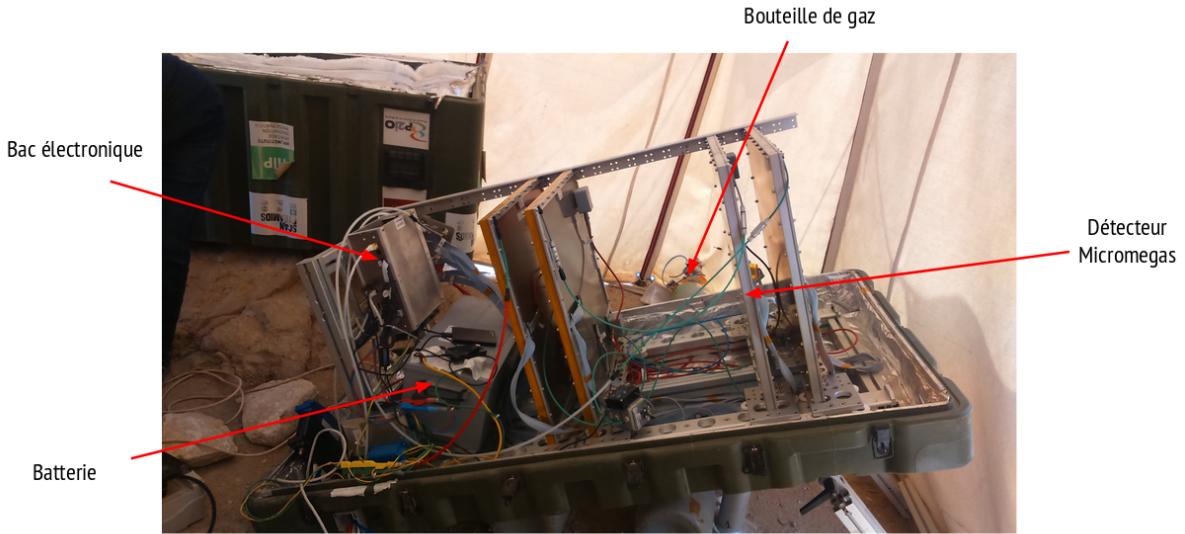


Figure 3.4 : Photographie d'un télescope conçu au CEA Saclay. Les 4 plans de détection sont attachés à une structure mécanique en aluminium pour maintenir leur position. Les différents éléments tels que le bac à cartes électroniques, la bouteille ou encore l'alimentation électrique - ici une batterie - sont indiqués.

Pour constituer un télescope, quatre plans de détection sont placés sur une structure mécanique afin de les maintenir alignés les uns avec les autres, comme le montre la figure 3.4. Pour qu'un muon soit détecté, il faut qu'il réponde à deux critères. Le premier est d'ordre géométrique et réside dans le fait que la trajectoire du muon doit se situer dans le cône d'acceptance du télescope. L'acceptance, exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$, est définie comme le produit de la surface du détecteur et de l'angle solide d'ouverture :

$$\mathcal{A} = S \times \Omega. \quad (3.3.3.1)$$

Le deuxième quant à lui concerne le nombre de détecteurs touchés. En effet, comme dit dans le chapitre 4, chaque détecteur donne spatialement, en X et en Y, l'endroit où la particule l'a traversé. Avec quatre plans de détection, il y a donc 8 coordonnées X et Y qui peuvent être fournies. Pour diminuer la probabilité d'avoir des événements mimant la trajectoire d'un muon (autres particules ou bruit corrélé sur différents détecteurs), il a été décidé qu'un événement serait enregistré s'il touchait au moins 5 coordonnées sur 8, soit 3 détecteurs au minimum. Bien évidemment, ce chiffre de 5 coordonnées peut être modifié pour augmenter la statistique selon les cas.

3.4 Flux de muons au sol

Un des paramètres essentiels dans la résolution du problème inverse est le nombre de muons incidents qui arrivent sur l'objet étudié. En effet, cette résolution nécessite

	Émulsion	Scintillateur	Micromegas
Résolution spatiale	$\sim \mu\text{m}$	$\sim \text{mm}$	$100 - 300 \mu\text{m}$
Conditions extérieures	sensible	très peu sensible	très peu sensible
Temps d'exposition maximale	~ 40 jours	infini	infini
Réutilisable	non	oui	oui

Table 3.1 : Comparatif des performances entre les différentes technologies utilisées pour les études de tomographie muonique.

d'utiliser les données obtenues par l'expérience pour inférer la distribution des paramètres de l'objet. Or les données utilisables lors d'une muographie sont le nombre de muons collectés ainsi que leur direction, et ce nombre dépend du flux incident Φ_{μ_I} . Être capable de prédire ce flux et de le comprendre est une étape essentielle que nous allons détailler ici.

3.4.1 Paramétrisations théoriques

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, les muons sont produits par une succession d'interactions secondaires après qu'une particule primaire a interagi avec les molécules qui composent l'atmosphère. La douche ainsi créée est le siège d'une multitude d'interactions entre les différentes particules, telles les pions et les kaons qui vont produire les muons. Les muons, du fait du faible temps de vie des pions qui leur donnent naissance, sont produits, pour la plupart, à de très hautes altitudes (autour de 15 km). Pour atteindre le niveau de la mer, que l'on considérera comme équivalent à la surface terrestre, les muons produits à cette altitude doivent encore subir de nombreuses interactions et des pertes énergétiques, comme expliqué dans la section 2.4.2. La distribution en énergie des muons, ainsi que leur distribution angulaire peut être décrite de manière théorique.

Modèle de Gaisser

Une des tentatives de description est proposée de manière analytique par T.K. Gaisser en 1990 [9]. Ce modèle permet de décrire le flux de muons au niveau de la mer, en fonction de l'énergie du muon ainsi que de son angle zénithal⁵. Le flux de muons au sol, exprimé en $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, peut être décrit par l'équation suivante :

$$\Phi_{\mu_I} = A \times 0.14 E_{\mu}^{-\gamma} \times (P_{\Pi\mu} + P_{K\mu} + r_c), \quad (3.4.1.1)$$

avec $A = 1$ un facteur de normalisation, E_{μ} l'énergie des muons à la surface, $\gamma = 2.7$ l'indice de la loi de puissance en énergie. Le terme r_c exprime la fraction de muons

5. L'angle zénithal est défini par rapport à la verticale. Un angle zénithal de 0° correspond à une direction verticale.

produits par des particules charmées, par rapport à leur production par des pions ou des kaons. En effet, en plus de ces canaux de production principaux, les muons peuvent être produits également par des particules charmées ayant un temps de vie très court. Les muons ainsi créés sont appelés “*muons prompts*”. Dans la paramétrisation de Gaisser, $r_c = 0$. Viennent ensuite deux termes $P_{\Pi\mu}$ et $P_{K\mu}$ qui prennent respectivement en compte la production de muons par les pions et par les kaons. Ces termes peuvent être considérés comme des facteurs de production et sont exprimés de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P_{\Pi\mu} &= \frac{b_{\Pi\mu} A_{\Pi\mu}}{1 + \frac{1.1E_{\mu 0} \cos \theta}{\epsilon_\Pi}}, \\ P_{K\mu} &= \frac{b_{K\mu} A_{K\mu}}{1 + \frac{1.1E_{\mu 0} \cos \theta}{\epsilon_K}}, \end{aligned} \quad (3.4.1.2)$$

Les termes $b_{\Pi\mu} = 1$ et $b_{K\mu} = 0.635$ sont les rapports de branchement des pions et des kaons en muons, c'est-à-dire la probabilité qu'ils se désintègrent en muons. Les termes $A_{\Pi\mu} = 1$ et $A_{K\mu} = 0.085$ sont les proportions de pions et de kaons dans l'atmosphère, par rapport aux pions. C'est pourquoi la contribution des pions vaut 1. Ce sont des termes de pondération. Au dénominateur, on retrouve le terme $E_{\mu 0}$ qui correspond à l'énergie initiale des muons lors de leur production. Dans la paramétrisation de Gaisser, on ne prend pas en compte les pertes d'énergie des muons au cours de leur trajet dans l'atmosphère, ce qui fait que $E_{\mu 0} = E_\mu$. Enfin les termes $\epsilon_\Pi = 115 \text{ GeV}$ et $\epsilon_K = 850 \text{ GeV}$ sont les énergies critiques des pions et des kaons, c'est-à-dire, comme expliqué dans la section 2.4.2, l'énergie à partir de laquelle les pertes par ionisation sont équivalentes aux pertes par effets radiatifs. On remarque que les facteurs de production de muons sont inversement proportionnels à leur énergie : un muon de faible énergie sera produit plus facilement. Il en est de même des muons dont la trajectoire est verticale.

Néanmoins, cette paramétrisation présente plusieurs écueils. Elle ne prend pas en compte la perte d'énergie des muons lors de leurs interactions successives avec l'atmosphère. De plus, l'équation (3.4.1.1) est valide en négligeant la désintégration des pions et en considérant de faibles angles, c'est-à-dire en approchant la Terre par une surface plane. Ainsi les limites de validité sont les suivantes : $\frac{100}{\cos \theta} \text{ GeV} < E_\mu < 10^6 \text{ GeV}$ et $\theta < 70^\circ$.

Modèle de Gaisser modifié

Pour prendre en compte la courbure de la Terre, et donc pour considérer des angles supérieurs à 70° , il faut changer la définition de l'angle d'incidence sous lequel arrivent les muons. C'est ce que propose A. Tang et son équipe [10] en 2006. L'idée est de définir deux angles : l'angle θ qui correspond à l'angle zénithal mesuré pour l'angle d'incidence du muon, et l'angle θ^* défini par la figure 3.5.

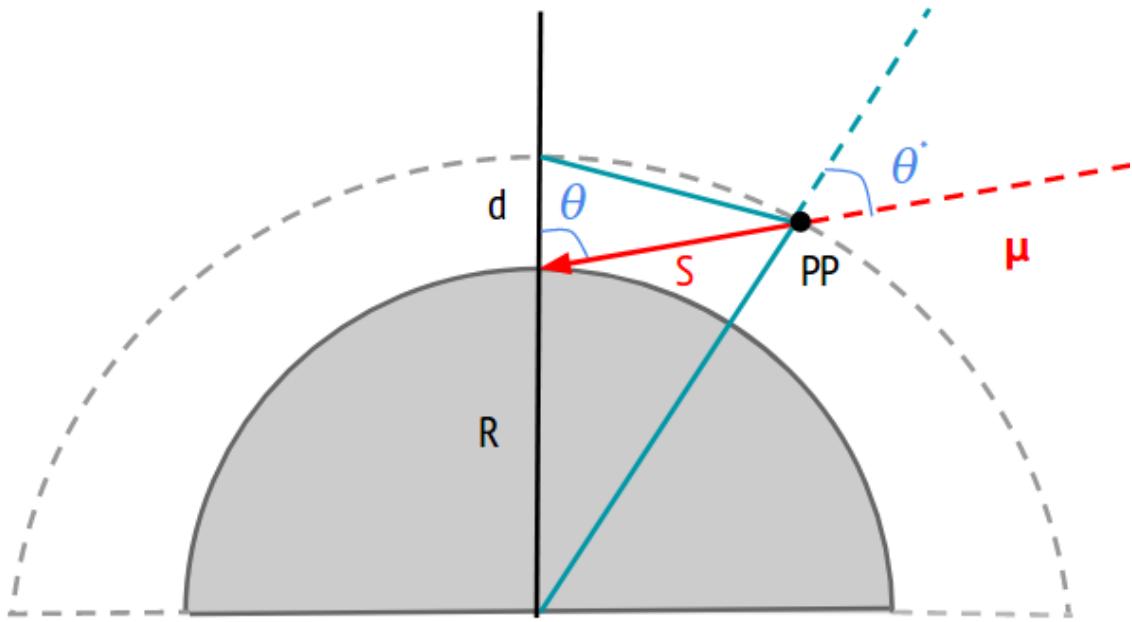


Figure 3.5 : Définition des angles θ et θ^* pour un muon incident arrivant sur un observateur. Le rayon de la Terre R ainsi que l'épaisseur d'atmosphère d sont également indiqués. Le demi-cercle en trait plein définit la surface de la Terre, tandis que celui en pointillés définit l'atmosphère.

Par la loi des sinus, on peut exprimer θ en fonction de θ^* :

$$\frac{\sin \theta^*}{R} = \frac{\sin (\pi - \theta)}{R + d} = \frac{\sin \theta}{R + d}. \quad (3.4.1.3)$$

Tang utilise une paramétrisation de $\cos \theta^*$ faite par D. Chirkin [11] où le point de production PP est obtenu par ajustement. Grâce à cette méthode beaucoup plus complexe, le changement de variable entre θ et θ^* , en posant avec $x = \cos \theta$, est le suivant :

$$\cos \theta^* = \sqrt{\frac{x^2 + p_1^2 + p_2 x^{p_3} + p_4 x^{p_5}}{1 + p_1^2 + p_2 + p_4}}. \quad (3.4.1.4)$$

Comme dit précédemment, la formulation de Gaisser est valable pour de grandes énergies $E_\mu > \frac{100}{\cos \theta}$ GeV. Néanmoins, pour des énergies plus faibles, l'équation (3.4.1.1) surestime les données expérimentales. Pour palier ce problème, des changements sont effectués par Tang. Ces modifications de l'équation (3.4.1.1) sont valables pour des énergies intermédiaires, telles que $\frac{1}{\cos \theta^*}$ GeV $< E_\mu \leq \frac{100}{\cos \theta^*}$ GeV :

- La fraction de muons prompts est modifiée : $r_c = 10^{-4}$.
- On prend désormais en compte la perte d'énergie des muons dans l'atmosphère :

$$\begin{aligned} E_{\mu 0} &= E_\mu + \Delta, \\ \Delta &= a_{atm} \left(\frac{h_F}{\cos \theta^*} - \lambda_N \right), \end{aligned} \quad (3.4.1.5)$$

où Δ représente les pertes énergétiques. Le terme $a_{atm} = 2.06 \times 10^{-3} \text{ GeV} \cdot \text{mwe}^{-1}$ correspond à l'énergie perdue par ionisation dans l'atmosphère pour des muons dont l'énergie vaut environ 50 GeV. À ces énergies, les pertes par radiation représentent 1% des pertes totales [12]. h_F et λ_N désignent respectivement l'opacité de l'atmosphère moyenne traversée par les muons et l'opacité moyenne entre le point où un proton primaire pénètre dans l'atmosphère et le point où un muon est produit. h_F dépend fortement de la température de l'atmosphère. Il existe de nombreuses valeurs dans la littérature [10], notamment $h_F = 1030 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ depuis le niveau de la mer. Pour ajuster au mieux les données, le choix a été fait de prendre $h_F = 950 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $\lambda_N = 90 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

- Dans cette formulation, le coefficient A est modifié de telle sorte qu'il prenne en compte la probabilité de désintégration des muons S_μ :

$$A = 1.1S_\mu = 1.1 \left(\lambda_N \frac{\sqrt{\cos \theta + 0.01}}{h_F} \right)^{\frac{4.5}{E_\mu \cos \theta^*}}. \quad (3.4.1.6)$$

On observe que plus les muons ont une trajectoire verticale, plus la probabilité de survie est grande. En effet, via ces trajectoires, les muons interagissent moins longtemps avec l'atmosphère et perdent donc moins d'énergie. La probabilité augmente également lorsque les muons ont une grande énergie.

Enfin, pour de très faibles énergies telles que $E_\mu \leq \frac{1}{\cos \theta^*} \text{ GeV}$, et pour que les données soit ajustées correctement, une paramétrisation de l'énergie des muons doit s'opérer, en plus des modifications précédentes. Cette formulation est purement phénoménologique :

$$E_\mu \longrightarrow \frac{3E_\mu + 7 \sec \theta^*}{10} \text{ avec } \sec \theta^* = \frac{1}{\cos \theta^*}. \quad (3.4.1.7)$$

Le champ magnétique terrestre et l'effet Est-Ouest ne sont pas pris en compte dans la paramétrisation de Tang. En effet, l'effet du champ magnétique affecte de manière significative les muons de faible énergie ($E_\mu < 2 \text{ GeV}$). L'effet Est-Ouest, quant à lui, est considéré comme négligeable au niveau de la mer [10]. Tang fait cette approximation car son étude porte sur des structures souterraines : l'opacité de matière joue le rôle de filtre pour les muons d'aussi faibles énergies.

Ainsi, ce modèle peut se résumer ainsi :

- Pour $E_\mu > \frac{100}{\cos \theta^*} \text{ GeV}$: l'équation (3.4.1.1) est valable et $\cos \theta^* \sim \cos \theta$.
- Pour $\frac{1}{\cos \theta^*} \text{ GeV} < E_\mu < \frac{100}{\cos \theta^*} \text{ GeV}$: l'équation (3.4.1.1) doit être modifiée en prenant en compte les pertes énergétiques des muons ainsi que leur désintégration.
- Pour $E_\mu < \frac{1}{\cos \theta^*} \text{ GeV}$: le changement de variable (3.4.1.7) doit être effectué.

Modèle de Shukla

Le modèle de P. Shukla [13] a pour objectif de proposer une expression analytique simple du flux de muons arrivant au sol, en fonction de leurs énergie et distribution angulaire. Tout comme Gaisser et Tang, Shukla propose une loi de puissance pour la distribution en énergie des muons. Le travail de Shukla se fait dans une démarche purement phénoménologique pour être en adéquation avec les données et proposer un ajustement le plus fin possible. Le flux proposé par Shukla peut être décomposé en produit de deux termes correspondant à la distribution en énergie et à la distribution angulaire :

$$\begin{aligned}\Phi_{\mu_I}(E, \theta) &= I_0 \xi(E) \chi(\theta)^{-(n-1)}, \\ \xi(E) &= N(E_0 + E)^{-n} \left(1 + \frac{E}{\epsilon}\right), \\ \chi(\theta) &= \frac{S}{d} = \sqrt{\left(\frac{R^2}{d^2} \cos^2 \theta + 2 \frac{R}{H_{atm}} + 1\right)} - \frac{R}{d} \cos \theta,\end{aligned}\tag{3.4.1.8}$$

avec I_0 le flux de muons intégré en énergie pour $\theta = 0$.

Concernant la distribution en énergie $\xi(E)$ de loi de puissance n : E_0 correspond aux pertes totales en GeV, par radiation et par ionisation, au cours de son trajet. Le terme N est un terme de normalisation. En intégrant le flux $\Phi_{\mu_I}(E, 0)$ entre E_c , qui est la valeur au-delà de laquelle les données, sont prises, et l'infini, on trouve $N = (n-1)(E_0 + E_c)^{n-1}$. ϵ quant à lui prend en compte les désintégrations des pions et des kaons. Les valeurs de ces paramètres, en fonction de θ et du jeu de données utilisé pour l'ajustement sont disponibles via [13].

Pour ce qui est de la fonction $\chi(\theta)$, elle reprend en grande partie le changement de variable fait par Tang. La grandeur $\frac{S}{d}$ représente le rapport entre la distance d parcourue dans l'atmosphère par le muon si sa trajectoire était verticale, et la distance S parcourue pour une certaine inclinaison. S peut être calculé grâce à la loi des sinus (cf 3.4.1.3). Cette expression permet de prendre en compte la courbure de la Terre. Si l'on considère la Terre comme plate, pour une approximation de faibles angles, le terme $\chi(\theta)$ est équivalent à $1/\cos \theta$. Ainsi, pour cette approximation, la distribution angulaire des muons est équivalente à $\cos \theta^{(n-1)}$, avec $n \approx 3$ pour ajuster au mieux les données. La fraction $\frac{R}{d}$ est un paramètre libre de l'ajustement.

La validité de ce modèle dépend en grande partie des données utilisées pour l'ajustement et de l'altitude à laquelle sont prises ces données. On peut considérer que le modèle de Shukla est valide pour $E_\mu > 0.5 - 1\text{GeV}$.

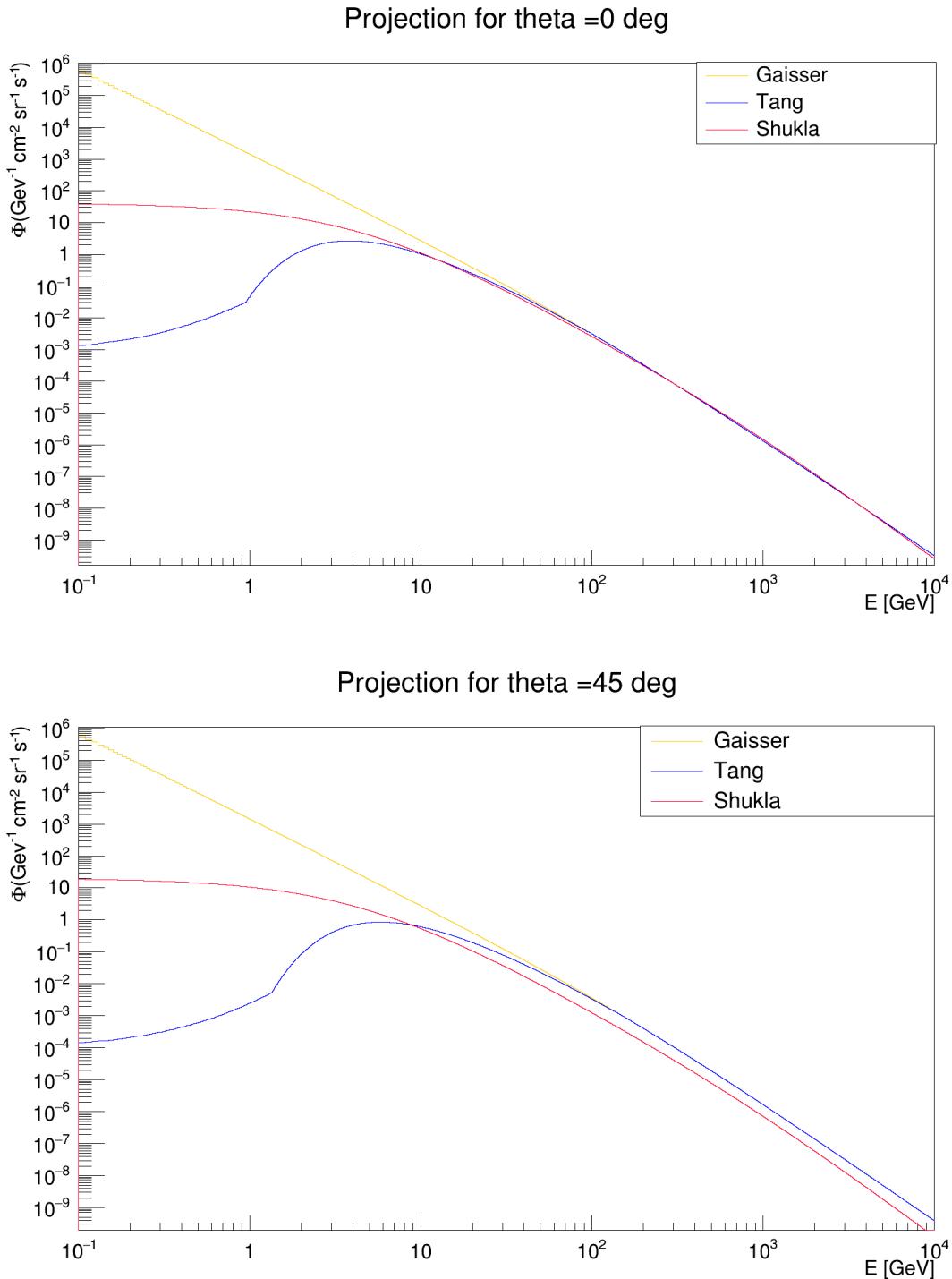


Figure 3.6 : Comparaison entre les différents modèles de flux de muons (Shukla en rouge, Tang en bleu et Gaisser en jaune) pour $\theta = 0^\circ$ (en haut) et $\theta = 45^\circ$ (en bas). L'axe des abscisses indique l'énergie cinétique des muons en GeV. L'axe des ordonnées indique le flux de muons en $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Comparaison entre les modèles

De manière générale, la distribution angulaire du flux de muons peut être approchée par une distribution angulaire en $\cos^2(\theta)$: au zénith, la distance parcourue par les muons est moins grande qu'à l'horizon, ainsi les muons de très grande énergie ont en majorité de très grands angles d'incidence. On observe le prolongement du modèle de Tang pour des énergies intermédiaires à partir desquelles le modèle de Gaisser cesse d'être valable, comme le montre la différence de pente entre les deux modèles. De même, le modèle de Shukla reproduit bien cette distribution. Néanmoins, les grandes différences se font sentir pour des faibles valeurs de $E\mu$ ($E\mu \leq 1 \text{ GeV}$).

3.4.2 Simulations numériques du flux de muons

CORSIKA

Comme le montre la comparaison des modèles précédents, les fortes différences se font sentir pour le régime à faible énergie. Ces différences peuvent s'expliquer par les différents phénomènes de pertes d'énergie et de déviation auxquels sont plus sensibles les muons de basse énergie. Or ces muons de faible énergie sont des renseignements essentiels lors de muographies d'objets de faible opacité (cf section 3.6). Il nous faut donc comprendre leur distribution angulaire et énergétique. De plus, les modèles présentés permettent de prédire le flux à ciel ouvert au niveau de la mer. Pour une estimation du flux à des altitudes plus élevées, les modèles se font moins précis. Pour palier ces problèmes, nous allons utiliser l'outil de simulation CORSIKA (*COsmic Ray SImulations for KAscade*) développé pour l'expérience Kascade.

CORSIKA [14] est un simulateur développé par D. Heck *et al.* Il permet de simuler le développement de la gerbe cosmique au fur et à mesure de sa progression dans l'atmosphère jusqu'au sol. On peut ainsi avoir une image simulée d'une gerbe de manière longitudinale ou dans le plan de l'observation, comme le montre la figure 3.7.

CORSIKA se base sur des algorithmes de type Monte-Carlo pour suivre chaque particule et calculer sa probabilité de désintégration à chaque étape. Pour ce faire, le logiciel dispose de listes de phénomènes physiques pour chaque type de particules (chargées ou neutres), dans lesquelles sont compilées les différents processus de pertes d'énergie. Il dispose également de nombreuses options pour diminuer le temps de calcul ou encore pour reconstruire l'histoire d'une particule (son point de production, les caractéristiques des particules mères et grand-mères ainsi que son arrivée ou non au sol).

Contrairement aux modèles paramétriques précédents, CORSIKA prend en compte le champ magnétique terrestre. L'utilisateur doit préciser la valeur du champ à l'endroit considéré. De plus de nombreux modèles d'interactions physiques sont disponibles avec des domaines de validité différents. L'utilisateur doit alors spécifier les modèles à basse énergie ($E < 1 \text{ GeV}$) et à haute énergie ($E > 1 \text{ GeV}$).

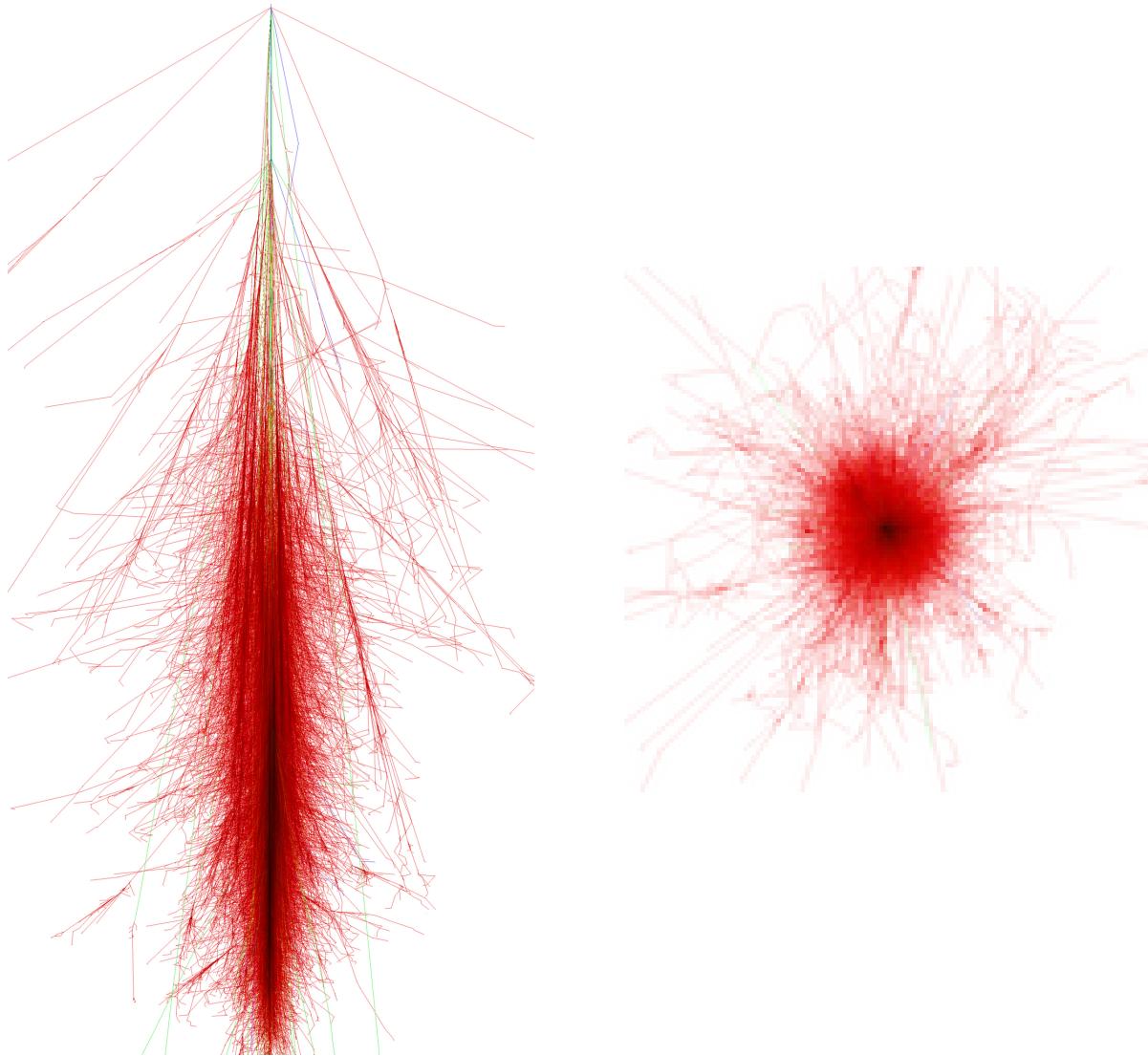


Figure 3.7 : Visualisation d’une gerbe générée par CORSIKA. La particule incidente est un proton avec une énergie de 1 TeV et un angle d’incidence $\theta = 0^\circ$. Les électrons et les positrons sont en rouge, les photons en vert et les hadrons en bleu. Le système de coordonnées est le suivant : l’axe des X pointe vers le magnétique, l’axe des Y pointe vers l’Ouest et l’axe des Z pointe vers le haut. À gauche : visualisation dans le plan Oz de la gerbe. À droite : visualisation dans le plan xOy [14].

CRY

Un autre générateur Monte-Carlo, CRY “*Cosmic-ray Shower Library*” [15], a été développé afin de simuler le flux de particules issues des douches hadroniques générées par des protons. CRY se base sur un modèle Monte-Carlo de l’atmosphère terrestre et sur le code de transport MCNPX (*Monte Carlo N-Particle eXtended*) [16]. Les protons primaires ont une énergie comprise entre 1 GeV et 100 TeV. Le code de transport MCNPX a pour but de suivre les traces de toutes les particules secondaires. Les altitudes d’observation

sont limitées à trois valeurs (niveau de la mer, 2100 m et 11300 m). La force de CRY réside dans ses simulations, qui ont été testées expérimentalement entre 4 et 3000 GeV, et dans sa simplicité d'utilisation. Néanmoins CRY ne prend pas en compte l'effet Est-Ouest. De plus, se basant sur les tableaux générés par MCNPX, les distributions en énergie des particules secondaires, telles que les muons, sont soumises à des effets de discrétisation.

3.4.3 Flux de muons à travers la matière

Les modèles présentés ci-dessus permettent d'estimer le flux de muons à ciel ouvert, c'est-à-dire sans obstacle autre que l'atmosphère. Ce flux de muons est exprimé en $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Lorsqu'une mesure du flux est faite par un télescope, les muons sont détectés quelle que soit leur énergie. Ainsi, la méconnaissance de l'énergie des muons incidents nous amène à manipuler un flux de muons intégré en énergie, entre E_μ et $+\infty$, avec $E_\mu = 105.658 \text{ MeV}$ l'énergie de masse du muon :

$$\widetilde{\Phi_{\mu_I}}(\theta) = \int_{E_\mu}^{\infty} \Phi_{\mu_I}(E, \theta) dE. \quad (3.4.3.1)$$

La présence d'un objet d'une opacité ω va jouer le rôle de filtre en énergie : les muons ayant une énergie inférieure à E_{min} ne seront pas détectés. Ainsi le flux de muons intégré à travers la matière peut s'exprimer ainsi :

$$\widetilde{\Phi_{\mu_T}}(\theta, \omega) = \int_{E_{min}}^{\infty} \Phi_{\mu_I}(E, \theta) dE. \quad (3.4.3.2)$$

L'équation (3.4.3.2) peut être modifiée en prenant en compte la probabilité de survie $W(E, \omega)$ des muons pour donner la relation suivante :

$$\widetilde{\Phi_{\mu_T}}(\theta, \omega) = \int_0^{\infty} \Phi_{\mu_I}(E, \theta) W(E, \omega) dE. \quad (3.4.3.3)$$

La probabilité de survie $W(E, \omega)$ peut être approchée par une fonction de Heaviside⁶. Ainsi, on peut définir l'énergie minimale E_{min} comme l'énergie pour laquelle $W(E_{min}, \omega) = 0,5$.

Pour tester cette approximation, une étude numérique a été faite sur une dalle de béton de densité $\rho = 2.41 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. L'épaisseur de la dalle a été modifiée au fur et à mesure, passant de 10 cm à 100 cm. Pour simuler la distribution en énergie des muons, le générateur CRY a été utilisé⁷. Les interactions entre les muons et la matière présente dans la dalle ont été simulées grâce à GEANT4 [17]. Les muons ont été générés avec

6. C'est une fonction discontinue qui prend la valeur de 1 pour tous les réels positifs et 0 pour tous les réels négatifs.

7. L'utilisation de CRY a été motivée par sa facilité d'utilisation avec GEANT4. De plus, au moment de cette étude, CORSIKA n'était pas utilisé de manière pleinement efficace.

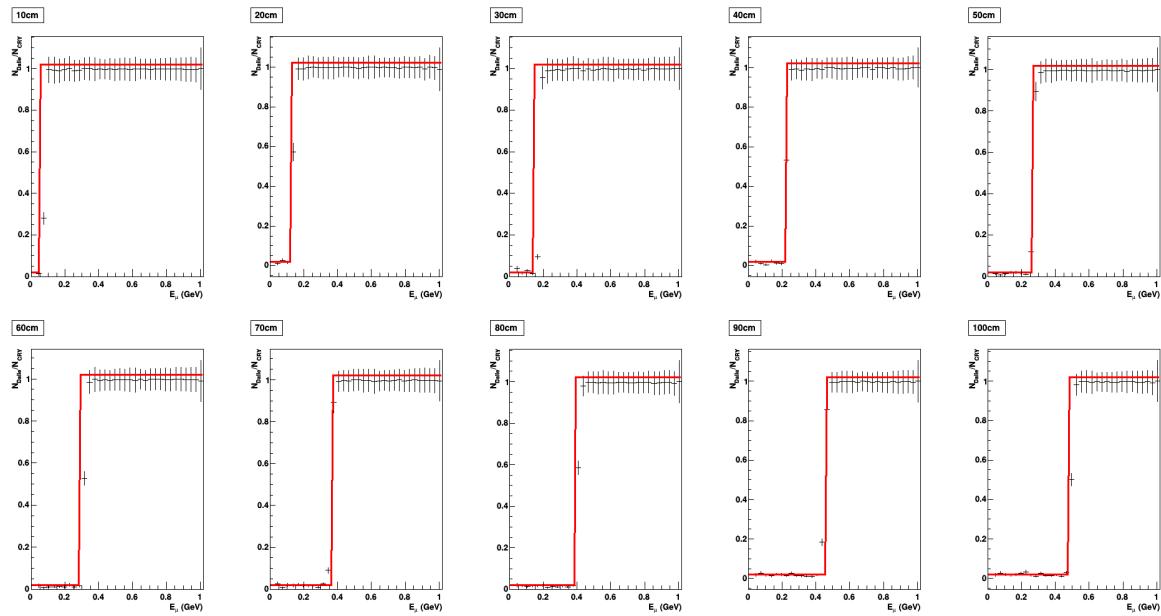


Figure 3.8 : Probabilité de survie des muons à travers une dalle de béton en fonction de leur énergie. L'axe des abscisses indique l'énergie minimale E_{min} en MeV. L'axe des ordonnées indique la probabilité de survie des muons. L'épaisseur de la dalle varie de 10 cm à 100 cm.

un angle d'incidence perpendiculaire à la dalle. Les résultats, pour chaque épaisseur de dalle, sont reportés dans la figure 3.8.

La fonction utilisée pour ajuster les données à une fonction de Heaviside est $H(E) = 0.02 + \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \frac{E - E_{min}}{\delta} \right)$, avec E l'énergie des muons en GeV et E_{min} l'énergie à partir de laquelle 50% des muons ont été absorbés par la dalle et δ un paramètre désignant la pente de la fonction de Heaviside. Ainsi pour chaque épaisseur, on obtient l'énergie seuil E_{min} que doit avoir un muon pour pouvoir traverser la dalle.

3.5 Applications historiques

Du fait de leur fort pouvoir pénétrant, les muons ouvrent la voie vers de nombreuses applications sociétales. Le premier à avoir eu l'idée d'utiliser les muons comme sondes est George en 1955 [18] pour estimer l'épaisseur de roche surplombant un tunnel en Australie, en mesurant l'atténuation du flux de muons. Depuis, les muons jouent un rôle de plus en plus important dans des domaines tels que la volcanologie, l'archéologie ou encore le génie civil.

3.5.1 Archéologie

En 1970, Alvarez, et son équipe ont l'idée d'utiliser les muons cosmiques pour scanner l'intérieur de la pyramide de Kephren en Égypte [19]. L'idée est d'étudier le flux de

muons en sortie de la pyramide afin de chercher des chambres alors encore inconnues, de manière non destructive. Des détecteurs gazeux (cf chapitre 4) sont placés dans une chambre souterraine, la chambre Belzoni au centre de la pyramide, indiquée par le point B sur la coupe de la pyramide en figure 3.9.

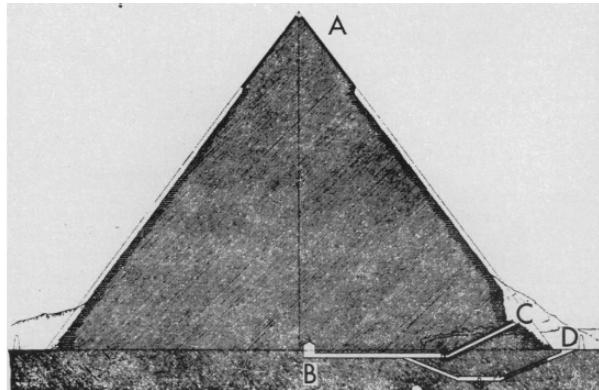


Figure 3.9 : Plan de coupe de la pyramide de Kephren en Égypte. Les dispositifs de détection sont placés dans la chambre de Belzoni au point B [19].

Après plusieurs mois de prise de mesures, les résultats ne permettent pas néanmoins de montrer l'existence de nouvelles chambres ou de nouvelles anomalies en terme de flux par rapport à ce qui était attendu. Néanmoins la méthode est testée avec succès sur d'autres pyramides dans le monde, notamment sur la pyramide maya du Soleil, au Mexique, avec les travaux d'A. Menchaca [20].

Plus récemment, en 2017, le projet international ScanPyramids⁸ [21], permet de réaliser la muographie de la plus grande pyramide du plateau de Gizeh [5], la pyramide de Kheops, père de Kephren, dont la structure est beaucoup plus complexe que la pyramide de Kephren étudiée par Alvarez, comme le montre la figure 3.10.

Les résultats des différentes campagnes de mesures, menées par trois équipes différentes, dont une équipe du CEA Saclay avec les télescopes décrits dans la section 3.3.3, avec trois technologies différentes, permettent de mettre au jour une cavité encore inconnue au-dessus de la grande galerie (notée H sur la figure 3.10) et de contraindre ses dimensions. Les détecteurs sont placés à l'intérieur, dans la chambre de la Reine (notée J sur la figure 3.10), et à l'extérieur de la pyramide. La découverte de cette cavité s'est faite en comparant les résultats aux simulations numériques. Sur les figures 3.11 et 3.12 qui illustrent les résultats pris par les détecteurs gazeux de l'équipe du CEA Saclay, on peut observer deux excès dans des directions précises qui pointent vers des sous-densités locales, et donc la présence de cavités.

⁸. ScanPyramids est une collaboration internationale, coordonnée par l'institut HIP (Héritage Innovation Préservation) et la faculté d'ingénierie du Caire, qui a pour but d'étudier la pyramide de Khéops, construite il y a plus de 4500 ans.

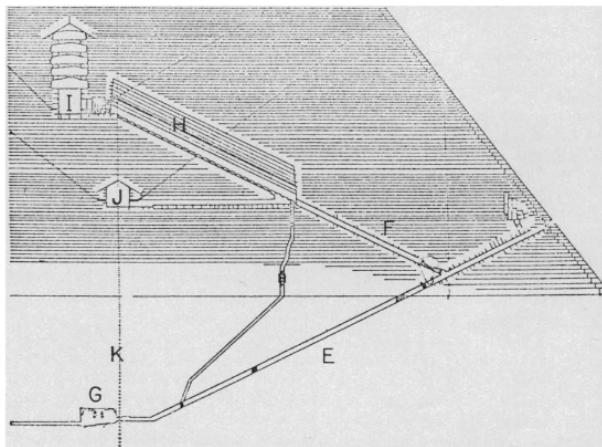


Figure 3.10 : Plan de coupe de la pyramide de Kheops en Égypte. Les dispositifs de détection de la mission ScanPyramids sont placés dans la chambre de la Reine (J) et en extérieur. Image extraite de [19].

3.5.2 Géologie

Le fort pouvoir pénétrant des muons a également été utilisé pour imager des structures naturelles de très grandes dimensions et très opaques : les volcans. En 1995, K. Nagamine propose pour la première fois l'utilisation des muons comme outil pour étudier la structure et la dynamique des volcans [22]. Les premières muographies sont, quant à elles, réalisées par Tanaka et son groupe au début des années 2000 [23], sur plusieurs volcans japonais, dont un actif, le Mont Asama.

La précision des informations obtenues par les techniques de muographie ont conduit les différents groupes de recherche dans le monde à développer leurs propres techniques de détection. De nombreux groupes se sont montés en Italie où l'INFN participe à l'imagerie du Vésuve avec des émulsions nucléaires et des scintillateurs [24]. En France, le groupe DIAPHANE [25] s'emploie, à l'aide de scintillateurs, à imager le volcan de la Soufrière en Guadeloupe, tandis que le groupe TOMUVOL [26] participe à l'imagerie du Puy de Dôme, un volcan inactif, à l'aide de détecteurs gazeux (cf chapitre 4).

3.5.3 Génie civil

De nombreuses études ont été menées, notamment dans l'optique de construire des tunnels pour de nouvelles lignes ferroviaires et de transports en commun. Une des problématiques peut alors être de cartographier les tunnels déjà existants et d'essayer d'imager des structures non répertoriées sur les plans afin d'éviter des écroulements de structures. Récemment en Angleterre, L.F. Thompson et son équipe ont effectué une muographie de la zone le long d'une ligne de chemin de fer [27]. Les équipes du projet

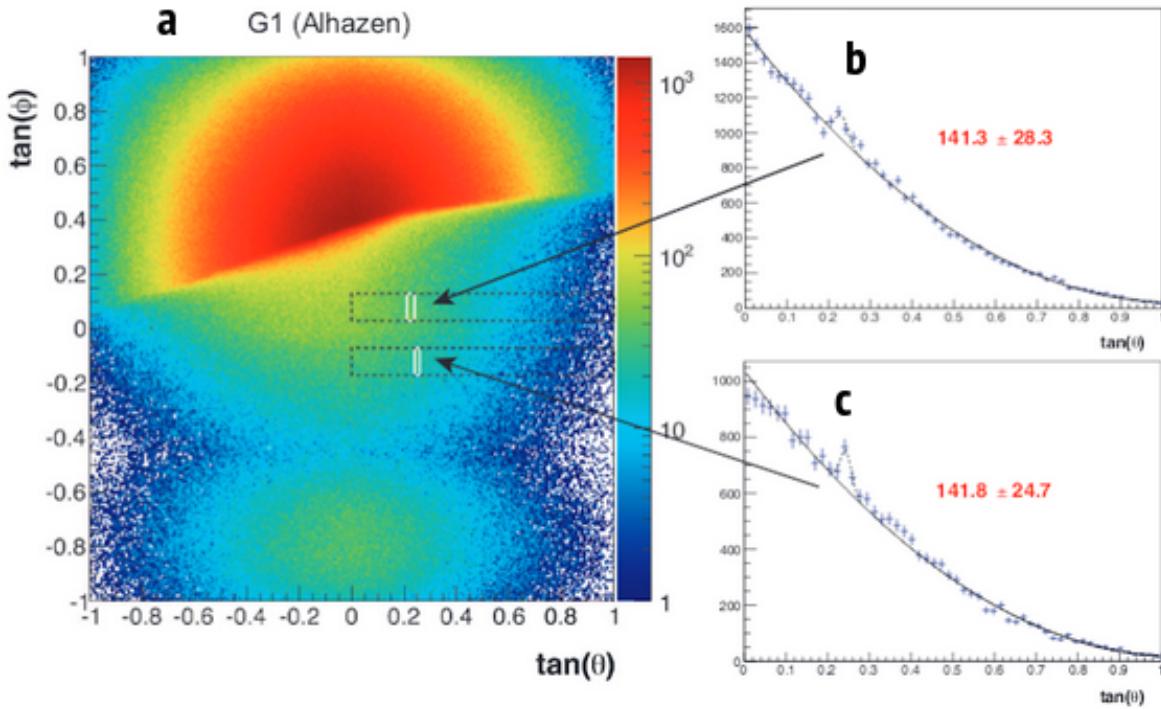


Figure 3.11 : Résultats de la mission ScanPyramids obtenus avec le télescope Alhazen du CEA Saclay, placé à l’extérieur de la pyramide de Kheops. (a) Image 2D de la pyramide de Kheops. (b)(c) Distributions angulaires du flux de muons . Les excès de muons sont indiqués en rouge. Ils pointent vers la grande galerie pour (c) et vers la nouvelle cavité pour (b) [5].

DIAPHANE ont également mené des études concernant le tunnel de la Croix-Rousse à Lyon, en 2015, en vue de l’installation d’un métro et d’un funiculaire [28].

Les techniques de muographie peuvent également permettre de mettre au jour les structures de certains édifices tels que les châteaux d’eau, comme dans les travaux de Simon Bouteille [7], grâce au télescope développé au CEA Saclay. Après analyse, la structure du château d’eau présent sur le site du CEA Saclay est visible. De plus, une purge du château d’eau a été effectuée pendant la prise de données, ce qui permet de tester la sensibilité de l’analyse en montrant la variation de la quantité de matière dans le château d’eau en fonction du temps.

3.6 Application : détection de défauts dans une dalle de béton

L’objectif ici est de reconstruire les potentiels défauts dans une dalle de béton pouvant servir à des ouvrages de génie civil. La dalle en question est une dalle en béton réalisée par Vinci-Construction de dimension 2000 mm × 1000 mm × 500 mm. Les défauts de

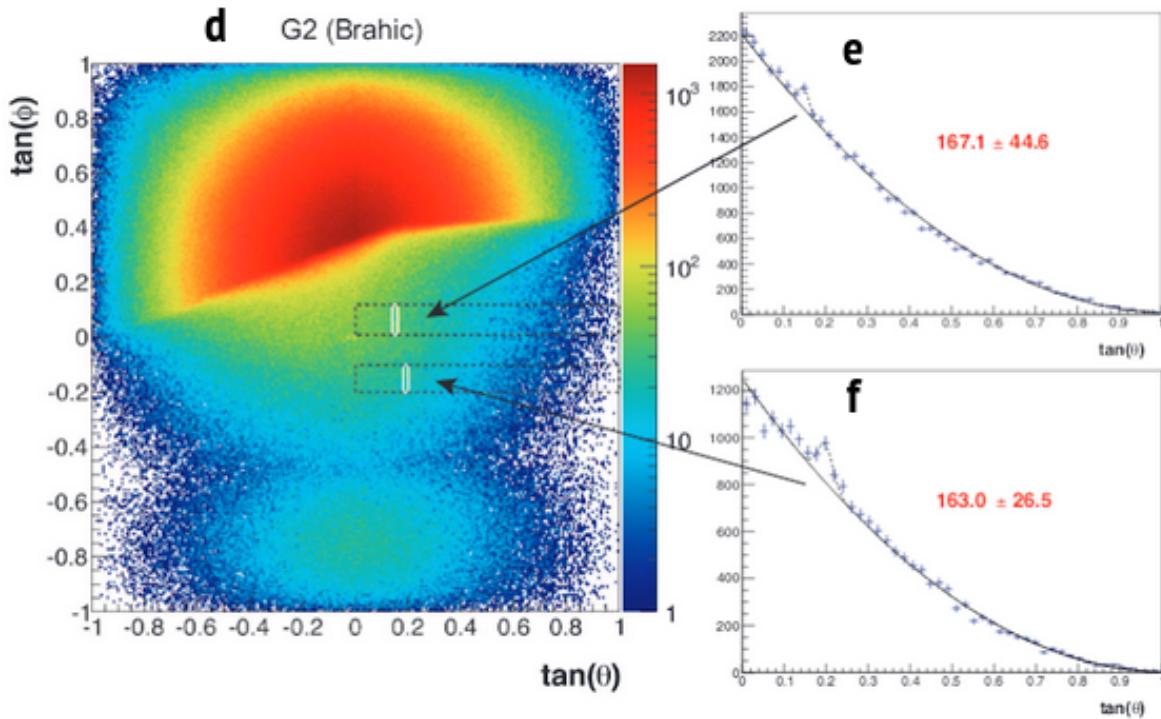


Figure 3.12 : Résultats de la mission ScanPyramids obtenus avec le télescope Brahic du CEA Saclay, placé à l’extérieur de la pyramide de Kheops. (d) Image 2D de la pyramide de Kheops. (e)(f) Distributions angulaires du flux de muons . Les excès de muons sont indiqués en rouge. Ils pointent vers la grande galerie pour (f) et vers la nouvelle cavité pour (e) [5].

différentes natures et de différentes opacités (trous, tube en PVC, balle de ping-pong) sont représentés par la figure 3.13. Nous allons nous concentrer sur le défaut n°6, à savoir un cube creux de 150 mm de côté.

3.6.1 Mise en place du dispositif

Le dispositif utilisé est le télescope Tomomu, qui est composé de quatre plans de détection Micromegas. L'avantage de ce dispositif est qu'il peut être modulé en fonction de ses utilisations et qu'il peut être facilement déplacé, ce qui en fait un dispositif adéquat pour localiser et imager le cube creux. En effet ce dernier se trouve dans un coin de la dalle, comme indiqué sur la figure 3.13.

Dans notre étude, nous allons utiliser Tomomu dans deux modes de fonctionnement : le mode par absorption et par transmission. Le mode par transmission consiste à analyser les traces des muons qui ont traversé entièrement la dalle. Pour ce faire, les quatre plans de détection sont placés en-dessous de la dalle. Le mode par absorption, quant à lui, s'intéresse aux muons qui n'ont pas réussi à traverser la dalle. Dans ce cas, trois plans sont placés en haut de la dalle, un quatrième jouant le rôle de *veto*. Fait notable, dans cette

3.6. Application : détection de défauts dans une dalle de béton

50

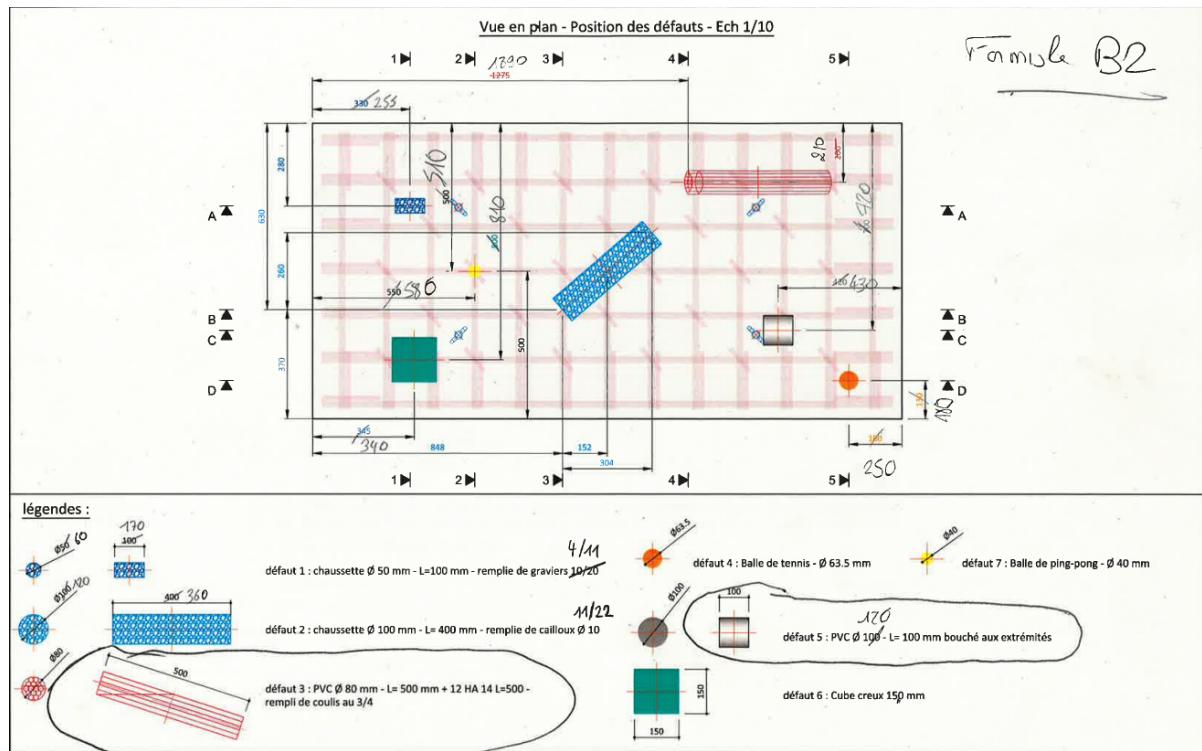


Figure 3.13 : Plan des défauts insérés par Vinci dans la dalle de béton. À gauche, coupe vue de dessus. À droite, coupe vue de profil selon la section C-C.



Figure 3.14 : Mise en place des détecteurs. À gauche : mode absorption. À droite : mode transmission.

configuration, une étude par transmission peut être effectuée puisque les muons ayant traversé la dalle seront détectés par le *veto*. Ces deux modes sont illustrés par la figure 3.14.

Comme expliqué dans la section 2.4.3, les muons peuvent être déviés au cours de leur parcours dans la matière. Pour utiliser cet effet, il suffit de connaître l'angle d'incidence et l'angle de sortie des muons détectés afin de pouvoir faire une imagerie par déviation. Cette technique a été développée au CEA Saclay avec le dispositif M^3 , qui est un portique de détection de 4 m avec une surface de détection de 1 m^2 . La figure 3.15 montre le principe de l'imagerie par déviation ainsi que le dispositif M^3 .

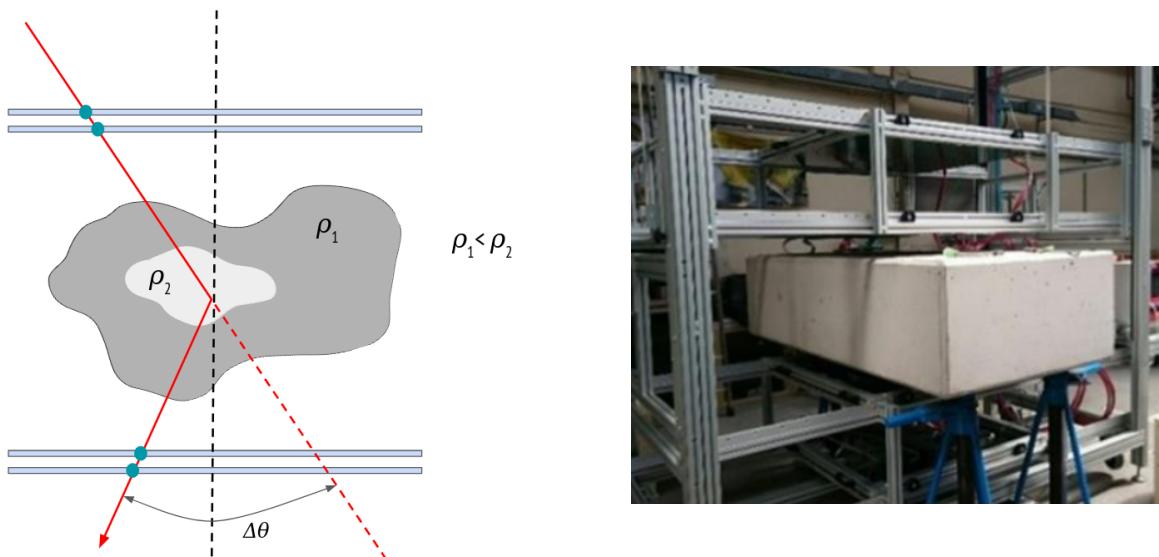


Figure 3.15 : Méthode par déviation. À gauche : schéma expliquant le fonctionnement de la méthode avec des plans de détection de part et d'autre de l'objet étudié. À droite : photographie du portique M^3 dans lequel se trouve une dalle de béton.

L'étude que nous avons menée n'a pas été faite par déviation. Une étude préliminaire a été effectuée grâce au dispositif M^3 , mais ce dernier n'a pu scanner que la partie centrale de la dalle, alors que le creux d'intérêt se trouve sur l'un des côtés. Les études par déviation nécessitent un alignement entre les différents détecteurs de part et d'autre de la dalle de l'ordre de 1 mm. Ce niveau de précision peut être atteint avec une grande statistique de muons. Puisque le défaut ne se trouve pas au centre de la dalle, nous avons décidé d'utiliser le dispositif Tomomu, plus petit et plus facile à positionner que le portique M^3 . L'alignement atteint entre les différents détecteurs de Tomomu, de part et d'autre de la dalle, dans les modes absorption et transmission est de quelques centimètres. L'utilisation d'un dispositif tel que Tomomu peut ouvrir la voie à des dispositifs d'imagerie portables pour faire des mesures rapides sur ce type de dalle.

3.6.2 Sensibilité

La sensibilité relative de ces deux modes utilisés est illustrée sur la figure 3.16, qui montre la distribution en impulsion des muons cosmiques générés par CORSIKA. L'histogramme rouge, délimitant l'aire S_2 , correspond aux muons ayant une énergie supérieure à 270 MeV (seuil pour une dalle pleine d'épaisseur estimée à 50 cm, en incidence perpendiculaire à la dalle). Ces muons vont traverser la dalle. Pour une dalle ayant un trou, l'énergie nécessaire aux muons diminue, car il y a moins de matière. L'histogramme bleu, délimitant l'aire S_0 , correspond aux muons ayant une énergie inférieure à 180 MeV (seuil pour une dalle ayant un trou de 15 cm de côté, en incidence perpendiculaire à la dalle), qui vont donc être absorbés. La zone blanche entre les deux histogrammes délimite l'aire S_1 , qui correspond aux muons ayant assez d'énergie pour traverser une dalle avec un trou de 15 cm. En transmission, l'excédent de muons, obtenu par contraste entre une dalle pleine et une dalle trouée, est obtenu avec la relation suivante : $\frac{S_1}{S_2}$. De la même manière, en absorption, le déficit de muons dans la zone du trou est $\frac{S_0}{S_2+S_1}$. Ainsi, pour des objets de forte densité (volcans, pyramides, bâtiments), le mode par transmission sera plus adapté car sa sensibilité y sera plus grande, alors que pour des objets moins denses et donc moins opaques, le mode par absorption sera plus approprié.

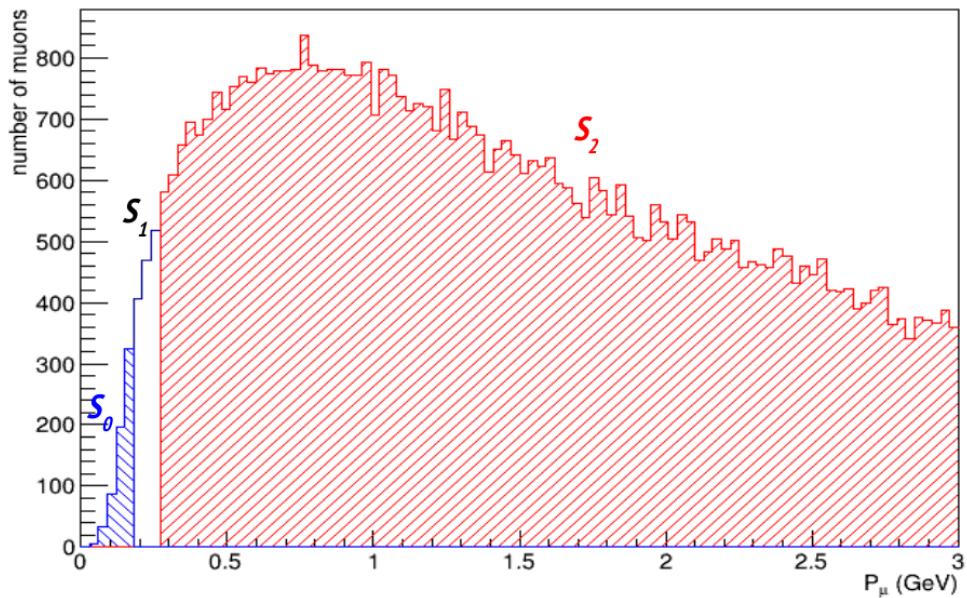


Figure 3.16 : Distribution en impulsion (GeV/c) des muons cosmiques.

3.6.3 Simulations

Des simulations ont été effectuées afin de les comparer aux données prises dans les deux modes d'acquisition. De plus, elles nous permettent de tester les potentielles

améliorations de nos détecteurs, comme l'augmentation de la surface de détection ou encore l'ajout d'un détecteur Tcherenkov qui nous permettrait de choisir en énergie, dans l'analyse de nos données, les muons arrivant sur la dalle. Comme dit précédemment, les simulations Monte-Carlo effectuées sont basées sur le générateur de rayons cosmiques CRY⁹, interfacé avec l'outil de simulation Géant4. Pour cette étude, le flux de muons simulés l'a été sur une surface S de 500 mm × 500 mm, taille de nos détecteurs, de manière isotrope, au-dessus de la zone où se situent les détecteurs. Le nombre de muons simulés peut également être paramétré de sorte à être converti en durée d'exposition de nos détecteurs de la manière suivante : 35 Hz ont été générés sur la surface S et 82% des événements simulés ont touché au moins un détecteur, soit un facteur de conversion nombre de muons-temps d'exposition de 28.70 s^{-1} .

Absorption et transmission

Les figures 3.17 et 3.18 ci-dessous montrent les différentes simulations, respectivement en absorption et en transmission, effectuées sur la dalle de béton dans laquelle un trou de 150 mm de côté a été placé. Les images obtenues correspondent à la division pixel à pixel des histogrammes contenant les événements, extrapolés au niveau du trou, dans une dalle pleine et une dalle avec trou.

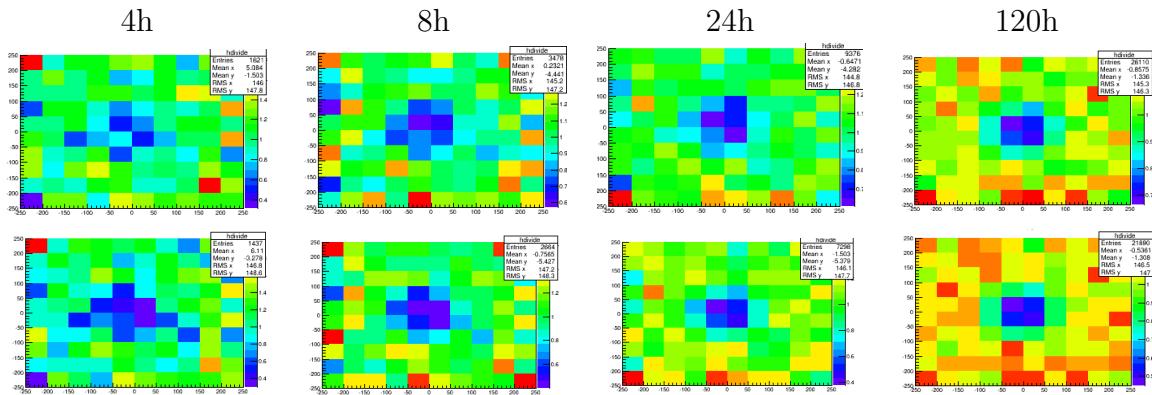


Figure 3.17 : Simulation de la dalle dans le mode absorption sans détecteur Tcherenkov (première ligne) et avec détecteur Tcherenkov (deuxième ligne) avec un seuil de 150 MeV/c et une efficacité de 97%. Les axes des abscisses et des ordonnées représentent respectivement la position X et Y, en mm, dans le plan de la dalle.

Comme expliqué précédemment, on observe respectivement un déficit de muons dans le mode absorption et un excès de muons dans le mode transmission, dus à la présence du trou. Différentes acquisitions ont été simulées pour quatre temps différents (4h,

9. L'utilisation de CRY a été motivée par sa facilité d'utilisation avec GEANT4. De plus, au moment de cette étude, CORSIKA n'était pas utilisé de manière pleinement efficace.

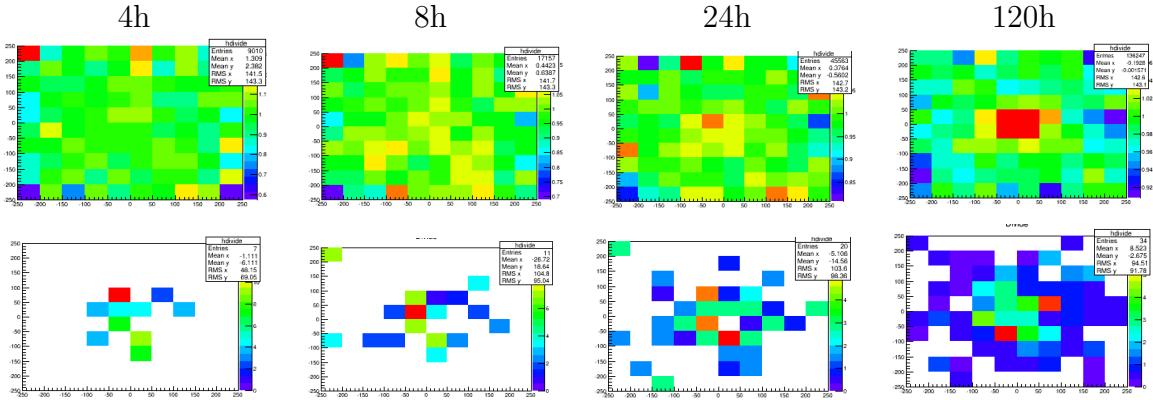


Figure 3.18 : Simulation de la dalle dans le mode transmission sans détecteur Tcherenkov (première ligne) et avec détecteur Tcherenkov (deuxième ligne) avec un seuil de $300 \text{ MeV}/c$ et une efficacité de 97%. Les axes des abscisses et des ordonnées représentent respectivement la position X et Y, en mm, dans le plan de la dalle.

24h et 120h). Pour réduire les fluctuations statistiques lors de la division pixel à pixel entre les deux histogrammes, l'histogramme contenant les événements traversant une dalle pleine possède un nombre d'entrées équivalent à 120h de prise de données. Une coupure en énergie avec une efficacité de 97% a également été testée sur les différentes simulations. Il s'agit d'évaluer la mise en place éventuelle d'un détecteur Tcherenkov, afin de réduire le temps d'acquisition en améliorant le contraste. Comme on peut l'observer sur la figure 3.17, l'application d'une coupure en énergie à $150 \text{ MeV}/c$ permet d'observer nettement une amélioration du contraste, et ce dès 4h de prise de données. Il en est de même en transmission (cf figure 3.18) où le contraste, au bout de 4h, n'apparaît qu'avec l'application d'une coupure en énergie à $300 \text{ MeV}/c$. Comme expliqué précédemment, la dalle de béton étant un objet d'une opacité intermédiaire, par ses dimensions, le mode par absorption fait apparaître un meilleur contraste. De manière expérimentale, pour atteindre ces seuils en énergie, il faudrait un matériau ayant un indice de milieu compris entre 1.068 (seuil à $300 \text{ MeV}/c$) et 1.235 ($150 \text{ MeV}/c$). Dans la physique des hautes énergies, le matériau utilisé à cet effet est le plus généralement un aérogel de silice, sous forme de blocs hexagonaux, qui permet de couvrir une gamme d'indices comprise entre 1.015 et 1.2.

3.6.4 Reconstruction p-value

Les images obtenues par contraste permettent d'identifier la position du trou en observant un déficit ou un excès de muons dans la zone d'étude. Un algorithme de reconstruction a été développé et se base sur un test de p-value entre un jeu de données dans lequel a été simulée une dalle sans trou, et un autre jeu de données dans lequel la dalle contient un trou. Ces deux jeux de données peuvent être stockés dans deux

histogrammes différents. Ainsi chaque pixel des deux histogrammes contient un nombre de muons reconstruits à une position X et Y de la dalle, au niveau du trou. La loi de remplissage d'un pixel d'histogramme est une loi poissonienne de paramètre λ , où λ est le nombre moyen d'événements dans un pixel. Nous allons donc faire le test statistique suivant : soit m le nombre d'événements dans un pixel de l'histogramme dans le cas où il n'y a pas de trou dans la dalle, et n le nombre d'événements dans un pixel dans le cas où il y a un trou. Soient M et N deux variables aléatoires indépendantes. L'objectif ici consiste à calculer la probabilité $P(M = m|N = n)$. De cette manière, on teste l'hypothèse (H_0), dans laquelle m et n sont distribués par la même loi de Poisson avec le paramètre λ , contre l'hypothèse (H_1), où m et n sont distribués avec deux lois de Poisson de paramètres de paramètres λ_1 et λ_2 différents :

- $H_0 : \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$.
- $H_1 : \lambda_1 \neq \lambda_2$.

Dans un premier temps, nous allons considérer l'équation suivante qui permet de relier la probabilité conditionnelle $P(M = m|N = n)$ à la probabilité jointe $P((M = m) \cap (N = n))$:

$$P((M = m) \cap (N = n)) = P(M = m|N = n)P(N = n). \quad (3.6.4.1)$$

Par la suite nous allons rappeler quelques résultats de la théorie des probabilités :

Le théorème de Bayes : Soit A et B deux variables aléatoires. La probabilité conditionnelle de A sachant B est définie par : $P(A|B) = P(B|A)P(A)/P(B)$

La loi des probabilités totales (version discrète) : Soit un espace probabilisé (Ω, \mathcal{A}, P) formé de l'ensemble Ω , d'une tribu $\mathcal{A} = (A_1, \dots, A_n)$ et d'une mesure P sur cette tribu telle que $P(\Omega) = 1$. Alors pour tout évènement B, $P(B) = \sum_{i=0}^n P(B \cap A_i) = \sum_{i=0}^n P(B|A_i)P(A_i)$.

La loi des probabilités totales (version continue) : Par analogie avec la version discrète ci-dessus, on peut exprimer la loi des probabilités totales de manière continue. Soit x une variable aléatoire discrète et θ un paramètre continu sur \mathbb{R} . Alors $P(x) = \int_{\mathbb{R}} P(x|\theta)f(\theta)d\theta$ en notant $f(\theta)$ la densité de probabilité de θ .

Sous l'hypothèse (H_0), la probabilité jointe $P((M = m) \cap (N = n))$ s'exprime, en utilisant successivement la loi des probabilités totales, le théorème de Bayes, l'indépendance

des variables aléatoires M et N ainsi qu'en notant $f(\lambda)$ la densité de probabilité λ , de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P((M = m) \cap (N = n)) &= \int_0^\infty P((M = m) \cap (N = n) | \lambda) f(\lambda) d\lambda \\ &= \int_0^\infty P((M = m | N = n) | \lambda) P(N = n | \lambda) f(\lambda) d\lambda \\ &= \int_0^\infty P(M = m | \lambda) P(N = n | \lambda) f(\lambda) d\lambda \end{aligned}$$

Puisque les variables aléatoires M et N obéissent à une loi de Poisson, nous obtenons sous l'hypothèse (H_0) :

$$P((M = m) \cap (N = n)) = \int_0^\infty \frac{\lambda^m e^{-\lambda}}{m!} \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} f(\lambda) d\lambda. \quad (3.6.4.2)$$

Ainsi, grâce à l'équation (3.6.4.1) et à un facteur multiplicatif $P(N = n)$ près, nous pouvons exprimer la probabilité conditionnelle $P(M = m | N = n)$:

$$P(M = m | N = n) \propto \int_0^\infty \frac{\lambda^m e^{-\lambda}}{m!} \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} f(\lambda) d\lambda. \quad (3.6.4.3)$$

Le choix du prior $f(\lambda)$ est très important à ce stade. En effet, le prior permet d'inférer la distribution de probabilité des paramètres. Pour de nombreux problèmes en physique, il est possible de définir cette distribution *a priori*, ou du moins, de la décrire en partie. Par exemple, si l'on s'intéresse à certains paramètres physiques tels que la température ou la masse, on peut contraindre la distribution *a priori* en imposant que ces paramètres soient toujours positifs. Néanmoins, le choix du prior influe fortement sur la distribution finale. C'est pourquoi, en l'absence d'informations *a priori*, on préférera introduire un prior non informatif, c'est-à-dire un prior qui ne favorise aucun paramètre. L'exemple qui vient à l'esprit est la distribution uniforme. Néanmoins, cette distribution uniforme pour les paramètres ne l'est plus après transformation : soit un paramètre θ suivant une loi uniforme entre 0 et 1 et ψ le paramètre obtenu après transformation $\psi = f(\theta) = \theta^2$, on a alors $p(\theta) = 1$ mais $p(\psi) = \frac{1}{2\sqrt{\psi}}$ soit la fonction bêta d'Euler $B(0.5, 1)$. Pour palier ce problème, H. Jeffreys [29] introduit l'idée d'un prior qui puisse être invariant par des transformations monotones entre -1 et 1. Ce prior est appelé prior de Jeffreys, et peut être exprimé comme étant proportionnel au déterminant de la matrice d'information de Fisher $I(\theta)$ [30], qui mesure la quantité d'information qu'une variable aléatoire X porte sur un paramètre inconnu θ d'une distribution qui modélise X . Plus $I(\theta)$ est grand, plus l'observation apporte de l'information.

Dans notre cas à un paramètre, nous disposons de la loi poissonienne $P(N = n|\lambda) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}$. Ainsi, nous pouvons exprimer le prior de Jeffreys $f_J(\lambda)$ de cette loi en utilisant l'information de Fisher :

$$f_J(\lambda) = \sqrt{I(\lambda)} \quad \text{avec} \quad I(\lambda) = E \left[\left(\frac{d \log p(n|\lambda)}{d\theta} \right)^2 \right], \quad (3.6.4.4)$$

Après calculs, on trouve $f_J(\lambda) = \lambda^{-1/2}$. En utilisant ce prior pour $f(\lambda)$, on peut exprimer $P(M = m|N = n)$ de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P(M = m|N = n) &\propto \int_0^\infty \frac{\lambda^m e^{-\lambda}}{m!} \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \lambda^{-1/2} \\ &\propto \int_0^\infty \frac{\lambda^{(m+n+1/2)-1} e^{-2\lambda}}{m! n!}. \end{aligned}$$

On obtient une loi binomiale inverse de paramètres $(n + 1/2, 1/2)$ en introduisant la fonction $\Gamma(t) = \int_0^\infty u^{t-1} e^{-u} du$:

$$P(M = m|N = n) \propto \frac{\Gamma(m + 1/2 + n)}{m! \Gamma(n + 1/2)} 2^{-(m+1/2+n)}$$

Cette forme peut être modifiée grâce à B , la fonction bêta d'Euler, et ainsi devenir :

$$P(M = m|N = n) \propto \frac{2^{-(m+1/2+n)}}{m + n + 1/2} (B(m + 1, n + 1/2))^{-1}. \quad (3.6.4.5)$$

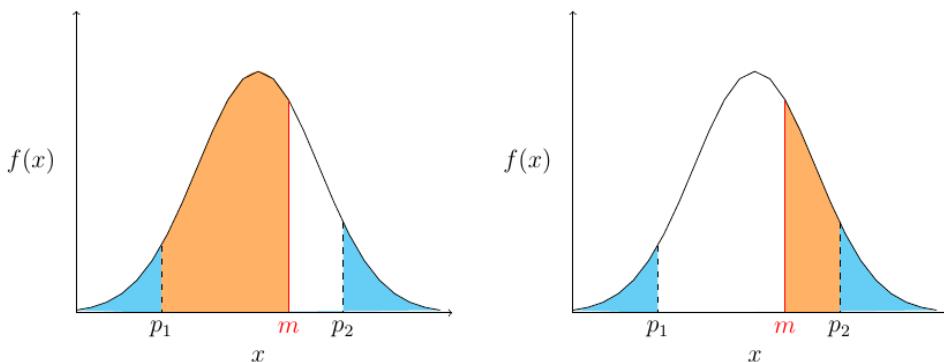


Figure 3.19 : Schéma illustrant la comparaison entre les différentes cumulatives et l'intervalle de confiance, pour une densité de probabilité continue. Est représentée sur ce schéma la densité de probabilité $f(x)$ d'une variable x . Les valeurs p_1 et p_2 délimitent l'intervalle de confiance CL (*confidence level*) x . À gauche, on compare la fonction de répartition $\int_{-\infty}^m f(x)dx$, aire représentée en orange, avec l'aire bleue. Il en est de même à droite avec la fonction de répartition $\int_m^{+\infty} f(x)dx$.

Une fois cette probabilité calculée, nous devons savoir si le fait d'avoir trouvé un nombre m est compatible avec notre hypothèse H_0 . Pour ce faire, nous devons calculer la fonction de répartition $F(m) = \sum_{i=0}^m P(i|N = n)$ et la comparer à une probabilité seuil p qu'on appelle p-value. En prenant par exemple $p = 0.01$, on pourra rejeter l'hypothèse H_0 , dans laquelle m et n sont distribués selon la même loi poissonnienne, de paramètre λ , avec un taux de confiance de 99.9% si $\sum_{i=-\infty}^m P(i|N = n) < p$ et $\sum_{i=m}^{+\infty} P(i|N = n) < p$, comme illustré dans la figure 3.19. La figure 3.20 montre l'application de cette méthode sur les données simulées pour un trou de 15 cm avec un intervalle de confiance CL (*confidence level*) de 99.7% et 99.99994% (ces valeurs d'intervalle de confiance font référence aux écarts statistiques à 3σ et 5σ , en physique des hautes énergies, dans le cas d'une déviation par rapport à une distribution normale centrée et réduite). Seule la méthode par absorption a été représentée ici car l'application de la méthode dite de p-value sur les jeux de données obtenus par transmission n'a pas permis de faire apparaître une quelconque anomalie. Comme expliqué en 3.6.2, par transmission, le contraste pour un tel objet n'est pas assez important pour qu'on puisse déceler une anomalie entre la dalle avec et sans trou.

La figure 3.20 montre les résultats obtenus avec l'algorithme que nous avons développé. Les pixels pour lesquels l'hypothèse (H_0) est rejetée, avec une erreur que l'utilisateur peut définir, et qui donc témoignent de la présence éventuelle d'un défaut, apparaissent en rouge. On peut également comparer les résultats obtenus avec cette méthode et les images obtenues par contraste pour s'assurer de la qualité de notre reconstruction. On observe que les pixels pour lesquels l'hypothèse (H_0) est rejetée se trouvent dans la zone du défaut. On constate que la qualité de reconstruction du défaut avec notre algorithme dépend du niveau de confiance souhaité. De plus l'apport éventuel d'un détecteur Tcherenkov, en mode absorption, permet, comme avec les images obtenues par contraste, d'améliorer la reconstruction du trou.

3.6.5 Prise de données

La figure 3.21 illustre les trois séries de prises de données sur la dalle. La première ainsi que la deuxième acquisition ont chacune été effectuées dans l'un des coins où se trouve potentiellement le trou : les deux positions étant symétriques par rapport au centre de la dalle, nous avons tourné la dalle d'un angle de 180° sans bouger notre dispositif. Pour la troisième acquisition, nous avons décalé notre dispositif de 15 cm par rapport à la deuxième acquisition. Enfin la quatrième et dernière acquisition s'est faite sur le troisième coin de la dalle où une balle de tennis ainsi qu'un tuyau en PVC ont été placés, comme le montre la figure 3.13. Pour déterminer la position du trou, nous avons procédé comme suit :

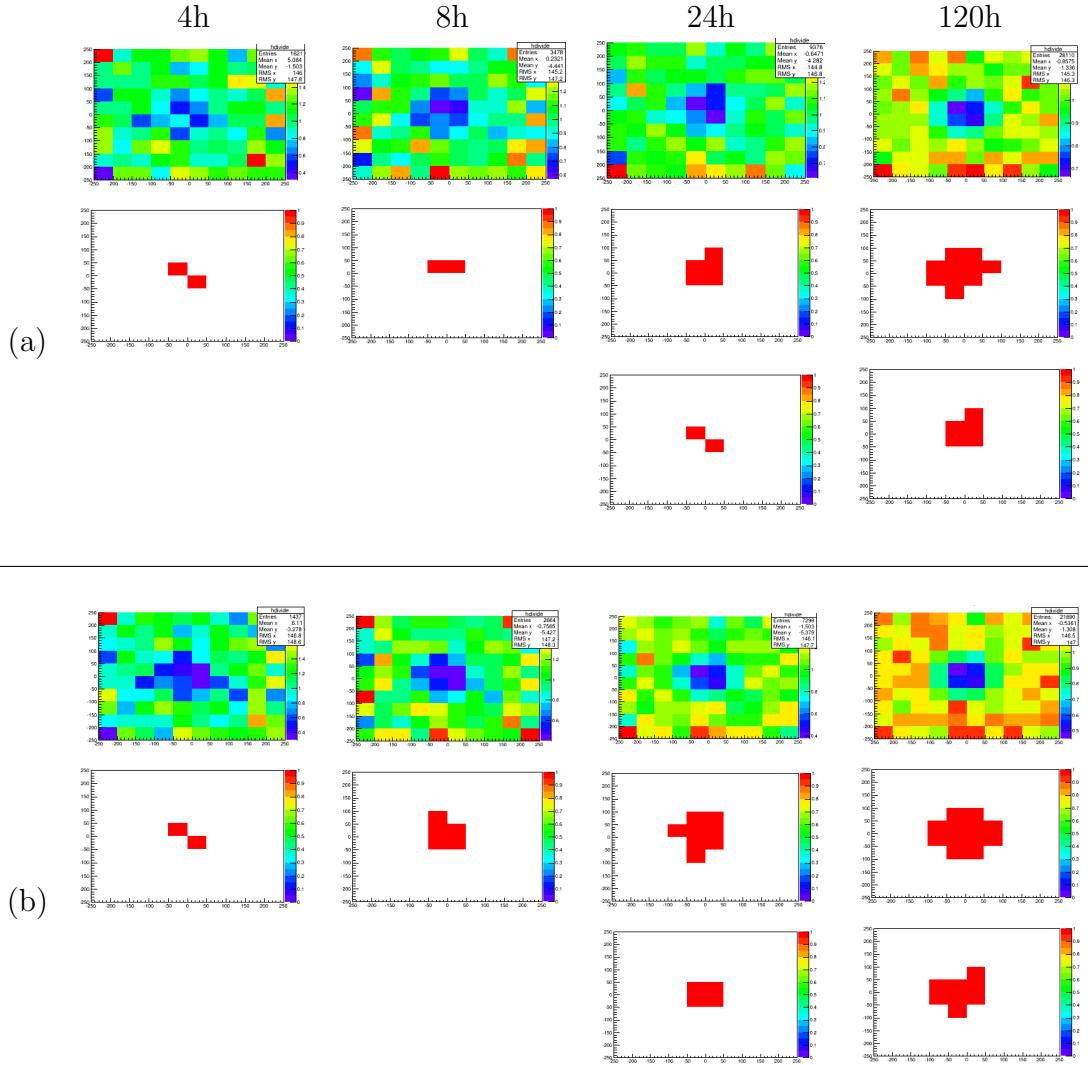


Figure 3.20 : Reconstruction p-value, en absorption, sans (a) et avec une coupure en énergie à 150 MeV/c et une efficacité de 97% (b), pour différents temps d'exposition. Première ligne, reconstruction du trou par contraste. Deuxième ligne, utilisation de la méthode p-value pour $CL = 99.7\%$. Troisième ligne, utilisation de la méthode p-value pour $CL = 99.99994\%$. Les axes des abscisses et des ordonnées représentent respectivement la position X et Y, en mm, dans le plan de la dalle.

- Les jeux de données I et II ont été analysés avec la méthode p-value.
- Il en est de même pour les jeux de données I et III.
- Les reconstructions obtenues à chaque étape sont comparées l'une par rapport à l'autre.

Puisque les détecteurs ont été déplacés de 15 cm entre les acquisitions I et II, si le trou se trouve dans ce coin de la dalle, nous observerons alors un déplacement de 15 cm du défaut reconstruit. Les images obtenues par l'algorithme de p-value sont données en figure 3.22 pour un temps d'acquisition de 43h et un intervalle de confiance de 99.7%.

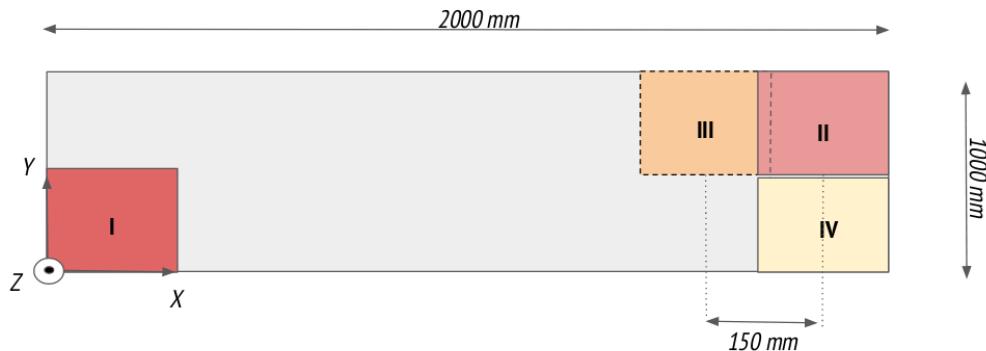


Figure 3.21 : Mise en place des détecteurs dans trois positions différentes vis-à-vis de la dalle.

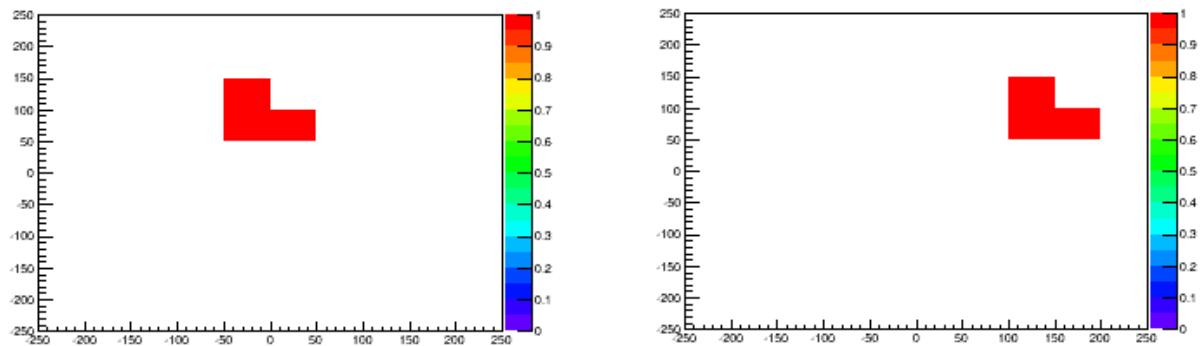


Figure 3.22 : Reconstruction du trou avec l'algorithme de p-value en comparant les données provenant des positions II et III avec celles prises en position I. Le temps d'acquisition est de 43h avec un intervalle de confiance CL de 99.7%. Les pixels candidats sont représentés en rouge. Les unités des axes X et Y sont en mm.

On observe nettement le décalage escompté, ce qui valide dans un premier temps la localisation de notre défaut, ainsi que la validité de notre méthode sur des données réelles. La question qui se pose maintenant est de savoir la durée à partir de laquelle nous pouvons affirmer, selon le niveau de confiance désiré, qu'il y a un défaut ou non dans la dalle. Pour ce faire, puisque nous savons où se situe le trou, nous pouvons prendre le jeu de données I avec une période d'acquisition assez grande afin de limiter les erreurs statistiques. Ensuite, différents temps d'acquisition (4, 8, 24 et 30 heures), avec un intervalle de confiance CL de 98%, ont été utilisés pour cette étude dont le résultat est illustré par la figure 3.23. Les données récoltées n'ont pas permis de faire apparaître un défaut dans un temps raisonnable avec un intervalle de confiance de 99.7%. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette non-performance, comme l'inefficacité de nos détecteurs qui n'était pas prise en compte lors des simulations, ainsi que les diffusions multiples au sein de la dalle qui viennent flouter l'image. Par ailleurs, pour un intervalle de confiance de 98%, on observe la présence de faux positifs dans un endroit où on ne peut pas se trouver le trou (dispositif placé tel que le trou soit au centre des détecteurs).

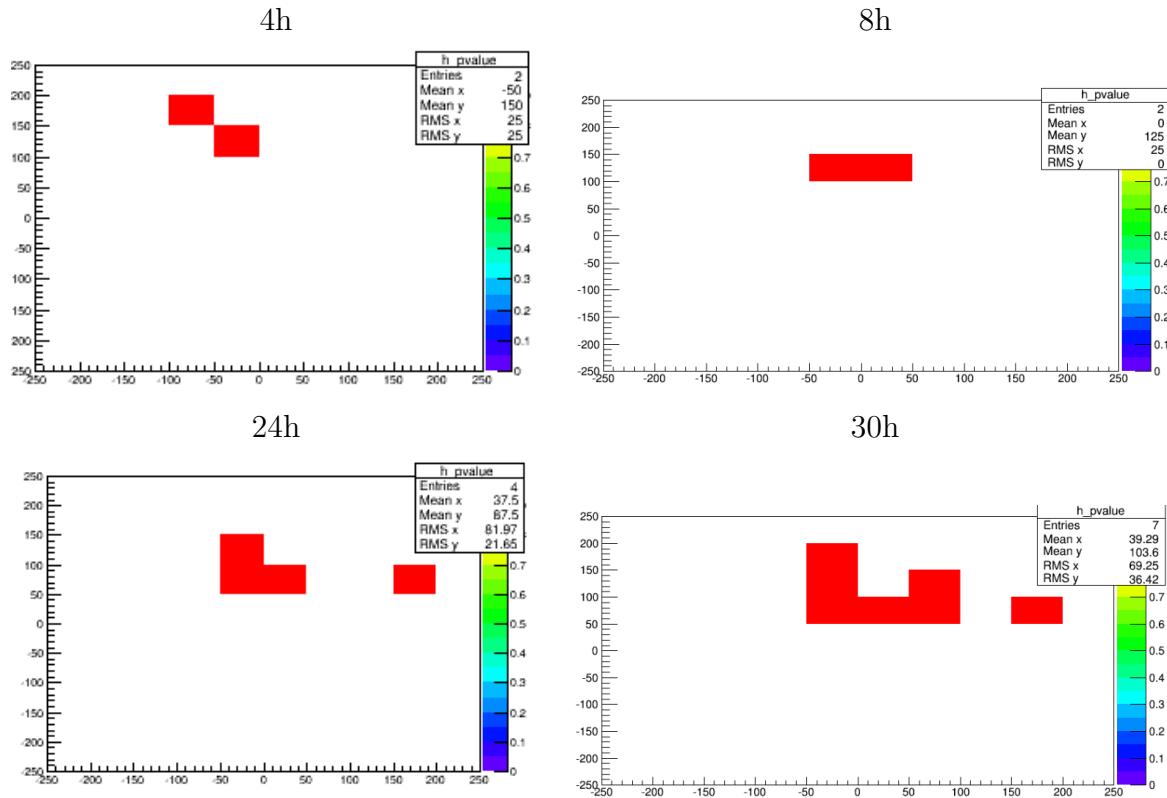


Figure 3.23 : Reconstruction du trou avec l’algorithme de p-value en comparant les données provenant des positions I et II . Les pixels candidats sont représentés en rouge. Les différents temps d’acquisition sont indiqués. L’intervalle de confiance utilisé est de 98%. Les unités des axes X et Y sont en mm.

3.7 Conclusion

L’étude du flux de muons au sol ainsi que son atténuation à travers un objet considéré permet de pouvoir faire émerger la structure interne de ce dernier et d’espérer reconstruire d’éventuels défauts. Cette reconstruction est fortement dépendante du temps d’exposition. Les méthodes ainsi développées permettent de donner un taux de confiance aux zones où se trouverait un éventuel défaut. La statistique étant un des facteur limitant de cette analyse, il nous faut disposer de détecteurs qui puissent reconstruire la trajectoire de chaque muon détecté de manière précise, afin d’utiliser au mieux chaque évènement.

Bibliographie

- [1] W. Röntgen. On a new kind of rays. *Nature*, 53(369) :274–277, 1896.
- [2] Jacques Hadamard. Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique. *Princeton University Bulletin*, pages 49–52, 1902.
- [3] R. Courant and D. Hilbert. *Methods of Mathematical Physics. Methods of Mathematical Physics*. Wiley, 2008.
- [4] P. H. Fowler C. F. Powell and D. H. Perkins. he study of Elementary Par-ticles by the Photographic Method. 1959.
- [5] Kunihiro Morishima, Mitsuaki Kuno, Akira Nishio, Nobuko Kitagawa, Yuta Manabe, Masaki Moto, Fumihiro Takasaki, Hirofumi Fujii, Kotaro Satoh, Hideyo Kodama, Kohei Hayashi, Shigeru Odaka, Sébastien Procureur, David Attié, Simon Bouteille, Denis Calvet, Christopher Filosa, Patrick Magnier, Irakli Mandjavidze, Marc Riallot, Benoit Marini, Pierre Gable, Yoshikatsu Date, Makiko Sugiura, Yasser Elshayeb, Tamer Elnady, Mustapha Ezzy, Emmanuel Guerriero, Vincent Steiger, Nicolas Serikoff, Jean-Baptiste Mouret, Bernard Charlès, Hany Helal, and Mehdi Tayoubi. Discovery of a big void in Khufu’s Pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature*, 552(7685) :386–390, December 2017. arXiv : 1711.01576.
- [6] Nolwenn Lesparre. *Mise au point d’une méthode de tomographie utilisant les muons d’origine cosmique. Applications au laboratoire souterrain du Mont Terri et au volcan de la Soufrière de Guadeloupe*. PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Géosciences Rennes, Université Denis Diderot Paris 7 Sorbonne Paris Cité, École doctorale des Sciences de la Terre, September 2011.
- [7] Simon Bouteille. *Développement et applications de détecteurs gazeux à micro-pistes pour la tomographie muonique*. thesis, Paris Saclay, September 2017.
- [8] S. Bouteille, D. Attié, P. Baron, D. Calvet, P. Magnier, I. Mandjavidze, S. Procureur, and M. Riallot. Large resistive 2d Micromegas with genetic multiplexing and some imaging applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 834 :187–191, 2016.
- [9] T. K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press. Cambridge, 1990.

- [10] Alfred Tang, Glenn Horton-Smith, Vitaly A. Kudryavtsev, and Alessandra Tonazzo. Muon Simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ. *Physical Review D*, 74(5), September 2006. arXiv : hep-ph/0604078.
- [11] Dmitry Chirkin. Fluxes of Atmospheric Leptons at 600 GeV - 60 TeV. *arXiv :hep-ph/0407078*, July 2004. arXiv : hep-ph/0407078.
- [12] K. A. Olive. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 40(10) :100001, October 2016.
- [13] Prashant Shukla and Sundaresh Sankrith. Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth. *arXiv :1606.06907 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :hep-ph]*, September 2018. arXiv : 1606.06907.
- [14] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. Report FZKA 6019. Technical report, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [15] C. Hagmann et al. Cosmic-ray Shower Library (CRY), 2012.
- [16] Laurie Waters. MCNPX User's Manual, Version 2.5.0., 2005.
- [17] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J. J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F. W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J. P. Wellisch, T. Wenaus, D. C. Williams, D. Wright,

- T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, July 2003.
- [18] George, E. P. Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer*, pages 455–457, 1955.
- [19] Alvarez, L. et al. Search for hidden chambers in the pyramids. *Science*, 167 :832–839, 1970.
- [20] Arturo Menchaca-Rocha. Search for cavities in the Teotihuacan Pyramid of the Sun using cosmic muons : preliminary results. *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC2011), held 11-18 August, 2011 in Beijing, China. Vol. 4 HE2 : Extensive Air Showers and HE Cosmic Rays*, p. 325, 2011.
- [21] Heritage Inovation Preservation. HIP ScanPyramids. <http://www.hip.institute>.
- [22] Nagamine, K. Geo-tomographic observation of inner structure of volcano with cosmic-ray muons. . *Geography*,, 104 :995–1007, 1995.
- [23] Tanaka, H. et al. Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal-structure of a volcano. *Hyperfine Interact*, 138 :521–526, 2001.
- [24] Valeri Tioukov, Andrey Alexandrov, Cristiano Bozza, Lucia Consiglio, Nicola D’Ambrosio, Giovanni De Lellis, Chiara De Sio, Flora Giudicepietro, Giovanni Macedonio, Seigo Miyamoto, Ryuichi Nishiyama, Massimo Orazi, Rosario Peluso, Andrey Sheshukov, Chiara Sirignano, Simona Maria Stellacci, Paolo Strolin, and Hiroyuki K. M. Tanaka. First muography of Stromboli volcano. *Scientific Reports*, 9(1) :1–11, April 2019.
- [25] Jacques Marteau, Jean de Bremond d’Ars, Dominique Gibert, Kevin Jourde, Jean-Christophe Ianigro, and Bruno Carlus. DIAPHANE : Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology. *Journal of Instrumentation*, 12(02) :C02008–C02008, February 2017. arXiv : 1612.03905.
- [26] Eve Le Menedeu. RPC application in muography and specific developments. *Journal of Instrumentation*, 11(06) :C06009–C06009, June 2016. arXiv : 1605.09218.
- [27] L. F. Thompson, J. P. Stowell, S. J. Fargher, C. A. Steer, K. L. Loughney, E. M. O’Sullivan, J. G. Gluyas, S. W. Blaney, and R. J. Pidcock. The application of muon tomography to the imaging of railway tunnels. *arXiv :1906.05814 [physics]*, June 2019. arXiv : 1906.05814.

- [28] Pierre De Sloovere. Le télescope à muons nouvel outil de la géophysique appliquée ?, jun 2016. http://www.aftes.asso.fr/contenus/upload/File/Publications/Autres/2016-06-14/2016_06_14%20De%20Sloovere%20Reconnaissance%20par%20rayons%20cosmiques-.pdf.
- [29] Jeffreys, H. An Invariant Form for the Prior Probability in Estimation Problems. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences.*, 186(1007) :453–461, 1946.
- [30] Edgeworth, F. Y. On the Probable Errors of Frequency-Constants. . *Journal of the Royal Statistical Society.*, 71(2-4) :381–397, 499–512, 651–678, 1908.

*Quand on veut être sûr de son coup, Seigneur Dagonet,
on plante des navets. On ne pratique pas le putsch.*

— Alexandre Astier, *Kaamelott, Livre V*

4

Le détecteur Micromegas

Sommaire

4.1	Introduction	67
4.2	Histoire des détecteurs gazeux : les chambres à brouillard et à bulles	68
4.2.1	La chambre à brouillard	68
4.2.2	La chambre à bulles	69
4.3	Comportements des charges dans le gaz en présence d'un champ électrique	70
4.3.1	Ionisation	71
4.3.2	Dérives et diffusion des charges	72
4.3.3	Amplification du signal	76
4.3.4	Formation du signal : le théorème de Shockley-Ramo	81
4.4	La lignée Micromegas	83
4.4.1	La chambre proportionnelle multi-fils (MWPC)	83
4.4.2	Les détecteurs gazeux à micro-pistes (MPGD)	85
4.4.3	Le détecteur Micromegas	88
4.5	Choix du gaz	94
4.6	Conclusion	97
	Bibliographie	100

4.1 Introduction

Ce chapitre a pour but d'introduire certaines propriétés des détecteurs gazeux utilisés en physique des particules. Dans un premier temps, nous allons introduire les différents types de détecteurs gazeux employés avant et après l'utilisation de l'électronique en

physique des particules. Nous montrerons leurs limites et la réflexion qui a poussé à faire émerger les détecteurs gazeux à micro-pistes. Après avoir expliqué leur fonctionnement et la singularité du détecteur Micromegas, nous nous concentrerons sur l'influence du gaz utilisé sur les performances de ce dernier.

4.2 Histoire des détecteurs gazeux : les chambres à brouillard et à bulles

4.2.1 La chambre à brouillard

La détection de particules repose sur un principe fondamental : la création d'un signal issu de la conversion de l'énergie laissée par la particule dans notre détecteur. Dans la nature, le détecteur le plus performant connu à ce jour est l'oeil : il permet de convertir le photon en signal électrique analysable par notre cerveau. Pour effectuer cette conversion, il nous faut un milieu qui interagit avec la particule afin d'émettre un signal que nous pouvons récolter. Ils peuvent être de nature différentes (solide, liquide ou gazeuse). Ici nous allons nous intéresser aux milieux gazeux.

L'utilisation des détecteurs gazeux s'est faite avec l'idée de pouvoir créer un dispositif permettant de reconstruire la trajectoire des particules dans le gaz afin de pouvoir les identifier. Une des premières tentatives est celle de C.T.R. Wilson en 1911 avec l'invention de la chambre à expansion [1], pour laquelle il reçoit le prix Nobel de physique de 1927. Cette chambre est une enceinte scellée remplie de vapeur d'eau sursaturée : la moindre perturbation va provoquer la condensation de cette vapeur. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle perd de l'énergie pendant son passage et ionise les atomes qu'elle rencontre en chemin. Des gouttes de brouillard se forment autour des ions créés par ionisation, le long du passage de la particule, donnant ainsi un tracé qui trahi le passage de cette dernière. Pour créer les conditions d'apparition d'un brouillard sursaturé, Wilson conçoit son appareil en réalisant de brutales détentes du volume d'air contenu dans la chambre pour provoquer un refroidissement, à partir de pistons mécaniques et d'une chambre à vide. Les détentes successives du gaz se faisant à l'aide de pistons, le nombre d'évènements observés est limité à 2 par minute. De plus, le mécanisme doit être déclenché par un système extérieur. Néanmoins, c'est ce dispositif qui a permis de nombreuses découvertes en physique des particules, avec notamment le premier cliché du positron en 1932 et celui du muon en 1936 par C. Anderson [2] (prix Nobel de physique en 1936). A noter que seules les particules chargées peuvent être détectées par ce dispositif. Les particules neutres, telles que les photons ou les neutrons, peuvent être indirectement détectées par les particules chargées qu'elles auront induites par leurs interactions.

Ce système est par la suite amélioré par A. Langsdorf en 1939 avec les chambres à diffusion. Ici le solvant utilisé est de l'alcool et Langsdorf introduit une plaque noire refroidie à -20°C permettant de créer un brouillard de manière continue lorsque les vapeurs d'alcools entrent en contact avec la plaque. Le contraste est amélioré par la couleur noire de la plaque afin d'observer les traces. D'autres améliorations ont été également apportées, notamment par l'application d'un champ électrique continu permettant d'évacuer les ions créés lors du passage d'une particule, ce qui efface au fur et à mesure les traces pour en faire apparaître de nouvelles. C'est ce type de chambre qui est encore utilisée pour observer à l'oeil nu les traces laissées par les particules chargées, comme par exemple la chambre du CEA Saclay en figure 4.1 de dimensions 40 cm × 40 cm × 20 cm.



Figure 4.1 : Chambre à diffusion du CEA Saclay.

Bien qu'ayant permis des avancées majeures en terme de détection et de trajectographie des particules, le nombre d'événements par minute dans une chambre à brouillard est limité à cause de la faible densité de gaz dans la chambre, ce qui limite fortement les interactions entre les particules chargées et les molécules de gaz. C'est pour cette raison notamment que d'autres détecteurs de particules ont été développés comme la chambre à bulles.

4.2.2 La chambre à bulles

La chambre à bulles [3] se base sur un concept similaire à celui de la chambre à brouillard. Elle est mise au point par D. Glaser en 1952, qui reçoit le prix Nobel de physique 1960 pour ses travaux. L'idée est de remplacer les vapeurs sursaturées par

un volume de gaz liquéfié, chauffé à une température juste inférieure à sa température d'ébullition. Comme dans la chambre de Wilson, un piston est relevé lorsqu'une particule pénètre le détecteur, de manière à ce que la pression chute brutalement, ce qui diminue le point d'ébullition du gaz liquéfié. La particule incidente ionise les atomes rencontrés lors de son passage, perturbant ce fluide se trouvant dans une phase métastable. La recombinaison des ions et des électrons créés lors des différentes ionisations, et l'énergie qui s'en dégage, s'accompagne de la production de petites bulles. Ces bulles vont grossir au fur et à mesure qu'elles se déplaceront dans la chambre et pourront alors être détectées par des caméras placées tout autour de la chambre. L'expansion des bulles est arrêtée dès que le piston retrouve sa position de départ et que la pression atteint son niveau initial. Les chambres à bulles sont généralement placées dans un champ magnétique homogène de 3.5 T. Grâce à cette technique, on peut accéder à la trajectoire en trois dimensions de la particule ainsi qu'à son énergie et son impulsions, en étudiant la densité des bulles et la courbure de sa trajectoire.

Dans son étude, Glaser utilise de l'hydrogène liquide avec une densité de $1 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$, chauffé à 130°C sous une pression de 20 bar. La simplicité des chambres à bulles ainsi que leur résolution spatiale (entre $10 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$ [4]) leur permettent de pouvoir analyser des événements compliqués avec de nombreuses traces et d'identifier les particules issues de désintégration dans la chambre. Ces performances leur ont permis d'être utilisées dans de nombreuses expériences de physique des particules comme l'expérience BEBC (Big European Bubble Chamber) au CERN [5].

Néanmoins, l'utilisation des chambres à bulles est limitée par de nombreux facteurs. Premièrement, le taux de comptage est assez faible puisque après chaque interaction, le piston doit revenir à sa position initiale pour stopper la progression des bulles. Ce processus dure environ 1 ms. De plus, l'analyse doit se faire cliché par cliché pour trouver des événements intéressants ce qui limite la capacité d'analyse. Pour avoir un ordre de grandeur, depuis son lancement en 1973 et pendant 11 ans de service, BEBC a pris 6.3 millions de clichés. Les expériences présentes sur le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) au CERN enregistrent ce nombre d'événements en 2 heures.

4.3 Comportements des charges dans le gaz en présence d'un champ électrique

La nécessité de l'amélioration de la précision statistiques dans les expériences de physique des particules a conduit les physiciens au développement de détecteurs basés sur une lecture électronique du signal. L'idée est d'appliquer un champ électrique pour séparer les différentes charges créées par les ionisations successives induites par le passage

de la particule chargée dans le gaz, et de les collecter. La collecte et la création des charges dans le gaz obéissent à des principes physiques que nous allons expliciter.

4.3.1 Ionisation

Lorsqu'une particule chargée est amenée à traverser un milieux gazeux, cette dernière va perdre de l'énergie selon l'équation de Bethe-Bloch (cf section 2.4.2). Cette perte d'énergie a pour conséquence la création potentielle de paires électrons-ions. Les ionisations induites par le passage de la particule sont appelées *ionisations primaires*. Si les électrons ainsi créés ont assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, et donc créer de nouvelles paires électrons-ions, on parle alors d'*ionisations secondaires*. Le nombre de paires électrons-ions primaires par unité de longueur est appelé N_p et le nombre totale de paires (primaires et secondaires) par unité de longueur est appelée N_t . Ces deux grandeurs dépendent fortement des caractéristiques du gaz, telles que son numéro atomique et sa densité. Ces créations se font de manière aléatoire et indépendante. Ainsi on peut, dans une première approximation, estimer que le nombre de paires électrons-ions créées suit une loi poissonienne $P(N_p = k) = \frac{n^k}{k!} e^{-n}$, avec n la moyenne de cette distribution et \sqrt{n} sa variance. On peut alors estimer l'efficacité de nos détecteurs en calculant la probabilité qu'au moins une ionisation se produise au cours du passage de la particule dans le gaz : $\varepsilon = 1 - P(X = 0) = 1 - e^{-n}$. Grâce à cette formulation, on peut exprimer N_p de la manière suivante :

$$N_p = \frac{L}{\lambda}, \quad (4.3.1.1)$$

avec L la distance parcourue par la particule incidente et λ le libre parcours moyen de la particule. λ dépend explicitement de la densité volumique d'électron n_e dans le gaz ainsi que de la section efficace d'ionisation σ_I : $\lambda = \frac{1}{n_e \sigma_I}$. Le nombre total moyen de paires électrons-ions N_t quant à lui peut être estimé par la relation (4.3.1.2) :

$$N_t = \frac{\Delta E}{W_I}, \quad (4.3.1.2)$$

avec ΔE l'énergie totale moyenne perdue, calculée à partir de l'équation de Bethe-Bloch et de la distance parcourue par la particule dans le milieu considéré, et W_I l'énergie moyenne nécessaire pour ioniser le milieu et au moins créer une paire (primaire ou non). La formulation de W_I cache de nombreux processus énergétiques au niveau microscopique, d'où l'utilisation d'une valeur moyenne. De plus, de nombreux électrons ont des niveaux d'énergie qui sont inférieurs aux niveaux d'ionisation, et donc ne participent pas aux processus d'ionisations. C'est pourquoi W_I est toujours plus grande que l'énergie d'ionisation.

La connaissance de W_I pour un milieu ainsi que l'équation de Bethe-Bloch est en général suffisante pour estimer le nombre moyen de paires électrons-ions créées (voir Table 4.1) et ainsi estimer les performances des détecteurs, pour un choix de gaz donné (cf section 4.5). À noter que pour un mélange gazeux, les pertes d'énergie ΔE et les seuils d'énergie suffisants pour ioniser un atome W_I sont calculés en faisant la moyenne pour chaque gaz du mélange, pondéré par leur concentration massique relative.

Gas	Density mg · cm ⁻³	E_X eV	E_I eV	W_I eV	$dE/dx _{min}$ keV · cm ⁻¹	N_p cm ⁻¹	N_t cm ⁻¹
Ne	0.839	16.7	21.6	30	1.45	13	50
Ar	1.66	11.6	15.7	25	2.53	25	106
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	37	54
C ₂ H ₆	1.26	8.2	11.5	26	2.92	48	112
iC ₄ H ₁₀	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO ₂	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF ₄	3.78	10.0	16.0	54	6.38	63	120

Table 4.1 : Propriétés de plusieurs gaz (nobles et moléculaires) à températures standard ($T = 20^\circ\text{C}$ et $P = 1 \text{ atm}$). E_X , E_I : énergie de première excitation, d'ionisation. W_I : énergie moyenne nécessaire pour ioniser le milieu par paire électron-ion. $dE/dx|_{min}$, N_p , N_t : perte d'énergie moyenne, nombre d'ionisations primaires par unité de longueur, nombre total d'ionisations par unité de longueur au minimum d'ionisation¹. Les valeurs données dans cette table correspondent à la moyennes de données existantes et doivent être considérées comme approchées. [6]

4.3.2 Dérives et diffusion des charges

Pour collecter les charges issues des différentes ionisations, il faut créer un champ électrique entre deux électrodes, les charges positives étant collectées par la cathode et les charges négatives par l'anode. Dans cette partie nous nous intéresserons en détail à la dérive et à la diffusion des électrons.

Dérive des électrons sous un champ électrique

Sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} , les électrons acquièrent une vitesse de dérive v_d qui peut être calculée grâce à l'équation de Langevin :

$$m_e \frac{d\vec{v}_d}{dt} = e \vec{E} - m_e \frac{\vec{v}_d}{\tau}, \quad (4.3.2.1)$$

1. Le minimum d'ionisation est défini comme le minimum de la courbe donnée par l'équation de Bethe-Bloch.

avec m_e la masse de l'électron, e sa charge électrique élémentaire et $\frac{1}{\tau}$ la fréquence de collisions entre un électron et les molécules du gaz. Le terme $-m\frac{\vec{v}_d}{\tau}$ correspond à un terme de frottements entre les électrons et les molécules de gaz. L'équation (4.3.2.1) nous donne la vitesse stationnaire de dérive v_d :

$$\vec{v}_d = \frac{e\tau}{m} \vec{E} = \mu \vec{E}, \quad (4.3.2.2)$$

avec un terme μ que l'on nomme mobilité. L'équation ci-dessus met en jeu deux quantités importantes : le champ électrique appliqué et la mobilité qui est directement reliée à la section efficace de collisions entre un électron et les molécules du gaz. Or, il a été observé [6] que la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique n'était pas linéaire, comme le montre la figure 4.2. Cela peut être expliqué par la nature du gaz, noble ou polyatomique (cf section 4.5) mais également par l'effet Ramsauer-Townsend [7] [8] : pour des électrons de faibles énergies (entre 0.1 eV et 1 eV), la section efficace passe par un minimum qui ne peut être expliqué en s'appuyant sur la mécanique classique, c'est-à-dire en considérant les électrons et les atomes comme des billes dures, mais qui est lié à la nature ondulatoire des électrons. Ce minimum correspond à une longueur d'onde spécifique pour laquelle les atomes du gaz deviennent transparents pour les électrons ce qui, de fait, augmente leur libre parcours moyen et donc leur vitesse. La différence entre l'observation et la mécanique dite classique est appelée effet "Ramsauer-Townsend".

Diffusion thermique des électrons en l'absence d'un champ électrique

En l'absence d'un champ électrique et de collisions inélastiques, les électrons (et les ions) se comportent à température ambiante comme des particules neutres et leur comportement peut être décrit par la théorie cinétique des gaz. On peut donc considérer les électrons comme un gaz homogène à l'équilibre thermodynamique et étudier la diffusion thermique de ce gaz. Dans ces conditions, la distribution des vitesses des électrons dans le gaz suit la statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_b T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2k_b T}}, \quad (4.3.2.3)$$

où k_b , T et m_e représentent respectivement la constante de Boltzmann, la température du gaz et la masse de l'électron. De cette distribution, on peut, obtenir la vitesse moyenne des électrons :

$$\bar{v} = \int_0^\infty v f(v) dv = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi m_e}}. \quad (4.3.2.4)$$

On peut retenir que les électrons ont une vitesse supérieure à celles des ions de leur plus faible masse. Néanmoins, l'isotropie de cette distribution de vitesse fait que, en dehors

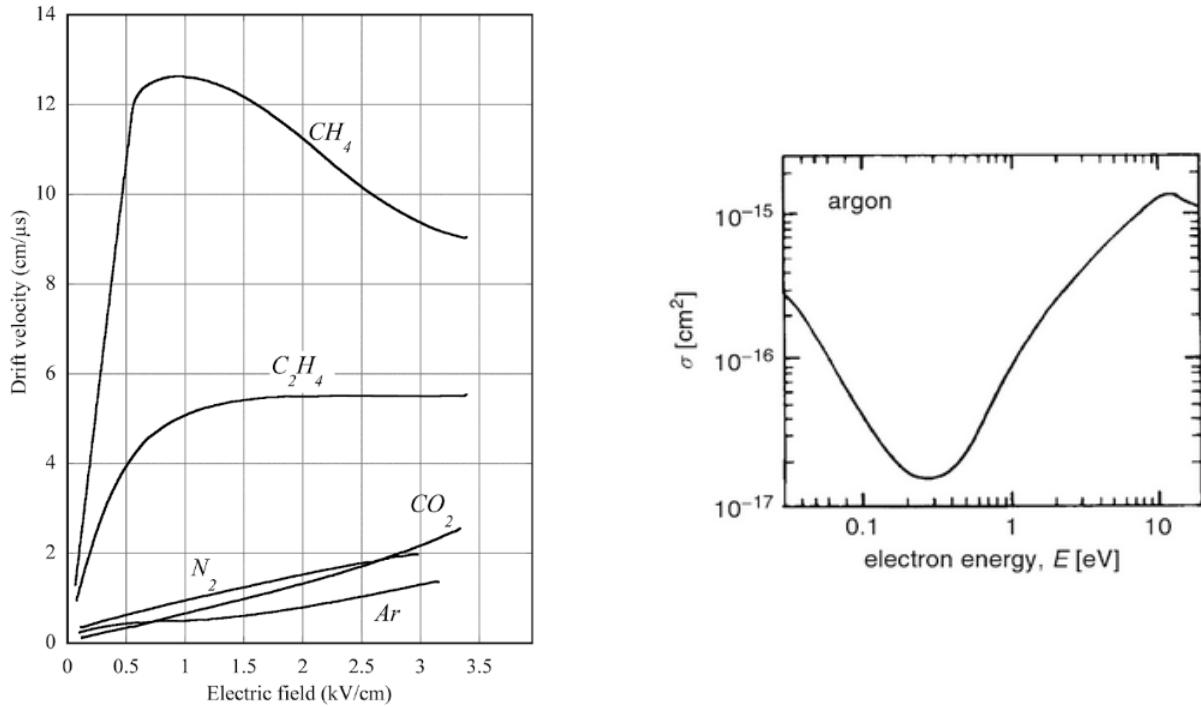


Figure 4.2 : À gauche : vitesse de dérives des électrons en fonction du champ électrique dans des gaz purs [6]. À droite : illustration de l'effet Ramsauer-Townsend sur la section efficace de collisions des électrons dans l'argon [9].

d'un champ électrique, le nuage d'électrons ne se déplace pas. En utilisant la deuxième loi de Fick, on peut s'intéresser à la variation de la densité volumique d'électrons n_e du nuage électronique en fonction du temps, pour un gaz donné à l'équilibre thermodynamique :

$$-\frac{\partial n_e}{\partial t} + D\Delta n_e = 0, \quad (4.3.2.5)$$

avec D le coefficient de diffusion. Après calculs, on peut décrire la densité volumique d'électrons par la distribution gaussienne suivante :

$$n_e(\vec{r}, t) = \frac{N}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp(-\|\vec{r}\|^2/4Dt), \quad (4.3.2.6)$$

avec \vec{r} le vecteur position, en coordonnées sphériques, associée au nuage et N le nombre d'électrons à $t = 0$. L'écart-type de cette distribution sera :

$$\sigma_r(t) = \sqrt{6Dt}. \quad (4.3.2.7)$$

Dans un cas à une dimension, on parlera de densité linéique de charge, décrite par la relation suivante, qui est une densité marginale de la densité volumique donnée par la relation 4.3.2.6 :

$$n_e(t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp(-x^2/4Dt), \quad (4.3.2.8)$$

d'écart-type :

$$\sigma_x(t) = \sqrt{2Dt}. \quad (4.3.2.9)$$

Dérive et diffusion des électrons en présence d'un champ électrique

En présence d'un champ électrique \vec{E} , les deux phénomènes expliqués plus haut, à savoir la diffusion thermique des électrons et leur dérive électrique, entrent en jeu. La diffusion des électrons ne peut plus être considérée comme isotrope et décrite par un seul coefficient de diffusion D. Dans ce cas, on peut décrire la diffusion des électrons par le tenseur ci-dessous qui fait intervenir D_T et D_L , à savoir respectivement les coefficients de diffusion transverse et longitudinale :

$$\mathbf{D}(\mathbf{E}) = \begin{pmatrix} D_T & 0 & 0 \\ 0 & D_T & 0 \\ 0 & 0 & D_L \end{pmatrix} \quad (4.3.2.10)$$

D_L et D_T sont généralement très proches, mais pour certains gaz et pour certaines valeurs de \vec{E} , il s'avère que D_L peut être plus petit que D_T . Cette différence peut être expliquée par le fait que, sous l'effet conjoint du champ électrique et de la diffusion thermique, un gradient de vitesse se crée entre les électrons à la pointe du nuage, qui sont accélérés plus vite que ceux présents dans la queue du nuage électronique. De ce fait le nuage se déforme. Ainsi, l'équation de diffusion (4.3.2.11) en présence d'un champ électrique uniforme est une généralisation de la deuxième loi de Fick [10] :

$$-\frac{\partial n_e}{\partial t} + v_d \frac{\partial n_e}{\partial z} + D_T \left(\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2} \right) + D_L \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} = 0, \quad (4.3.2.11)$$

avec z la direction du champ électrique et x et y les coordonnées dans le plan orthogonal au champ \vec{E} . La solution de cette équation est décrite par la relation suivante :

$$n_e(t) = \frac{N}{4\pi D_T t \sqrt{4\pi D_L t}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4D_T t}\right) \exp\left(-\frac{(z + v_d t)^2}{4D_L t}\right), \quad (4.3.2.12)$$

avec N le nombre d'électrons à $t = 0$. La déformation du nuage électronique est visible via les déviations standards longitudinale $\sigma_L = \sqrt{2D_L t}$ et transverse $\sigma_T = \sqrt{2D_T t}$.

Attachement électronique

Au cours de leur parcours, les électrons peuvent être capturés par des molécules ayant une forte affinité électronégative pour former des ions négatifs. Ce phénomène a été décrit de manière classique par Brown en 1959 [11] et de manière plus complète par Christophorou en 1971 [12], en introduisant le coefficient d'attachement h qui représente

la probabilité d'attachement par collision. h dépend bien évidemment du gaz utilisé : il est minimal pour les gaz nobles, car leur bande de valence électronique est remplie, mais augmente significativement pour des gaz tels que l'air ou la vapeur d'eau pour lesquels quelques ppm peuvent altérer la collection finale des charges en captant une grande partie. Pour avoir un ordre de grandeur, on définit le temps d'attachement $t_{att} = (hN)^{-1}$, avec N le nombre de collisions par unité de temps. Pour l'oxygène, t_{att} vaut 190 ns, pour l'eau 140 ns tandis que pour le CO_2 , t_{att} est de l'ordre de la milli-seconde.

La compréhension des comportements des charges lors de leur migration vers l'anode est une part essentielle dans la compréhension des fonctionnements des détecteurs de particules puisque leur conception vise à reconstruire la trajectoire de la particule ionisante initiale. Pour améliorer cette reconstruction, nous verrons les choix de gaz adéquats pour contrôler la dérive et la diffusion des charges dans le gaz dans la section 4.5.

4.3.3 Amplification du signal

Comme nous pouvons l'observer grâce à la table 4.1, la densité linéique de charges totales créées après ionisations successives dans le gaz est en moyenne de l'ordre de 100 par centimètre, pour une particule incidente au minimum d'ionisation. Or ce nombre est en réalité bien trop faible pour générer un signal qui soit bien supérieur au bruit électronique. De nombreuses initiatives ont été menées pour pouvoir amplifier ce nombre de charges et ainsi collecter un signal qui puisse être analysé facilement.

Une solution possible est alors d'augmenter le champ électrique qui a permis d'initier la dérive collective des charges pour pouvoir les récupérer. Cette idée est illustrée par la figure 4.3 et fait apparaître plusieurs régions que nous allons expliciter.

Régions de recombinaison et d'ionisation

À faible champ électrique, les charges créées par ionisation n'ont pas le temps d'être collectées et se recombinent. C'est la région de recombinaison. En augmentant le champ électrique, on arrive dans la région d'ionisation : les électrons et les ions sont totalement séparés et le signal peut se créer par collecte des charges.

Région proportionnelle et avalanche

Lorsque le champ appliqué est de l'ordre de quelques $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, nous entrons dans la région proportionnelle dans laquelle le nombre de charges collectées est proportionnel au nombre de charges créées. Les détecteurs fonctionnant dans ce régime sont basés sur un principe fondamental : l'avalanche électronique. Comme expliqué précédemment,

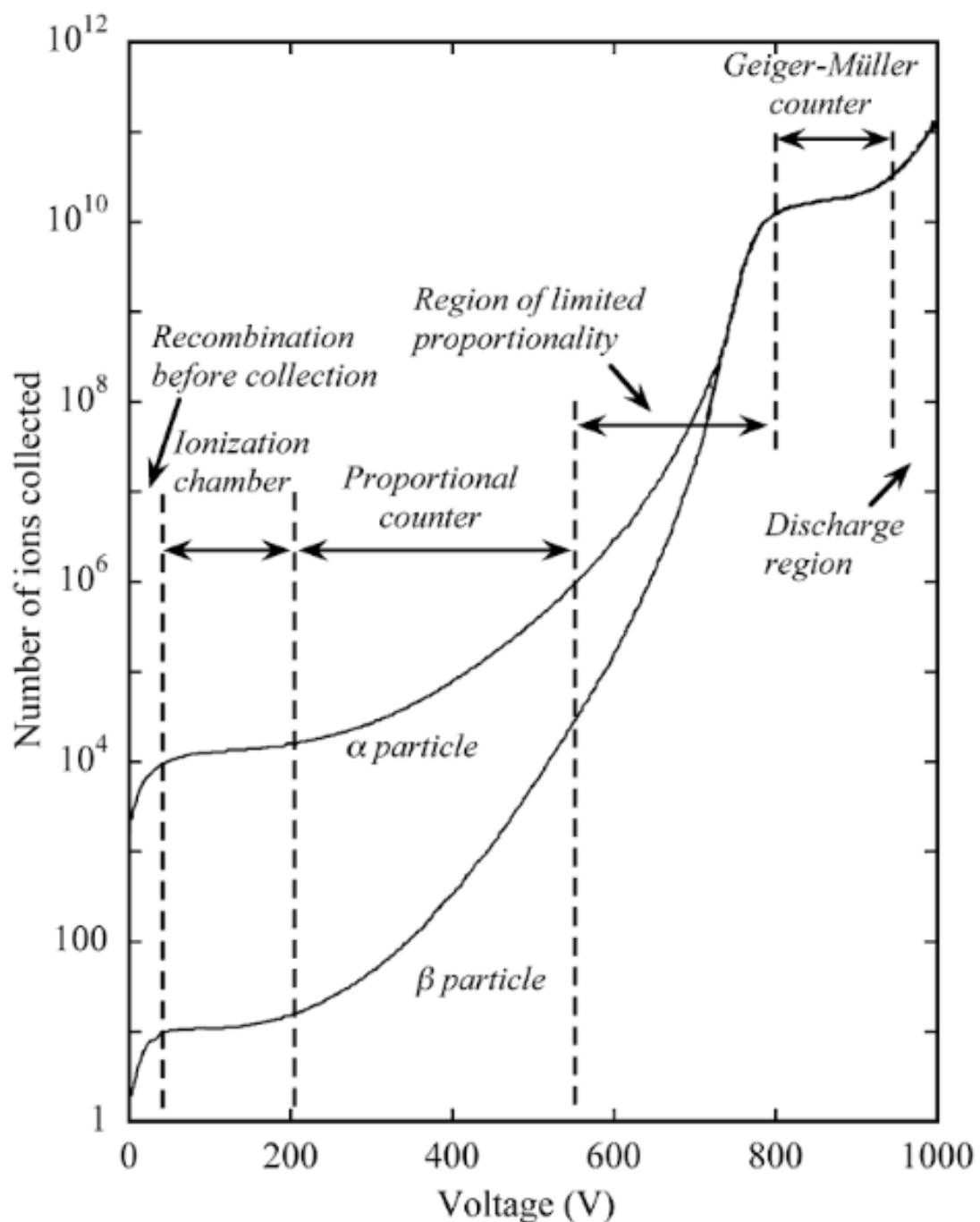


Figure 4.3 : Nombre de charges collectées en fonction du champ électrique appliqué [6].

la présence d'un champ \vec{E} crée une force qui accélère les charges, et notamment les électrons qui, s'ils ont l'énergie nécessaire, vont créer des ionisations au cours de leur dérive. Ainsi le nombre dN de paires électrons-ions par unité de longueur dx peut s'exprimer de la manière suivante :

$$dN = \alpha N dx, \quad (4.3.3.1)$$

avec α un coefficient de proportionnalité nommé coefficient de Townsend. Il est défini comme étant l'inverse du libre parcours-moyen λ et représente le nombre de collisions qui créent une paire électrons-ions par unité de longueur. Le coefficient de Townsend est directement relié à la section efficace d'ionisation σ_I ainsi qu'au nombre N_{mol} de molécules par unité de volume :

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \text{ et } \alpha = N_{mol}\sigma_I, \quad (4.3.3.2)$$

La résolution de l'équation (4.3.3.1) nous donne le nombre de paires créées :

$$N = N_0 e^{\int_0^x \alpha(u) du}, \quad (4.3.3.3)$$

avec N_0 le nombre de charges primaires créées par l'ionisation de la particule incidente. Cette formulation est assez générale car le coefficient de Townsend dépend directement de la densité du gaz, et donc de sa pression P , mais également du champ électrique appliqué E . De nombreuses expressions analytiques existent pour exprimer α en fonction de différentes valeurs du champ électrique, mais la plus simple et la plus répandue est celle de S.A. Korff [13] :

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-\frac{BP}{E}}, \quad (4.3.3.4)$$

où A et B sont des paramètres phénoménologiques qui dépendent du type du gaz employé. Ainsi, si le champ électrique est uniforme, le coefficient α devient constant et l'équation (4.3.3.3) devient :

$$N = N_0 e^{\alpha x} \text{ ou } M = \frac{N}{N_0} = e^{\alpha x}, \quad (4.3.3.5)$$

avec M le facteur de multiplication qui représente le gain de notre détecteur pour un gaz et un champ électrique donnés. Par ailleurs, les collisions dans le gaz étant aléatoires, le gain fluctue entre chaque évènement². Pour décrire cette distribution, on peut la représenter par une distribution de Polya [14].

Pour décrire la distribution des charges à un instant donné, il faut revenir à leur dérive et à leur diffusion dans un gaz. La mobilité des électrons étant plus grande que celle des ions grâce à leur plus faible masse, ces derniers seront localisés sur le front de la distribution alors que les ions occuperont la queue. Cette disparité de vitesse est à l'origine de la forme de la distribution de charge dans une avalanche, qui prend la forme d'une goutte d'eau, comme le montre la figure 4.4. Cette distribution de charge modifie localement le champ électrique et donc le coefficient de Townsend. Ce sont donc les créations de charges secondaires successives qui prennent, lors de leur dérive, la forme d'une goutte que l'on nomme avalanche.

2. On appelle ici "évènement" une particule chargée entrant dans le détecteur.

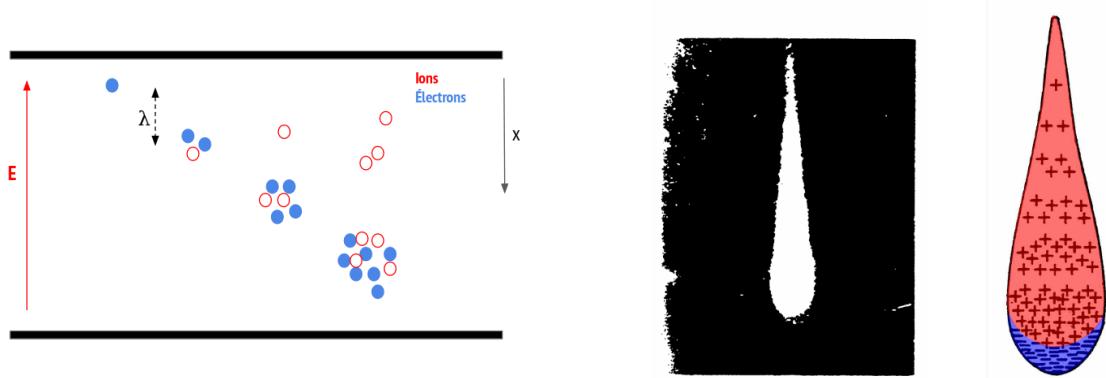


Figure 4.4 : À gauche : schématisation de la formation d'une avalanche et de sa forme en goutte. Au bout de son libre parcours moyen λ , un électron va créer une nouvelle paire électron-ion. À droite : cliché [15] d'une avalanche électronique grâce à une chambre à brouillard et répartition des porteurs de charges dans l'avalanche.

La limite de Raether : limitation du gain dans un détecteur

L'augmentation du champ électrique induit une avalanche, ce qui permet d'augmenter le gain. Néanmoins, ce dernier ne peut être accru sans conséquences et de manière illimitée. Au fur et à mesure que les avalanches se créent, de nombreux processus secondaires entrent en jeu, et le champ électrique est localement modifié par la présence de plus en plus de charges dans l'avalanche. Il peut alors se créer un plasma entre l'anode et la cathode, dans lequel les charges peuvent se déplacer librement, ce qui conduit à un court-circuit ou plus généralement ce qu'on appelle une étincelle. Ces courts-circuits peuvent endommager le détecteur d'une part, et d'autre part empêchent de maintenir un voltage constant entre l'anode et la cathode. Cette baisse significative du voltage, et donc du gain, provoque un temps mort dans l'acquisition des données. Le gain maximal pour un détecteur gazeux peut être obtenu de manière phénoménologique par la limite de Raether [16] : $\alpha L = 20$ ou encore $M = 10^8$, avec α le coefficient de Townsend, L le chemin parcouru par les électrons dans l'avalanche et M le facteur de multiplication ou le gain du détecteur. Néanmoins cette limite théorique de Raether n'est jamais atteinte en pratique. En effet, tous les électrons créés par ionisation primaire n'ont pas la même énergie et donc l'énergie moyenne des électrons est plus faible que l'énergie maximale possible. De ce fait, le gain maximal atteignable est plus faible, de l'ordre de $M \approx 10^6$.

Région de proportionnalité limitée

Dans cette région où l'on a augmenté de plus en plus le champ électrique, le caractère proportionnel est perdu : le nombre de charges collectées n'est plus proportionnel au nombre de charges créées. Ce phénomène s'explique par la modification locale du

champ électrique à cause de la forte densité de charges induite par les avalanches au niveau de l'anode.

Région Geiger-Müller

La région Geiger-Müller est également appelée région de saturation du gain. En effet, comme on peut l'observer sur la figure 4.3, le nombre de charges collectées atteint un plateau, ce qui signifie que l'origine du signal est décorrélée des ionisations primaires : indépendamment de leur énergie, les particules ionisantes laissent le même signal. C'est dans ce mode qu'opèrent les compteurs Geiger-Müller [17] qui servent généralement à mesurer la radioactivité ambiante dans un milieu donné.

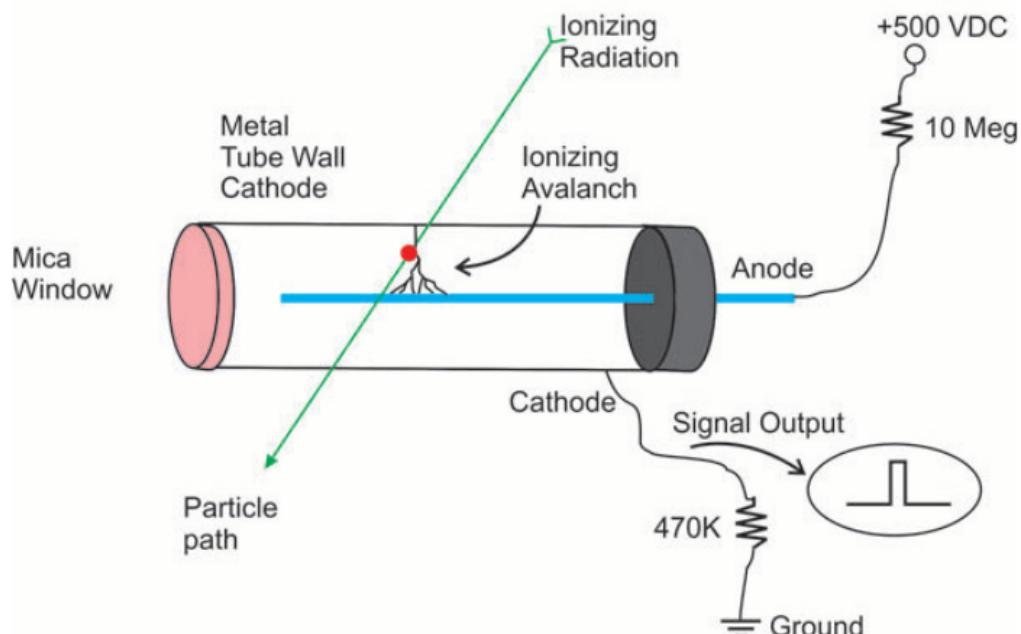


Figure 4.5 : Schéma du fonctionnement d'un compteur Geiger-Müller [18].

Leur principe de fonctionnement est très simple. Il s'agit d'une enceinte cylindrique remplie de gaz, jouant le rôle de cathode, qui contient en son centre, un fil métallique qui va jouer le rôle d'anode. Un champ électrique intense est appliqué de sorte que le détecteur soit saturé en gain. De par sa symétrie cylindrique, le champ dans le détecteur varie en $1/r$, avec r la distance par rapport au fil. Ainsi les électrons vont dériver vers l'anode jusqu'à ce que le champ soit assez important pour initier une avalanche. Le concept du détecteur et l'évolution de l'avalanche sont illustrés par la figure 4.5. Le caractère saturé de ce mode provient en grande partie des photons émis par les désexcitation des atomes qui peuvent à leur tour créer des ionisations finissant en avalanche à d'autres endroits.

du détecteur. De ce fait, autour du fil d'anode, une forte concentration d'électrons va prendre place tandis que les ions dérivent doucement dans le sens du champ électrique. La collecte des ions est donc particulièrement lente par rapport à celle des électrons. De par le gradient de charge le long du cylindre, un champ d'écrantage apparaît dans le détecteur ce qui modifie localement le champ électrique autour du fil. Cet écrantage a pour conséquence de faire diminuer le champ et donc de réduire la probabilité d'avalanche comme le montre la figure 4.6. C'est pour cette raison que le temps mort des compteurs Geiger-Müller est très long, de l'ordre de 10 ms.

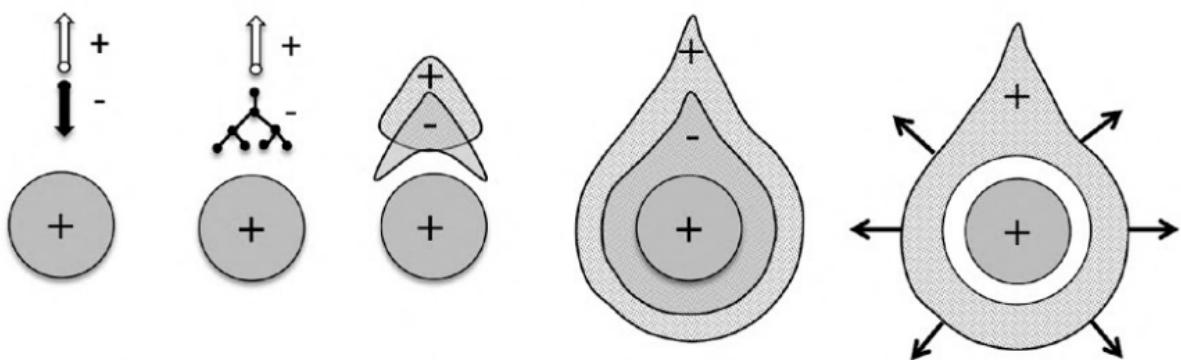


Figure 4.6 : Développement d'une avalanche autour d'un fil d'anode et effet d'écrantage [6].

Régions de décharges

En augmentant significativement le champ électrique, on arrive dans la région de décharges où des court-circuits permanents peuvent avoir lieu, en créant des arcs électriques entre l'anode et la cathode. Le passage entre les régions Geiger-Müller et cette dernière région se nomme la rupture. Ces phénomènes peuvent durablement endommager les détecteurs ainsi que l'électronique de lecture et cette région n'est pas utilisée comme un mode normal de fonctionnement.

4.3.4 Formation du signal : le théorème de Shockley-Ramo

Lorsque l'on parle de collecte des charges, on peut naïvement penser que le signal est dû à l'arrivée des électrons sur l'anode, et des ions sur la cathode. Au contraire, le signal mesuré n'est pas dû aux charges elles-mêmes mais plutôt à leur mouvement, qui va induire un courant qui, lui, sera mesuré. Ce phénomène est expliqué par le théorème de Shockley-Ramo. En développant les équations de Maxwell, W. Shockley [19] puis S.

Ramo [20], expriment le courant induit par une particule chargée sur une électrode k faisant partie d'un ensemble n d'électrodes de la manière suivante :

$$I_k(t) = -q \overrightarrow{v_d(t)} \cdot \frac{\overrightarrow{E_w}}{1V}, \quad (4.3.4.1)$$

avec E_w le champ électrique virtuel (ou “weighting field” en anglais) qui existerait au point $x(t)$ si on retirait la charge et qu'on plaçait l'électrode k au potentiel 1 V, les autres électrodes étant toutes à la masse. Cette formulation assez complexe permet de calculer le courant induit et donc les charges sur une électrode de manière assez simple et efficace :

1. On calcule le champ électrique \overrightarrow{E} qui existe dans le détecteur.
2. On calcule le champ électrique $\overrightarrow{E_w}$ en mettant l'électrode considérée au potentiel 1V et les autres à la masse (0V).
3. On calcule la trajectoire des particules dans le champ électrique réel \overrightarrow{E} .
4. On utilise l'équation (4.3.4.1) pour calculer le générateur de courant équivalent, pour tous les types de charges (négatives et positives).

Considérons une paire électrons-ions entre deux plaques parallèles séparées par une distance d . Cette paire a été créée à une distance x de l'électrode 1. Appliquons une différence de potentiel entre les deux électrodes que nous appellerons $U_{réel}$, comme illustré par la figure 4.7.

1. L'intensité du champ électrique vaut $E_{réel} = U_{réel}/d$.
2. On s'intéresse à la charge induite sur l'anode. L'intensité du champ électrique virtuel E_w en mettant l'électrode 2 à la masse et l'électrode 1 à un potentiel de 1V vaut $E_w = 1V/d$.
3. L'électron dans le champ électrique $\overrightarrow{E_{réel}}$ a une vitesse $\overrightarrow{v_d} = -\mu_e \overrightarrow{E_{réel}}$ soit $|v_d| = \mu_e U_{réel}/d$. Il va donc mettre un temps $t_e = \frac{xd}{\mu_e U_{réel}}$ à atteindre l'anode (électrode 1). Réciproquement, l'ion va mettre un temps $t_i = \frac{(d-x)d}{\mu_i U_{réel}}$ pour atteindre la cathode (électrode 2).
4. On calcule maintenant l'intensité du générateur de courant équivalent : l'électron participe au courant $I_e(t)$ pendant la durée t_e et l'ion participe au courant $I_i(t)$ pendant la durée t_i . Ainsi, l'intensité du générateur de courant équivalent vaut $I(t) = I_e(t) + I_i(t) = -\frac{e}{d}(v_e + v_i)$. On peut désormais calculer, par conservation de la charge, la charge totale développée par l'électron et l'ion : $Q = I_e t_e + I_i t_i = -\frac{e}{d}(v_e t_e + v_i t_i) = -\frac{e}{d}(x + (d - x)) = -e$.

Ce que nous pouvons tirer de cet exemple est que l'intensité du courant mesuré sur l'anode ne dépend que du mouvement des charges créées. De plus, les électrons ayant une mobilité bien plus grande que celle des ions, le temps d'arrivée des ions t_i est largement plus grand que celui des électrons, comme représenté par la figure 4.7, ce qui fait que la charge induite en fonction du temps dépend de deux composantes : une composante électronique très rapide et intense, car les électrons à cause de l'avalanche sont créés près de l'anode, et une composante ionique très lente et faible, car créée loin de l'anode.

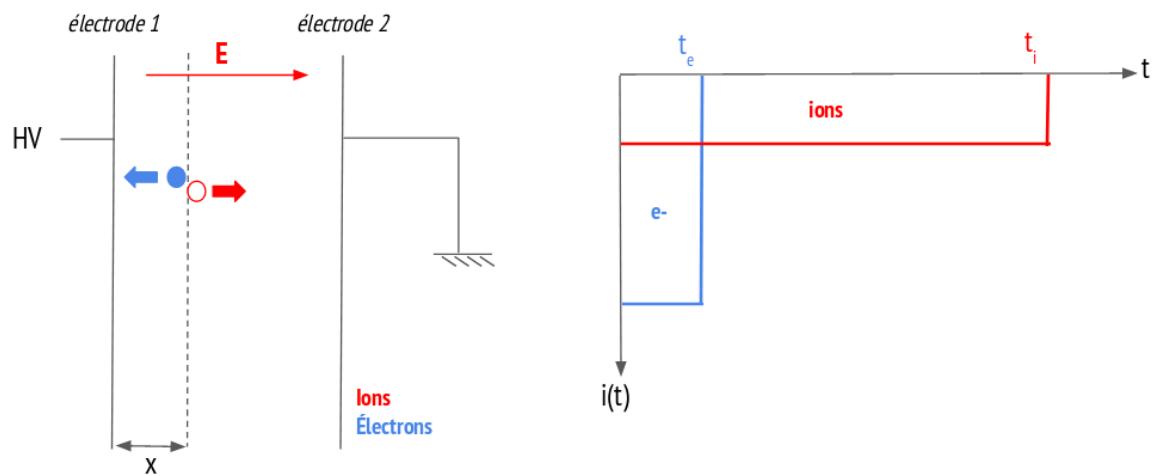


Figure 4.7 : À droite : illustration du théorème de Shockley-Ramo pour une paire électron-ion entre deux plaques parallèles. À gauche : composantes ionique et électronique du courant induit sur l'électrode 1 (anode) en fonction du temps.

4.4 La lignée Micromegas

4.4.1 La chambre proportionnelle multi-fils (MWPC)

Comme expliqué précédemment, la conception d'un détecteur gazeux doit se faire en regard du champ électrique que l'on veut appliquer pour séparer et collecter les charges. Pour pouvoir identifier les particules ionisantes dans les détecteurs, de nombreux développements ont été effectués pour fonctionner dans le mode proportionnel : on peut dissocier par exemple les rayons α ou β comme le montre la figure 4.3. C'est le cas des compteurs proportionnels, qui fonctionnent sur le même principe que les compteurs Geiger-Müller mais avec des champs électriques de moindre intensité. Le champ présent est assez grand pour faire apparaître des avalanches, et donc avoir un fort gain, mais également assez faible pour être en-dessous de la limite de Raether.

Les compteurs proportionnels ont permis de faire entrer les détecteurs en physique des particules dans l'ère de l'électronique : la collecte des charges induisant un signal

électrique peut se faire de manière automatique, contrairement aux chambres à bulles ou à brouillard. Néanmoins, cette catégorie de détecteurs connaît deux écueils : le premier étant de nombreux temps morts, le deuxième étant son incapacité à reconstruire la trajectoire des particules. En effet, ces types de détecteurs mesurent l'ionisation induite par la particule dans le gaz. On peut ainsi remonter à leur énergie après calibration du détecteur, mais l'impulsion de la particule incidente ne pourra être extraite. C'est pour répondre à ce dernier problème que G. Charpak a mis au point les chambres proportionnelles multi-fils (*MWPC* en anglais pour *Multi-Wire Proportional Chamber*) en 1968 [21]. Les chambres proportionnelles multi-fils sont composées de fils d'anode parallèles, séparés d'une certaine distance, autour desquels se trouvent deux plans de cathodes. La figure 4.8 illustre le concept d'une chambre multi-fils ainsi que les lignes de champs qui sont déformées et qui convergent vers les fils d'anode. Lorsqu'une particule ionise le gaz, les avalanches se produisent dans les zones où le champ électrique est le plus intense, c'est-à-dire au niveau du fil le plus proche. Le nombre de charges créées pour une chambre multi-fils est assez grand pour être lu par une électronique de lecture, électronique indépendante pour chaque fil. Ainsi, grâce à ce dispositif, on peut avoir connaissance de la trajectoire de la particule en regardant simplement quel fil a été touché. La résolution de ce détecteur est dictée par l'espacement entre les fils. Ainsi, il suffirait de réduire cet espace pour augmenter significativement la résolution spatiale. Néanmoins deux obstacles apparaissent si l'on veut réduire l'espacement entre les fils. D'une part, la répulsion électrostatique et d'autre part, le couplage capacitif entre chaque fil. En effet pour ce dernier point, le couplage capacitif est directement relié à l'espacement entre les fils : plus cet espace se réduit, plus la capacité par unité de longueur augmente. Ainsi, si l'on veut rapprocher les fils, tout en maintenant le champ électrique, et donc le gain constant, le voltage sur chaque fil doit être augmenté. Par exemple, pour passer d'un espacement de 2 mm à 1 mm, le voltage doit être augmenté d'un facteur 2 [6], ce qui pour les expériences peut devenir un problème. De plus, la fabrication de chambres avec des fils très proches est difficilement réalisable. Les chambres à multi-fils classiques fonctionnent avec un espacement entre les fils de 2 mm, ce qui leur confère une résolution de l'ordre du millimètre.

Pendant de nombreuses années, les chambres multi-fils ont été les seuls détecteurs capables de faire de la trajectographie avec une bonne résolution spatiale. De par leur facilité de construction, elles ont permis l'émergence de détecteurs avec de grandes surfaces, à moindres coûts. Leurs principales limitations résident dans leur résolution spatiale qui doit être améliorée ainsi que dans la réduction du temps d'évacuation des ions. De nombreux efforts ont été menés en ce sens à la fin des années 1980. C'est ce qui a conduit à une nouvelles génération de détecteur : les détecteurs gazeux à micro-pistes (*MPGD* en anglais pour *Micro-Pattern Gaseous Detectors*).

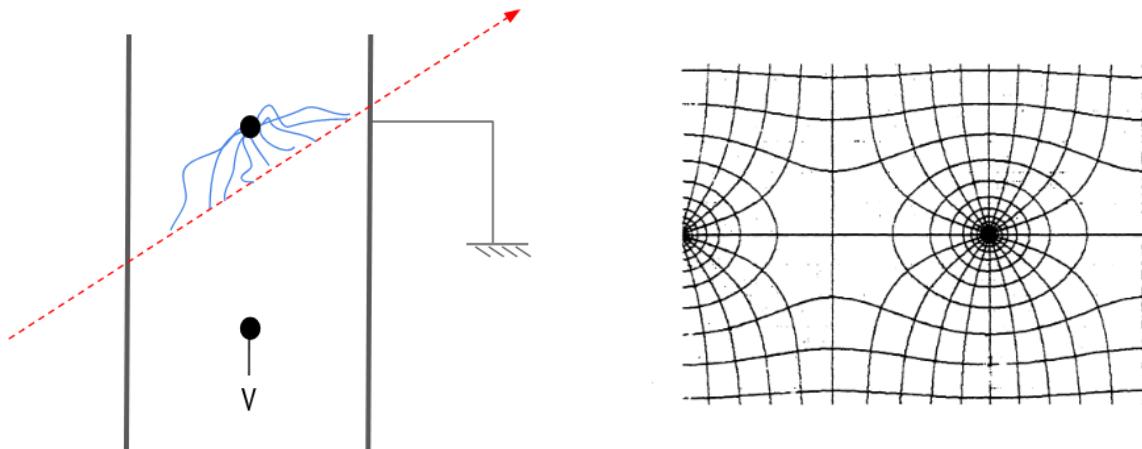


Figure 4.8 : À gauche : schéma d'une chambre multi-fils. Lorsqu'une particule incidente ionise le gaz, les électrons primaires initient des avalanches qui sont collectées par le fil le plus proche. À droite : lignes de champ près d'un fil. Ici les fils ont un diamètre de $20\text{ }\mu\text{m}$ et sont espacés de 2 mm [22].

4.4.2 Les détecteurs gazeux à micro-pistes (MPGD)

Les MPGD ont vu le jour grâce à deux étapes essentielles : la miniaturisation de l'anode et la séparation des zones de dérive et d'amplification, qui avant se faisaient dans le même espace.

Miniaturisation de l'anode

Cette première étape s'est faite notamment grâce aux développements des techniques de la micro-électronique ainsi qu'aux travaux d'A. Oed qui a développé les chambres gazeuses à micro-pistes (*MSGC* en anglais pour *Micro-Strip Gas Chamber*) [23]. L'idée est de remplacer les fils d'anodes des chambres à multi-fils par des pistes de cuivre faites par photolithographie sur un support dédié (généralement un isolant de type circuit imprimé). L'espacement entre les pistes, comme le montre la figure 4.9, est nettement réduit par rapport à une chambre multi-fils, ce qui améliore significativement la résolution spatiale de ce détecteur (autour de $30\text{ }\mu\text{m}$). De plus l'alternance entre les différentes pistes d'anode et de cathode permet d'obtenir un champ électrique très élevé au niveau des pistes d'anode et donc de permettre le développement d'avalanches près de l'anode. Ceci assure un très bon rapport signal sur bruit, ce qui permet de lire facilement les signaux par une électronique de lecture spécialisée. En plus de ces très bonnes performances concernant la résolution spatiale, les MSGC permettent d'obtenir des gains très élevés (de l'ordre de 10^{44} [24]) ainsi que de très bonnes résolutions temporelles (10 ns pour des flux de l'ordre de $1\text{ MHz}\cdot\text{mm}^{-2}$). Néanmoins, les forts champs électriques, dus à la disposition des lignes

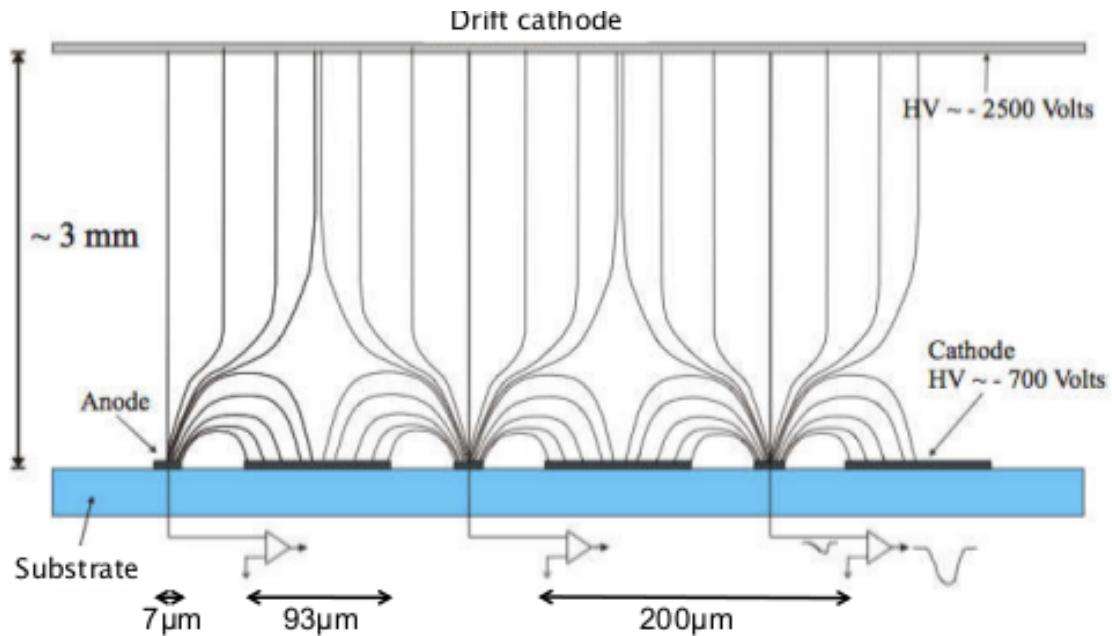


Figure 4.9 : Schéma d'une chambre à micro-pistes et des lignes de champs. L'alternance entre les pistes d'anode et de cathode génère un champ intense qui permet l'apparition d'avalanche.

de champs aux bords des anodes, conduisent à l'apparition de violentes décharges qui peuvent nuire aux détecteurs. De plus, l'accumulation de charges à la surface du matériau isolant entraîne une importante variation du gain au cours du temps.

Séparation des zones de dérive et d'amplification

Cette deuxième étape permet de séparer en deux zones distinctes la zone de dérive où se produisent les ionisations primaires, et la zone d'amplification où ont lieu les avalanches. La zone d'amplification est très petite par rapport à la zone de dérive, ce qui fait que la collecte des ions est beaucoup plus rapide. Ainsi l'écrantage, qui est la principale cause des temps morts dans un détecteur gazeux, est lui aussi réduit. Ceci permet aux détecteurs MPGD de fonctionner à des flux très élevés. Il existe de nombreuses manières de séparer ces deux zones et de collecter les ions, c'est ce qui différencie les différents détecteurs MPGD et en fait une véritable famille de détecteurs. Actuellement, deux types de détecteurs sont principalement utilisés par les expériences de physique des particules : les détecteurs GEM et Micromegas. Le traitement des Micromegas sera fait dans la partie suivante.

Les détecteurs GEM (pour *Gas Electron Multiplier*) ont été développés par F. Sauli en 1997 au CERN [25]. Les GEM tirent leur particularité d'une fine feuille de diélectrique (généralement une feuille de kapton de 50 μm) recouverte de part et d'autre par deux couches de métal (généralement du cuivre). Cette feuille est trouée par photolithographie avec des trous de 70 μm espacés de 140 μm. Une différence de potentiels entre les deux

couches de métal de la feuille permet de transformer chaque trou en un compteur proportionnel indépendant : les électrons créés par les ionisations primaires vont dériver vers la feuille de kapton et être “aspirés” par les trous, à cause de la disposition des lignes de champs, comme le montre la figure 4.10. Les électrons se trouvant dans les

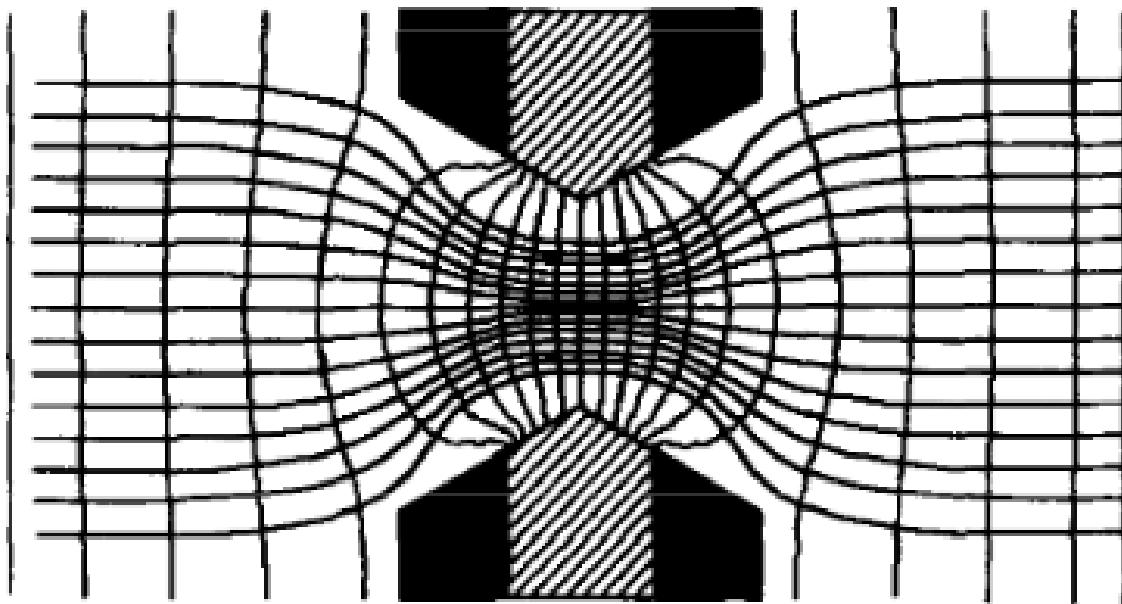


Figure 4.10 : Simulation des lignes de champs au niveau d'un trou de feuille de GEM. L'avalanche prend place dans les trous grâce à la configuration de ces lignes et du champ élevé qui est généré [25].

trous, subissent un fort champ électrique, supérieur à $10 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, ce qui leur permet d'initier des avalanches. La plupart d'entre eux sont transférés après le trou. Grâce à un champ électrique plus faible en sortie de trou, les électrons issus de l'avalanche sont guidés vers l'anode. Quant aux ions, la configuration du champ électrique fait qu'ils sont rapidement collectés par les faces métalliques. Grâce à ce concept, le gain d'un détecteur GEM est directement relié à la qualité des trous et insensible à la forme globale de la feuille, ce qui permet de relâcher certaines contraintes techniques et autorise les détecteurs GEM à être facilement produits à grande échelle.

La grande force des détecteurs GEM comparés aux détecteurs MSGC réside dans le fait que l'anode n'entre pas en jeu pour produire des avalanches. Ceci permet de ne pas appliquer de champs trop élevés au niveau de l'anode et donc diminuer les risques de dommages. De plus, grâce à la densité élevée de trous, il n'y a pas ou peu d'accumulation de charges sur les parties isolantes de la feuille de kapton. Le gain est donc peu impacté et stable au cours du temps. A l'inverse, le principal inconvénient des détecteurs GEM est leur faible gain. Chaque feuille permet d'obtenir un facteur

d'amplification de l'ordre de 10. Afin d'atteindre de plus hauts gains, de nombreux développements ont été réalisés afin de créer des détecteurs GEM avec plusieurs feuilles successives qui vont chacune jouer le rôle de pré-amplificateur. Grâce à ce dispositif, le gain total peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^5 .

4.4.3 Le détecteur Micromegas

Dans la même période que les détecteurs GEM, les détecteurs Micromegas (pour *MICRO-MEsh GAsous Structure*) sont développés par I. Giomataris en 1996, au CEA Saclay [26] avec la collaboration de G. Charpak et Ph. Rebourgeard. La particularité

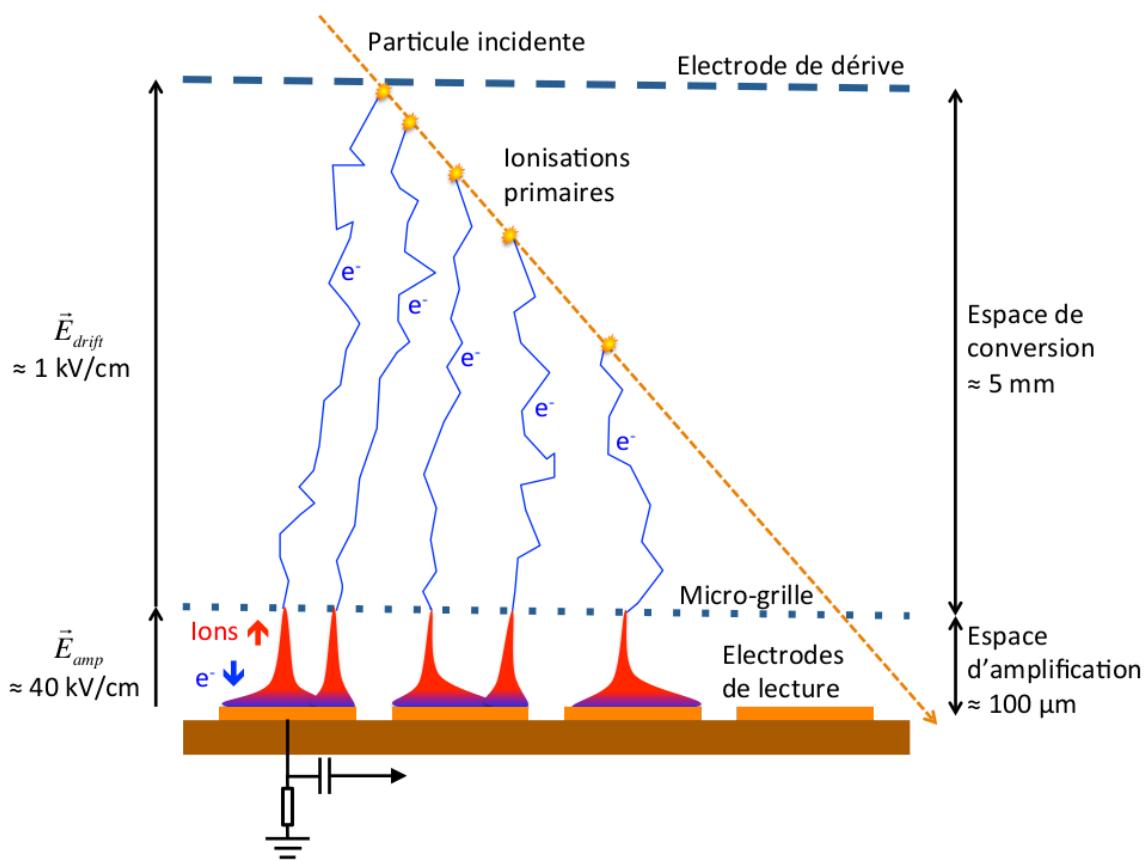


Figure 4.11 : Principe de fonctionnement d'un détecteur Micromegas. La particule incidente ionise le gaz et les électrons dérivant jusqu'à l'espace d'amplification initient des avalanches. Le signal est récupéré par l'électronique de lecture [15].

des Micromegas vient de leur micro-grille qui permet de séparer la zone d'amplification de la zone de dérive. Cette micro-grille est fabriquée à partir de fils d'inox d'environ $20\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, avec un pas de maillage d'environ $50\text{ }\mu\text{m}$. Elle est située à quelques millimètres de la cathode pour former la zone de dérive où un champ électrique \vec{E}_d est

appliqué. Ce champ, de quelques $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, est assez élevé pour éviter les recombinaisons entre les ions et les électrons, mais assez faible pour ne pas initier d'avalanche. La zone d'amplification, quant à elle, se situe entre la micro-grille et les pistes d'anodes, qui sont séparées d'une centaine de micromètres. Un champ électrique \vec{E}_a beaucoup plus intense y est appliqué, de l'ordre de plusieurs dizaines de $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$. Lorsque les électrons ont dérivé dans l'espace d'amplification, le champ électrique \vec{E}_a leur permet d'atteindre des énergies qui initient une avalanche électronique dont le signal sera collecté par les pistes d'anodes. Le schéma explicatif d'un Micromegas est donné par la figure 4.11. Les lignes de champs sont quant à elles illustrées par la figure 4.12.

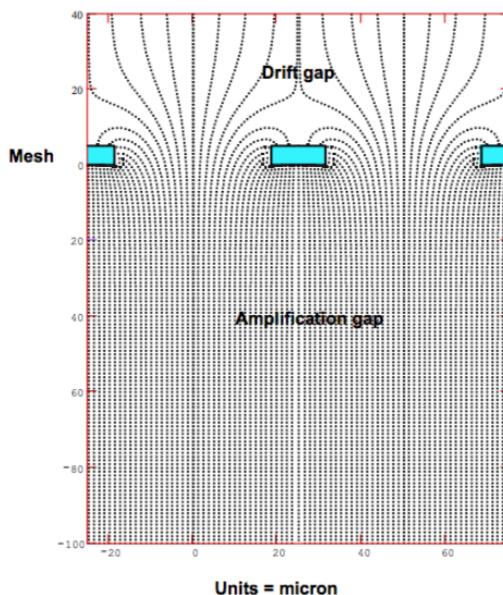


Figure 4.12 : Simulation du champ électrique dans un détecteur Micromegas. La micro-grille est représentée en bleu. Grâce aux lignes de champs, les électrons sont aspirés de l'espace de conversion à l'espace d'amplification. Lorsqu'une particule incidente ionise le gaz, les électrons primaires initient des avalanches qui sont collectées par le fil le plus proche [27].

D'après le théorème de Shocley-Ramo et l'exemple fait en section 4.3.4, vu que les avalanches se créent près des pistes d'anode, le signal aura deux composantes : une composante électronique, rapide, et une composante ionique, plus lente, qui formera la queue de la distribution du signal et qui représentera environ 80% du signal total, comme le montre la figure 4.13. De plus, c'est pour éviter les temps morts dus à la lente collecte des ions que la micro-grille est proche des pistes d'anodes.

Transparence de la micro-grille

Comme nous venons de l'expliquer, la micro-grille joue un rôle fondamental dans le fonctionnement d'un détecteur Micromegas. Elle permet d'une part de créer une zone

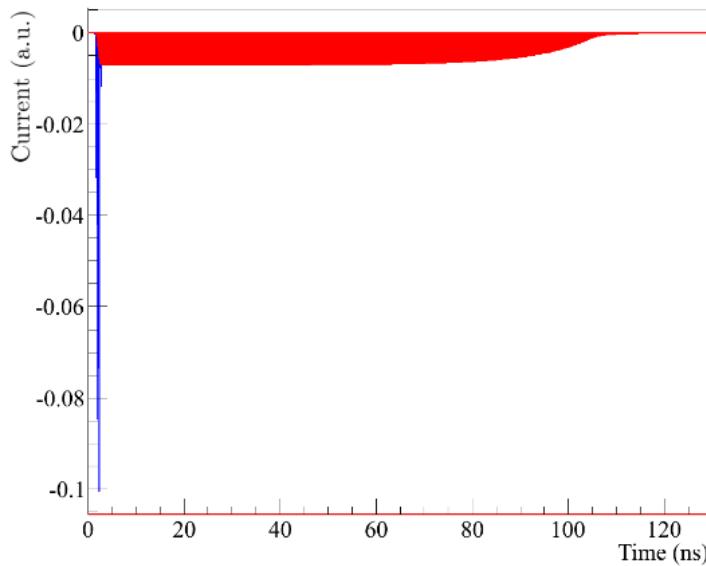


Figure 4.13 : Développement du signal pour un détecteur Micromegas [18].

d'amplification indépendante de la zone de dérive, et d'autre part, grâce à sa structure en maille, elle permet de transférer les électrons d'une zone à l'autre. Néanmoins, ce transfert n'est pas parfait : certains électrons peuvent être collectés par la micro-grille. De la même manière, certains ions peuvent traverser la grille. Pour quantifier ces phénomènes, on définit η la probabilité qu'un électron produit dans la zone de dérive puisse passer dans la zone d'amplification en présence de la micro-grille. Il a été observé [28] que cette grandeur est directement reliée au rapport $\frac{E_a}{E_d}$, comme le montre la figure 4.14. Pour un faible rapport, c'est-à-dire pour un champ E_d élevé, les lignes de champs arrivent directement sur la micro-grille ce qui empêche les électrons d'accéder à la zone d'amplification par les trous. Ainsi, dans ce scénario, la micro-grille est opaque et η est faible. Au contraire, pour un rapport élevé, c'est-à-dire pour un champ E_d faible, les lignes de champs passent par les trous de la micro-grille ce qui permet de guider les électrons primaires dans la zone d'amplification. Dans ce cas, η est proche de 1. On observe également une transition entre les deux scénarios expliqués précédemment : lorsque le rapport n'est pas assez élevé, les électrons primaires dérivent trop lentement dans la zone de conversion et sont donc plus facilement sujets à des recombinaisons. Il faut également rappeler que les ions sont soumis au phénomène inverse : pour des faibles valeurs de η , beaucoup d'ions peuvent traverser la micro-grille et inversement pour des fortes valeurs de η .

3. La micro-grille utilisée pour les mesures indiquées par les points rouges est une micro-grille de avec des fils de 18 µm de diamètre espacés d'une distance de 45 µm et non 46 µm comme indiqué sur la figure tirée de [28]. L'explication est donnée dans le section 5.3.1 de [28].

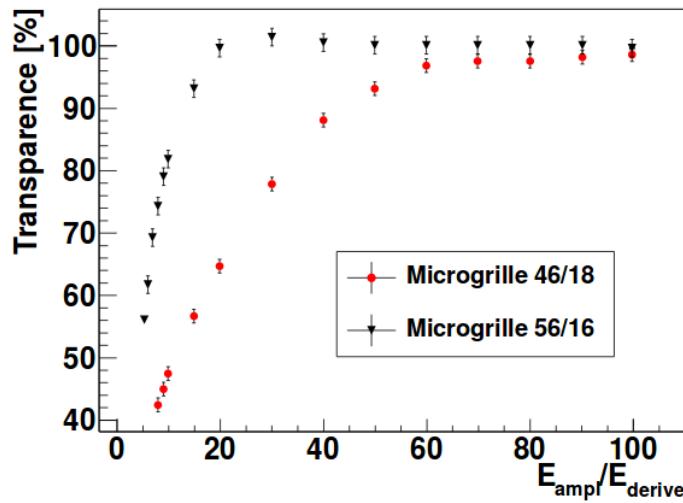


Figure 4.14 : Transparence de la micro-grille en fonction du rapport E_{amp}/E_{derive} . Une micro-grille X/Y correspond à un tissage avec des fils de Y μ m espacés d'une distance de X μ m [28]³.

Gain d'un Micromegas

Pour pouvoir lire les signaux d'un Micromegas par une électronique de lecture, il faut que le signal soit supérieur au bruit électronique. Cette condition ne peut être obtenue qu'en maintenant le gain de manière constante au cours du temps. Comme expliqué précédemment, le gain d'un détecteur gazeux est défini par les relations (4.3.3.2) et (4.3.3.3). En combinant ces deux équations, on obtient la relation suivante :

$$M = \exp(APd \times e^{-BP\frac{d}{\Delta V}}), \quad (4.4.3.1)$$

avec A et B des paramètres qui dépendent de la nature du gaz, d la distance de la zone d'amplification entre la micro-grille et l'anode, P la pression du gaz et $\Delta V = |V_{grille} - V_{anode}|$. On constate que, pour une distance d'amplification fixe, le gain est maximal pour une différence de potentiel $\Delta V = BPd$. Ainsi pour un gaz donné, et donc B constant, si l'on veut travailler à forte pression, la distance d'amplification doit être faible, et inversement. De plus, l'expression du gain dépend de manière explicite de d . Or il est très difficile d'obtenir un espace d'amplification qui soit parfaitement parallèle, ce qui induit que le champ électrique dans la zone d'amplification n'est pas totalement uniforme. Ainsi l'expression (4.4.3.1) doit être considérée comme une approximation.

Technologie bulk

De manière pratique, la zone d'amplification d'un Micromegas, entre la micro-grille et les pistes d'anodes, n'a pas la même épaisseur en tout point du détecteur. Ce problème

d'ordre mécanique peut influer sur la stabilité du gain. C'est pourquoi de nombreux efforts ont été effectués afin de maintenir cette distance d'amplification constante. Une solution a été apportée en 2006 par les équipes du CEA Saclay : la technologie "bulk" [29]. Grâce à cette technique, la micro-grille est engluée entre deux couches de polymères sensibles aux UV. Le processus de fabrication est expliqué par la figure 4.15. L'idée principale est de créer, par photolithographie, des piliers qui soutiennent la micro-grille et qui sont collés à cette dernière. La taille typique des micro-piliers est de 350 µm.

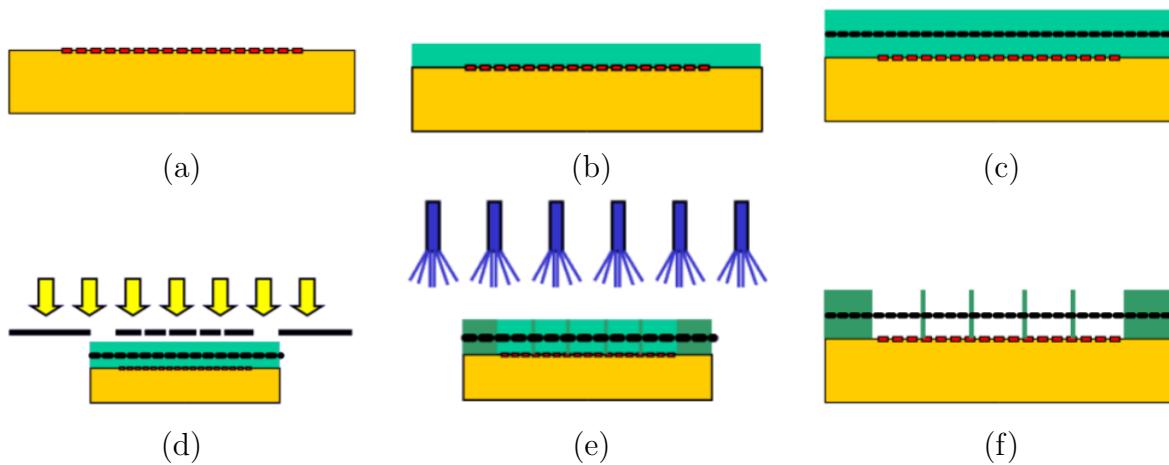


Figure 4.15 : Processus de fabrication d'un Micromegas Bulk : (a) PCB avec les pistes d'anode. (b) Dépôt de 128 µm de films photorésistifs. (c) La micro-grille est "engluée" entre deux couches de films. (d) Insolation du film photorésistif. (e) Développement du film dans un bain de $NaOH$. (f) Détecteur final avec "bulk". Schéma illustré par Stéphan Aune et Kebbiri Mariam.

Les Micromegas fabriqués au CEA Saclay possèdent généralement un gap d'amplification de 128 µm. Pour le réaliser, suivant la figure 4.15, il faut disposer de deux feuilles de polymères de 64 µm. Fait notable, cette technique fait intervenir également une feuille de polymère au-dessus de la micro-grille. Ainsi par photolithographie et lavage avec une solution d'hydroxyde de sodium pour nettoyer les déchets, des piliers seront présents également au-dessus de la micro-grille. Néanmoins, de par leur dimension, ils n'affectent pas la transparence de la micro-grille. Par cette technique, il suffit de laminer ensemble le circuit imprimé qui supporte les pistes d'anode et la micro-grille. Seule la cathode doit être rajoutée pour former l'enceinte Micromegas. Ceci permet d'industrialiser le processus, afin d'en produire de grandes quantités à bas coûts, et rend les détecteurs Micromegas robustes. De plus, la technologie *bulk* a permis d'ouvrir la voie à des détecteurs avec des géométries diverses, comme le détecteur Micromegas courbé de l'expérience CLAS12.

Films résistifs

Afin de maintenir les détecteurs Micromegas dans des conditions stables d'utilisation, il faut s'assurer que ces derniers supportent les décharges qui peuvent survenir dans l'espace d'amplification. Comme dit précédemment, les décharges entraînent une baisse du gain et de potentiels dégâts pour les pistes d'anode. Pour cela, il a fallu développer des films photo-résistifs. Ce travail a été initié par M. Dixit et P. Colas [30, 31]. Le principe est exposé par la figure 4.16. On dépose une couche de film résistif par-dessus les pistes d'anode. Le dépôt se fait avec un masque ayant les mêmes dimensions que les pistes. Pour le processus de fabrication, les étapes restent les mêmes, sauf que la lamination se fait entre la micro-grille et l'ensemble film résistif-pistes d'anode. Grâce à cette couche de film résistif, les charges sont évacuées rapidement à la masse ce qui réduit considérablement la probabilité de décharges. La résistivité de ces films peut varier entre $100 \text{ k}\Omega/\square$ et $1 \text{ M}\Omega/\square$ selon la nature de l'encre résistive. On mesure la résistivité d'une couche mince en $\text{M}\Omega/\square$ ⁴ en utilisant la méthode des quatre points. Par cette méthode, la résistivité mesurée ne dépend pas de la taille du carré. Par ailleurs la pose d'une couche résistive ne vient pas altérer le signal : ce dernier est transféré aux pistes d'anode par effet capacitif. Une étude plus poussée sur les performances des détecteurs Micromegas avec pistes résistives sera développée dans le chapitre 5, car cette technique rend les détecteurs plus sensibles aux poussières et altère leur résolution spatiale.

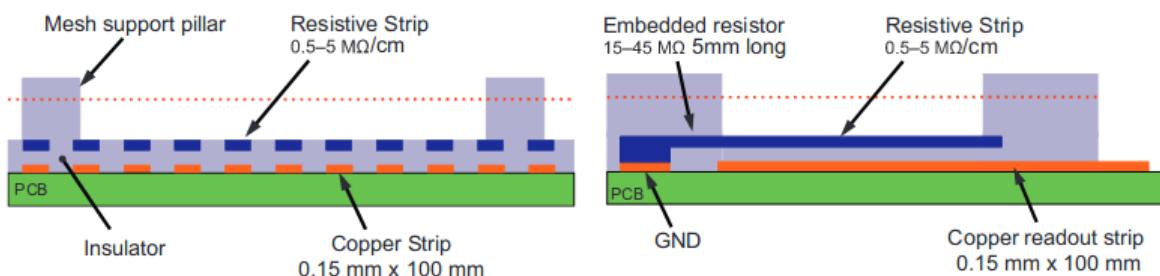


Figure 4.16 : Schéma en coupe d'un plan de lecture résistif pour un détecteur Micromegas. À gauche : coupe selon les pistes. Le film résistif est indiqué en bleu. Les pistes d'anode en orange. À droite : coupe perpendiculaire aux pistes. Les pistes résistives sont connectées à la masse grâce à une résistance d'une centaine de $\text{M}\Omega$ [32].

Résolution spatiale et temporelle

Les détecteurs Micromegas ont pu être utilisés dans de nombreuses expériences de physique des particules grâce à leur robustesse, renforcée par les technologies *bulk* et résistives, mais également à leur résolution spatiale et temporelle, qui leur permettent

4. L'unité Ω/\square est communément utilisé pour les mesures de résistivité par "carré".

d'être des outils de trajectographie compétitifs par rapport aux autres détecteurs gazeux. La résolution spatiale d'un détecteur Micromegas est définie par la taille des pistes d'anode et la diffusion transverse des électrons dans le gaz. En effet, plus les électrons sont diffus, plus le nombre de pistes touchées sera grand et donc le signal sera étalé sur un plus grand nombre de pistes. Le choix du gaz est donc important pour limiter cette diffusion transverse afin d'améliorer la résolution spatiale de notre détecteur et sera discuté dans la partie 4.5. Intrinsèquement, la résolution spatiale d'un détecteur, de manière générale, est de $L/\sqrt{12}$, avec L la taille des éléments qui collectent la charge⁵. Pour notre cas, L sera la largeur des pistes d'anode. Cette résolution pour une seule piste de lecture est donc dégradée dans un premier temps par le comportement des électrons dans le gaz. Les meilleures résolutions spatiales atteintes sont inférieures à 100 µm. De plus, nous verrons l'effet des films résistifs sur cette résolution spatiale. Concernant la résolution temporelle, une précision inférieure à 10 ns peut être atteinte. Mais tout comme la résolution spatiale, cette dernière est fortement dépendante du comportement des électrons dans le gaz, notamment leur vitesse de dérive et leur diffusion longitudinale. De plus, il a été montré que l'ajout d'un film résistif peut nuire à cette résolution [15], notamment à cause la non homogénéité des films employés qui peuvent, localement, avoir des résistivités différentes.

4.5 Choix du gaz

Le choix du gaz pour un détecteur gazeux est primordial : il va définir les performances aussi bien en gain qu'en résolution spatiale de notre détecteur. Ce choix doit se faire en fonction de l'utilisation du détecteur et des conditions de l'expérience. En effet, tous les gaz peuvent être ionisés et donc, sous certaines conditions, être le vecteur d'une avalanche. Néanmoins, certaines expériences vont nécessiter de travailler à faible voltage, à fort gain et à haut flux. Le choix du gaz doit donc se faire en prenant en compte ces éléments. Deux types de gaz peuvent être utilisés : les gaz nobles et les gaz polyatomiques.

Les gaz nobles

Les gaz nobles sont utilisés dans la plupart des mélanges gazeux pour leurs propriétés intéressantes liées à leur bande de valence électronique qui est pleine. Grâce à cette configuration, l'attachement électronique est nul et le gaz ne peut pas initier de réactions chimiques avec les autres matériaux présents dans l'enceinte gazeuse, ce qui pourrait provoquer une vieillissement prématué du détecteur. Le gaz le plus utilisé est l'argon,

5. Si on nomme x la position de la charge sur l'élément de lecture, on peut calculer la variance de la distribution des x , que l'on considère uniforme entre $x - L/2$ et $x + L/2$ ce qui nous donne la valeur de $\frac{L^2}{12}$.

grâce à son coût relativement restreint par rapport à d'autres types de gaz tels que le néon ou le xénon. Pour autant, l'utilisation exclusive de l'argon dans un détecteur gazeux n'est pas souhaitable. Premièrement, en tant que gaz noble, il permet de travailler à faible voltage mais avec des gains maximaux atteignables de l'ordre de $10^2\text{-}10^3$ [27]. De plus, les électrons dans un gaz pur tel que l'argon n'ont qu'un seul canal d'ionisation : l'excitation des atomes. En effet, lorsqu'une ionisation primaire prend place, elle donne lieu à des paires électrons-ions mais également à des atomes excités. Ces atomes se désexcitent en émettant un photon qui, par effet photo-électrique, peut initier une nouvelle ionisation et donc un nouvel électron à un autre endroit du détecteur qui sera amplifié par la suite. Ces ionisations supplémentaires dégradent ainsi la résolution spatiale de notre détecteur. De plus, pour les gaz nobles tels que l'argon, la section efficace est élastique jusqu'à ce que les électrons atteignent des énergies d'ionisation et d'excitation autour de 10 eV, comme le montre la figure 4.17. Cette absence de processus inélastique à faible énergie induit une augmentation de la diffusion transverse des électrons ainsi que la diminution de leur vitesse de dérive.

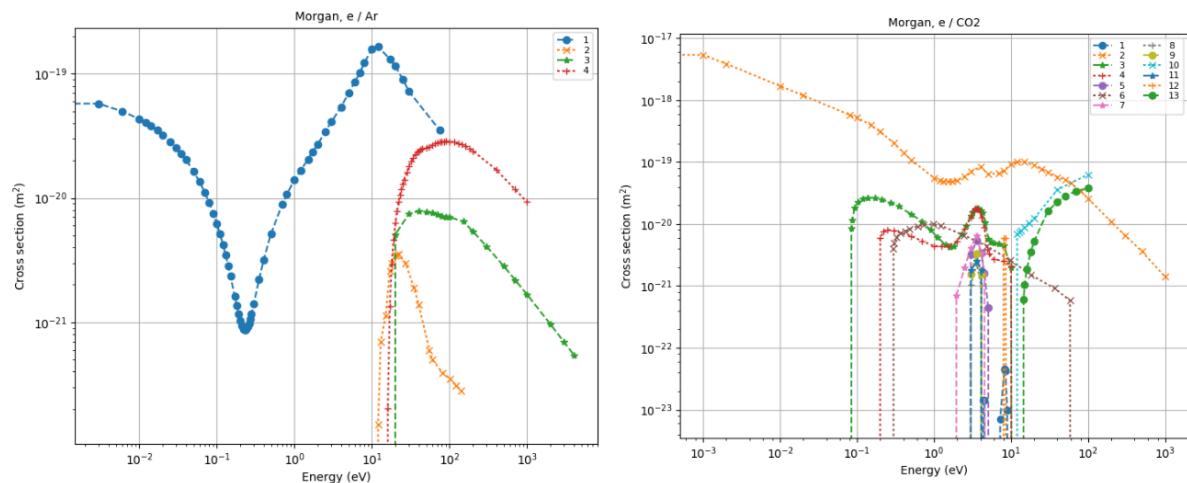


Figure 4.17 : Section efficace électron-molécule entre fonction de l'énergie pour différents types de gaz. À gauche : pour de l'argon pur. Simulation faite par LXCAT. 1 = section efficace élastique. 2-3 = section efficace d'excitation. 4 = section efficace ionisation. À droite : pour du dioxyde de carbone pur. Simulation faite par LXCAT. 1 = section efficace d'attachement. 2 = section efficace élastique. 3-12 = section efficace d'excitation. 13 = section efficace ionisation.[33].

Les gaz polyatomiques

Pour empêcher les ionisations supplémentaires dues à la désexcitation des atomes de gaz et réduire la diffusion transverse des électrons, l'idée est d'ajouter un autre canal de perte d'énergie pour les électrons en ajoutant au gaz noble un pourcentage de gaz polyatomique. Ces gaz sont composés de molécules qui peuvent être excitées sans générer

de nouvelles ionisations : elles possèdent plusieurs degrés de liberté vibrationnels et rotationnels qui leur permettent de se désexciter par effet thermique. Ces gaz sont appelés *quencher* et permettent de travailler à des tensions beaucoup plus élevées et d'atteindre des gains plus forts, de l'ordre de 10^6 . En effet, ces gaz permettent de ne pas atteindre la région de décharges (voir la figure 4.3) en limitant le nombre d'avalanches supplémentaires. Il existe différents types de *quenchers* car leurs propriétés dépendent de leur nature : plus il y a d'atomes dans les molécules, plus l'effet de *quenching* sera important. Comme le montre la figure 4.17, pour des gaz polyatomiques, l'énergie pour des phénomènes non élastiques est plus faible que pour les gaz nobles (10 eV pour l'Argon contre 10^{-1} eV pour le CO_2), ce qui permet d'augmenter la vitesse de dérive (cf figure 4.2) et de réduire la diffusion transverse. C'est pourquoi les gaz polyatomiques sont ajoutés dans des mélanges gazeux avec des gaz nobles. De plus, pour des électrons proches du minimum de Ramsauer (cf section 4.3.2), les effets des gaz polyatomiques sur ces derniers vont être amplifiés : de par leur forte section efficace, ils vont avoir des contributions égales à celles des gaz nobles.

Les gaz polyatomiques les plus utilisés sont le dioxyde de carbone CO_2 et l'isobutane iC_4H_{10} . La figure 4.18 montre l'effet significatif en terme de gain de l'ajout de gaz polyatomiques à de l'argon pour un Micromegas.

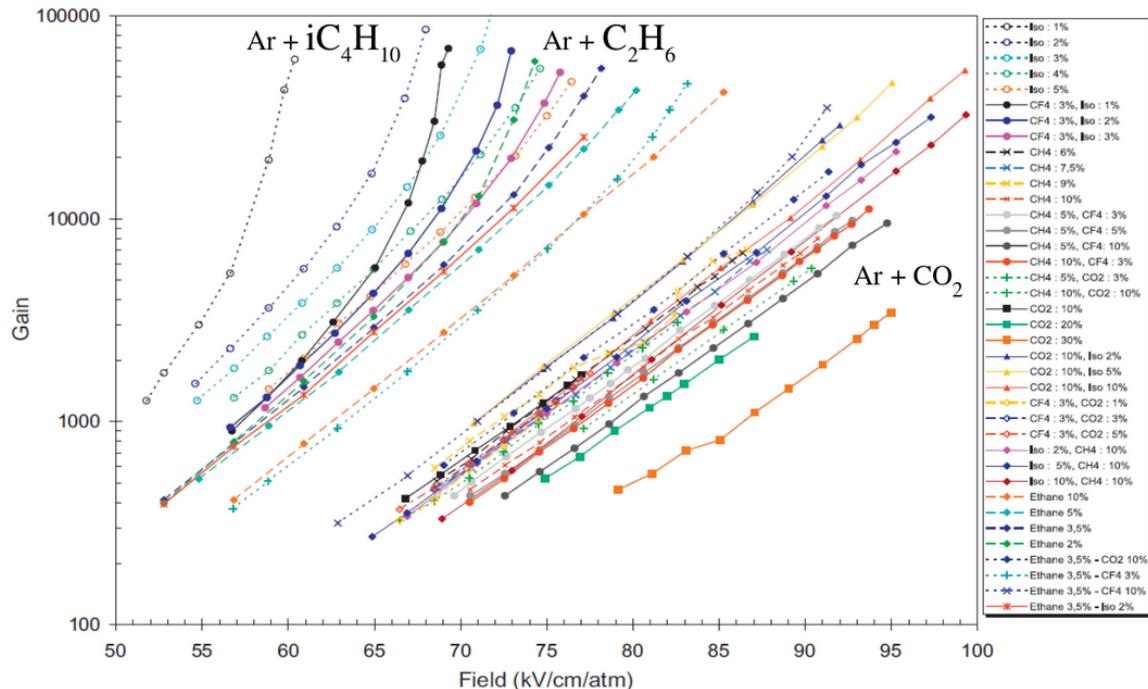


Figure 4.18 : Mesures du gain d'un détecteur Micromegas, avec un espace d'amplification de $50\text{ }\mu\text{m}$ en fonction du champ électrique d'amplification. Les mesures sont faites pour différents mélanges gazeux contenant de l'argon et un gaz polyatomique avec un certain pourcentage ($CO_2, CH_4, C_2H_6, i-C_4H_{10}, CF_4$) [34].

Une grandeur sur laquelle peut jouer le mélange gazeux est la transparence de la micro-grille dans un Micromegas. En effet, il a été montré qu'en fonction de la concentration de gaz polyatomiques, la micro-grille est plus ou moins transparente 4.19. Cet effet est dû à l'impact qu'ont les gaz polyatomiques sur la diffusion transverse : plus la diffusion transverse est faible, plus les électrons seront proches des lignes de champs et donc pourront traverser plus facilement les trous de la grille sans être collectés par cette dernière. Pour mesurer cette transparence expérimentalement, le gain mesuré est normalisé par la valeur du gain maximal pour un champ électrique donné.

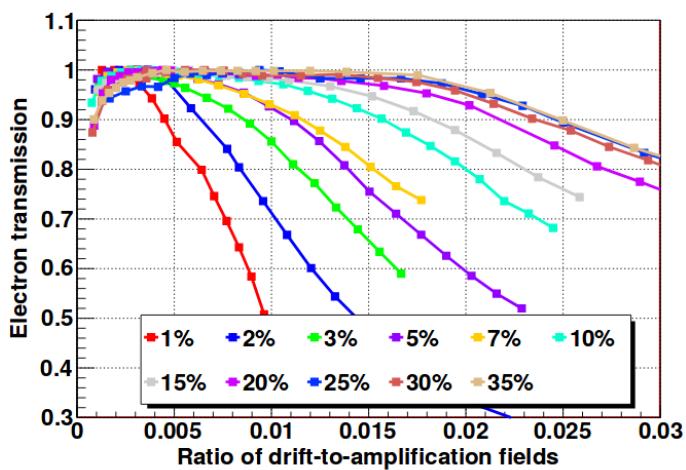


Figure 4.19 : Transparence électronique de la micro-grille en fonction du pourcentage d'isobutane dans un mélange à base d'argon [35].

L'inconvénient majeur des gaz polyatomiques vient également de leur nature : les liaisons entre les différents atomes peuvent être facilement rompues, ce qui provoque la formation de polymères qui peuvent dégrader le détecteur et augmenter son vieillissement.

La détermination du gaz est donc une étape cruciale pour le choix et l'utilisation d'un détecteur. Sa sélection doit se faire en fonction des performances requises pour le détecteur, mais également de considérations extérieures tels que le coût ou encore la dangerosité pour les utilisateurs (inflammabilité) ou l'environnement (gaz à effet de serre). Le mélange "magique" utilisé par Charpak et son groupe de recherche était un mélange à 70% d'argon, 29.6% d'isobutane et 0.4% de fréon qui leur permettait d'atteindre des gains jusqu'à 10^7 [6].

4.6 Conclusion

Les détecteurs gazeux sont utilisés depuis le début du 19^e siècle et ont permis de révolutionner la physique des particules. Grâce aux chambres à brouillard, le passage

des particules chargées est devenu visible à l'oeil nu. Les longs temps morts entre chaque évènement dans les chambres à brouillard ont poussé au développement de détecteurs se basant sur une lecture électronique du signal. Le compteur Geiger-Müller est une illustration de cette avancée. Néanmoins, ces compteurs ne permettent pas de reconstruire la trajectoire des particules incidentes. C'est en ce sens que l'invention des chambres à multi-fils de Charpak marque un tournant dans l'histoire des détecteurs gazeux. De là découle une lignée technologique qui va, grâce au développement de la micro-électronique, conduire à des détecteurs compacts, robustes et efficaces tel que le détecteur Micromegas. La lecture électronique des signaux ainsi que la résolution de ces détecteurs ont connu de nombreux développements techniques, notamment en vue d'améliorer les performances de ces derniers.

Bibliographie

- [1] C. T. R. Wilson. On a Method of Making Visible the Paths of Ionising Particles through a Gas. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 85(578) :285–288, June 1911.
- [2] Neddermeyer, S. et C. Anderson. Cosmic-Ray Particles of Intermediate Mass. *Physical Review*, 54(1) :88–89, 1938.
- [3] Donald A. Glaser. Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids. *Physical Review*, 87(4) :665–665, August 1952.
- [4] Konrad Kleinknecht. *Detectors for Particle Radiation*. Cambridge University Press, December 1998. Google-Books-ID : RI05DW7rtmMC.
- [5] Horst Wenninger. In the tracks of the bubble chamber, July 2004. <https://cerncourier.com/a/in-the-tracks-of-the-bubble-chamber/>, consulté le 11/03/19.
- [6] Fabio Sauli. *Gaseous Radiation Detectors : Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press, June 2014. Google-Books-ID : ToaYAwAAQBAJ.
- [7] J. S. Townsend et V. A. Bailey. The motion of electrons in gases. *J. S. Townsend et V. A. Bailey*, S.6(42) :873–891, 1921.
- [8] C. Ramsauer. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. *Annalen der Physik*, 369(6) :513–540, 1921.
- [9] Claus Grupen and Boris Shwartz. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, March 2008. Google-Books-ID : XCPlJTu3GQkC.
- [10] Larry A. Viehland. *Gaseous Ion Mobility, Diffusion, and Reaction*, volume 105 of *Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics*. Springer International Publishing, Cham, 2018.
- [11] Sanborn C. Brown. *Basic Data of Plasma Physics : The Fundamental Data on Electrical Discharges in Gases*. MIT Press, 1967.
- [12] L. G. Christophorou and R. P. Blaunstein. Electron attachment in gases and liquids. *Chemical Physics Letters*, 12(1) :173–179, December 1971.
- [13] Korff, S. A. *Electron And Nuclear Counters*. Van Nostrand, New York, 1955.

- [14] Herald Genz. Single electron detection in proportional gas counters. *Nuclear Instruments and Methods*, 112.1 :83–90, 1973.
- [15] Florian Thibaud. Développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour les hauts flux de particules et évaluation de la contribution diffractive à la leptoproduction de hadrons à COMPASS. page 195.
- [16] Raether, H. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths, London, 1964.
- [17] Hans Geiger and Walther Müller. Elektronenzählrohr zur messung schwächer aktivitäten. (16.31) :617–618, 1928.
- [18] Simon Bouteille. Development and applications of micro-pattern gaseous detectors for muon tomography. September 2017.
- [19] William Shockley. Currents to conductors induced by a moving point charge. *Journal of applied physics*, 9.10 :635–636, 1938.
- [20] Simon Ramo. Currents induced by electron motion. *Proceedings of the IRE*, 27.9 :584–585, 1939.
- [21] Georges Charpak. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*, 62.3 :262–268, 1968.
- [22] Sauli, Fabio. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. *CERN*, page 92, 1977.
- [23] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 263(2) :351–359, January 1988.
- [24] S. Dalla Torre. MPGD developments : historical roadmap and recent progresses in consolidating MPGDs. *Journal of Instrumentation*, 8(10) :C10020–C10020, October 2013.
- [25] F Sauli. GEM : A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 386(2) :531–534, February 1997.

- [26] Y. Giomataris, Ph. Reboursard, J. P. Robert, and G. Charpak. MICROME-GAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 376(1) :29–35, June 1996.
- [27] Paul Serrano. Caliste-MM : a new spectro-polarimeter for soft X-ray astrophysics. October 2017.
- [28] Gabriel Charles. Mise au point de détecteurs Micromegas pour le spectromètre CLAS12 au laboratoire Jefferson. September 2013.
- [29] Ioannis Giomataris et al. Micromegas in a bulk. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 560.2 :405–408, 2006.
- [30] Dixit, M. S. and Rankin, A. Simulating the charge dispersion phenomena in micro pattern gas detectors with a resistive anode. *Nucl. Instrum. Meth.*, A566 :281–285, 2006.
- [31] Dixit, M. and others. Micromegas TPC studies at high magnetic fields using the charge dispersion signal. volume A581 of *Nucl. Instrum. Meth.*, pages 254–257, 2007.
- [32] T. Alexopoulos, R. de Oliveira, J. Wotschack, G. Tsipolitis, V. Polychronakos, J. Burnens, O. Pizzirusso, G. Glonti, and G. Sekhniaidze. A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *Nucl.Instrum.Meth.*, A640 :110–118, 2011.
- [33] LXCAT. Morgan database, www.lxcat.net, retrieved on July 8, 2019.
- [34] D. Attié. TPC review. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598(1) :89–93, January 2009.
- [35] F J Iguaz, E Ferrer-Ribas, A Giganon, and I Giomataris. Characterization of microbulk detectors in argon- and neon-based mixtures. *Journal of Instrumentation*, 7(04) :P04007–P04007, April 2012.

Ils ont pas de bol quand même hein ? Mettre au point un truc pareil et tomber sur des cerveaux comme nous !

— Alexandre Astier, *Kaamelott, Livre IV*

5

Améliorations des performances des détecteurs Micromegas

Sommaire

5.1 Caractéristiques des Micromegas développés à Saclay	104
5.1.1 Un trajectographe 2D	104
5.1.2 Multiplexage génétique	106
5.1.3 Lecture électronique du signal	109
5.1.4 Cartes hautes tensions et conditions extérieures	112
5.2 Étude sur les films résistifs	113
5.2.1 Réflexion sur la réduction de la taille des clusters	113
5.2.2 DLC : un film plan résistif	114
5.2.3 Pistes de très haute résistivité	120
5.3 Étude sur la stabilité du gaz	124
5.3.1 Mesures du taux de fuites et du taux d'humidité	126
5.3.2 Mesures de dégazage	128
5.3.3 Bilan	133
5.4 Algorithmes de démultiplexage	134
5.4.1 Création des clusters	134
5.4.2 Reconstruction des traces : combinatoire	135
5.4.3 Transformée de Hough	135
5.4.4 Comparaison	136
5.5 Conclusion	143
Bibliographie	145

Le but de ce chapitre est de présenter les différentes pistes explorées afin d'améliorer les détecteurs Micromegas développés au CEA Saclay. Dans un premier temps, nous exposerons les caractéristiques des détecteurs développés par le groupe muographie entre

2012 et 2016. Ces détecteurs permettent d'obtenir d'assez bonnes résolutions temporelles et spatiales qui permettent de reconstruire les trajectoires des muons incidents. Néanmoins, les performances de ces détecteurs peuvent être améliorées, notamment en terme de résolution spatiale. C'est sur cette piste de recherche que je me suis impliqué en participant à l'élaboration de nouveaux détecteurs utilisant de nouveaux films résistifs (les films DLC) permettant de réduire la diffusion des électrons par leur haute résistivité. J'ai participé à la fabrication de ces détecteurs ainsi qu'à leur caractérisation dans le banc cosmique Tomomu, banc d'essai utilisé au CEA Saclay. Les films DLC recouvrent la totalité du plan de lecture. Cette géométrie induit une perte de signal sur une des deux coordonnées de notre détecteur. C'est pourquoi une nouvelle géométrie a été utilisée : celle de pistes à très haute résistivité. J'ai participé à la caractérisation des premiers détecteurs utilisant ce type de pistes.

Le gaz est un élément essentiel dans le bon fonctionnement d'un détecteur gazeux, et en particulier dans ceux des détecteurs Micromégas. Ce dernier ne doit pas comporter de polluants qui pourraient nuire, à terme, à la qualité des signaux fourni par le détecteurs. Cette partie consacrée à l'étude du gaz, et notamment le dégazage des matériaux présents dans le détecteur, représente une grande partie de mon travail de thèse. J'ai participé aux mesures du taux de fuite sur les détecteurs que nous avons développés et également aux mesures du taux d'humidité présent dans les détecteurs. Par ailleurs, j'ai participé aux études systématiques sur le dégazage et la mise au jour de nouveaux polluants dans le système de gaz tel que l'oxygène, élément électronégatif qui peut collecter des électrons et donc réduire le gain.

Enfin, une dernière partie vise à présenter un autre algorithme que j'ai développé, permettant de lire les signaux fournis par les détecteurs, pour reconstruire les traces des muons incidents. Cet algorithme se base sur la transformée de Hough. Une comparaison entre ses performances et l'algorithme utilisé lors des missions ScanPyramids est présentée ainsi que différents événements particuliers pour montrer les différences entre les deux méthodes.

5.1 Caractéristiques des Micromegas développés à Saclay

5.1.1 Un trajectographe 2D

Comme expliqué dans le chapitre 4, les détecteurs Micromegas sont principalement destinés à faire de la trajectographie, c'est-à-dire à reconstruire les traces des particules détectées. Pour ce faire, il faut savoir l'endroit où est passée la particule sur le plan de lecture. Si l'on dispose d'un détecteur avec une série de pistes de lecture, on dispose d'une

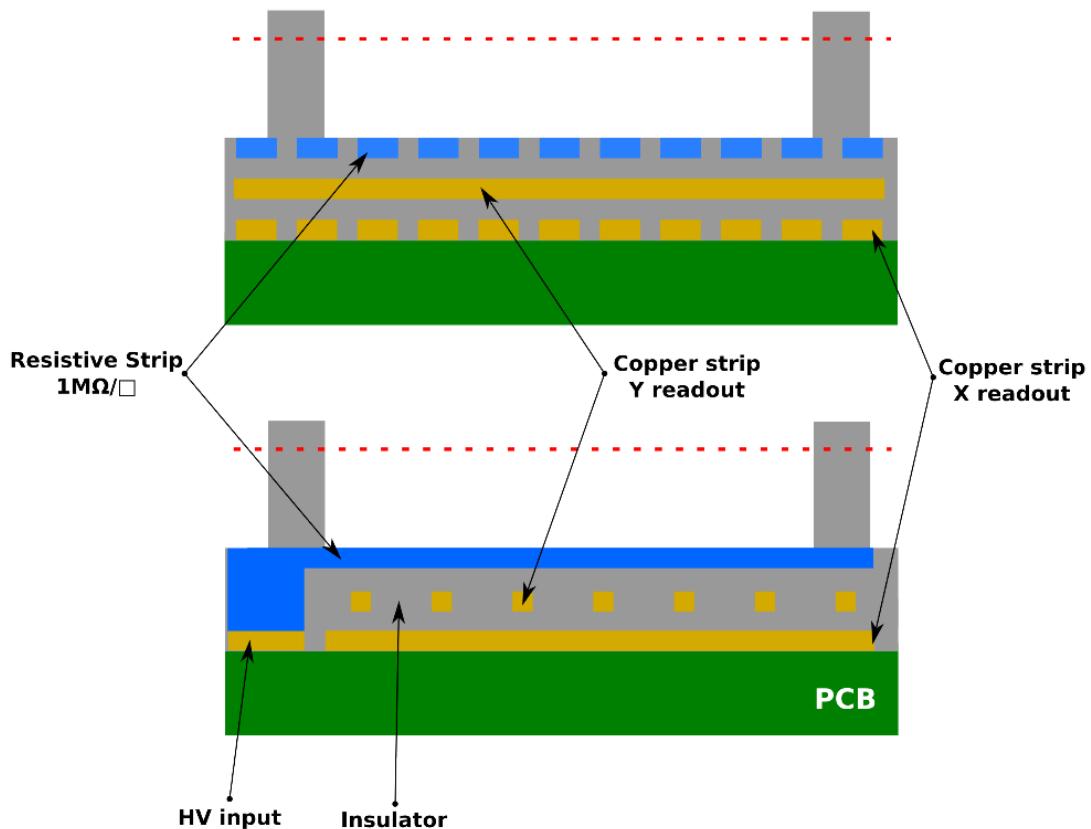


Figure 5.1 : Schéma du plan de lecture 2D avec les différentes couches de pistes : pistes résistives en bleu et pistes de lectures Y et X en jaune. La collecte des charges se fait le long des pistes résistives [1].

information 1D sur la particule. Pour avoir une information en 2D, il faut placer un autre détecteur avec un jeu de pistes perpendiculaires aux précédentes. Cette solution assez simple pose néanmoins de nombreux problèmes. L'ajout de pistes de lectures va augmenter le nombre de canaux électroniques et donc augmenter d'une part, les coûts, et d'autre part la complexité du dispositif expérimental. De plus, l'efficacité combinée des deux plans de détection $\epsilon_{tot} = \epsilon_1 \epsilon_2$ est généralement inférieure au minimum des deux efficacités $\epsilon_{tot} \leq \min(\epsilon_1, \epsilon_2)$, car une trace vue par un plan peut ne pas être vue par l'autre. Pour simplifier le dispositif en réduisant le nombre de plans de détection, l'idée est de mettre les deux jeux de pistes perpendiculaires entre elles dans la même enceinte. Ceci peut se faire grâce à la technologie résistive [2] présentée dans la section 4.4 et illustrée par la figure 5.1.

Un signal peut être induit sur les couches résistives et, par effet capacatif, peut se propager sur les deux couches de pistes de lecture. Les pistes parallèles aux pistes résistives seront nommées les pistes X et celles perpendiculaires seront les pistes Y. Grâce à cette configuration, la micro-grille peut être reliée à la masse et le voltage appliqué sur les pistes résistives, ce qui permet d'assurer un fonctionnement plus stable et de diminuer

le bruit lié aux effets capacitifs dus à la micro-grille. Cette configuration permet alors d'avoir une lecture 2D du signal mais apporte de nombreux soucis d'ordre technique. En effet, du bruit peut se créer par effet capacitif entre les deux niveaux de pistes. De plus, l'écart entre les différentes pistes doit être soigneusement contrôlé car l'amplitude du signal diminue avec la distance. Ainsi, les pistes X sont censées recevoir moins de signal que les pistes Y. Afin de limiter l'effet d'écrantage, les dimensions et la disposition des pistes X et Y sont différentes :

- pistes résistives : inter-piste de 482 µm, épaisseur de 380 µm,
- pistes Y : inter-piste de 380 µm, épaisseur de 482 µm,
- pistes X : inter-piste de 482 µm, épaisseur de 380 µm.

Au final, les détecteurs Micromegas développés au CEA Saclay possèdent 1037 pistes en X et en Y, avec une surface active de $50 \times 50\text{cm}^2$.

5.1.2 Multiplexage génétique

En l'état, un détecteur 2D résistif Micromegas posséderait 2074 voies électroniques pour chaque plan de détection, ce qui, d'un point de vue comptable, ne peut être négligé. Ce nombre élevé de voies peut également poser souci du point de vue de l'expérimentation en terme de coûts mais également en terme de consommation de puissance. Il faudrait trouver alors un moyen de réduire considérablement les voies électroniques. C'est ce que propose le multiplexage génétique mis au point au CEA Saclay [3]. L'idée réside dans le fait qu'une infime partie des pistes portent une information utile concernant la position de la particule incidente. Un schéma a donc été proposé afin de créer des groupes de pistes, de telle sorte qu'il existe un seul et unique couple de pistes voisines pour une unique paire de voies électroniques. On perd ainsi l'information initiale de la position de la particule portée par les pistes électroniques. Cette perte est compensée par la redondance du signal. La conséquence directe de ces règles donne les câblages présentés par la figure 5.2 pour un plan de lecture de détecteur Micromegas 1D, le cas 2D étant l'adaptation pour le deuxième jeu de pistes.

Pour illustrer le principe du multiplexage génétique, il convient de s'intéresser au schéma présenté en figure 5.3. Deux voies électroniques sont représentées, les voies c_1 et c_2 , chacune reliée à une série de pistes non voisines sauf pour une unique paire de pistes voisines s_1 et s_2 . Lorsqu'une particule incidente induit un signal sur un certain nombre de pistes, les voies c_1 et c_2 enregistrent le signal simultanément. Pour le moment, l'information sur la position de la particule incidente est perdue. C'est le multiplexage. Pour démultiplexer le signal, il convient de remonter aux pistes connectées aux voies c_1 et c_2 , représentées en bleu sur la figure 5.3 et de chercher les pistes voisines touchées.

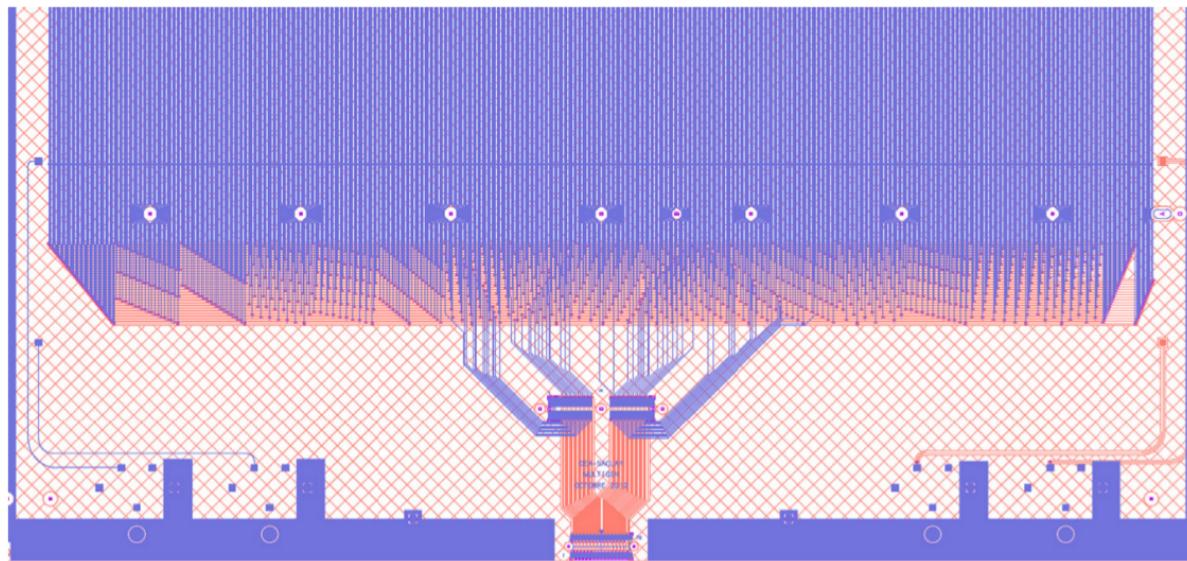


Figure 5.2 : Schéma de connections entre 1024 pistes et 61 voies électroniques pour un connecteur. [3].

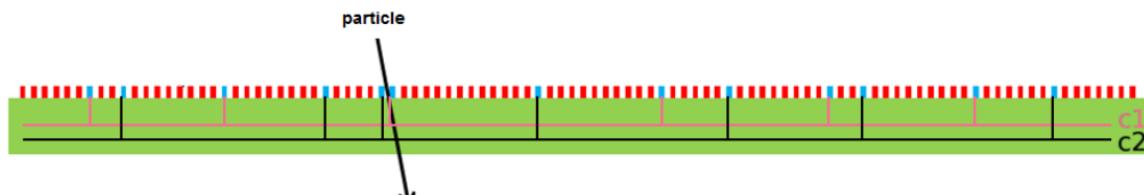


Figure 5.3 : Principe du multiplexage génétique expliqué avec deux voies électroniques c_1 et c_2 . [1]

Si c_1 et c_2 enregistrent un signal simultanément, alors la particule sera passée par les seules pistes voisines possibles, à savoir s_1 et s_2 .

Cet exemple simplifié pour deux voies ne représente malheureusement pas la réalité. Ainsi pour plusieurs voies électroniques, chacune reliée à une série de pistes qui répondent au critère du multiplexage génétique, le signal laissé par la particule sera traduit par des groupes de pistes touchées (*clusters* en anglais). La position de la particule sur une coordonnée est alors estimée en calculant le barycentre des différents clusters.

Ainsi, grâce au multiplexage génétique¹, le nombre de voies électroniques en sortie du détecteur peut être considérablement réduit. On définit le facteur de multiplexage comme le rapport entre le nombre de voies électroniques en sortie et le nombre de pistes qui peuvent être groupées à ces voies selon le schéma du multiplexage génétique défini plus haut. Considérons p voies électroniques en sortie et n pistes électroniques. On veut

1. Le terme de multiplexage génétique a été choisi par analogie avec l'ADN : une séquence de voies électroniques touchées définissent une unique position par laquelle est passée la particule dans le détecteur [3].

connaître le nombre maximal de pistes qui peuvent être reliées aux p voies en suivant les règles du multiplexage génétique. Pour ce faire, il suffit de connaître le nombre maximal de doublets uniques $n_{2_{max}}$ qui peuvent être reliés à p voies électroniques. Ce nombre est défini de manière combinatoire par la relation suivante :

$$n_{2_{max}} = \binom{p}{2} = \frac{p(p-1)}{2}. \quad (5.1.2.1)$$

Ensuite, puisqu'il existe $n_2 = n - 1$ doublets dans un jeu de n pistes, on peut calculer ce nombre maximal de pistes lues par p voies électroniques de la manière suivante :

$$n_{max} = n_{2_{max}} + 1 = \frac{p(p-1)}{2} + 1. \quad (5.1.2.2)$$

Pour trouver les combinaisons de pistes pour chaque voie électronique, un tableau de p colonnes et de n_{max} lignes peut être rempli : le $i^{ème}$ bloc de ce tableau est calculé selon la formule suivante : $1 + i \times k$ [p], i variant de 0 à n_{max} et k de 1 à p . Le calcul s'arrête lorsque $i = n_{max}$ ou lorsque qu'un schéma se répète. Dans ce cas, une série de voies apparaît plusieurs fois, ce qui entraîne des ambiguïtés. On peut montrer [3] que le nombre de schémas répétitifs est minimal en choisissant un nombre p premier de voies électroniques. Une nouvelle approche pour construire des schémas de multiplexage, généralisée à tout nombre p de voies électroniques, est proposée par X.Yue [4].

Les détecteurs Micromegas développés au CEA Saclay comportent 61 voies électroniques, ce qui fait un nombre maximal de pistes lisibles de $n_{max} = 1831$. Les Micromegas comportent 1037 pistes en X et en Y, donc bel et bien adaptés pour une lecture par 61 voies électroniques avec un facteur de multiplexage de 17. Par ailleurs, le facteur de multiplexage peut être adapté en fonction des conditions dans lesquelles les données sont prises, par exemple.

Néanmoins, la réduction du nombre de voies électroniques ne comporte pas que des avantages. Cette réduction est limitée par deux facteurs. Tout d'abord, en regroupant des pistes pour les relier à une même voie électronique, la capacité de chaque voie se voit augmenter (de l'ordre de 1 nF), ce qui peut induire une détérioration du rapport signal sur bruit. De plus, des ambiguïtés peuvent survenir quand il n'est pas possible de distinguer le signal de plusieurs particules ayant été détectées de manière simultanée. Par ailleurs, le multiplexage combiné avec un plan de lecture 2D induit une différence dans la taille des clusters en X et en Y : en effet, les charges étant collectées dans le sens des pistes résistives (donc dans le sens des pistes X), le nombre de pistes Y touchées augmente au fur et à mesure de la collecte des charges. Cet effet est montré par la figure 5.4 et peut conduire à termes à des ambiguïtés.

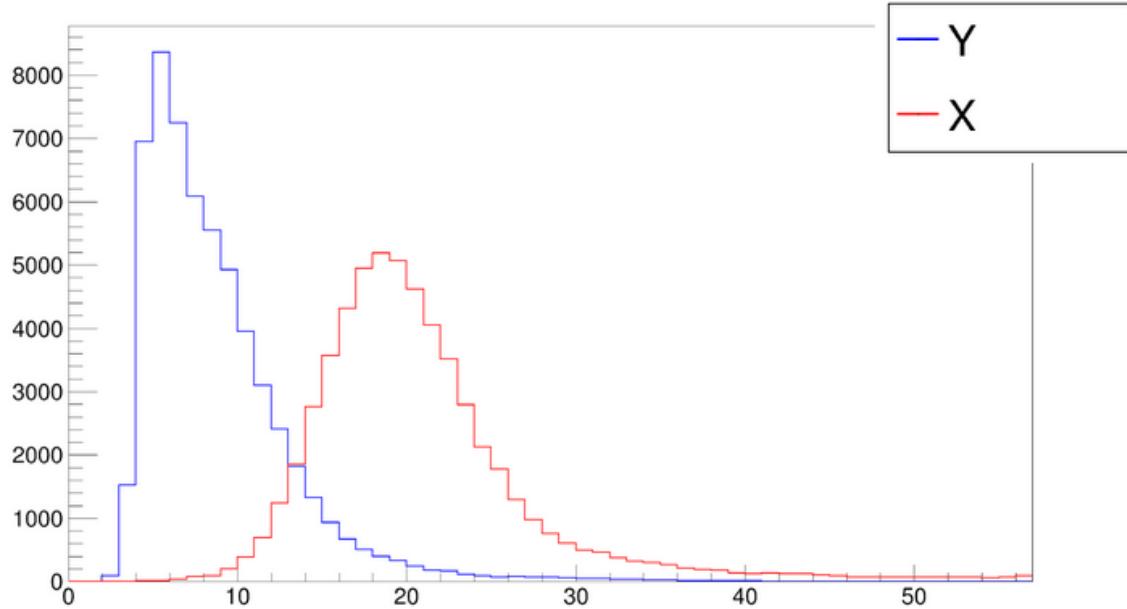


Figure 5.4 : Distribution de la taille des clusters pour les coordonnées X et Y.

5.1.3 Lecture électronique du signal

Signaux fournis par un plan 2D

De manière générale, l'acquisition des données pour un détecteur suit une chaîne de traitement et d'analyse des signaux afin de les exploiter au mieux. La première étape de cette chaîne est la production des signaux par le détecteur. Ces signaux sont traités par une puce d'électronique frontale (ou puce FEE pour *Front End Electronics*) qui permet d'amplifier, de mettre en forme et de stocker les signaux analogiques avant numérisation.

Le premier élément d'une puce FEE est un système de protection de l'électronique contre d'éventuelles décharges électriques. Dans notre cas, cette étape devient inutile puisque, grâce aux Micromegas à pistes résistives, la probabilité qu'une décharge survienne est drastiquement réduite ainsi que leur dangerosité. Ensuite le signal doit être amplifié pour avoir un bon rapport signal sur bruit. L'amplificateur doit être situé près du détecteur afin de réduire la distance que le signal doit parcourir afin de diminuer le bruit électronique. Cette étape se fait par un amplificateur CSA (pour *Charge Sensitive Amplifier*). Une fois amplifié, le signal est intégré et mis en forme par une série de filtres. Dans le cas d'un détecteur Micromegas, le signal qui doit être mis en forme est montré par la figure 4.13. Le signal est ensuite stocké par une mémoire analogique, qui est composée d'une grille de condensateurs (SCA pour *Switched Capacitor Array*), et est envoyé vers la carte de numérisation BEE (pour *Back-End Electronics*), lorsque le système de déclenchement est

activé. La carte BEE permet de convertir les signaux analogiques en données numériques qui pourront ensuite être analysées. La carte BEE permet également de communiquer le signal de déclenchement à la puce FEE. La numérisation se fait grâce à un convertisseur analogique-numérique (ADC pour *Analog-to-Digital Converter*).

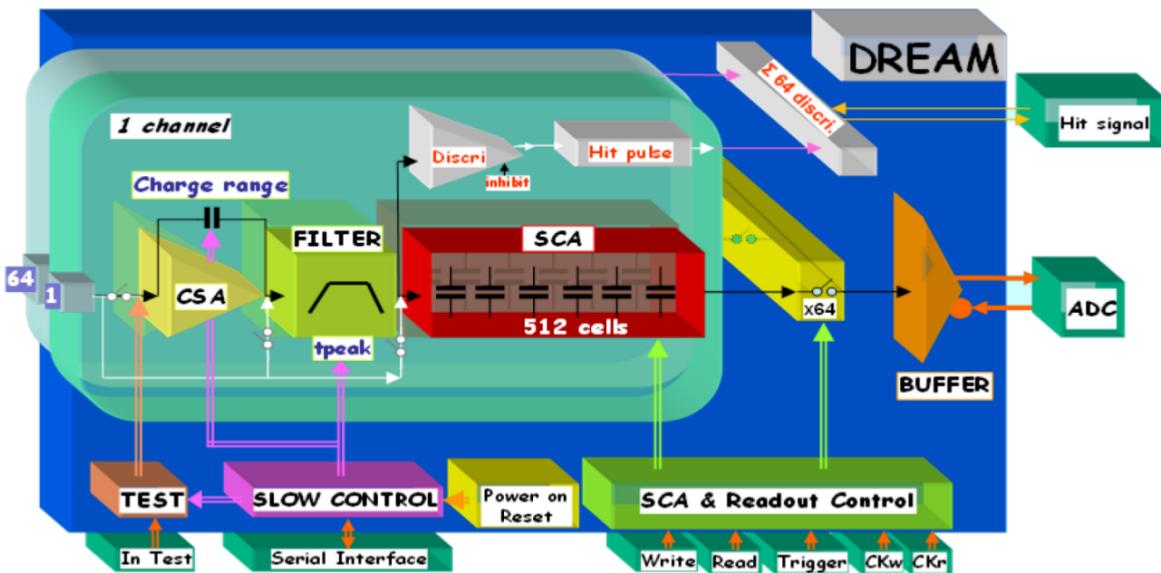


Figure 5.5 : Diagramme de fonctionnement de la puce DREAM avec les différents éléments présentés sous forme de blocs [5].

De nombreuses générations de puces électroniques ont été développées au CEA Saclay,² dont une spécialement pour les détecteurs Micromegas et autres éléments de trajectographie : la puce DREAM [5] (*Dead-time less REadout ASIC for Micromegas*) dont le diagramme de fonctionnement est illustré figure 5.5. Le développement de la puce DREAM s'est fait dans le cadre de l'expérience CLAS12 au Jefferson Lab.

La particularité de cette puce réside dans le fait qu'elle peut lire et écrire le signal simultanément dans la mémoire analogique. En effet, avec les autres générations de puces, il y avait un temps mort entre la lecture d'un évènement intéressant et son stockage, ce qui limitait la fréquence de lecture à 1 kHz. Grâce à la puce DREAM, les évènements peuvent être récoltés avec une fréquence de l'ordre de la dizaine de kHz. Par ailleurs, la puce DREAM peut lire jusqu'à 64 voies électroniques, ce qui est parfaitement adapté à nos Micromegas multiplexés. La puce DREAM a été développée dans le but de pouvoir lire des signaux avec une grande capacité d'entrée. Ceci lui permet de pouvoir supporter la connexion avec le détecteur via un long câble micro-coaxial (jusqu'à 2.2 m). Cette longueur de câble augmente significativement la capacité d'entrée totale et donc le bruit

2. AFTER (ASIC for TPC Electronic Readout), AGET (ASIC for General Electronics for TPC) [6].

électronique. Par ailleurs, le multiplexage utilisé pour nos détecteurs induit une grande capacité d'entrée (de l'ordre de 200 pF en comptant la capacité du détecteur et des câbles eux-mêmes). Une telle capacité d'entrée serait difficilement lisible par une électronique usuelle, d'où l'intérêt de la puce DREAM.

Avant de transférer les signaux au BEE afin de les numériser, une dernière étape doit être effectuée afin de réduire la quantité de données à transférer. Premièrement, le piédestal de chaque voie, qui est le bruit électronique moyen sur la voie en question en l'absence de signal, est soustrait au signal. Il est calculé sans prise de données. Ensuite, le bruit cohérent est également soustrait. Ce bruit cohérent provient de l'électronique elle-même mais également de la micro-grille du détecteur qui, par effet capacitif, peut induire un certain niveau de bruit. Le mode commun est calculé sur un groupe de voies, avec des données réelles, en calculant la valeur médiane du groupe choisi. Enfin, seuls les signaux ayant une amplitude dépassant le seuil défini par l'utilisateur sont sélectionnés pour être transférés au BEE. Cette étape permet de se passer de système de déclenchement externe : c'est ce qu'on nomme l'auto-déclenchement (*self-trigger* en anglais)³. Les signaux en sortie sont illustrés figure 5.6. Comme dit précédemment, il y a une différence entre les signaux fournis par les coordonnées X et Y. Cette différence vient de l'orientation des pistes : les pistes X sont parallèles aux pistes résistives tandis que les pistes Y sont perpendiculaires. Or les charges s'évacuent le long des pistes résistives et donc s'éloignent des pistes Y. D'après le théorème de Shocley-Ramo (cf section 4.3.4), cet éloignement va induire un signal dont le signe sera contraire à celui induit par l'avalanche créée par le passage d'une particule incidente. Ceci aura donc pour conséquence un signal de moindre amplitude sur les pistes centrales et un signal de faible amplitude qui s'étendra sur de nombreuses pistes, loin de l'endroit où la particule a laissé un signal.

Les puces DREAM sont finalement intégrées sur une carte de lecture FEU (pour *Front End Unit*), qui permet de faire le lien entre l'électronique frontale et les modules de numérisation. Une FEU permet de contenir 8 DREAM de 64 voies, soit 512 voies électroniques qui peuvent être lues. Ainsi 4 Micromegas 2D peuvent être connectés à une seule et même carte de lecture. N'utilisant que 61 voies par coordonnée, les 3 voies supplémentaires sont désactivées.

Signaux fournis par plusieurs plans 2D

En configuration télescope, c'est-à-dire quatre plans de détection 2D permettant de reconstruire la trajectoire de la particule en 3D, chaque Micromegas peut fournir un signal par coordonnée s'il détecte la particule incidente. Avec un système de déclenchement

3. La puce AGET permettant également d'utiliser l'auto-déclenchement. La puce DREAM descend directement de cette génération d'électronique.

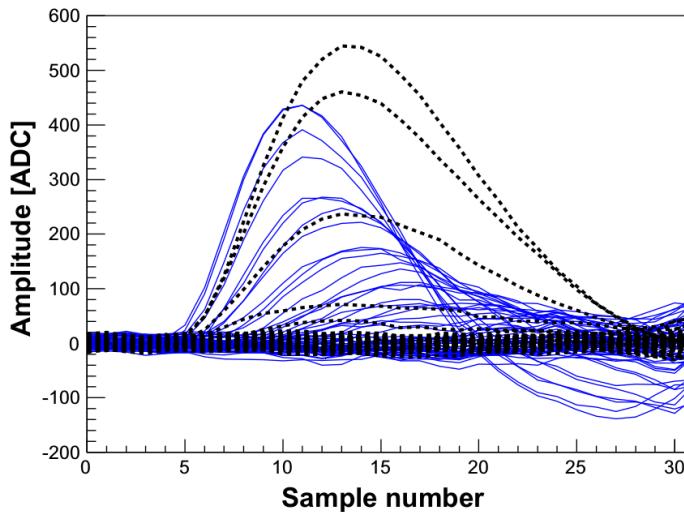


Figure 5.6 : Développement temporel du signal pour les coordonnées X (courbes noires) et Y (courbes bleues). Chaque courbe représente une voie électronique. Les piédestaux et le mode commun pour chaque coordonnée ont été supprimés [7].

classique, il faudrait attendre qu'un signal de déclenchement parvienne à la BEE pour pouvoir accepter l'événement. Ici, les possibilités d'auto-déclenchement offertes par les puces DREAM permettent de s'en passer. Lorsqu'une particule traverse les différents plans de détection, chacune des huit DREAM envoie son signal à la carte FEU si son amplitude est supérieure au seuil fixé. Le déclenchement se fait par coïncidence en temps : une fenêtre en temps peut être adaptée par l'utilisateur afin de permettre à chaque DREAM d'envoyer un signal booléen à la carte FEU afin d'avoir une multiplicité pendant cette période. Pour avoir un déclenchement plus précis, par exemple lors du passage de deux particules de manière très rapprochée, une condition topologique peut être ajoutée : on demande en plus à ce qu'un minimum de coordonnées aient détecté l'événement.

Si l'on veut utiliser plus de détecteurs, plusieurs cartes FEU doivent être utilisées en étant synchronisées par un TCM (*Time and Clock Module*), un déclencheur de plus haut niveau. Le TCM fournit une horloge commune à toutes les cartes FEU afin qu'elles puissent propager leur signal. Un seuil de déclenchement est également nécessaire pour l'utilisation d'un TCM : chaque carte FEU va fournir un signal booléen et le nombre total de signaux arrivant au TCM doit être supérieur au seuil donné par l'utilisateur.

5.1.4 Cartes hautes tensions et conditions extérieures

Comme dit précédemment, la conversion du passage d'une particule incidente dans le détecteur Micromegas en signal électrique nécessite l'application de deux champs électriques, un pour la zone de dérive qui va permettre de faire dériver les électrons

primaires et un autre, plus intense, pour l'espace d'amplification qui accélère les électrons et initie une avalanche électronique. Pour pouvoir appliquer ces champs, il est nécessaire d'utiliser un générateur de hautes tensions qui peut délivrer une tension négative à la cathode, et une tension positive aux pistes résistives, toutes deux de l'ordre de la centaine de kV. De plus, dans l'optique d'avoir un dispositif autonome et facile d'utilisation, la mise en tension des différentes parties du détecteur doit se faire dans un environnement peu énergivore. C'est ce que permettent les modules CAEN [8] : alimentés par une tension continue de 12 V, ils consomment moins de 0.4 W.

Les modules CAEN sont disposés sur une carte haute tension HVPS (*High Voltage Power Supply*) qui permet de contrôler la tension de sortie ainsi que le courant maximum délivré et de faire la conversion entre les grandeurs analogiques et numériques. De plus, un logiciel a été développé par Simon Bouteille [1] afin de contrôler les communications entre la carte d'acquisition des données et la carte de contrôle de la haute tension. Un lien périodique est établi entre les deux permettant de changer la tension en fonction de l'amplitude des signaux. Une valeur cible est fixée pour l'amplitude des signaux délivrés par les puces DREAM. Si la valeur moyenne de l'amplitude de ces signaux est inférieure à la valeur cible, la tension sera augmentée avec une rampe en temps qui a été optimisée. À l'inverse, si la valeur moyenne de l'amplitude des signaux est supérieure à la valeur cible, la tension sera diminuée afin d'éviter la saturation des signaux. Ce besoin d'ajuster en permanence la tension en fonction des signaux est dictée par le fonctionnement des détecteurs Micromegas dans des conditions extérieures : le gain est fortement dépendant des conditions de températures et de pression.

5.2 Étude sur les films résistifs

5.2.1 Réflexion sur la réduction de la taille des clusters

Comme expliqué par la figure 5.4, la différence entre les distributions de clusters en X et en Y peut devenir préoccupante vis-à-vis des ambiguïtés que cela peut occasionner : en effet, plus la taille des clusters est grande, et moins il est facile de déterminer précisément l'endroit où la particule est passée. Cette différence provient de l'orientation des pistes elles-mêmes mais également de la diffusion des charges à travers le film résistif et donc à sa propre résistivité : plus la résistivité sera grande, plus la diffusion des charges sera restreinte et inversement [9].

Une grande taille de clusters pose également problème vis-à-vis de la reconstruction de la trajectoire de la particule détectée : puisque le facteur de multiplexage pour nos détecteurs est de 17, le plus grand groupe unique de voies récupérant un signal de manière simultanée a une taille de 17 pistes. Passé cette taille critique, des ambiguïtés peuvent

apparaître. Par ailleurs, les Micromegas résistifs utilisés ont des plans de lecture avec des pistes résistives réalisées à la main, ce qui induit également des inhomogénéités dans les couches et donc une variation locale de leur résistivité. Ceci peut influer également sur la diffusion des charges dans le film résistif. En moyenne, la résistivité intégrée de ces pistes vaut quelques centaines de $k\Omega$. De plus l'étalement du signal sur un trop grand nombre de pistes peut le rendre inférieur au seuil de déclenchement.

Ces difficultés techniques rencontrées lors de l'utilisation de détecteurs avec des pistes résistifs ont conduit à vouloir à la fois augmenter la résistivité du film résistif utilisé afin de limiter la diffusion des charges, et également à changer de procédé afin de faire des pistes résistives plus homogènes. Ces réflexions ont débouché sur l'utilisation des films DLC (*Diamond Like Carbon*) [10, 11].

5.2.2 DLC : un film plan résistif

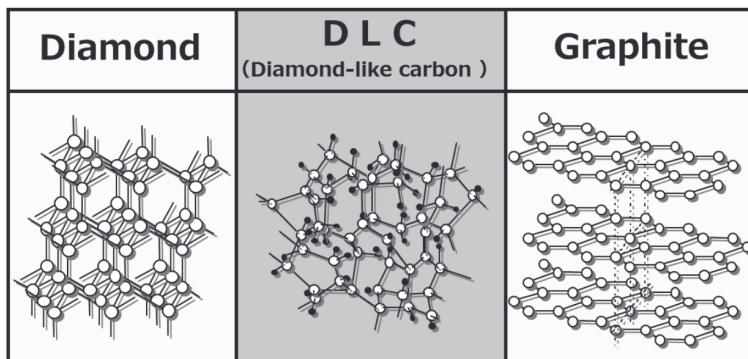


Figure 5.7 : Comparaison des structures diamant, DLC et graphite. Figure tirée de [10] et modifiée.

Les films DLC sont des matériaux à couches minces qui possèdent une structure amorphe, c'est-à-dire non cristalline, à base de carbone. La structure des films DLC est une hybridation entre la géométrie diamant (structure cristalline tétrahédrique) et la structure graphite (structure cristalline trigonale), comme l'illustre la figure 5.7. Les propriétés des matériaux DLC sont dictées par le ratio entre les structures tétrahédriques et trigonales , mais également par la proportion d'atomes d'hydrogène et d'autres atomes métalliques jouant le rôle de dopants. La production des films DLC amorphes se fait en utilisant les outils de la micro-électronique tels que la déposition par vapeur chimique [10]. Ces procédés permettent d'obtenir des couches minces homogènes dont la résistivité peut être facilement contrôlée en maîtrisant les proportions des différentes structures cristallines et la celle d'atome d'hydrogène. De plus, leur structure hybride leur confère une très grande robustesse.

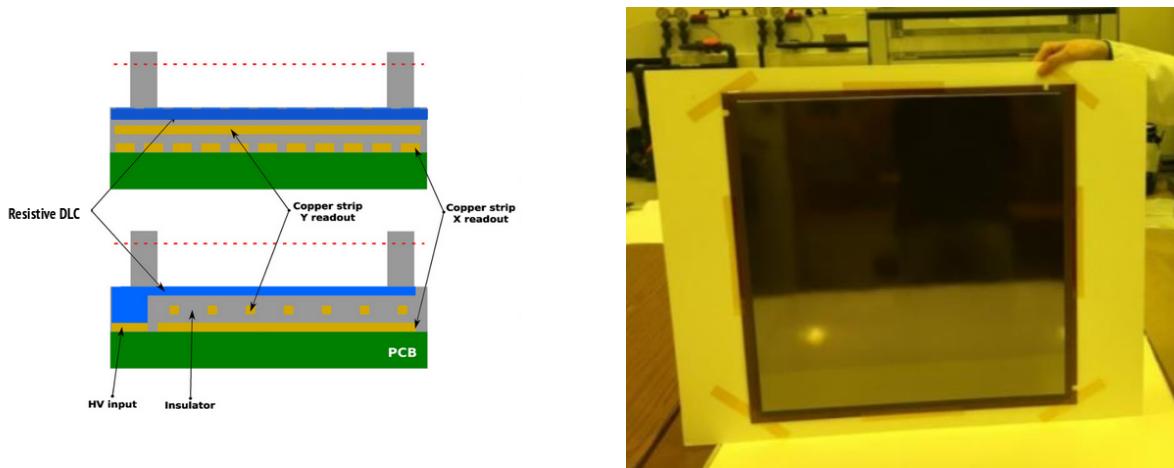


Figure 5.8 : À gauche : schéma du plan de lecture 2D avec un film plan de DLC qui recouvre la totalité de la zone active du détecteur. Image tirée de [1] et modifiée. À droite : photographie du bulk réalisé par Mariam Kebbiri et moi-même.

Les détecteurs Micromegas DLC que nous avons développés au CEA Saclay ont été conçus avec un film plan de DLC en lieu et place des pistes résistives comme le montre la figure 5.8. L'idée est d'avoir un film résistif de très haute résistivité pour limiter la diffusion des charges. La résistivité intégrée de ces films est de l'ordre de $50 \text{ M}\Omega^4$, soit dix fois plus élevé que la résistivité des pistes résistives sérigraphiées utilisées précédemment.

Deux détecteurs (DLC-S041 et DLC-S042) ont été testés dans le banc d'essai Tomomu (cf figure 5.9) qui permet d'aligner quatre détecteurs pour faire des mesures en coïncidence, comme expliqué dans la section 5.1.3. Les deux détecteurs de référence sont des détecteurs Micromegas sérigraphiés, dont les caractéristiques ont été testées lors de leur production.

Plateau d'efficacité

Pour déterminer les performances d'un détecteur, il faut rechercher son plateau d'efficacité en étudiant l'évolution de l'efficacité en fonction de la tension appliquée jusqu'à ce qu'elle atteigne un maximum. Pour ce faire, nous avons analysé l'efficacité du détecteur DLC de deux manières, comme le montre la figure 5.10. D'une part, en regardant le rapport entre le nombre d'événements détectés par le détecteur sur le nombre d'événements total détectés par l'électronique de déclenchement (sans trajectographie). D'autre part, en demandant à ce que le cluster sur le détecteur DLC soit le plus proche de la trace reconstruite (avec trajectographie) : la coupure en résidus utilisée est de 10 mm. On observe une différence significative entre les différentes méthodes : l'efficacité sans trajectographie converge vers un plateau à 97% tandis que celle avec trajectographie décroche subitement pour des tensions dépassant les 504 V. On remarque également que

4. Mesures réalisées par le CERN.

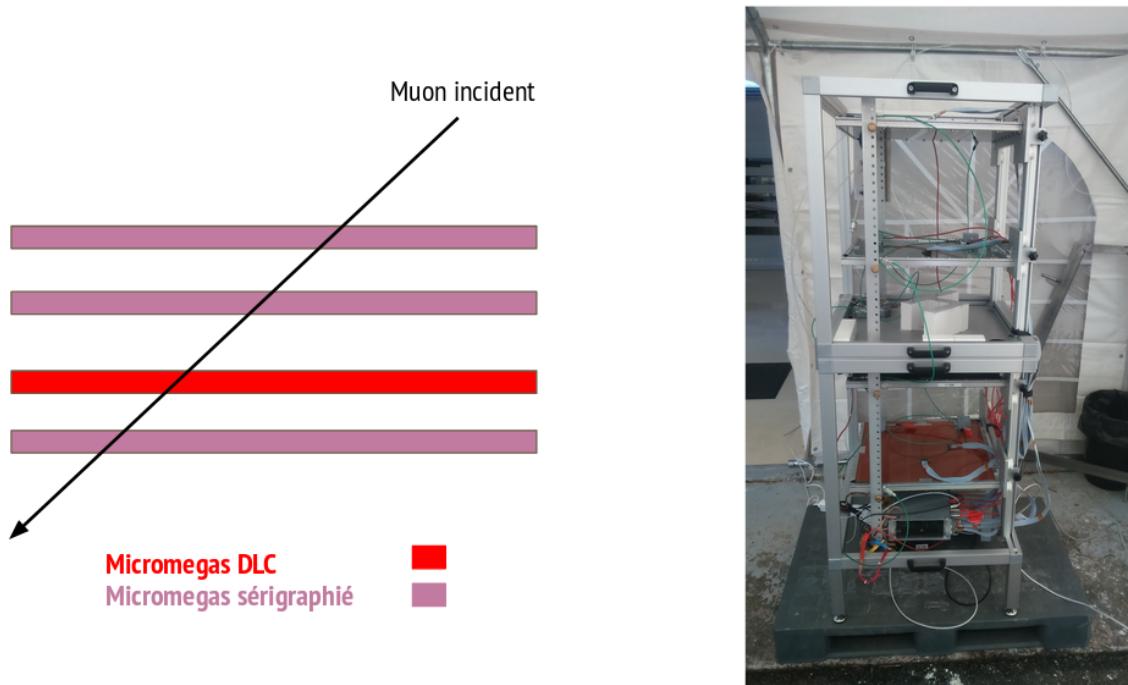


Figure 5.9 : À gauche : schéma du banc d'essai Tomomu. À droite : photographie du banc d'essai Tomomu.

dans les deux cas, l'efficacité des pistes X est nettement plus grande que celle des pistes Y. Cette différence s'explique par une plus grande amplitude des signaux reçus par les pistes X, comme nous allons le montrer ultérieurement.

Carte de gain

Pour expliquer ces piétres performances en efficacité, il faut regarder comment le gain varie spatialement. Pour ce faire, nous nous intéressons à la distribution de l'amplitude maximale collectée par les pistes d'un cluster, comme le montre la figure 5.11. Pour chacun des deux détecteurs testés, on observe des régions d'inhomogénéités indiquées en rouge sur la figure 5.11. Pour le détecteur DLC-S041, cette zone correspond parfaitement à l'endroit où les plots se sont décollés lors de sa fabrication : ceci peut résulter d'un problème lors de la lamination des différentes couches de films lors de la réalisation du bulk.

Concernant le détecteur DLC-S041, on s'aperçoit, sur la figure 5.12, que cette chute en gain varie en fonction de la tension appliquée : on observe une transition entre 504 V et 514 V lorsqu'on représente l'amplitude moyenne des clusters en fonction de leur position. On pourrait interpréter cette transition comme une des causes de la baisse du gain à haute tension. Fait notable, bien que décollée, cette zone perçoit toujours du signal. Ce n'est pas le premier détecteur qui rencontre de tels problèmes de décollement : les plots

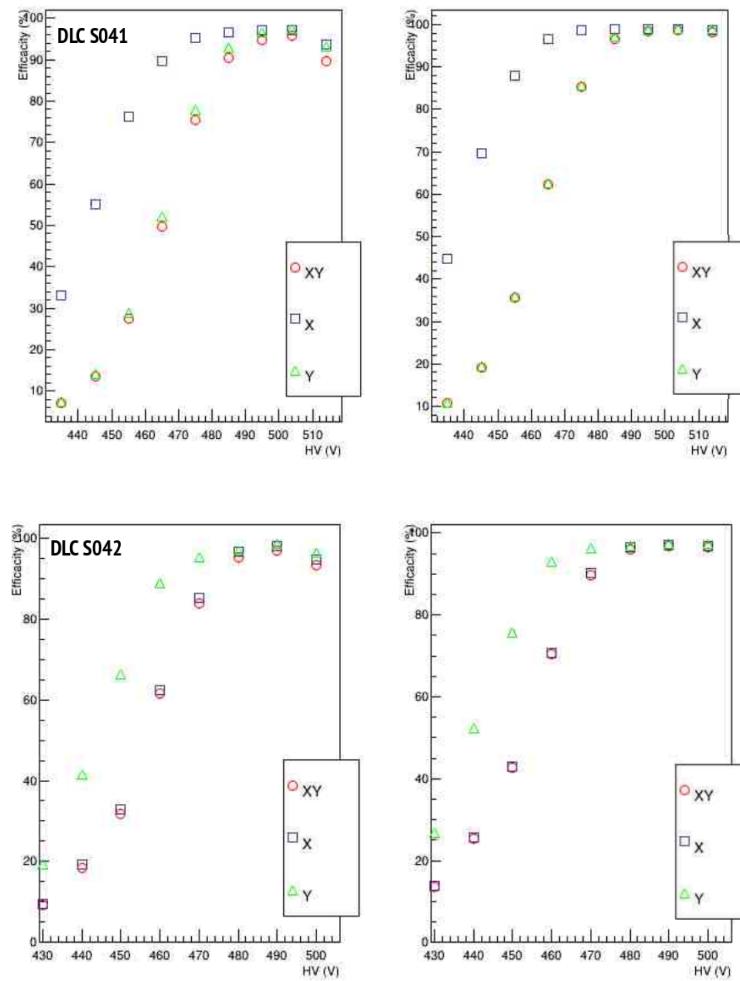


Figure 5.10 : Plateau d'efficacité des deux détecteurs DLC testés dans le banc de test Tomomu. En haut : mesures effectués sur le détecteur DLC-S041 avec (à gauche) et sans trajectographie (à droite). En bas : mesures effectués sur le détecteur DLC-S042 avec (à gauche) et sans trajectographie (à droite).

qui soutiennent la micro-grille ont tendance, avec ce type de film fin et uniforme, à moins adhérer. Ce manque d'adhésion peut être compensé par l'application du champ électrique en opération normale puisque, sous l'effet de ce champ, la micro-grille se plaque.

En ce qui concerne le détecteur DLC-S042, les îlots observés sur la figure 5.11 ne sont pas dus à des décollements locaux de piliers contrairement au DLC-S041 mais à un dépôt de film photorésistif lors de la dernière phase de développement du bulk (cf figure 4.15). En effet, pendant cette phase, le détecteur, après avoir été insolé aux rayons UV, est passé dans un bain de solution d'hydroxyde de sodium NaOH afin d'éliminer les parties du film résistif non insolées. Malheureusement, le bain utilisé n'était pas assez propre et certains résidus ont pu pénétrer entre la micro-grille et la zone de lecture. Ces résidus coincés seraient donc à l'origine de ces zones d'inhomogénéités. Un lavage a été effectué sur ce détecteur

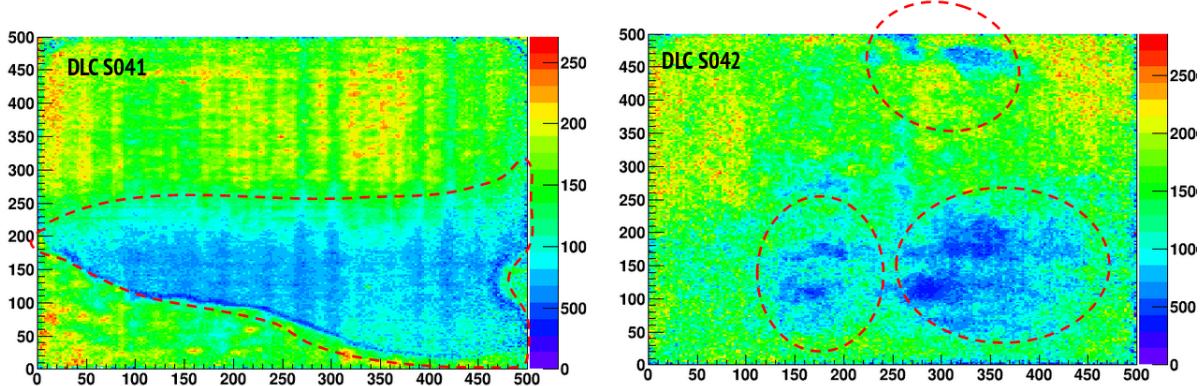


Figure 5.11 : Distribution du gain en fonction de la position des clusters sur les détecteurs. Les unités pour les axes X et Y sont en mm. À gauche : carte de gain pour le détecteur DLC-S041. À droite : carte de gain pour le détecteur DLC-S042. En rouge sont indiquées les zones d'anomalies.

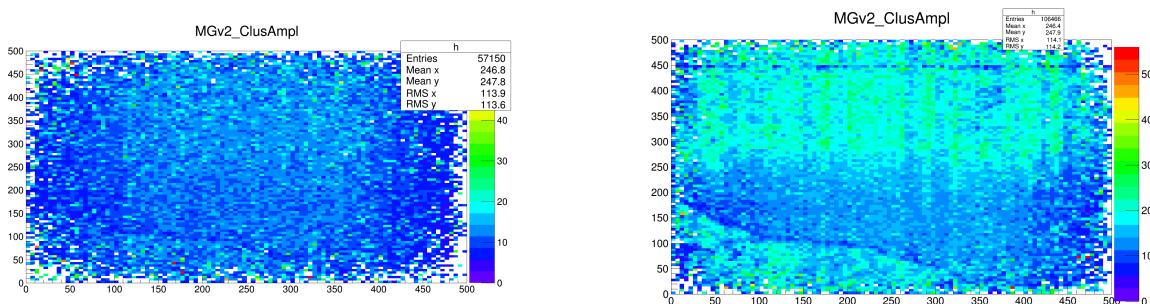


Figure 5.12 : Carte de gain du détecteur DLC-S041 pour différentes tensions appliquées. À gauche : $HV = + 504 \text{ V}$. À droite : $HV = + 514 \text{ V}$. Les unités pour les axes X et Y sont en mm.

à l'aide d'un karcher et d'une solution à base d'alcool. Néanmoins, les résidus n'ont pas été évacués comme le montre la figure 5.13 : on observe plutôt un étalement horizontal bien que les résidus aient migré vers le bas du détecteur. De plus, la couleur du détecteur est également modifiée dans les zones où se trouvent les résidus de films photorésistifs.

Par ailleurs, l'intégration de ce détecteur illustre bien les problèmes que l'on peut rencontrer en travaillant avec des détecteurs Micromegas. En effet, la figure 5.14 montre un fil de la micro-grille qui s'est coincé dans cette dernière, provoquant un courant de fuite, de l'ordre du μA ⁵, qui a été mesuré et localisé grâce à l'utilisation d'une caméra thermique. De plus, on observe que la micro-grille n'est pas parfaite et est criblée d'impacts, ce qui peut avoir une influence sur le courant de fuite du détecteur et donc de ses performances.

5. un courant de fuite trop important détériore le fonctionnement des détecteurs en saturant les signaux et donc en dégradant significativement le rapport signal sur bruit.

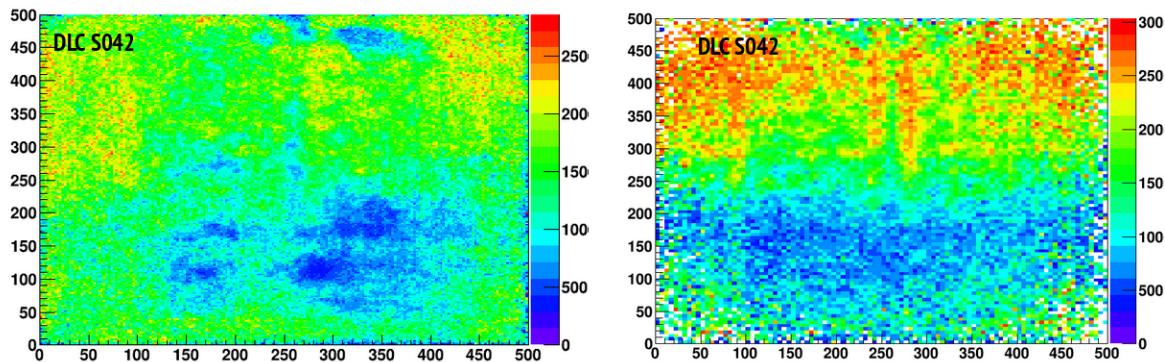
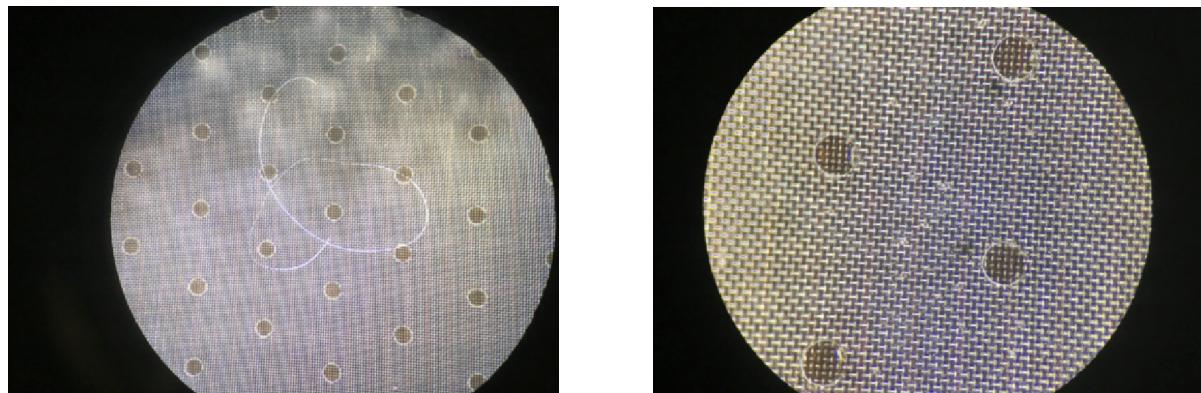


Figure 5.13 : Carte de gain 2D du détecteur DLC-S042. À gauche : avant lavage. À droite : après lavage. Les unités pour les axes X et Y sont en mm.



Taille des clusters

Les films DLC ont été utilisés dans le cadre de ces tests pour voir si la taille des clusters diminuait. En effet, grâce à leur plus grande résistivité, la diffusion des charges dans le film résistif doit être amoindrie. C'est ce qu'on observe sur la figure 5.15. On observe que contrairement à la figure 5.4, il n'y a pas de dissymétrie entre les coordonnées X et Y. De ce point de vue, les films DLC jouent leur rôle.

Intéressons-nous maintenant à la variation de la taille des clusters en fonction de la tension appliquée. Chaque point de la figure 5.16 représente les valeurs moyennes des distributions de taille des clusters pour les pistes X et Y à une tension donnée. Les barres d'erreurs sont donnés par l'écart-type de cette distribution. On observe que la taille des clusters pour les pistes X et Y augmente significativement en fonction de la tension appliquée, jusqu'à atteindre des valeurs proches de 17, le facteur de multiplexage de nos détecteurs. Pour ces grandes tailles de clusters de l'ordre du facteur de multiplexage, l'identification des pistes devient plus compliquée et peut ainsi introduire des erreurs. Ainsi, c'est à la lumière de la figure 5.16 que nous pouvons comprendre

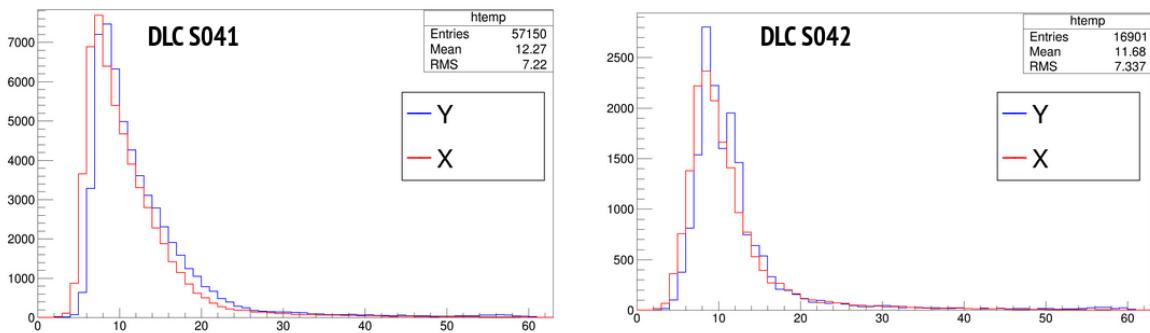


Figure 5.15 : Taille des clusters pour les détecteurs DLC-S041 (à gauche) et DLC-S042 (à droite).

la baisse d'efficacité observée avec la figure 5.10 : pour une tension de 514 V, la taille des clusters ne permet plus d'identifier les pistes réellement touchées par les muons incident, ce qui fait chuter l'efficacité.

Amplitude des signaux

Un autre point important est l'amplitude des signaux mesurés sur les pistes X et Y. Le signal récupéré par la piste X doit être inférieur à celui récupéré par la piste Y car le couplage entre le film résistif et les pistes dépend de leur distance. Ainsi les pistes Y étant plus proches des pistes résistives que les pistes X, ces premières se voient récupérer une part plus sensible du signal. C'est ce qu'on observe sur le premier graphique de la figure 5.17 : il existe un facteur 3 entre l'amplitude du signal perçu par les pistes X et Y. Pour palier ce problème, la capacité d'entrée de la puce DREAM a été modifiée pour les pistes Y passant de 200 fC à 600 fC. Grâce à cette opération, les distributions d'amplitude en X et en Y redeviennent semblables (facteur 1.5 entre l'amplitude des pistes X et Y)

Ces résultats doivent être comparés avec les performances d'un détecteur sérigraphié standard, illustré par la figure 5.18, où les distributions d'amplitudes des pistes X et Y sont semblables.

5.2.3 Pistes de très haute résistivité

L'apport des films DLC concernant la réduction de la taille des clusters est sans appel. Néanmoins, la production de ces détecteurs avec un film plein résistif a été accompagnée de nombreux problèmes techniques lors du processus de fabrication : résidus de film photo-résistif qui induisent des inhomogénéités, manque d'adhérence des plots et décollement de ces derniers. De plus, nous avons mis au jour une forte asymétrie entre les pistes X et les pistes Y vis-à-vis de l'amplitude du signal récolté. Cette asymétrie n'a pas de lien

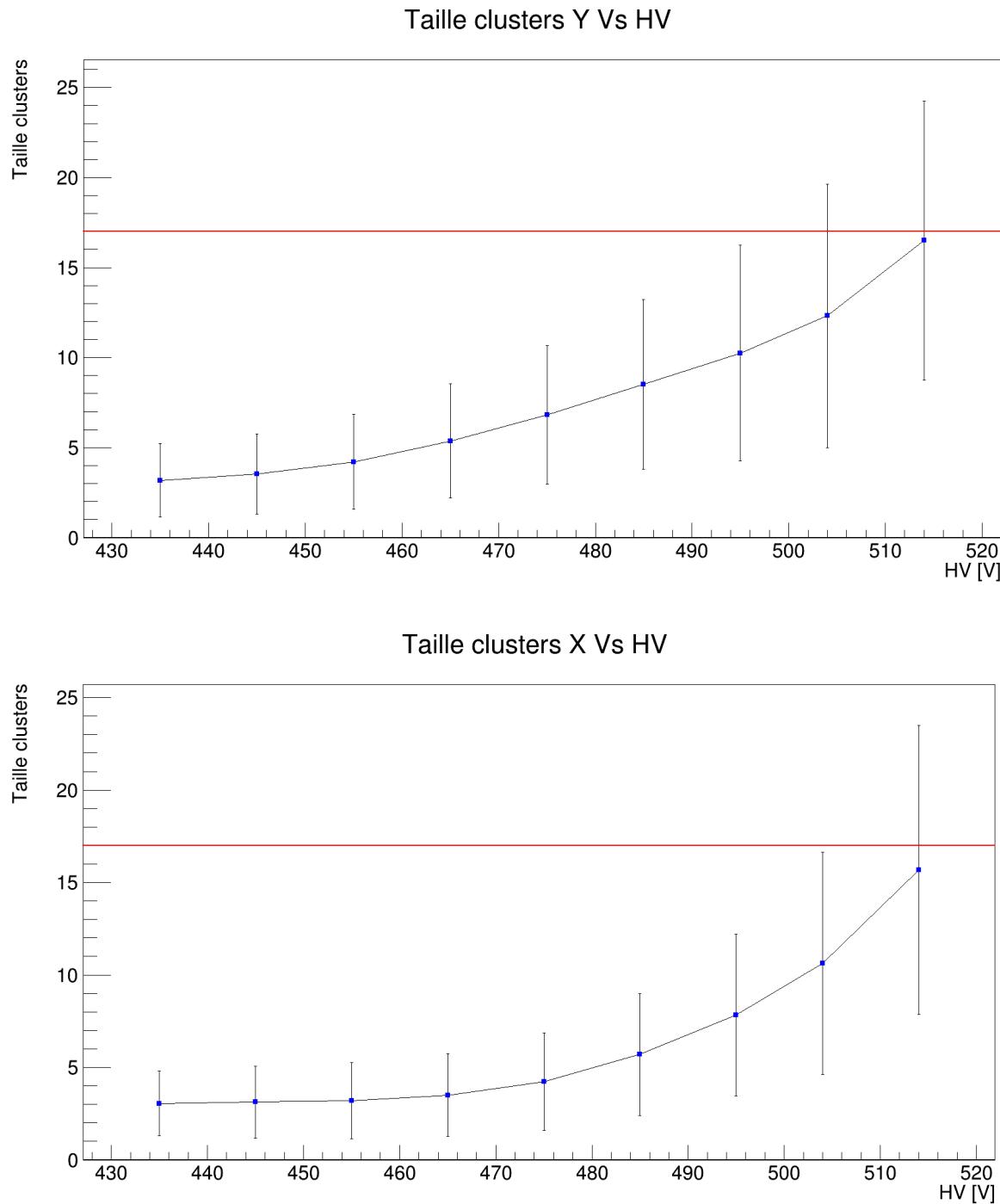


Figure 5.16 : Variation de la taille des clusters en Y (en haut) et en X (en bas) en fonction de la tension appliquée. La ligne rouge représente une taille de clusters de 17.

direct avec la résistivité du film, mais avec la géométrie choisie, à savoir une couche de film résistive pleine et uniforme sur l'ensemble du détecteur.

Pour palier ce dernier problème, deux solutions s'offrent à nous :

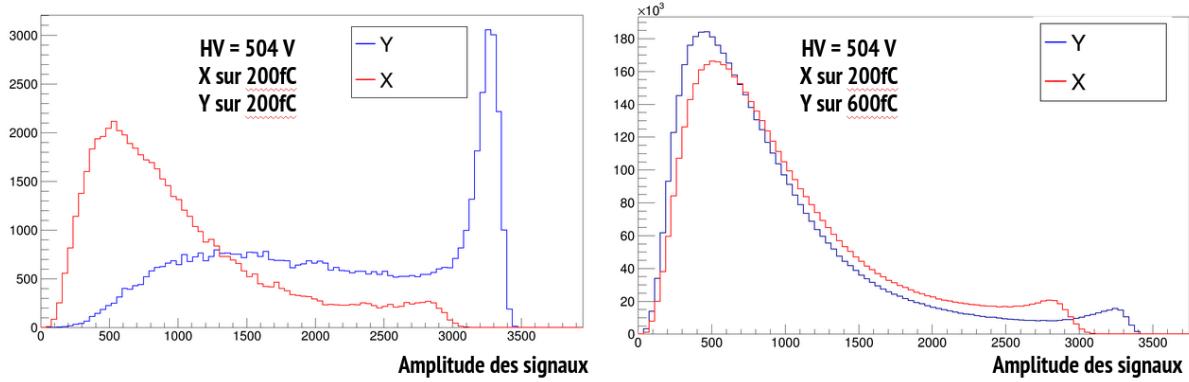


Figure 5.17 : Amplitude du signal reçu par les pistes X et Y pour le détecteur DLC-S041 pour différentes capacités d'entrée de la puce DREAM.

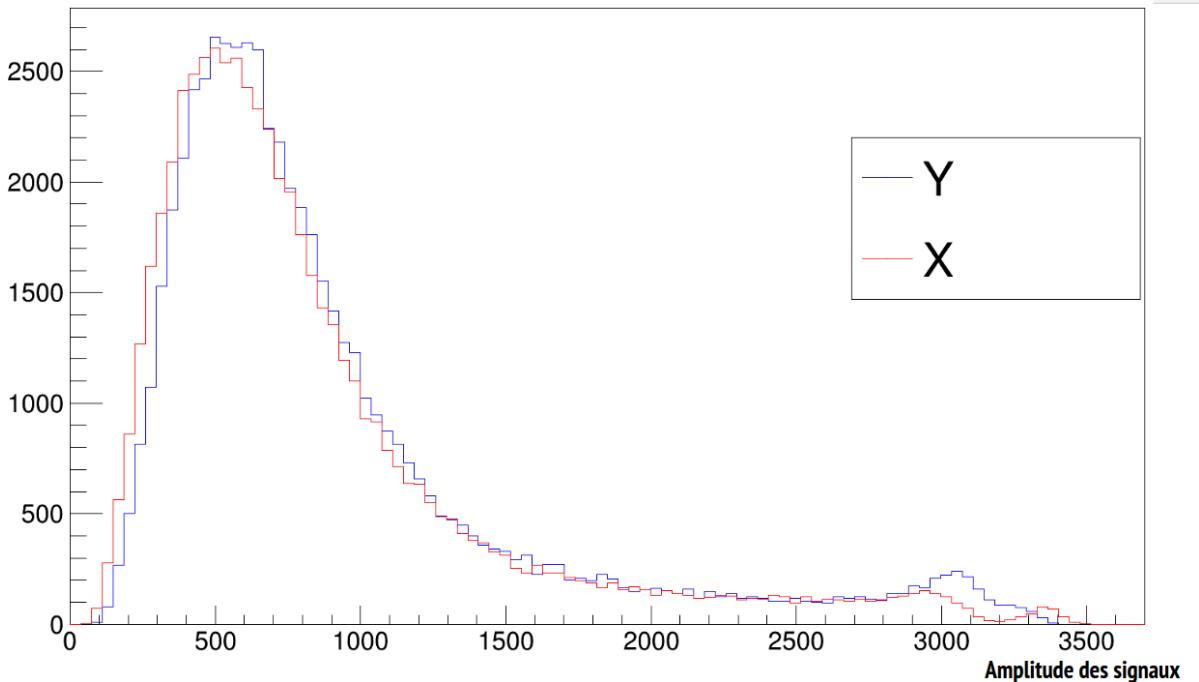


Figure 5.18 : Amplitude du signal reçu par les pistes X et Y pour un détecteur sérigraphié de référence. Les capacités d'entrée de la DREAM sont de 200 fC pour les pistes X et Y.

- Réduire encore la taille des pistes Y pour augmenter l'amplitude du signal sur les pistes X et réduire la distance entre les deux jeux de pistes.
- Changer la géométrie du film résistif pour faire des pistes à très haute résistivité.

C'est la deuxième option qui a été choisie. Cette dernière permet d'allier à la fois la haute résistivité des films DLC pour restreindre la taille des clusters, et également le bon couplage capacitif avec les pistes en X. Le procédé, illustré par la figure 5.19, a été développé par A. Ochi en 2013 [11] et est utilisé au CERN.

Les pistes DLC sont créées après attaque chimique des pistes photo-résistives. D'autres

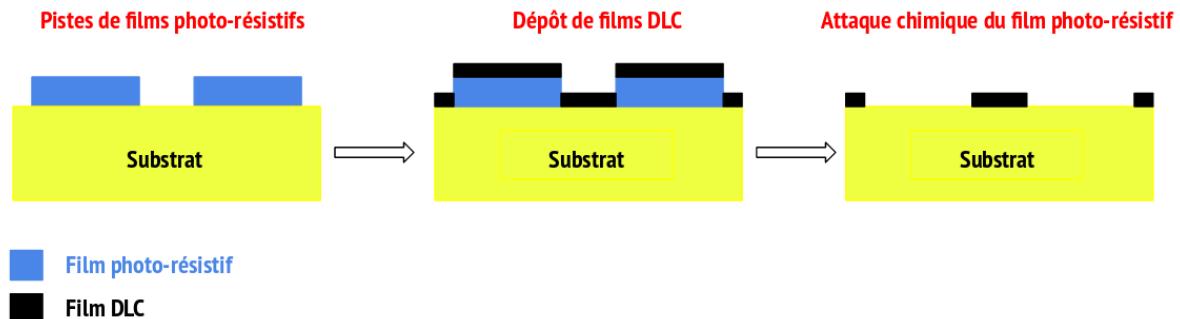


Figure 5.19 : Illustration du processus de fabrication des pistes DLC après élimination des films photo-résistifs.

moyens technologiques permettent de créer des pistes DLC en éliminant les pistes photo-résistives par abrasion avec un jet de pierres ponces. Le substrat utilisé pour supporter les nouvelles pistes DLC est un polymère souple qui est collé ensuite sur le plan de lecture, comme le montre la figure 5.20.

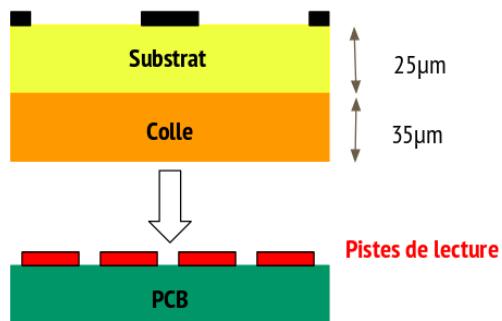


Figure 5.20 : Schéma de l'intégration des pistes DLC au plan de lecture.

Le détecteur DLC-S043 a été intégré avec un plan de lecture utilisé par CLAS12 et fabriqué au CERN. La particularité de ce plan de lecture est l'agencement des pistes résistives avec une structure en échelle, comme illustré par la figure 5.21. Cette disposition de pistes permet d'assurer une résistivité homogène et d'être insensible à une perte du signal qui pourrait être provoquée par la coupure d'une piste. La connexion des pistes se fait tous les 10 mm. Le détecteur intégré avec ce plan de lecture est le détecteur DLC-S043. Les pistes ont une résistivité moyenne de $40 M\Omega$ ⁶, de manière assez uniforme. La figure 5.21 présente la carte des événements collectés par ce détecteur, testé dans le banc Tomomu. On observe de manière claire une bande d'inefficacité au centre du détecteur. Cette bande s'élargit entre le haut et le bas du détecteur. Après observation du plan de lecture, il s'est avéré que la présence d'un résidu de film photo-résistif a induit un courant de fuite qui

6. Mesures réalisées par Mariam Kebbiri.

s'est propagé sur les pistes inter-connectées, expliquant l'élargissement de cette bande. Ce problème technique a par ailleurs été observé par l'équipe CLAS12 du CEA Saclay [12].

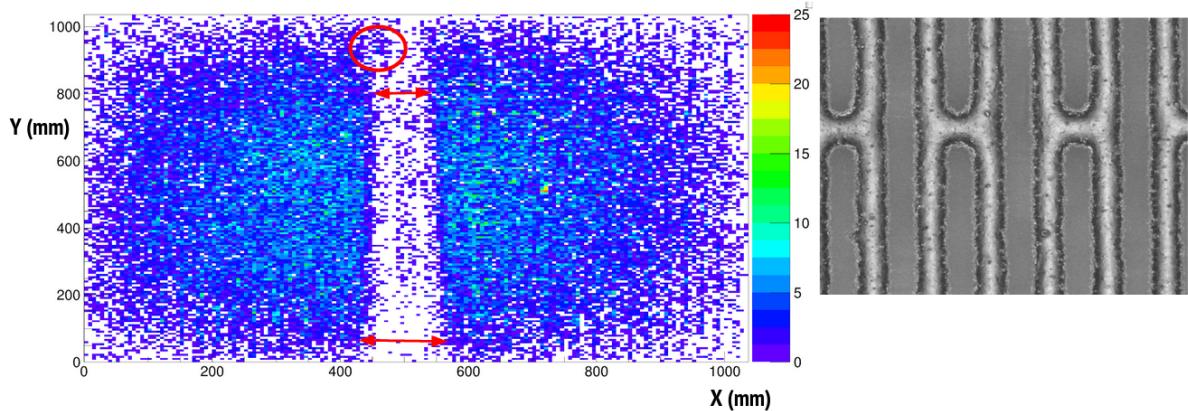


Figure 5.21 : À gauche : distribution des événements sur le détecteur. Les unités pour les axes X et Y sont en mm. On observe un étalement de la bande d'inefficacité dû à un résidu de film photo-résistif localisé par le cercle rouge. À droite : photographie de pistes résistives avec leur structure en échelle.

La figure 5.22 montre les performances du détecteur DLC-S043. En ce qui concerne l'amplitude des signaux récoltés par les pistes X et Y, on observe une nette amélioration par rapport au détecteur DLC-S041. En effet, le ratio entre les pistes X et Y est autour de 2. Néanmoins, pour corriger ce problème, une augmentation du gain de la puce DREAM pour les pistes Y peut également être envisagée. Concernant la taille des clusters, les distributions sont plus ou moins semblables avec un léger excès concernant les pistes Y.

Pour la suite de la production des détecteurs à pistes hautement résistives, la géométrie en échelle a été abandonnée pour laisser place à des pistes sans échelles. De plus, la production est devenue entièrement locale grâce au travail de Mariam Kebbiri, qui a développé un mélange de pâte résistive stable et de haute résistivité. Néanmoins, la technique de dépôt du film résistif se fait à la main et non pas par dépôt chimique, ce qui peut induire une non-homogénéité de la résistivité des pistes.

5.3 Étude sur la stabilité du gaz

L'objectif de cette partie est d'étudier les performances des détecteurs que nous avons développés avec un débit de gaz restreint. En effet, l'objectif initial est de pouvoir estimer le comportement des détecteurs Micromegas à de tels débits pour voir si le signal se dégrade au fil du temps, afin, à terme, de pouvoir développer des détecteurs à faible consommation de gaz, qui puissent être disposés en intérieur comme en extérieur, sur de grandes durées. Ces détecteurs doivent également être les plus autonomes possible.

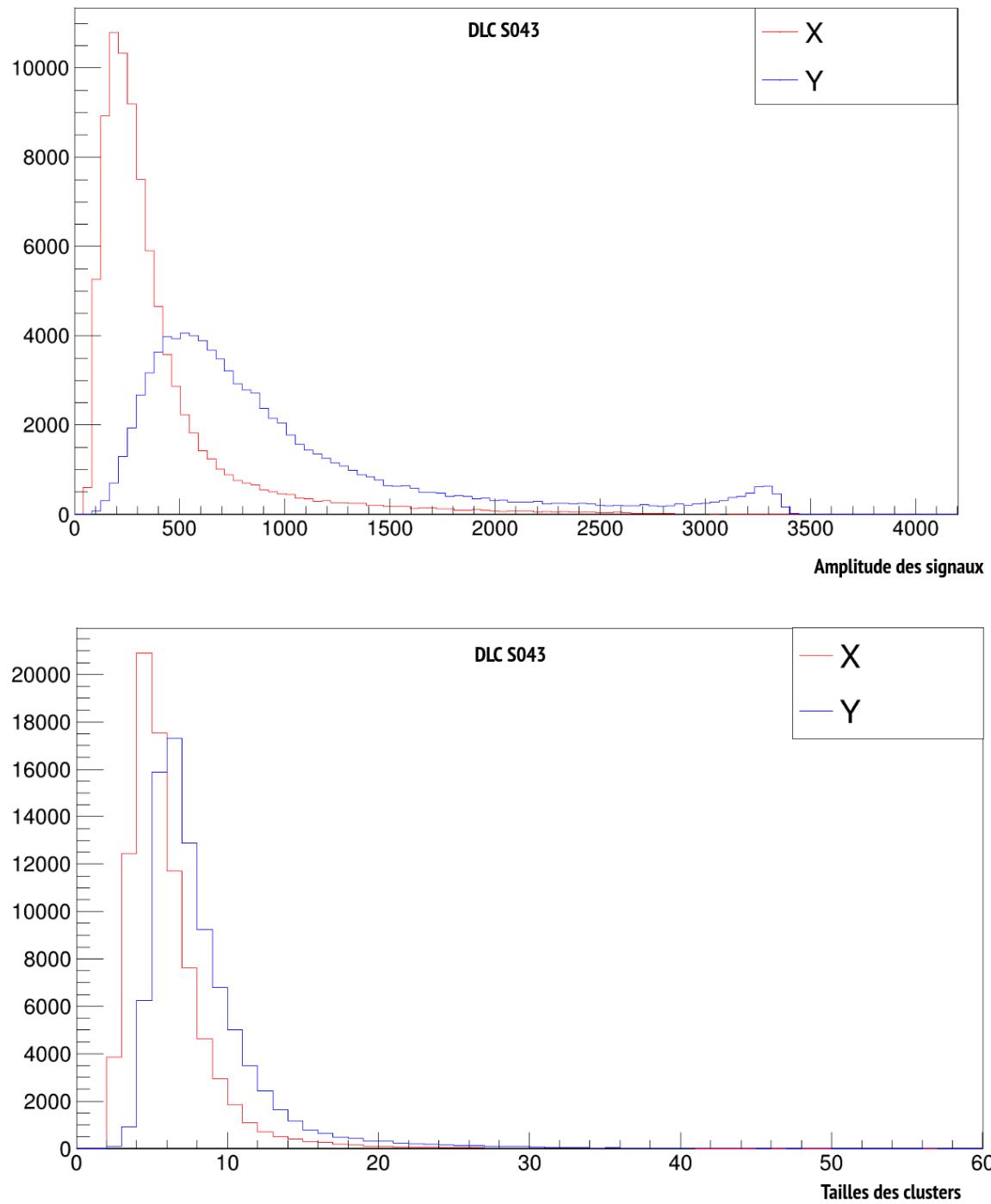


Figure 5.22 : Performances du détecteur DLC-S043. En haut : distribution de l'amplitude des signaux pour les pistes X et Y. En bas : distribution de la taille des clusters pour les pistes X et Y.

Deux facteurs sont limitants concernant la consommation du gaz : les fuites qui peuvent survenir dans un détecteur, ainsi que le dégazage des matériaux présents dans l'enceinte gazeuse. Les fuites, de manière évidente, doivent être compensées par le renouvellement du

gaz dans le détecteur. Quant au dégazage, l'ajout de polluants dans l'enceinte gazeuse peut nuire au bon fonctionnement du détecteur, comme nous allons le montrer dans cette partie.

5.3.1 Mesures du taux de fuites et du taux d'humidité

Les détecteurs Micromegas étant des structures mécaniques, il peut exister des sources de fuites : un joint mal placé, une structure métallique qui se dilate, un embout de gaz défectueux. L'illustration la plus parlante est donnée par la figure 5.23. Une surpression par rapport à la pression atmosphérique a été appliquée à trois détecteurs (deux sérigraphiés et un DLC). On observe la dépression continue dans chacun des détecteurs, et plus particulièrement pour le détecteur E-009, qui est sérigraphié. La rapidité avec laquelle le détecteur E-009 perd son gaz laisse penser à de mauvais raccords, ce qui va être observé ultérieurement. Les mesures de pression et d'humidité doivent se faire en regard de la variation de température au sein de l'enceinte gazeuse, car ces trois paramètres sont reliés en considérant le gaz comme un gaz parfait.

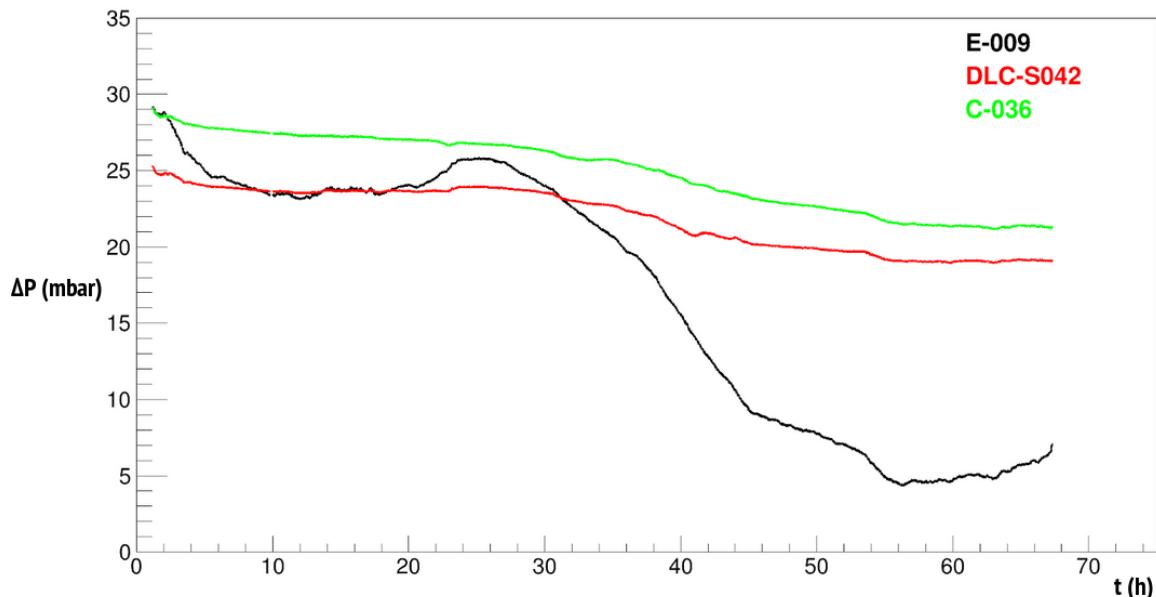


Figure 5.23 : Suivi des fuites de gaz pour trois détecteurs différents en fonction du temps. La surpression ΔP est défini comme la différence entre la pression atmosphérique et la pression du gaz dans le détecteur.

Pour pouvoir mesurer les variations de pression, de température et d'humidité relative au sein de détecteurs, des modules électroniques spécialement conçus pour des applications météorologiques, les modules Yocto-Meteo [13], ont été utilisés. Leur précision est de 0.2 °C pour la température, d'environ 1.8% pour le taux d'humidité et de 1 mbar pour

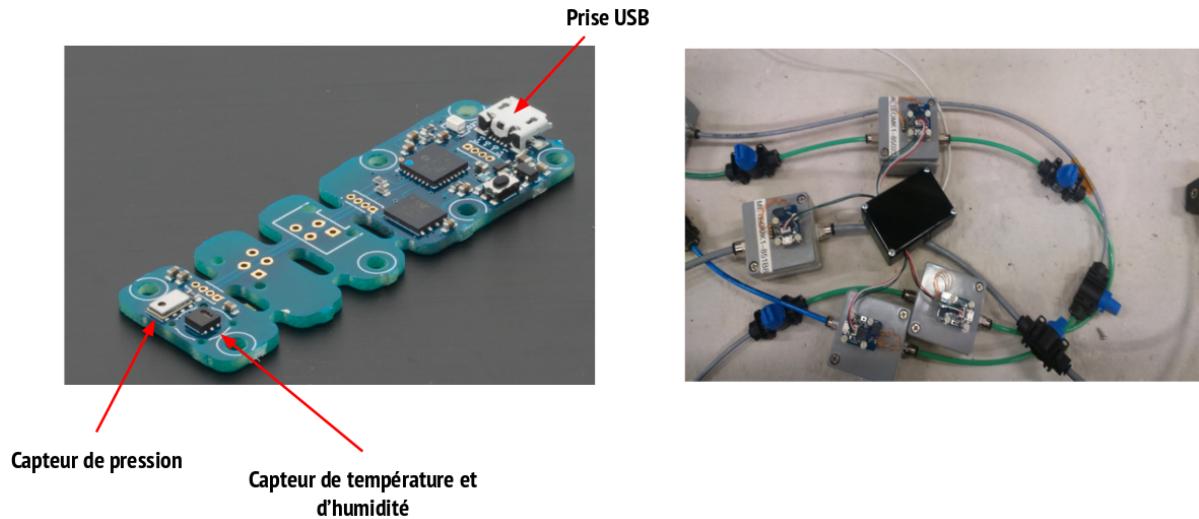


Figure 5.24 : Module Yocto-Meteo. À gauche : photographie d'un module avec les différents capteurs de pression, de température et d'humidité [13]. À droite : intégration des modules dans des boîtiers en PVC pour pouvoir tester le gaz en entrée et en sortie des détecteurs. La partie comprenant la prise USB peut être détachée du reste pour pouvoir intégrer les capteurs dans les boîtiers et faire la connexion USB sur les boîtiers.

la pression. Ces derniers seront intégrés dans des boîtiers en PVC, connectés à la sortie des détecteurs, pour pouvoir être intégrés dans le système de gaz.

Afin de limiter au mieux les fuites de gaz, deux solutions peuvent être investiguées : changer les joints pour de nouveaux modèles et sceller avec de la colle les parties mécaniques du détecteur. Le meilleur détecteur produit au CEA Saclay avait un taux de fuite de $0.3 \text{ mL} \cdot \text{h}^{-1}$. Le changement des joints permet de limiter les fuites à quelques millilitres par jour. Les joints utilisés sont des joints en silicone de 3 mm de diamètre, achetés sous forme de corde. Le scellage du détecteur, quant à lui, permet de limiter les fuites à quelques millilitres par semaine, comme le montre la figure 5.25. Pour avoir un point de comparaison, les taux de fuites des détecteurs Micromegas utilisés dans l'expérience CLAS12 sont de $2 \text{ mL} \cdot \text{h}^{-1}$ (communication interne en privé).

Pour calculer le taux de fuite, il suffit de mesurer la dépression ΔP sur un intervalle de temps Δt pour un volume V donné. Nos détecteurs possèdent un volume $V = 1.5 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3 = 3.75 \times 10^3 \text{ cm}^3$. Le graphique présenté par la figure 5.25 permet de mesurer une dépression de 3 mbar sur une durée de 28 jours. Ainsi, le taux de fuite T_f de ce détecteur peut être estimé à $T_f = \frac{V \Delta P}{\Delta t} \approx 17 \mu\text{L} \cdot \text{h}^{-1} \approx 3 \text{ mL par semaine}$. Néanmoins, cette technique n'est qu'une majoration des fuites dans le détecteur car elle ne prend pas en compte les effets dus à la variation de la température. De plus, le collage intégral du détecteur pose des problèmes au niveau de la maintenance de ces derniers. C'est pourquoi, pour continuer de bénéficier d'un taux de fuite faible, seule la dérive, c'est-à-dire la plaque de cuivre permettant de jouer le rôle de la cathode, sera scellée avec une colle céramique.

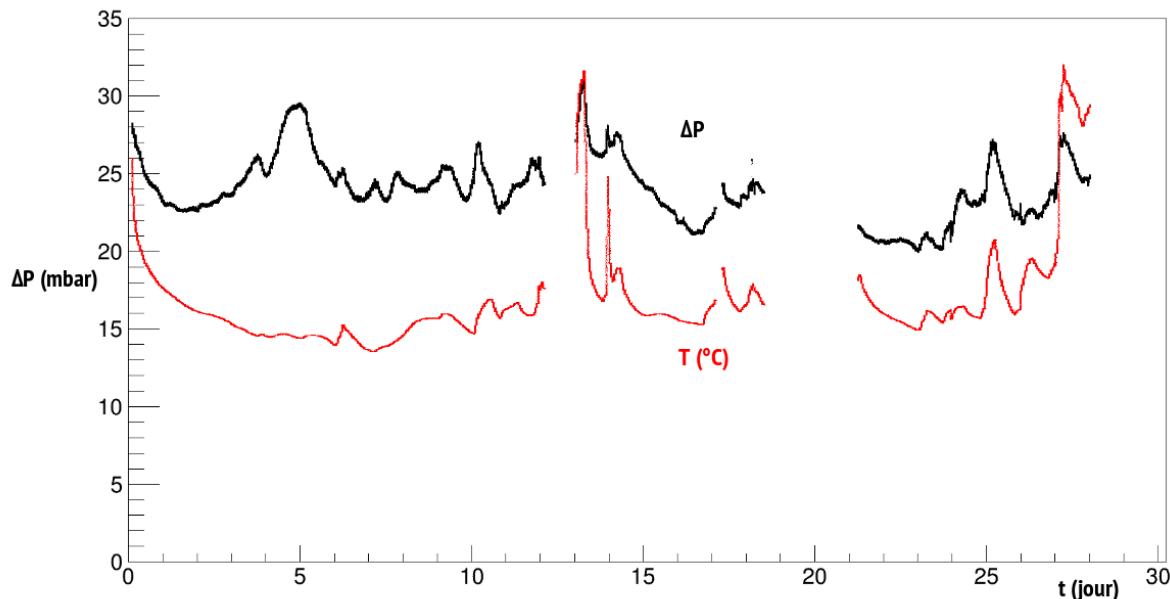


Figure 5.25 : Variation de la surpression mise dans le détecteur en fonction du temps (courbe noire). La surpression ΔP est défini comme la différence entre la pression atmosphérique et la pression du gaz dans le détecteur. Les variations de températures (courbe rouge) ont également été indiquées pour montrer la corrélation entre les deux variations.

5.3.2 Mesures de dégazage

Le gaz est en contact permanent avec des structures métalliques qui composent le détecteur, mais également avec les films résistifs ainsi que le PCB qui supporte les pistes de lecture. Ces matériaux peuvent dégazer, c'est-à-dire être la source de polluants qui peuvent affecter le bon fonctionnement du détecteur. Un des polluants les plus critiques pour notre étude est l'humidité. En effet, les molécules d'eau étant fortement électro-négatives, elles peuvent capturer des électrons primaires et donc réduire significativement le gain de notre détecteur.

Contrôle de l'humidité dans les détecteurs

Pour réduire au maximum l'humidité dans nos dispositifs, que ce soit l'humidité des boîtiers sondes ou celle des détecteurs, nous disposons d'une chambre à vide chauffante. Cette dernière a pour but d'assécher nos dispositifs afin de limiter le plus possible une éventuelle contamination. Des tests ont été effectués sur les boîtiers sondes, comme le montre la figure 5.26. Le premier test a été de traiter thermiquement un boîtier sonde pendant plusieurs jours à 54 °C. On observe que la remontée est d'autant plus faible que le boîtier est resté longtemps dans la chambre à vide. Ceci s'explique bien en considérant que l'humidité résiduelle se trouvant dans le boîtier est éliminée au fur et à mesure

des traitements. Néanmoins, après 9 jours de traitement, on observe encore la présence d'humidité dans le boîtier. Un deuxième test s'intéressant à une série de boîtiers sondes indépendants a été effectué. À la différence du premier, les boîtiers ont été scellés avec une colle céramique pour éviter une entrée d'humidité depuis l'extérieur. Après 7 jours de pompage et de traitement thermique à 52 °C, on observe une remontée en humidité, mais cette fois-ci, l'échelle de temps est totalement différente : quand il s'agissait de quelques heures lors du premier test, cette fois-ci la remontée se fait sur quelques jours. La différence entre la sonde 85130 (courbe bleue sur le figure 5.26) et les autres sondes vient du fait qu'elle n'a pas connu le même temps de traitement thermique que les autres.

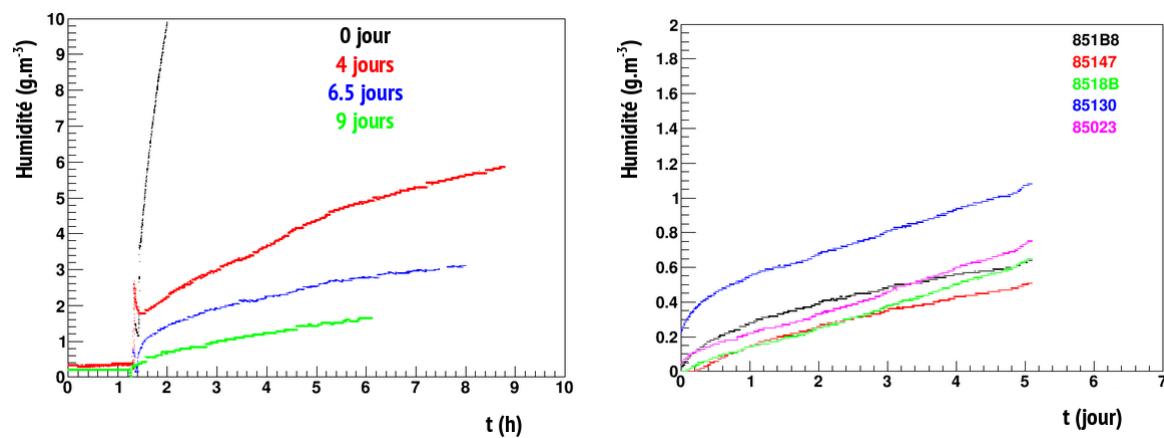


Figure 5.26 : Variation de l'humidité en fonction du temps dans des boîtiers sondes. À gauche : succession de chauffage et pompage dans la chambre à vide d'un boîtier sonde à 54 °C. À droite : évolution de l'humidité d'une série de boîtiers fermés à température ambiante après 7 jours dans la chambre à vide, chauffés à 52 °C.

Le traitement des boîtiers par cette méthode semble efficace pour réduire au maximum l'humidité résiduelle. De plus aucune dégradation des boîtiers n'a été observée durant ces tests. Néanmoins, la remontée au fil du temps du niveau d'humidité soulève d'autres questions telles que la source de cette humidité. Il pourrait s'agir de l'humidité extérieure qui arriverait à rentrer par capillarité dans les boîtiers. Utilisant des plastiques mous, type PCB, pour nos détecteurs, l'humidité pénètre-t-elle dans notre système de la même manière ? Et au vu des différences de volume, cette méthode appliquée aux boîtiers sera-t-elle adaptée à nos détecteurs ?

Pour répondre à ces questions, nous avons traité thermiquement pendant 9 jours un détecteur pour comparer son taux d'humidité lors de son installation dans le système de gaz avec le taux d'humidité de détecteurs non traités. Le dispositif expérimental utilisé a été Tomomu de la manière suivante : trois détecteurs en série (BB, TT et BT avec B pour *Bottom* et T *Top*) avec un débit de gaz inférieur à $1 \text{ L} \cdot \text{h}^{-1}$ et le détecteur à tester isolé des trois autres avec un débit de $2 \text{ L} \cdot \text{h}^{-1}$. Le gaz utilisé est de l'argon pur. Comme on

peut l'observer sur la figure 5.27, l'humidité du détecteur traité (courbe rouge) est 15 fois inférieure à l'humidité des autres détecteurs, ce qui montre l'efficacité de cette méthode.

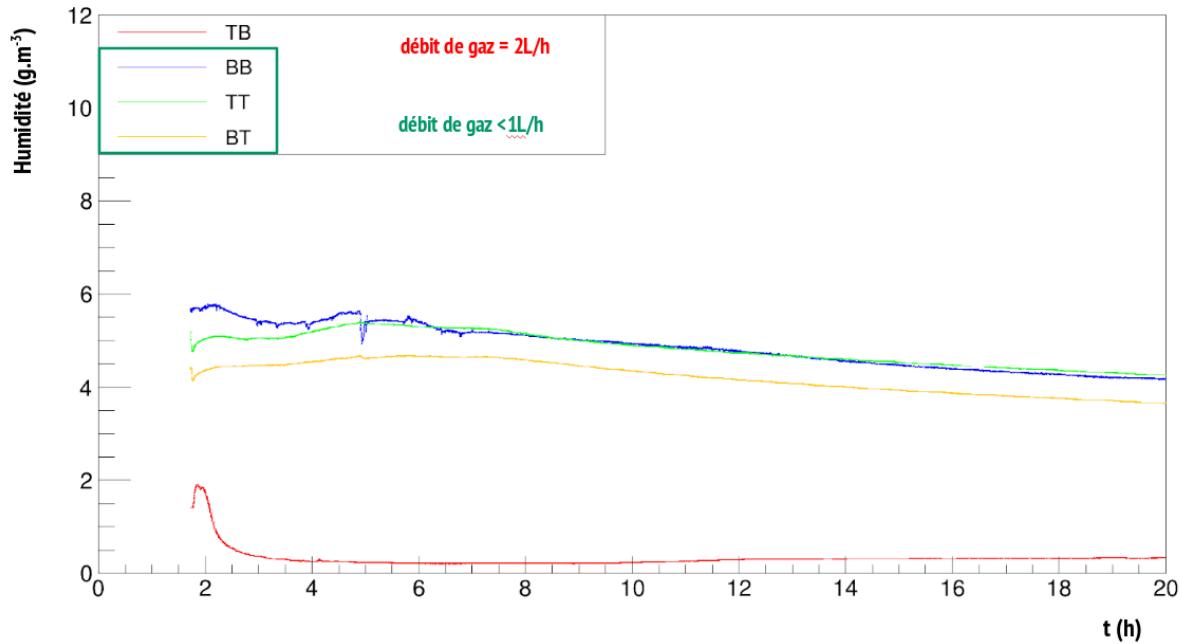


Figure 5.27 : Variation de l'humidité en fonction du temps dans différents détecteurs. La courbe rouge correspond à un détecteur ayant été étuvé dans la chambre à vide pendant 9 jours.

Contrôle de la qualité du gaz dans les détecteurs

Pour observer une remontée en humidité, il faut mettre les détecteurs en système fermé (arrivée de gaz coupée et sorties des détecteurs fermées). Cette remontée peut s'observer également en regardant l'évolution de la haute tension appliquée aux pistes résistives. En effet, comme dit dans la section 5.1.4, la haute tension est appliquée en fonction des performances du détecteur en gain : on augmente ou on diminue la tension si l'amplitude cible des signaux est atteinte ou non. La connaissance de la variation de la tension en fonction du temps nous donne ainsi des informations sur la qualité du gaz : un gaz pollué va produire des signaux de moindre amplitude, ce qui va augmenter les tensions au fur et à mesure. Ainsi, nous sommes en mesure de connaître la qualité du gaz présent à l'intérieur du détecteur, en terme d'humidité mais également en terme d'autres polluants potentiels. C'est ce qu'on peut observer sur la figure 5.28. La circulation de gaz s'effectue jusqu'à ce que les détecteurs convergent en terme de tension. À partir de ce moment, l'arrivée de gaz est fermée et les vannes de chaque détecteur sont fermées pour les rendre indépendants. Le gaz utilisé est le mélange T2K, à savoir 95% d'argon, 3% d'isobutane $i - C_4H_{10}$ et 2% de CF_4 . Un détecteur a été placé dans la chambre à vide pendant 9 jours à 60 °C. Les trois autres n'ont pas été traités thermiquement.

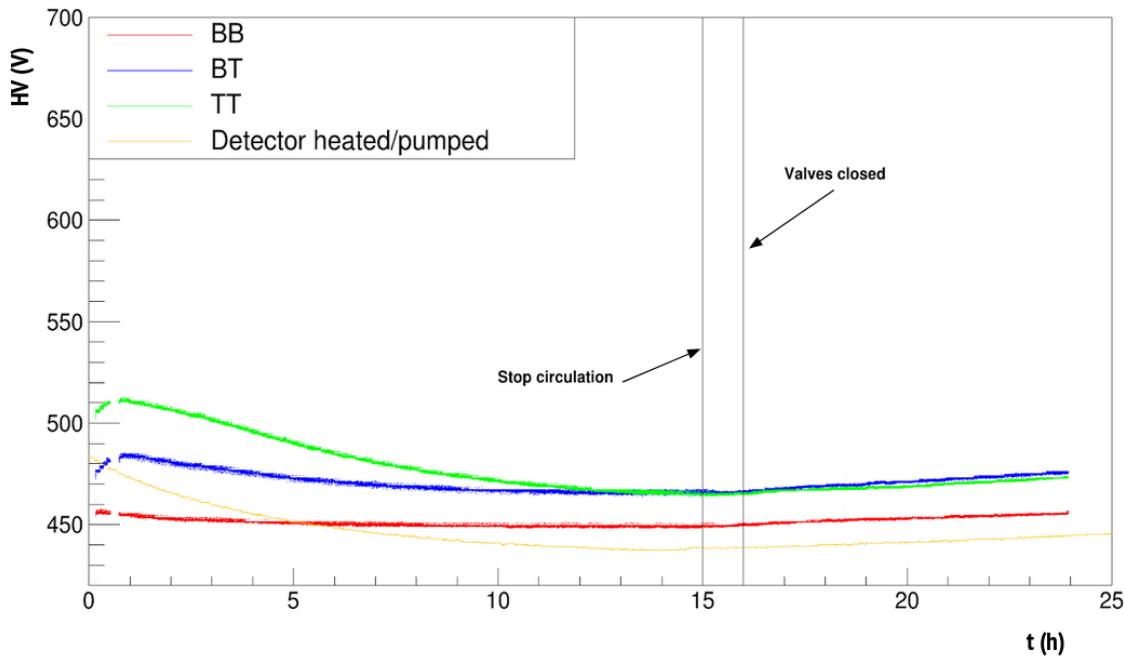


Figure 5.28 : Variation de la tension en fonction du temps pour une série de détecteurs. Le détecteur qui a été traité thermiquement est reconnaissable par la courbe orange.

On observe qu'après la convergence, le détecteur traité a un meilleur gain que les autres puisque sa tension est inférieure. Néanmoins, la remontée en tension, en considérant les variations en température, est la même quelque soit le détecteurs : $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{BB} = 0.67 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{TB} = 1.16 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{TT} = 0.93 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{Test} = 0.85 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$.

De plus, un écart de 12 V entre le détecteur du bas (BB) et les détecteurs du haut (BT et TT) est visible. Cet écart peut être dû à deux choses : de l'humidité présente dans le détecteur BB qui serait transmise aux détecteurs du haut, en aval du circuit de gaz, ou bien d'autres polluants qui, eux aussi, seraient transmis de détecteur en détecteur. Ces polluants peuvent être de plusieurs natures : de l'oxygène (élément électro-négatif qui va capter les électrons primaires et donc faire diminuer le gain), des polluants dégazés par les composants eux-mêmes, ou encore des radicaux libres issus des chaînes carbonées présentes dans le gaz qui se seraient dissociées dans l'espace d'amplification à cause des avalanches et qui capteraient une partie des électrons.

Recherche de polluants

Pour pouvoir étudier la nature de ces polluants éventuels, nous avons disposé une capsule Oxysorb [14] permettant de filtrer l'oxygène et l'humidité, utilisée pour la TPC HARPO [15]. De plus, pour améliorer la circulation du gaz dans chaque détecteur, une



Figure 5.29 : Photographie de la turbine conçue par Patrick Magnier et David Attié et de la capsule permettant de filtrer l'oxygène et l'humidité.

turbine conçue pour la TPC HARPO a été utilisée. Cette turbine est composée de deux moteurs de différentes puissances, s'alimentant d'une tension entre 9 V et 15 V [15].

Les tests ont été effectués avec le dispositif Tomomu. Trois détecteurs sont mis en série dans le système de gaz et alimentés par un mélange à 95% d'argon et 5% d'isobutane $i - C_4H_{10}$. Les résultats sont illustrés par la figure 5.30. On peut noter en premier lieu l'absence de différence de tension entre le détecteur du bas et ceux du haut (dans le système en gaz) car une fuite a été observée au niveau du détecteur TB (un embout mal fixé). Mis à part ce problème technique, le gaz a été distribué de façon à ce que les tensions convergent, puis l'arrivée de gaz a été coupée. La remontée en tension vaut alors pour chaque détecteur : $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{BB} = 0.25 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{TB} = 0.10 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{TT} = 0.18 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$.

Le système turbine + capsule présenté par la figure 5.29 a été placé en parallèle avec le détecteur BB. Ainsi lors de la mise en marche de la turbine (la capsule a été dérivée), on ne mesure aucune évolution de la remontée en tension. Par contre, la mise en gaz de la capsule filtrante coïncide avec une baisse de tension de 20 V, ce qui signifie une amélioration du gain, et une augmentation de la remontée en tension : elle passe de $0.25 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$ à $0.78 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$.

La seule conclusion à ce stade est la présence d'humidité captée par le filtre Oxysorb. Pour voir si d'autres polluants sont en jeu, le gaz a été inchangé dans le détecteur BB tandis que les détecteur TT et TB ont été alimentés en gaz T2K (sur la figure 5.31, le changement de gaz s'effectue à $t = 100 \text{ h}$). Le dispositif expérimental reste le même. On peut noter que la remontée en tension est nettement plus importante avec le

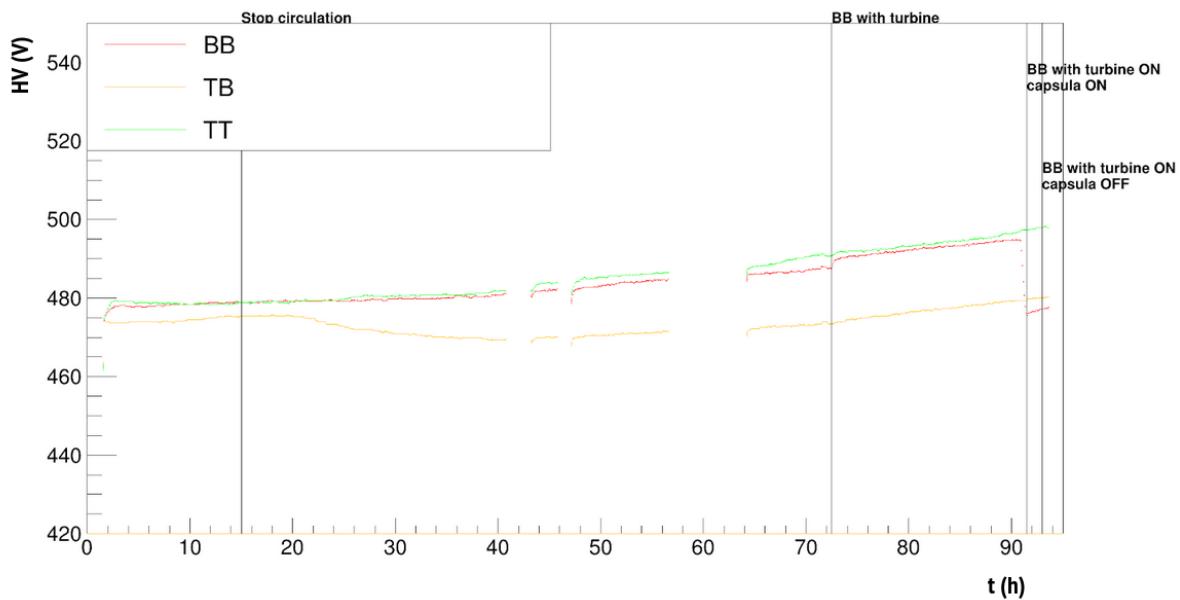


Figure 5.30 : Variation de la tension en fonction du temps pour une série de détecteurs. La mise en action puis l'arrêt de la turbine et de la capsule sont indiqués par les barres verticales.

mélange T2K qu'avec le mélange qui alimente le détecteur BB : $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{BB} = 0.52 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{TB} = 0.75 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$, $\left(\frac{dHV}{dt}\right)_{TT} = 1.05 \text{ V} \cdot \text{h}^{-1}$. De plus, lorsque la capsule est à nouveau ouverte à $t = 180 \text{ h}$, on observe une chute de 3 V en tension tandis que l'humidité mesurée dans le détecteur BB a diminué de 50% en une heure. Ceci montre qu'il y a bien un polluant absorbé par la capsule autre que l'humidité. Ce polluant peut être de l'oxygène dont la source reste à trouver.

Le comportement des détecteurs TT et TB est également à noter. La seule différence avec le détecteur BB réside dans le mélange gazeux : TT et TB sont alimentés avec un mélange contenant du CF4. On pourrait alors penser que la rapide remontée en tension provient de radicaux libres créés dans un détecteur et transmis par la suite au détecteur suivant. Pour tester cette hypothèse, des détecteurs sont placés en série dans un circuit en gaz. La tension du premier détecteur en gaz est ensuite mise à zéro. L'objectif est de voir l'effet sur la tension des autres détecteurs. Les résultats de ce test effectué par l'équipe muographie n'ont pas montré de variations significatives, ce qui élimine la création de radicaux libres comme source de pollution du gaz.

5.3.3 Bilan

À ce stade voici les conclusions que nous pouvons tirer de ces différentes analyses :

- Nous avons confirmé que l'humidité est une des causes principales de la dégradation du gaz. Le processus de pompage et de chauffage dans la chambre à vide que nous

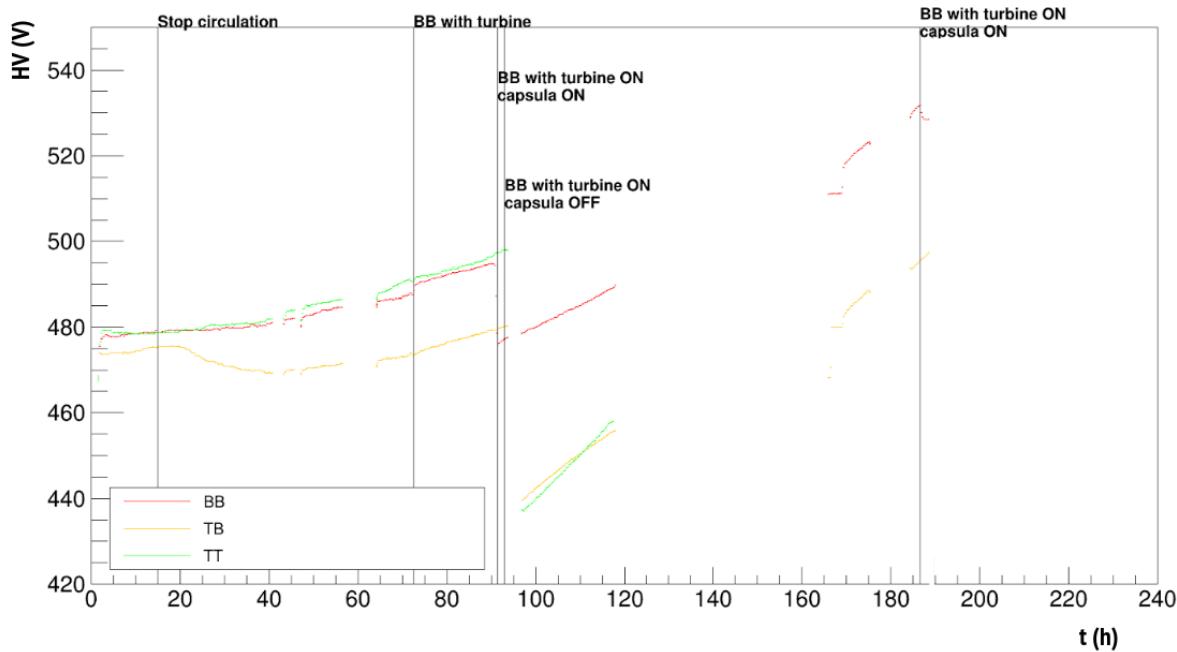


Figure 5.31 : Variation de la tension en fonction du temps pour une série de détecteur. La mise en action puis l'arrêt de la turbine et de la capsule sont indiqués par les barres verticales. À partir de $t = 100$ h les détecteurs TB et TT sont alimentés en gaz T2K tandis que le détecteur BB est alimenté avec un mélange à 95% d'argon et 5% d'isobutane $i - C_4H_{10}$.

avons mis au point permet de sécher les détecteurs. Cependant, de l'humidité réussit encore à pénétrer les détecteurs au fur et à mesure. Celle-ci pourrait pénétrer par le PCB qui est un matériau poreux. Néanmoins, le rôle des tuyaux de gaz n'est pas à exclure [16].

- Nous avons mis au jour le rôle de l'oxygène dans la dégradation du gaz. Les sources peuvent être des fuites au niveau des détecteurs mais aucune fuite majeure n'a été détectée pendant ces tests.
- Le comportement des détecteurs à bas débit en présence de CF4 n'est pas encore totalement compris et nécessite des analyses complémentaires.
- À l'avenir, l'utilisation d'un spectromètre de masse pour pouvoir identifier tous les composants du gaz en sortie de détecteur sera alors nécessaire pour pouvoir faire des études fines, et ainsi lister tous les possibles polluants présents dans le système de gaz.

5.4 Algorithmes de démultiplexage

5.4.1 Crédation des clusters

Comme expliqué dans la section 5.1.2, le multiplexage rend le lien entre les voies électroniques portant un signal et la position de la particule complexe : l'information

donnée par les voies électroniques ne peut pas être utilisée en tant que telle, mais nous avons besoin de regarder si, pour une série de voies touchées, il existe un groupe contigu de pistes qui portent un signal. Cette étape porte le nom de démultiplexage. Grâce à cette méthode, des clusters peuvent être créés sur chaque plan de détection afin de reconstruire la trace de la particule.

La méthode de démultiplexage pour les détecteurs Micromegas que nous utilisons a été développée et expliquée dans la thèse de Simon Bouteille [1]. Premièrement, il convient de chercher le plus grand groupe contigu de pistes portant un signal significatif, c'est-à-dire 4σ au-dessus du niveau de bruit. Une fois ce groupe de pistes reconnu, les voies électroniques associées à ces pistes sont enregistrées et la recherche de groupes de pistes se poursuit en écartant les candidats précédents. Ainsi, au fur et à mesure, toutes les voies portant un signal sont enregistrées jusqu'à ce qu'il n'en reste plus. La position des clusters est ensuite estimée en calculant le barycentre de la position des pistes pondérée par leur amplitude : la piste portant le signal le plus élevé a le plus de chance d'être au centre du cluster. On utilise ainsi la diffusion de la charge sur les pistes pour définir les clusters. À la fin de ces étapes, une série de clusters est définie pour chaque coordonnée.

5.4.2 Reconstruction des traces : combinatoire

Pour reconstruire une trace, plusieurs détecteurs sont nécessaires. Dans le cas des télescopes développés au CEA Saclay, nous disposons de quatre plans de détection. Ainsi pour chaque coordonnée de chaque plan de détection, toutes les combinaisons possibles de clusters permettant de définir une droite sont testées. La droite est définie en prenant une combinaison de clusters se trouvant sur les détecteurs extrêmes. Ensuite, un résidu est calculé entre la position du cluster sur le détecteur intérieur et la position estimée par la droite choisie. L'opération est réitérée pour toutes les combinaisons possibles de détecteurs ayant au moins un cluster. La trace sélectionnée sera celle avec le plus petit des résidus. Cette méthode permet rapidement de converger vers une trace pour chaque coordonnée. Ainsi, nous pouvons reconstruire un angle dans le plan (xOz) et dans le plan (yOz).

5.4.3 Transformée de Hough

La transformée de Hough [17] est une alternative à cette méthode combinatoire qui vise à prendre toutes les combinaisons de clusters possibles. L'idée ici est de travailler non pas dans l'espace des coordonnées (x, z) et (y, z) dans lequel sont définis les clusters, mais dans l'espace des paramètres (a, b) (c, d) qui définissent les droites $z = ax + b$ et $z = cy + d$. Dans cette représentation, chaque point (x, z) ou (y, z) dans l'espace des coordonnées représente une droite (a, b) ou (c, d) dans l'espace des paramètres. Ainsi,

des points sont alignés si et seulement si leurs droites représentatives dans l'espace des paramètres se coupent en un point, comme le montre la figure 5.32. Il y a donc autant de droites que de couples de clusters. Pour trouver la droite candidate, une recherche de maximum est effectuée afin de trouver le point d'intersection (a, b) ou (c, d) qui apparaît le plus grand nombre de fois. Après avoir trouvé la droite candidate, les distances entre cette dernière et chaque cluster de chaque plan de détection sont calculées. Les clusters les plus près de la droite sont retenus. Une régression linéaire est effectuée avec la série de clusters retenus. C'est ce que montre la figure 5.32, La courbe bleue (à droite dans la figure 5.32) représente la droite candidate après détermination du maximum dans l'espace des paramètres tandis que la droite rouge représente la droite d'ajustement entre les clusters les plus proches de la droite bleue. Pour effectuer la régression linéaire sur les points retenus, une erreur sur la position des clusters est attribuée. Elle est fixée à la résolution du détecteur, c'est-à-dire $500/1037 = 482 \mu\text{m}$. À la fin de cette procédure, nous obtenons donc deux droites contenues dans les plans (zOx) et (zOy) , dont les pentes respectives permettent d'estimer les angles θ (angle zénithal) et ϕ (angle azimutal). La connaissance de ces deux angles permet de remonter à la trajectoire du muon détecté.

Afin d'éviter les problèmes numériques occasionnés pour des droites perpendiculaires aux plans de détection, nous travaillons dans le plan (zOx) et (zOy) . L'exemple donné par la figure 5.32 montre la recherche d'un maximum éventuel dans l'histogramme qui contient les droites représentatives de chaque cluster dans l'espace des paramètres. Néanmoins, ce maximum n'est pas unique à cause du bruit ou de la diffusion du signal dans le cas de traces à forts angles, qui peuvent induire un plus grand nombre de clusters, comme le montre la figure 5.33. De plus, la recherche de maximum dépend fortement de la résolution de l'histogramme.

5.4.4 Comparaison

Comparaison pour un évènement donné

Une comparaison peut être effectuée entre la méthode combinatoire et la transformée de Hough. Les deux méthodes sont utilisées en même temps, sur le même groupe de clusters et leurs résultats obtenus pour les projections dans les plans (zOx) et (zOy) sont comparés comme l'illustrent les figures 5.34 et 5.35. Concernant la projection (zOx) , on peut observer que les droites trouvées par la transformée de Hough et par la méthode combinatoire ne sont pas toujours les mêmes. En effet, si l'on s'intéresse à la courbe jaune qui représente la méthode combinatoire, la meilleure combinaison de trois points sur chaque plan différent a été prise afin de réduire au maximum le résidu sur le plan restant. C'est pourquoi le point $(60.297, 99.4)$ semble exclu de cette droite tandis qu'il est pris

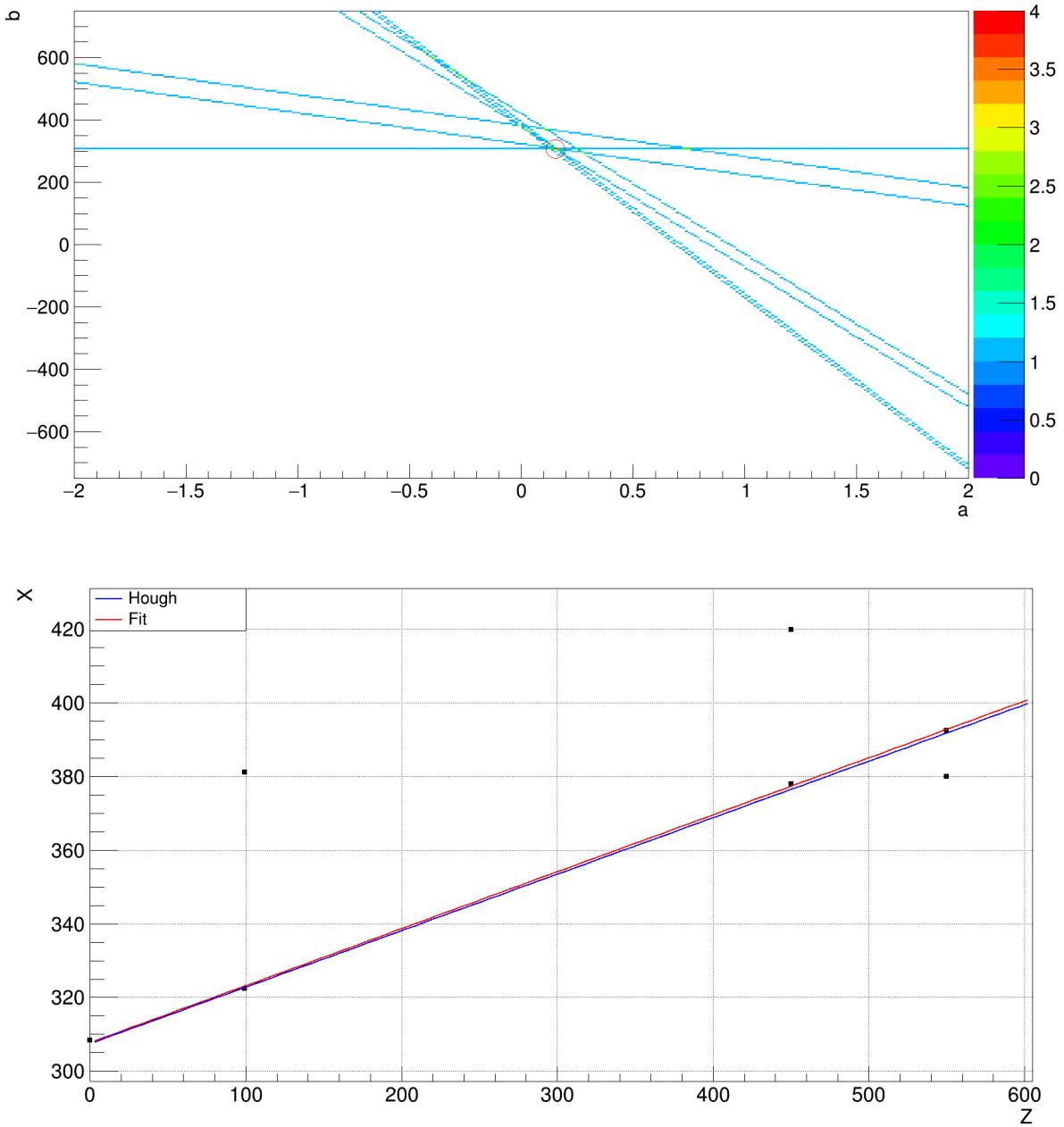


Figure 5.32 : Résultat d'une transformée de Hough. En haut : droites représentatives de chaque point dans l'espace des paramètres a et b . Le maximum est indiqué par le cercle rouge aux coordonnées $(0.2, 307.8)$. En bas : position des clusters dans le plan (zOx). La courbe bleue représente la droite définie par les paramètres a et b trouvés. La courbe rouge correspond à la régression linéaire effectuée sur les points les plus proches de la courbe bleue.

en compte pour la méthode Hough. En effet, avec cette méthode, les quatre points de chaque plan les plus proches de la droite bleue vont être pris en compte pour la régression linéaire (courbe rouge). Si l'on s'intéresse à la projection sur le plan (zOy), cette fois-ci les méthodes semblent converger vers le même ensemble de points. On remarquera également

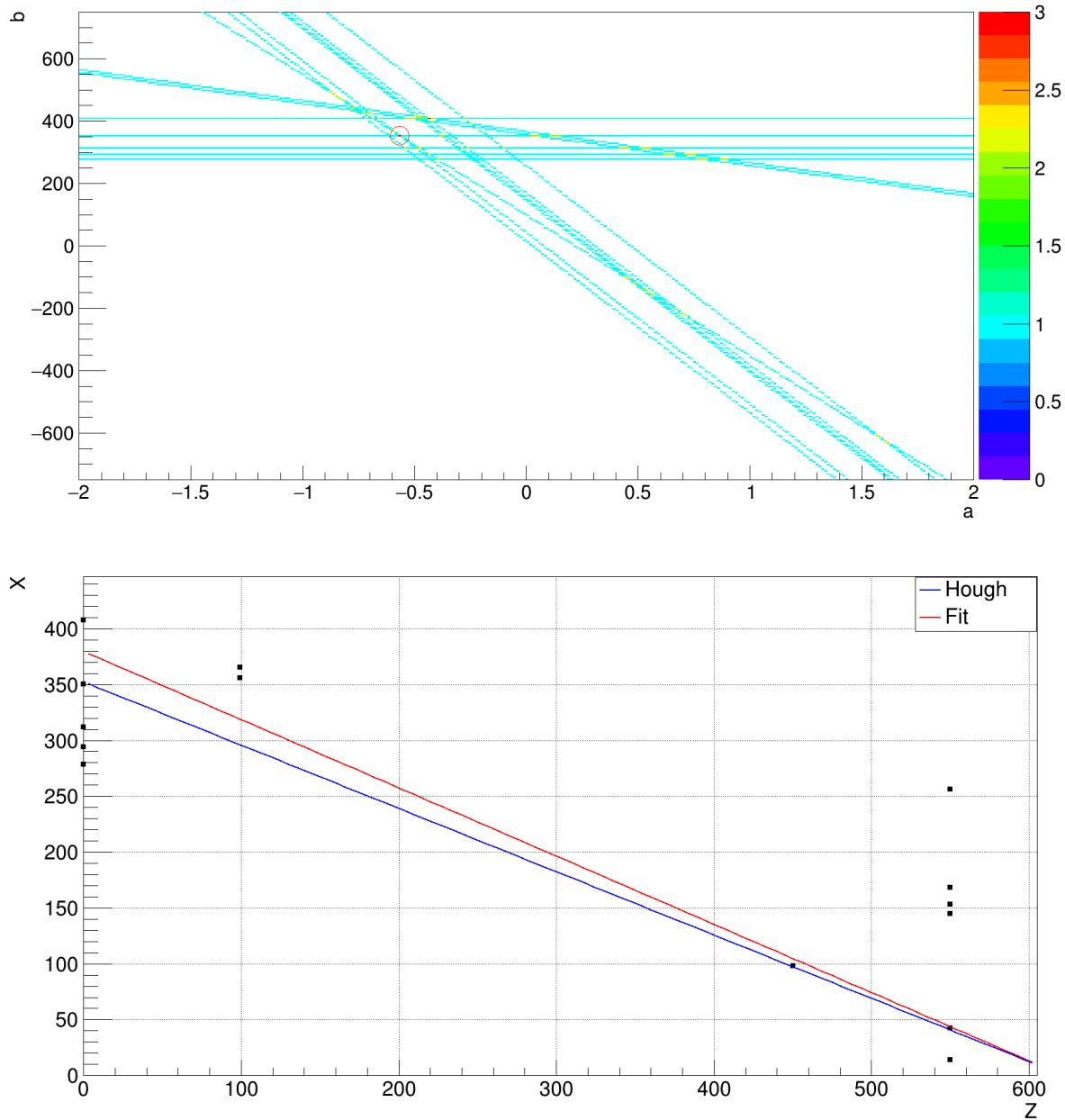


Figure 5.33 : Résultat d’une transformée de Hough avec deux maxima. En haut : droites représentatives de chaque point dans l’espace des paramètres a et b . Les maxima sont indiqués par les points rouges aux coordonnées $(-0.6, 352.5)$ et $(-0.4, 407.5)$. Le maximum retenu est celui indiqué par le cercle rouge. En bas : position des clusters dans le plan (zOx). La courbe bleue représente la droite définie par les paramètres a et b indiqués par le cercle rouge. La courbe rouge correspond à la régression linéaire effectuée sur les points les plus proches de la courbe bleue.

les huit clusters présents sur le premier plan de détection (550 cm) qui induisent une série de droites parallèles dans l'espace des paramètres.

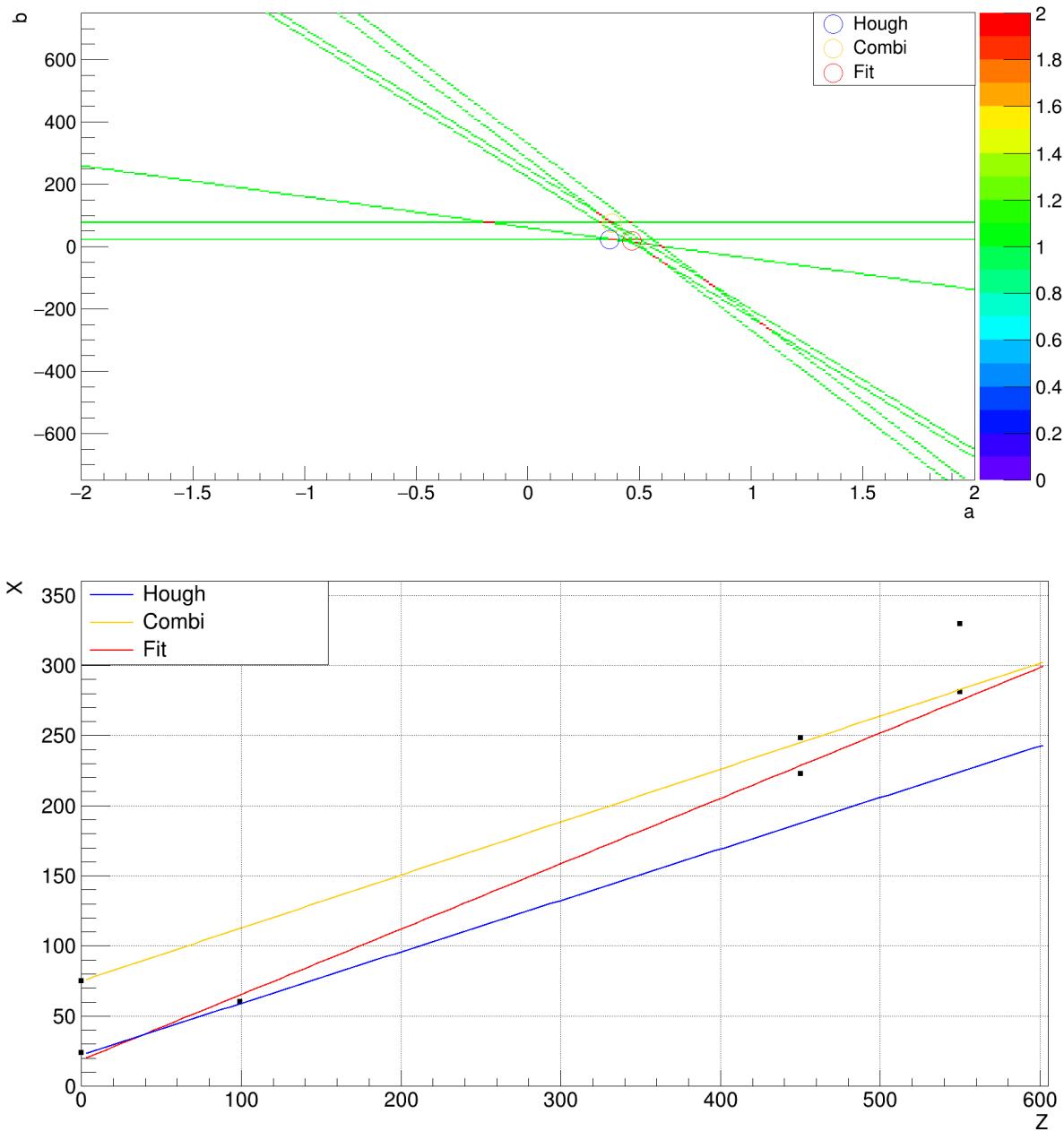


Figure 5.34 : Comparaison entre la transformée de Hough et méthode combinatoire. En haut : droites représentatives de chaque point dans l'espace des paramètres a et b . Les maxima des différentes méthodes sont indiqués par les cercles bleu (Hough), jaune (combinatoire) et rouge (ajustement des points trouvés par la méthode de Hough par une droite). À droite : position des clusters dans le plan (zOx). La courbe bleue représente la droite définie par les paramètres a et b indiqués par le cercle rouge. La courbe rouge correspond à la régression linéaire effectuée sur les points les plus proches de la courbe bleue (hough). La courbe jaune est la droite trouvée par la méthode combinatoire

Comparaison pour un même jeu de données

Une manière de comparer les deux méthodes sans biais de sélection des événements est de les utiliser sur un même jeu de données. Les données utilisées dans ce cas-là sont

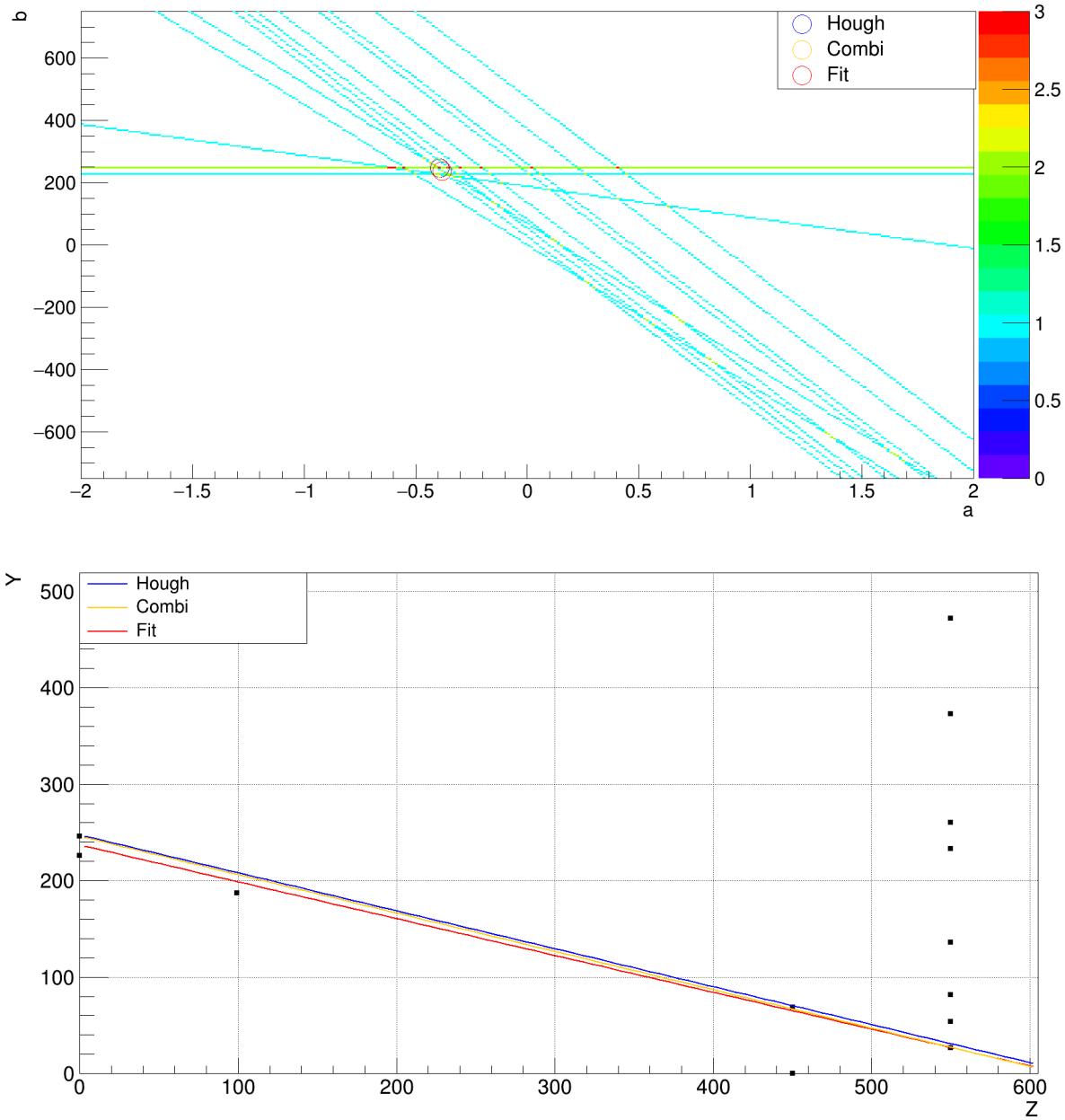


Figure 5.35 : Comparaison entre la transformée de Hough et méthode combinatoire. En haut : droites représentatives de chaque point dans l'espace des paramètres a et b . Les maxima des différentes méthodes sont indiqués par les cercles bleu (Hough), jaune (combinatoire) et rouge (ajustement des points trouvés par la méthode de Hough par une droite). À droite : position des clusters dans le plan (zOy). La courbe bleue représente la droite définie par les paramètres a et b indiqués par le cercle rouge. La courbe rouge correspond à la régression linéaire effectuée sur les points les plus proches de la courbe bleue (hough). La courbe jaune est la droite trouvée par la méthode combinatoire

les évènements collectés lors du premier déploiement des télescopes du CEA Saclay dans le cadre de la mission ScanPyramids [18]. Les données utilisées sont celles du run 14

du télescope Brahic, un des trois télescopes⁷ déployés lors de cette mission qui a été positionné devant la face Est de la pyramide.

La reconstruction des événements dans le plan ϕ (angle azimutal) - θ (angle zénithal), angles qui sont définis par rapport au référentiel du télescope, est représentée par la figure 5.36. Le nombre d'événements reconstruits pour le run 14 est de 1131359 et une coupure pour les résidus en X et en Y de 5 mm, afin de prendre les meilleures droites et ainsi éliminer les muons mal reconstruits, est appliquée. Ainsi l'efficacité de reconstruction de la méthode combinatoire est de 65.2%, tandis que la méthode utilisant la transformée de Hough a une efficacité de reconstruction de 50.9%. Ces faibles taux s'expliquent par les fortes coupures appliquées sur les résidus. Par ailleurs, la différence d'efficacité observée peut s'expliquer par la manière dont sont construits les résidus dans les deux méthodes. Dans la première, il s'agit du résidu entre la position du cluster sur le plan intérieur et la position calculée sur ce même plan, en connaissant l'équation de la droite reliant les deux points sur les plans extérieurs⁸. Dans la deuxième, le résidu est calculé en faisant la moyenne des différences des positions de chaque point candidat et leur position estimée avec la droite candidate. Ainsi, via la transformée de Hough, un point peut se trouver éloigné de la droite candidate et faire augmenter significativement le résidu final.

La figure 5.36 montre que les deux méthodes donnent des résultats assez semblables : on reconnaît la forme de la pyramide, ainsi que l'effet soleil couchant dû à la convolution entre l'acceptante du détecteur et la distribution angulaire du flux de muon (cf chapitre 3). Les événements en ϕ négatif représentent les trajectoires provenant de l'arrière du télescope. On s'aperçoit que la méthode utilisant la transformée de Hough a tendance à recentrer les trajectoires. En effet, la structure en soleil couchant ainsi que les muons venant de l'arrière du détecteur ont une structure plus resserrée. Si l'on divise pixel par pixel les deux images de gauche et du centre de la figure 5.36, après les avoir normalisées, on peut se rendre compte que le ratio est globalement proche de 1, sauf lorsqu'on s'intéresse aux événements en direction de la pyramide. Ces différences peuvent s'expliquer par cet effet de resserrement de la méthode Hough.

Pour pouvoir comparer plus finement les deux méthodes, nous pouvons également regarder le comportement des résidus en fonction de l'angle dans chaque projection (θ pour la projection sur le plan (xOz) et ϕ pour la projection sur le plan (yOz)). C'est ce qui est illustré par la figure 5.37.

7. Un télescope est composé de quatre plans de détection. L'ensemble est tenu par une structure mécanique permettant d'orienter le télescope dans la direction voulue.

8. Dans la méthode combinatoire, la sélection de la droite se fait en regardant le résidu entre le point d'intersection, sur un des plans intérieurs, de la droite définie par les clusters se situant sur les plans extérieurs et le cluster se trouvant sur ce plan intérieur. Une boucle est effectuée sur tous les plans afin de prendre la meilleure combinaison de clusters.

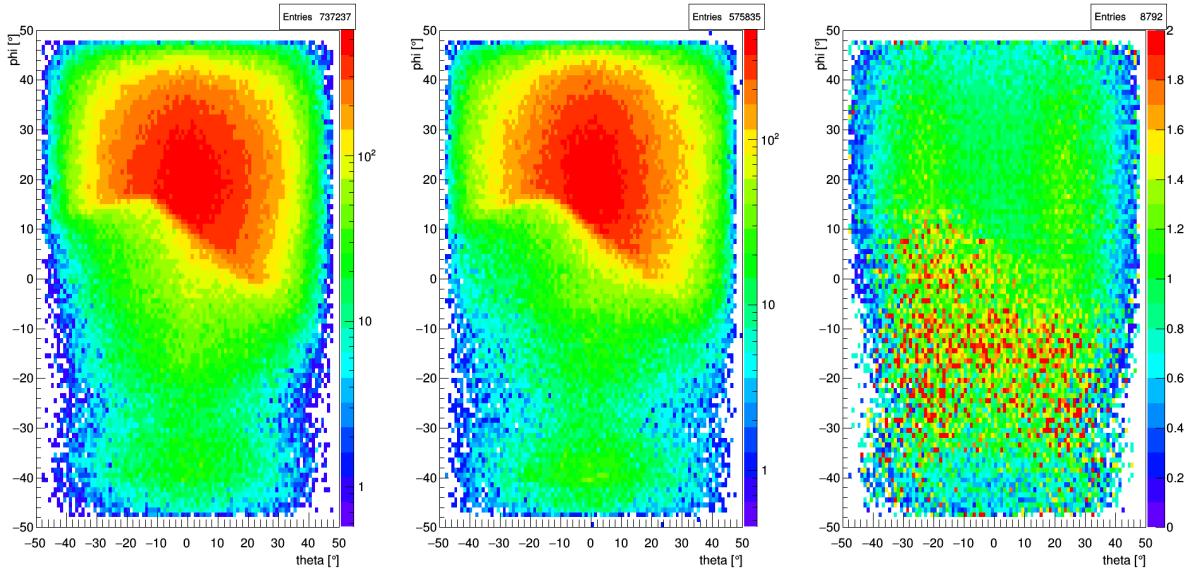


Figure 5.36 : Reconstruction des événements dans le plan $\theta\text{-}\phi$ avec une coupure pour les résidus en X et en Y de 5 mm. À gauche : utilisation de la méthode combinatoire. Au centre : utilisation de la méthode Hough. À droite : comparaison entre les deux méthodes en divisant les deux histogrammes après leur normalisation.

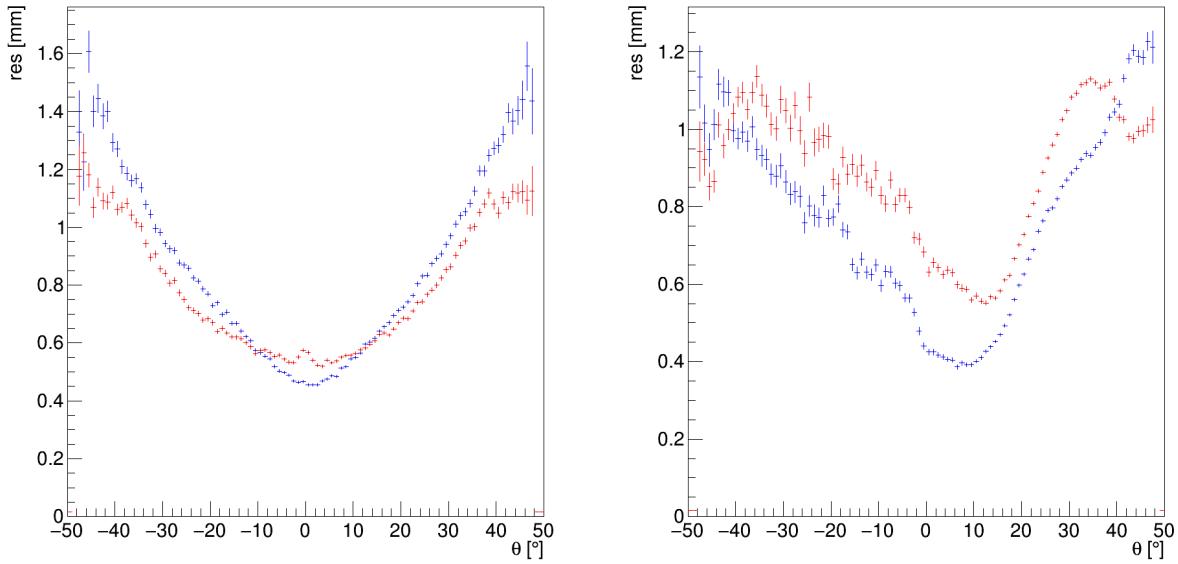


Figure 5.37 : Variation des résidus en fonction de l'angle dans chaque projection. À gauche : projection dans le plan (xOz). À droite : projection dans le plan (yOz). Les courbes rouges correspondent à la méthode Hough tandis que les bleues correspondent à la méthode combinatoire.

On peut observer sur cette figure, dans les deux projections, que les résidus calculés avec la méthode Hough (courbes rouges) sont, à forts angles, moins importants que ceux calculés avec la méthode combinatoire (courbes bleues). On retrouve un comportement attendu en ce qui concerne la variation des résidus en fonction de l'angle : à faible angle, les

résidus sont minimaux et augmentent avec l'angle. Ceci vient du fait que la résolution du détecteur est bien meilleure pour un muon incident avec un angle faible qu'avec un angle élevé car, pour ce dernier cas, les charges vont se diffuser sur plusieurs clusters, ce qui va dégrader fortement la résolution de notre détecteur et donc de la reconstruction de la trace.

5.5 Conclusion

La résolution des détecteurs Micromegas est un élément clef en vue de futures applications de tomographie muonique. En effet, la statistique limitée de ces études doit être compensée par une reconstruction fine des trajectoires des muons détectés. Pour ce faire, nous avons montré que la disposition de pâte de haute résistivité sur les pistes électroniques permet de réduire significativement la taille des clusters et diminue de fait le risque d'ambiguïtés. De plus l'autonomie en gaz des détecteurs est également un facteur déterminant dans l'optique de développer des télescopes compacts pouvant être déployés pour de longues périodes sans alimentation en gaz et bénéficiant toujours de gains importants. Les tests effectués sur nos détecteurs Micromegas ont montré les effets de certains polluants sur la qualité du gaz qui affecte le gain des détecteurs. Ces polluants sont l'oxygène et l'humidité. Pour réduire leur impact, des solutions techniques, tels que des filtres et des turbines permettant d'améliorer la circulation du gaz des les détecteurs, ont été développés. De plus, un algorithme de reconstruction des trajectoire des muons détectés a été développé et testé sur des données réelles. Les performances de cet algorithme, sur les données de la mission ScanPyramids à laquelle j'ai participé, ont été présentées et permettent d'obtenir une amélioration de la résolution à grands angles.

Bibliographie

- [1] Simon Bouteille. *Développement et applications de détecteurs gazeux à micro-pistes pour la tomographie muonique*. thesis, Paris Saclay, September 2017.
- [2] T. Alexopoulos, R. de Oliveira, J. Wotschack, G. Tsipolitis, V. Polychronakos, J. Burnens, O. Pizzirusso, G. Glonti, and G. Sekhniaidze. A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *Nucl.Instrum.Meth.*, A640 :110–118, 2011.
- [3] S. Procureur, R. Dupré, and S. Aune. Genetic multiplexing and first results with a 50×50 cm² Micromegas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 729 :888–894, November 2013.
- [4] Xiaoguang Yue, Ming Zeng, Zhi Zeng, Yi Wang, Xuewu Wang, Ziran Zhao, Jianping Cheng, and Kejun Kang. Mathematical modelling and study of the encoding readout scheme for position sensitive detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 816 :33–39, April 2016.
- [5] D. Attie, S. Aune, P. Baron, D. Besin, H. Bervas, E. Delagnes, V. Gautard, J. Giraud, R. Granelli, I. Mandjavidze, E. Monmarthe, Y. Moudden, S. Procureur, B. Raydo, M. Riallot, and F. Sabatie. The readout system for the Clas12 Micromegas vertex tracker. In *2014 19th IEEE-NPSS Real Time Conference*, pages 1–11, May 2014.
- [6] D Calvet. L'électronique de lecture de MINOS et autres développements récents, September 2015.
- [7] S. Bouteille, D. Attié, P. Baron, D. Calvet, P. Magnier, I. Mandjavidze, S. Procureur, and M. Riallot. Large resistive 2d Micromegas with genetic multiplexing and some imaging applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 834 :187–191, 2016.
- [8] CAEN. A7501, <https://www.caen.it/products/a7501/>.
- [9] J Galán. Signal propagation and spark mitigation in resistive strip read-outs. *Journal of Instrumentation*, 7(04) :C04009–C04009, April 2012.
- [10] Yoshikazu Tanaka, Koji Miyake, and Atsushi Saito. Diamond-like Carbon Film for Bearing Parts and Its Mass Production Technology. *SEI Technical Review*, page 5, 2019.

- [11] Atsuhiko Ochi. Carbon Sputtering Technology for MPGD detectors. 3rd Academy-Indusy Matching Event on Photon Detection and RD51 Mini-Week, page 351, CERN, July 2015. Sissa Medialab.
- [12] Maxence Vanderbrouck. Production issues with Bulk Micromegas for the CLAS12 experiment. RD51 Mini-Week, CERN, December 2016.
- [13] Yoctopuce. Yocto-Meteo - Capteur USB de données météo (humidité, température et pression) , <http://www.yoctopuce.com/FR/products/plus-disponible/yocto-meteo>.
- [14] Air Liquide. Oxysorb, ref 123342.
- [15] M. Frotin, P. Gros, D. Attié, D. Bernard, V. Dauvois, A. Delbart, D. Durand, Y. Geerebaert, S. Legand, P. Magnier, P. Poilleux, and I. Semeniouk. Sealed operation, and circulation and purification of gas in the HARPO TPC. *arXiv :1512.03248 [astro-ph, physics :physics]*, December 2015. arXiv : 1512.03248.
- [16] S Procureur. New MPGD-based muon telescopes for ScanPyramids and associated R&D on gas consumption. volume 6th International Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors, MPGD19 of *6th International Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors, MPGD19*, La Rochelle, May 2019.
- [17] Paul VC Hough. Machine analysis of bubble chamber pictures. volume 73, page 2, 1959.
- [18] Heritage Inovation Preservation. HIP ScanPyramids. <http://www.hip.institute>.

Quand je viens vous voir, pour vous demander des trucs ; c'est l'enchanteur que je viens voir ; pour qu'il m'donne des solutions d'enchanteur : pas des combines à la noix ou des remèdes de bonne femme ! Vous êtes mon enchanteur, vous êtes pas ma grand-mère, OK ?

— Alexandre Astier, *Kaamelott, Livre I*

6

Résolution du problème inverse

Sommaire

6.1	Introduction	147
6.2	Reconstruction de la carte de densité	148
6.2.1	Principe	148
6.2.2	Problème direct	150
6.2.3	Problème inverse	151
6.2.4	Résolution par décomposition en valeurs singulières	151
6.3	Résultats	153
6.3.1	Résultats avec le modèle Shukla	153
6.3.2	Influence du modèle du flux de muons	158
6.4	Questions sur les approximations	162
6.4.1	Influence du faisceau	162
6.4.2	Diffusion coulombienne	164
6.5	Conclusion	164
	Bibliographie	167

6.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons montré l'importance de la connaissance du flux de muons comme donnée d'entrée pour la résolution du problème inverse et présenté les performances des détecteurs Micromegas qui vont nous permettre de pouvoir collecter le flux de muons traversant l'objet à étudier. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur la résolution du problème inverse.

L'étude présentée se restreint à un cas en deux dimensions afin d'étudier de manière simple les effets systématiques des différents paramètres du problème. Cette étude de faisabilité se base sur un algorithme que j'ai développé et qui permet de reconstruire la carte de densité de la dalle de béton que nous voulons étudier. L'algorithme permet de définir la géométrie de la dalle et la disposition des détecteurs qui forment le télescope. Il comporte deux parties principales se basant sur le schéma problème direct - problème inverse que nous avons explicité dans les chapitre 3. La première consiste à résoudre le problème direct de manière précise, c'est-à-dire de connaître la fraction de muons absorbés dans une direction en connaissant l'opacité de notre objet. La deuxième vise à résoudre le problème inverse, c'est-à-dire de remonter à l'opacité relative dans une direction en connaissant la fraction de muons absorbés. Une fois l'opacité estimée, nous pouvons, grâce à une méthode de minimisation, remonter à la carte de densité de la dalle.

L'objectif final est ici de pouvoir étudier l'erreur relative entre les densités reconstruites dans le problème inverse et celle fixée dans le problème direct. Nous nous concentrerons sur l'évolution de cette erreur relative en fonction des différents paramètres du problème.

Cette étude qui se fait dans un cadre simplifié ne prend pas en compte les déviations multiples des muons discutées dans le chapitre 2. L'influence des approximations faites lors de cette étude seront discutées.

6.2 Reconstruction de la carte de densité

6.2.1 Principe

Comme expliqué dans la section 3.2, l'enjeu de la tomographie muonique est de reconstruire la densité d'un objet en utilisant les muons. Lors d'une mesure, nous disposons à la fin de l'expérience d'un nombre de muons N_t reconstruits dans une direction donnée. Nous pouvons également estimer le nombre de muons incidents N_ϕ dans la même direction à partir des différents modèles de flux de muons à ciel ouvert, ou en faisant une prise de données sans objet. Au final, la grandeur que nous obtenons en comparant les deux jeux de données (avec et sans objet) est l'opacité soit la quantité de matière le long d'une direction donnée ω , c'est-à-dire l'intégrale curviligne de la densité ρ le long du chemin Γ :

$$\omega = \int_{\Gamma} \rho(x) dx. \quad (6.2.1.1)$$

La grandeur obtenue est l'intégrale de la densité locale de notre objet. Or c'est la distribution de cette fonction $\rho(x)$ qui nous intéresse. Pour pouvoir accéder à cette distribution locale, la dalle est pixellisée de façon à discréteriser la fonction $\rho(x)$. Chaque pixel j dans la dalle est caractérisé par sa densité ρ_j que l'on cherche à déterminer, comme

illustré par la figure 6.1. Chaque muon est généré avec un angle θ_k et une énergie E_k , qui sont tirés selon le modèle de flux de muons considéré (Gaisser [1], Tang [2], Shukla [3], CORSIKA [4]). Le point de génération X_{gen_k} est défini grâce à un tirage aléatoire sur une loi uniforme entre X_{min} et X_{max} , préalablement définis. Afin de collecter ces muons, des détecteurs sont placés sous la dalle. Leur nombre peut varier afin de reproduire un télescope muonique. Pour notre étude, nous avons choisi deux plans de détections. Ces détecteurs sont définis avec une efficacité de 100%, c'est-à-dire que chaque muon avec un angle θ_k compris dans le cône d'acceptance formé par les deux plans de détection est pris en compte. Ces plans sont également pixellisés avec une certaine résolution, de sorte qu'un couple de pixels forme un cône d'acceptance qui va recueillir les traces détectées. La figure 6.1 illustre cette situation où le cône d'acceptance i formé par les pixels sélectionnés recueille le muon k généré. De cette manière, chaque cône i va recevoir un nombre de muons incidents N_{ϕ_i} ainsi qu'un nombre de muons transmis N_{t_i} . N_{ϕ_i} doit être considéré comme le nombre de muons collectés par un cône i en l'absence de dalle, c'est-à-dire lors d'une mesure à blanc. Connaissant ces deux grandeurs, l'opacité ω_i peut être estimée. Reste à calculer la distance d_{ij} parcourue dans le pixel j par une droite dans le cône d'acceptance i . Pour ce faire, deux choix s'offrent à nous :

- nous pouvons considérer une trajectoire passant par le milieu de chaque pixel du couple i considéré et calculer les d_{ij} correspondants.
- Nous pouvons également discréteriser le cône i avec un certain pas et calculer la distance moyenne dans chaque pixel j . Ces deux cas seront explicités ultérieurement.

Grâce à ces définitions, nous pouvons discréteriser l'équation (6.2.1.1) en le système matriciel suivant :

$$\mathbf{O} = D \times \boldsymbol{\rho}, \quad (6.2.1.2)$$

avec $\mathbf{O} \in \mathbb{R}^{N_{dir}}$, le vecteur des opacités dans les N_{dir} cônes d'acceptance de chaque couple de pixels de détecteurs, $D \in \mathbb{R}^{N_{dir} \times N_{pixel}}$, la matrice des distances calculées dans les N_{pixel} de la dalle pour les N_{dir} cônes d'acceptance, et $\boldsymbol{\rho} \in \mathbb{R}^{N_{pixel}}$ le vecteur des densités des N_{pixel} de la dalle.

Le vecteur $\boldsymbol{\rho}$ est donc l'inconnue de ce système matriciel. Pour pouvoir estimer ses éléments, nous pouvons résoudre le système matriciel (6.2.1.2) en minimisant sa norme quadratique, c'est-à-dire en trouvant le vecteur $\boldsymbol{\rho} \in \mathbb{R}^{N_{pixel}}$ tel que la norme¹ du résidu $\|D \times \boldsymbol{\rho} - \mathbf{O}\|^2$ soit minimale. Numériquement, ce type de problème peut être traité par des algorithmes itératifs.

1. La norme $\|\cdot\|_2$ est définie sur \mathbb{R}^n de la manière suivante : $\forall v \in \mathbb{R}^n$, $\|v\|_2 = \sqrt{\sum_{i=0}^n |v_i|^2}$.

Les éléments de la matrice D peuvent être calculés en connaissant parfaitement la géométrie de la dalle et les couples de pixels des détecteurs choisis. Enfin, les éléments du vecteur \mathbf{O} doivent être estimés. Pour ce faire, nous allons appliquer le schéma problème direct - problème inverse présenté dans la section 3.2.3. La dalle jouera le rôle d'objet avec son jeu de paramètres, à savoir le vecteur de densité ρ . Le nombre de muons incidents lors d'une mesure à blanc N_{ϕ_i} et le nombre de muons transmis N_{t_i} dans chaque cône d'acceptance joueront le rôle des données.

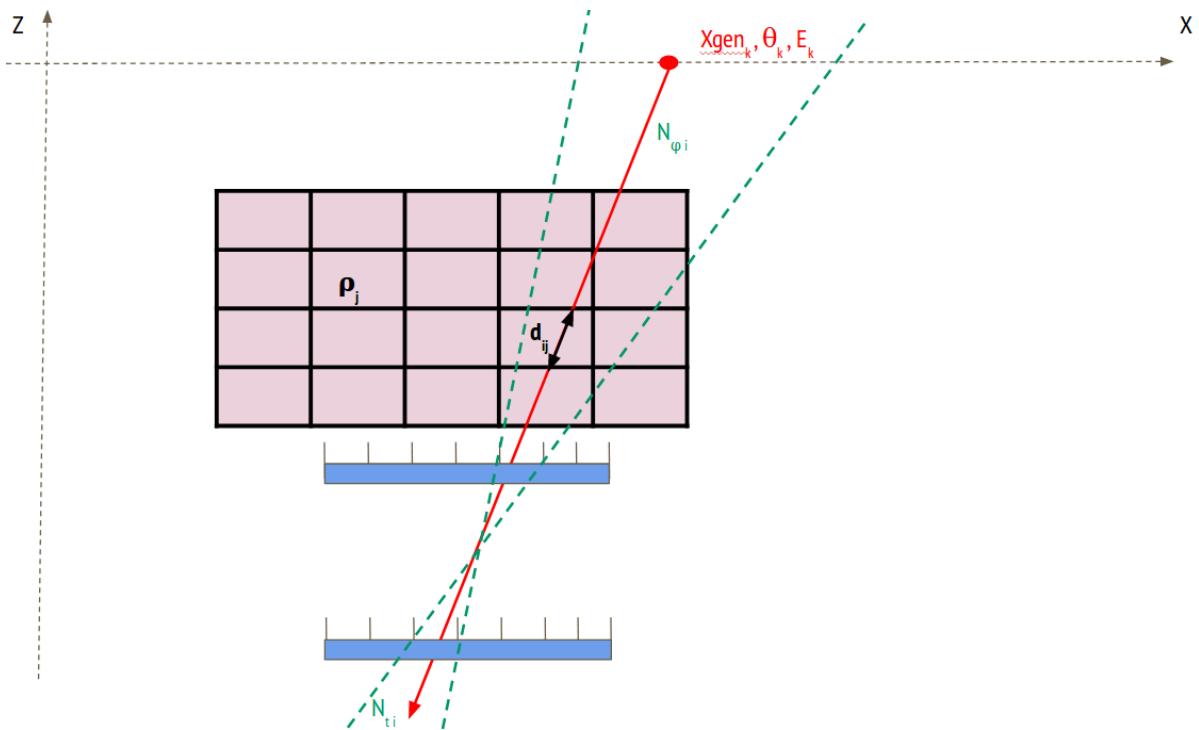


Figure 6.1 : Schématisation de la pixellisation de la dalle. Le cône d'acceptance défini par le couple de pixels i est défini en vert. Le muon k généré tombe dans ce cône.

6.2.2 Problème direct

Dans le problème direct, tous les paramètres du problème sont connus afin de pouvoir simuler *a priori* les données qui seront récoltées. Dans notre cas, nous voulons calculer le nombre de muons incidents N_{ϕ_i} et transmis N_{t_i} dans chaque cône d'acceptance en connaissant la densité dans chaque pixel de la dalle, et donc en connaissant l'opacité traversée. La génération des événements se passe de la manière suivante. N_{gen} muons sont générés, chacun avec un angle θ_k et une énergie E_k . Cette dernière est comparée à l'énergie minimale E_k^{min} , c'est-à-dire l'énergie en-dessous de laquelle le muon ne peut pas franchir la dalle. Cette énergie minimale est calculée à partir de l'opacité de matière traversée, $\omega_k = \sum_{j=0}^{N_{pixel}} d_{kj} \rho_j$, et en utilisant l'équation (2.4.2.6). Si le muon k se trouve dans le cône

d'acceptance i , alors N_{ϕ_i} sera incrémenté de 1. Si par ailleurs l'énergie E_k est supérieure à l'énergie minimale E_k^{min} , alors N_{t_i} sera incrémenté de 1. À la fin de cette procédure, nous connaissons pour chaque couple de pixels de détecteurs N_{t_i} et N_{ϕ_i} sachant l'opacité ω_i .

6.2.3 Problème inverse

L'idée est maintenant de retrouver les valeurs d'opacité ω_i pour chaque cône d'acceptance i en utilisant les valeurs de N_{t_i} et de N_{ϕ_i} trouvées à partir du problème direct. C'est pour cette raison que le problème direct doit être connu le plus précisément possible pour diminuer les erreurs lors de la reconstruction dans le problème inverse. Pour remonter à l'opacité ω_i , nous devons utiliser l'équation (2.4.2.6) qui fait le lien entre l'énergie minimale E_i^{min} , énergie à partir de laquelle les muons peuvent traverser la dalle, et l'opacité dans une direction donnée.

La fraction de muons absorbés f_i^{abs} pour un cône d'acceptance i est définie comme le rapport entre le nombre de muons ayant une énergie inférieure à l'énergie minimale et le nombre de muons total arrivant dans ce cône i . Ainsi f_i^{abs} peut être exprimée de la manière suivante :

$$f_i^{abs} = \frac{\int_0^{E_i^{min}} \Phi_{\mu_I}(E) dE}{\int_0^{\infty} \Phi_{\mu_I}(E) dE}, \quad (6.2.3.1)$$

avec Φ_{μ_I} le flux de muons à ciel ouvert. Grâce à cette définition, on peut relier E_i^{min} à f_i^{abs} . Par ailleurs, la fraction de muons absorbés peut également être définie, en notant par la relation suivante :

$$f_i^{abs} = \frac{N_{\phi_i} - N_{t_i}}{N_{\phi_i}}. \quad (6.2.3.2)$$

Ainsi, nous pouvons accéder à la valeur de f_i^{abs} et remonter à celle de E_i^{min} et donc de ω_i .

6.2.4 Résolution par décomposition en valeurs singulières

Comme dit précédemment, l'objectif principal ici est de résoudre le système matriciel $\mathbf{O} = D \times \boldsymbol{\rho}$ en trouvant le vecteur $\boldsymbol{\rho} \in \mathbb{R}^{N_{pixel}}$ tel que $\|D \times \boldsymbol{\rho} - \mathbf{O}\|_2^2$ soit minimal. Pour résoudre de tels systèmes, il existe de nombreuses méthodes de minimisation.

Considérons le système $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$ avec $A \in \mathbb{R}^{m \times n}$, $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$, $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^m$ et $(n, m) \in \mathbb{N}^2$. Supposons que la matrice \mathbf{A} et le vecteur \mathbf{y} sont connus. Trois cas s'offrent à nous :

1. Système équi-constraint $m = n$: si $\det(A) \neq 0$, le système admet une unique solution $\mathbf{x} = A^{-1}\mathbf{y}$. A^{-1} peut être calculée numériquement, toutefois ces calculs peuvent être très coûteux et numériquement instables.

2. Système sur-contraint $m \geq n$: le système n'admet en général pas de solutions.
3. Système sous-contraint $m \leq n$: le système admet une infinité de solutions.

Les cas 2 et 3 sont des cas plus généraux et leur résolution reposent sur la décomposition de matrices. La méthode la plus générale² est la décomposition de matrices en valeurs singulières ou SVD (*Singular Value Decomposition*). La décomposition SVD n'impose aucune condition de rang ou de dimension sur la matrice considérée. Elle permet pour une matrice A de dimension $m \times n$ et de rang r , de justifier l'existence de matrices orthogonales³ $U \in \mathbb{R}^{m \times m}$ et $V \in \mathbb{R}^{n \times n}$ et de l'unicité⁴ d'une matrice diagonale $\Sigma \in \mathbb{R}^{m \times n}$ nulle, excepté les r premiers éléments diagonaux strictement positifs $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r > 0$ telles que :

$$A = U \times \Sigma \times V^T, \quad (6.2.4.1)$$

où V^t est la matrice transposée de V . Maintenant résolvons le système initial :

$$\begin{aligned} \|A\mathbf{x} - \mathbf{y}\|_2 &= \|U^T(AVV^T\mathbf{x} - \mathbf{y})\|_2 \\ &= \|U^T(U\Sigma V^T VV^T\mathbf{x} - \mathbf{y})\|_2 \\ &= \|\Sigma V^T\mathbf{x} - U^T\mathbf{y}\|_2. \end{aligned}$$

En notant $\mathbf{z} = V^T\mathbf{x}$ et $\mathbf{q} = U^T\mathbf{y}$, on obtient :

$$\|A\mathbf{x} - \mathbf{y}\|_2^2 = \|\Sigma\mathbf{z} - \mathbf{q}\|_2^2 = \sum_{i=1}^r (\sigma_i z_i - q_i)^2 + \sum_{i=r+1}^m q_i^2.$$

On trouve que cette norme est minimale pour :

$$z_i = \begin{cases} \frac{q_i}{\sigma_i} & \text{pour } 1 \leq i < r, \\ \text{quelconque} & \text{pour } i \geq r+1. \end{cases} \quad (6.2.4.2)$$

La solution est obtenue grâce à la relation suivante :

$$\mathbf{x} = V\mathbf{z} \text{ avec } x_i = \sum_{j=1}^r \frac{u_{ij}^T y_j}{\sigma_j} v_{ij}, \quad (6.2.4.3)$$

2. Dans le sens où elle s'applique à toute matrice rectangulaire $m \times n$.
 3. Une matrice carrée M est orthogonale si et seulement si elle vérifie $M^T M = M M^T = I_n$, avec M^T la matrice transposée de M et I_n la matrice identité.
 4. Si $A = U\Sigma V^T$, alors $A^t A = V\Sigma^t \Sigma V^T$. Ainsi les matrices $A^t A$ et $\Sigma^t \Sigma$, toutes deux symétriques définies positives et donc diagonalisables, sont semblables et partagent les mêmes valeurs propres $\sigma_i^2, i \in [0, r]$. Ceci montre donc l'unicité de la matrice Σ .

où on a noté $V = (v_{ij})_{1 \leq i,j \leq n}$ et $U^T = (u_{ij})_{1 \leq i,j \leq m}$. Si la matrice A est de rang maximal, c'est-à-dire $rg(A) = n$, alors la solution est unique. Sinon il existera une infinité de solutions, dont celle de norme minimale obtenue pour $z_i = 0$ avec $i \geq r + 1$. Ce résultat nous permet également d'estimer la sensibilité de la solution \mathbf{x} en présence d'une perturbation $\delta\mathbf{y}$ sur les données, due par exemple aux erreurs de mesure effectuées sur \mathbf{y} . Notons $\mathbf{y} + \delta\mathbf{y}$ la mesure perturbée et $\mathbf{x} + \delta\mathbf{x}$ la solution perturbée du système $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$. Par linéarité, l'erreur sur la solution \mathbf{x} sera :

$$\delta x_i = \sum_{j=1}^r \frac{u_{ij}^T \delta y_j}{\sigma_j} v_{ij}. \quad (6.2.4.4)$$

On peut montrer à partir de l'équation (6.2.4.4) que $\|\delta\mathbf{x}\|_2$ est majorée par $\frac{\|\mathbf{z}\|_2}{\sigma_r}$, avec σ_r la plus petite des valeurs singulières pour une matrice de rang r . Ainsi, dans le cas où la plus petite valeur singulière est petite, l'amplification de l'erreur peut devenir dramatique. Cette situation se rencontre lorsque le troisième critère d'Hadamard (cf section 3.2.3), à savoir la dépendance continue de la solution vis-à-vis des données, n'est pas respectée⁵ : dans ce cas plusieurs solutions relativement éloignées peuvent résoudre le système $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$.

La méthode SVD permet donc de décomposer la matrice du système de telle manière qu'on puisse résoudre des problèmes linéaires de manière robuste avec une stabilité algorithmique. Néanmoins, son coût est plus élevé que certaines autres méthodes (comme la méthode QR qui permet de factoriser des matrices $M \in \mathbb{R}^{m \times n}$ avec $m \geq n$ grâce à des matrices triangulaires supérieures d'ordre n , mais dont la limite réside dans la taille raisonnable du système à inverser). Les résultats de la section suivante ont été obtenus via la décomposition SVD et en utilisant les bibliothèques *TDecompSVD* de ROOT [5].

6.3 Résultats

6.3.1 Résultats avec le modèle Shukla

Comme expliqué précédemment, la résolution de notre problème repose sur trois paramètres indépendants :

- N_{gen} le nombre de muons générés,
- $N_{pixel} = N_{pixel_X} \times N_{pixel_Z}$ le nombre de pixels dans la dalle, et qui est défini à partir du nombre de pixels en X et en Z ,

5. Le cas présenté dans ce document se place en dimension finie. Néanmoins, en dimension infinie, la non continuité des solutions vis-à-vis des données est plus visible pour les problèmes mal posés. En effet, si $x' = x + \epsilon$ est une solution perturbée du système dans un espace vectoriel normé E , alors on peut montrer que pour des problèmes mal posés, $\|x' - x\|_E$ ne peut être bornée, avec $\|\cdot\|_E$ la norme définie sur E .

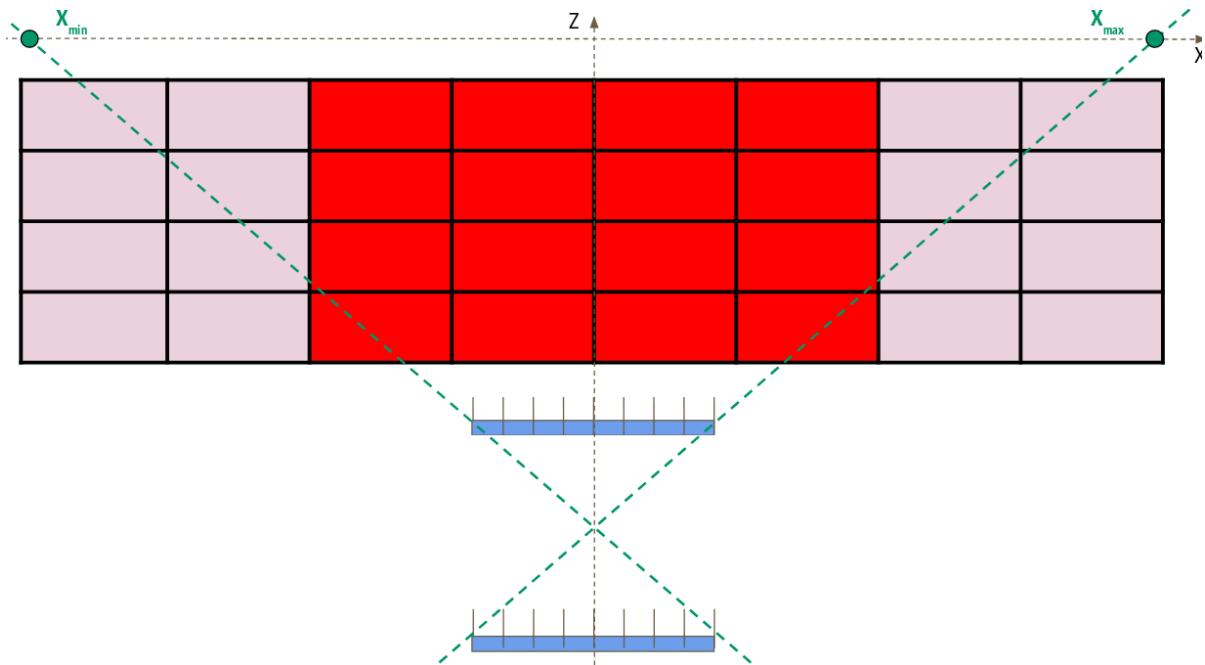


Figure 6.2 : Schématisation de la dalle prise en compte lors de la génération des événements. Les lignes vertes représentent le bord du cône d'acceptance du télescope défini par les deux plans de détection bleus. La dalle choisie sera celle délimitée par ce cône d'acceptance, c'est-à-dire la dalle rouge.

- $N_{dir} = N_{dir_1} \times N_{dir_2}$ qui est défini en fonction du nombre de pixels sur les plans de détection.

Nous allons donc faire varier de manière indépendante chacun de ces paramètres afin de voir leur influence sur la résolution du problème. Par ailleurs, dans ces premiers résultats, la dalle générée est totalement comprise dans le cône d'acceptance du télescope, de telle sorte que les effets de bords n'entrent pas en jeu. Ainsi, les muons sont générés comme le montre la figure 6.2. Le modèle de flux utilisé pour ces études est celui de Shukla présenté dans le chapitre 3.

Test de l'algorithme

Une des manières de tester les performances de l'algorithme développé est de regarder sa réponse dans le cas le plus simple, à savoir une dalle avec un seul pixel en X et en Z, et une génération de muons avec un angle $\theta = 0$ et $X_{gen} = 0$. Ainsi, nous simulons un faisceau de muons juste au-dessus de la dalle et dans le maximum d'acceptance du télescope. La figure montre l'évolution de l'erreur relative $\epsilon_\rho = (\rho_{simulation} - \rho_{cible}) / \rho_{cible}$ faite sur la reconstruction en fonction du nombre de muons générés N_{gen} . On observe que cette erreur relative, initialement de 10^{-2} , diminue drastiquement jusqu'à 10^{-4} et converge avec une pente en $1/\sqrt{N_{gen}}$. Ce test confirme donc la qualité de reconstruction

de notre algorithme et nous autorise à tester plusieurs combinaisons des trois paramètres de notre problème, à savoir N_{gen} , N_{pixel} et N_{dir} .

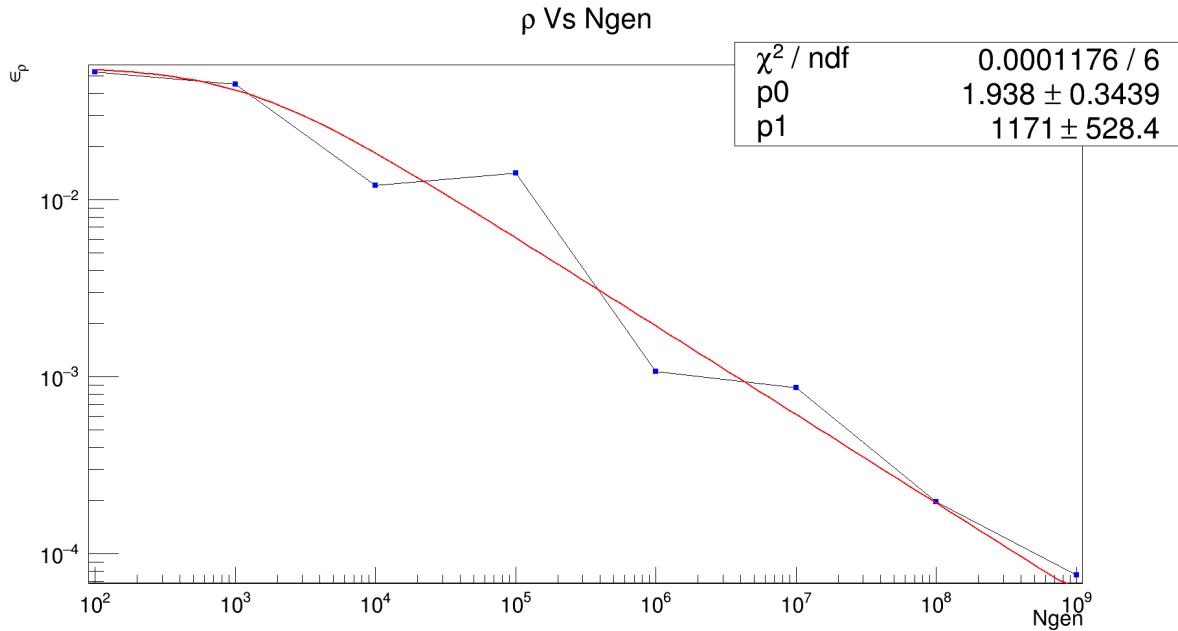


Figure 6.3 : Variation de l'erreur relative (en %) sur ρ en fonction de N_{gen} pour une dalle composée d'un pixel en X et en Z avec un faisceau de muons incidents en $\theta = 0$ et $X_{gen} = 0$. La courbe rouge est l'ajustement de la fonction $f(x) = p_0/\sqrt{x + p_1}$ avec les données. Les paramètres libres de cet ajustement sont p_0 et p_1 .

Influence de N_{gen}

Dans cette partie, nous avons fait varier le nombre de muons générés entre 10^4 et 10^9 muons. On note ΔX (respectivement ΔZ) la longueur de la dalle (respectivement son épaisseur) et σ_X (respectivement σ_Z) la résolution spatiale en X de la pixellisation de la dalle. La dalle considérée, décrite par $N_{pixel} = 4 \times 4 = 16$ pixels, a les dimensions suivantes : $\Delta X = 1750$ mm, $\Delta Z = 500$ mm, soit une résolution $\sigma_X = 437.5$ mm et $\sigma_Z = 125$ mm. Le nombre de pixels sur les détecteurs est de $N_{dir} = 25 \times 25 = 625$. Le modèle choisi pour générer les angles et les énergies des muons est le modèle de Shukla (cf section 3.4.1).

La figure 6.4 illustre l'influence de la variation de N_{gen} sur les valeurs de densités reconstruites. On observe que les densités dans chaque pixel de la dalle étudiée convergent vers la valeur cible de $\rho = 2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Cette convergence s'explique par des effets statistiques : plus N_{gen} augmente, plus le nombre de muons collectés dans chaque pixel de détecteurs est significativement grand pour réduire l'erreur statistique.

Cette convergence peut également s'expliquer au vu du comportement des valeurs singulières. En effet on observe sur la figure 6.5 que la plus petite des valeurs singulières

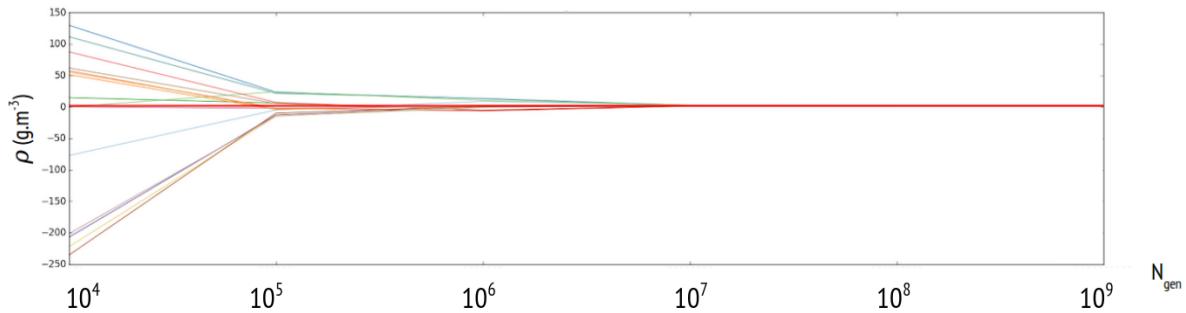


Figure 6.4 : Variation de la densité reconstruite en fonction de N_{gen} . Chaque ligne correspond à la valeur de ρ pour un pixel donné dans la dalle. La ligne rouge représente la valeur cible, à savoir $\rho = 2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

augmente avec N_{gen} . Or, comme expliqué dans la section 6.2.4, l'erreur sur les éléments du vecteur solution du système est inversement proportionnelle aux valeurs singulières. Ainsi l'augmentation de la plus petite des valeurs singulières a tendance à diminuer l'erreur sur la reconstruction finale. On s'aperçoit que l'erreur relative ϵ_ρ sur les valeurs de densité reconstruites est de plus ou moins 10% à partir de $N_{gen} = 10^8$, comme le montre la figure 6.6.

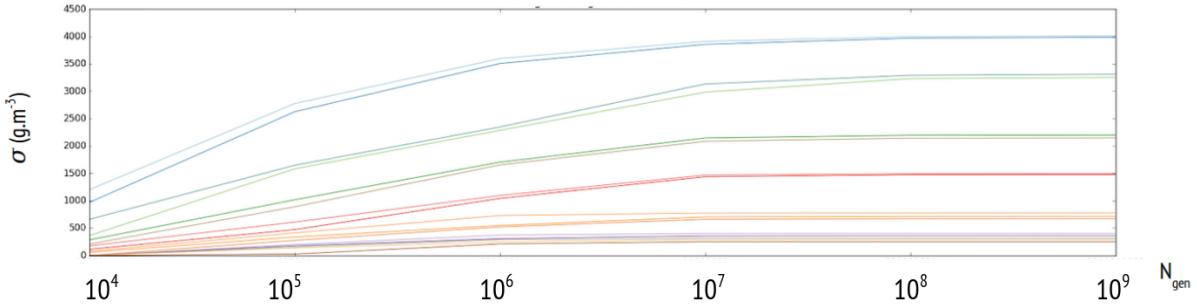


Figure 6.5 : Variation des valeurs singulières en fonction de N_{gen} . Chaque ligne correspond à une valeur singulière.

On peut également s'intéresser à l'évolution de l'erreur moyenne dans la dalle en fonction de N_{gen} . Les effets statistiques étant contrôlés par N_{gen} , on s'attend, d'après le théorème de la limite centrale, à ce que l'évolution de l'erreur soit en $1/\sqrt{N_{gen}}$. Après ajustement des données, et comme le montre la figure 6.7, on obtient une pente $N_{gen}^{-0.71 \pm 0.13}$.

Influence de N_{dir}

Désormais N_{gen} est fixé à 10^8 et de faire varier le paramètre N_{dir} entre 16 (4×4), 100 (10×10), 625 (25×25), 2500 (50×50) et 10 000 (100×100), soit une résolution spatiale respective sur chaque détecteur de 125 mm, 50 mm, 20 mm, 10 mm et 5 mm. La dalle définie précédemment reste la même.

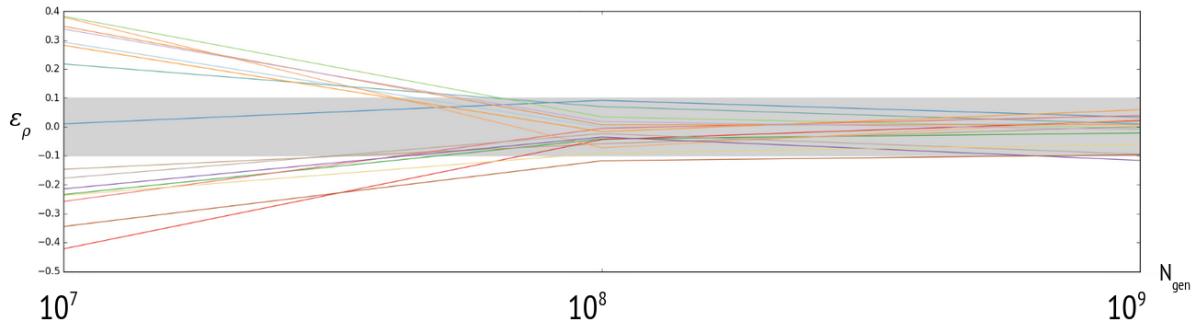


Figure 6.6 : Erreur relative ϵ_ρ sur les valeurs de densité reconstruites en fonction de N_{gen} . Chaque ligne correspond à la valeur de ϵ_ρ pour un pixel donné dans la dalle. La bande grise représente une erreur à plus ou moins 10%.

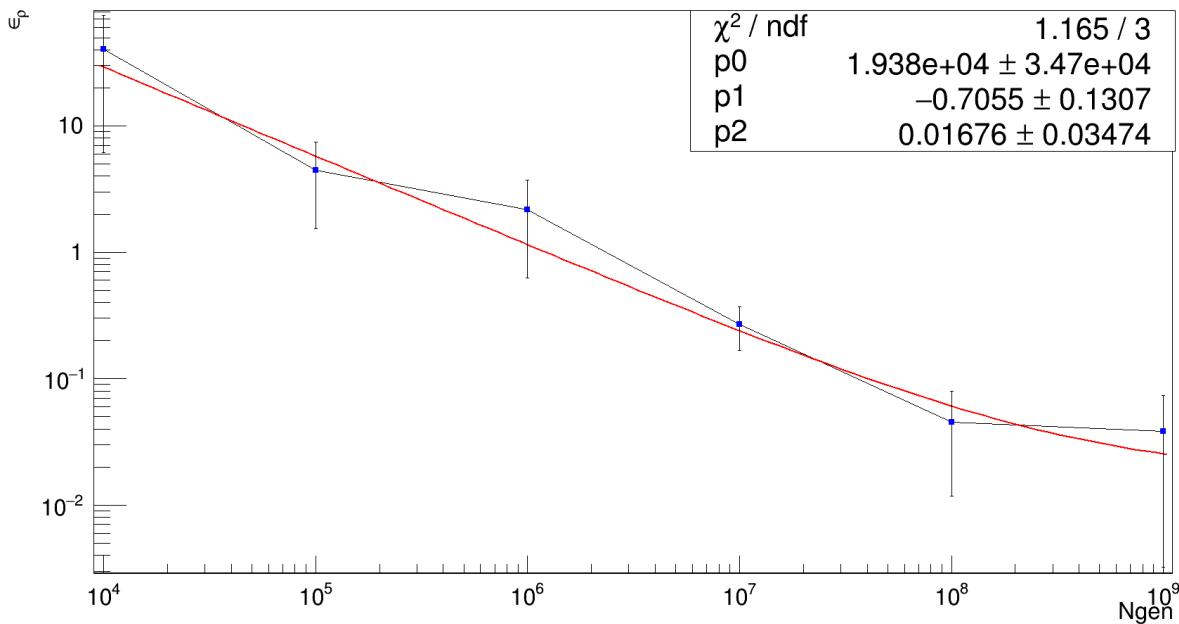


Figure 6.7 : Variation de l'erreur relative ϵ_ρ (en %) en fonction de N_{gen} . La courbe rouge représente l'ajustement entre les données et la fonction $f(x) = p_0x^{p_2} + p_1$, avec p_0 , p_1 et p_2 les paramètres libres de l'ajustement.

La figure 6.8 montre l'évolution des erreurs relatives sur les densités reconstruites pour chaque pixel en fonction de $\sqrt{N_{dir}}$. On observe une convergence des solutions dans la bande à plus ou moins 10% pour $\sqrt{N_{dir}}$ compris entre 25 et 50, soit une résolution spatiale comprise entre 20 mm et 10 mm, puis une rapide divergence. Cette dernière peut s'expliquer par des effets statistiques : puisque les pixels deviennent de plus en plus petits, ils collectent de moins en moins de muons.

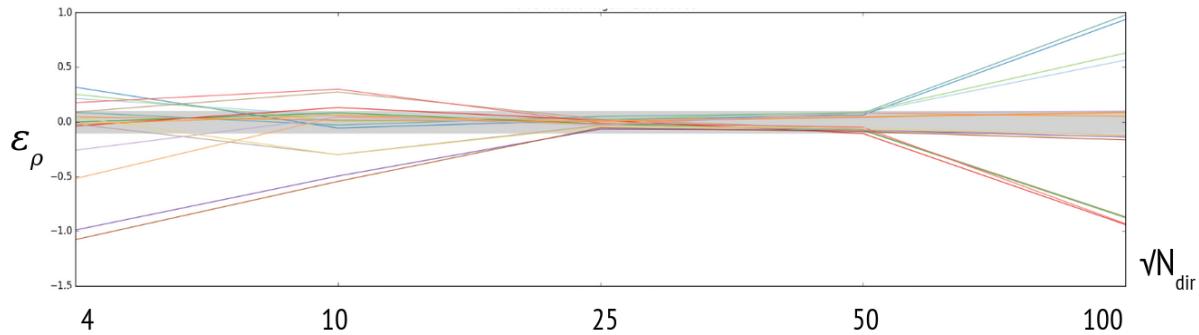


Figure 6.8 : Erreur relative sur les valeurs de densité reconstruites en fonction de $\sqrt{N_{\text{dir}}}$. Chaque ligne correspond à la valeur de ϵ_ρ pour un pixel donné dans la dalle. La bande grise représente une erreur à plus ou moins 10%.

Influence de N_{pixel}

N_{dir} et N_{gen} sont fixés respectivement à 25×25 et 10^8 et N_{pixel} varie. La variation de ce paramètre va nous permettre de tester le comportement de la résolution en fonction de la taille du système à résoudre. Nous avons fait varier N_{pixel} de 1 (1×1) à 100 (10×10), soit une variation de résolution de $\sigma_X = 1750$ mm et $\sigma_Z = 500$ mm à $\sigma_X = 175$ mm et $\sigma_Z = 50$ mm. Si l'on s'intéresse aux erreurs relatives sur les densités reconstruites, ces dernières n'excèdent pas 12% pour une dalle avec $4 \times 4 = 16$ pixels, soit une résolution spatiale de $\sigma_X = 437.5$ mm et $\sigma_Z = 125$ mm. Au-delà, bien que pour certains pixels, l'erreur relative soit relativement faible, l'erreur relative moyenne diverge avec le nombre de pixels dans la dalle, comme le montre la figure 6.9 qui représente les cas avec $4 \times 4 = 16$ et avec $10 \times 10 = 100$ pixels. Les potentiels biais de reconstruction que l'on peut observer sur la figure 6.9 doivent être notamment expliquer dans le cas de perspectives qu'ouvre ce travail de thèse.

6.3.2 Influence du modèle du flux de muons

Comme nous l'avons expliqué, la série de résultats précédents s'est faite avec un flux de muons dicté par le modèle de Shukla. Il nous faut alors regarder l'influence du choix de flux de muons sur les performances de notre algorithme. Pour ce faire, intéressons-nous de nouveau à la figure 3.6. Comme nous pouvons l'observer, les différences majeures se font sentir à basse énergie, ce qui peut avoir des conséquences sur notre algorithme. En effet, plus le flux de muons à basse énergie est faible, plus la probabilité de tirer, selon la distribution du flux, un muon de basse énergie est faible également. Ainsi, la majorité des muons simulés vont avoir l'énergie nécessaire pour traverser la dalle et donc la fraction de muons absorbés va être proche de zéro, de même que pour l'énergie minimale reconstruite et l'opacité dans une direction. C'est ce que l'on peu observer avec la figure 6.10, qui

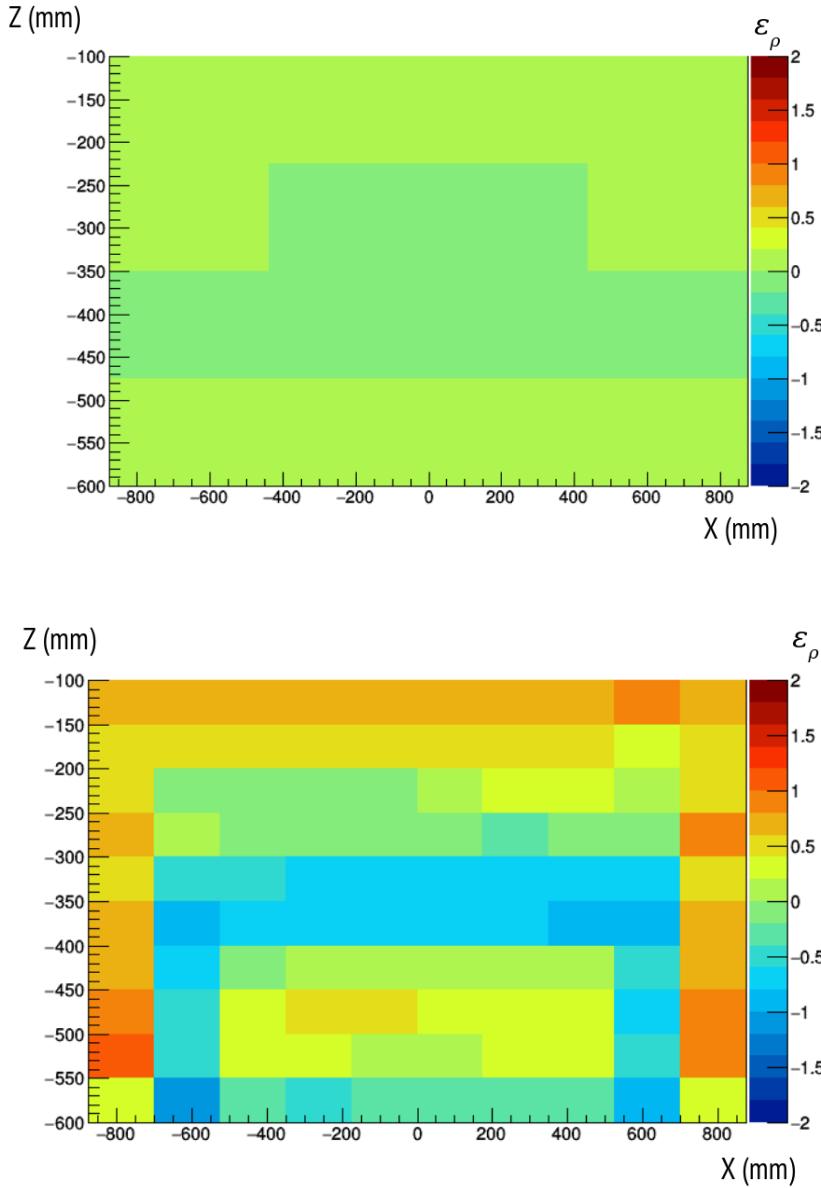


Figure 6.9 : Variation de l'erreur relative (en %) dans chaque pixel de la dalle. En haut : $N_{pixel} = 4 \times 4$. En bas : $N_{pixel} = 10 \times 10$. Les axes X et Z sont en mm. Les axes sont dans le référentiel de l'étude comme indiqué sur la figure 6.1.

montre la distribution de la fraction de muons absorbés en fonction N_{gen} et ce pour les différents modèles de flux, à savoir Gaisser, Shukla, Tang et Corsika.

L'influence de cette distribution de muons absorbés est illustré par la figure 6.11 où sont représentées les erreurs relatives sur les solutions obtenues pour une dalle avec les paramètres suivants : $N_{pixel} = 3 \times 3$, $N_{dir} = 25 \times 25$. N_{gen} varie sur plage allant de 10^4 à 10^8 muons. On observe que les erreurs relatives obtenues avec les modèles surestimant le nombre de muons à basse énergie convergent rapidement vers la bande à plus ou

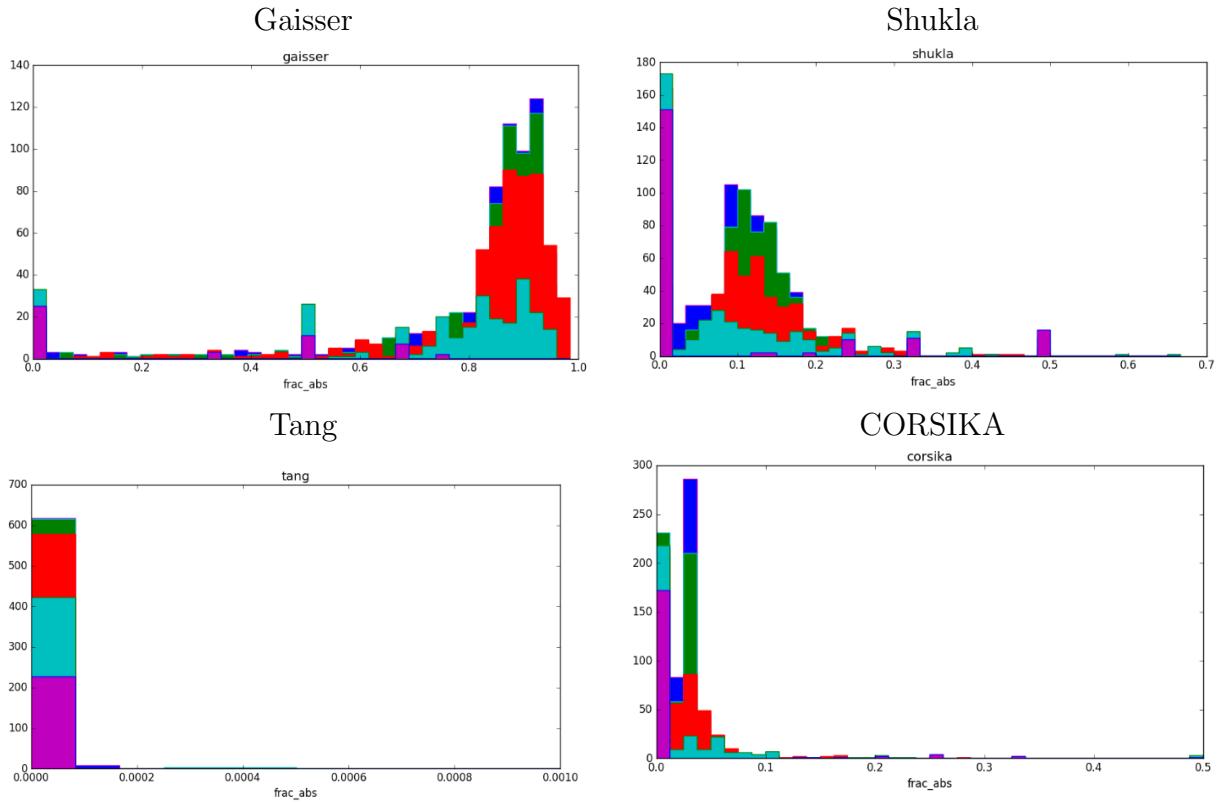


Figure 6.10 : Variation de la fraction de muons absorbés en fonction de N_{gen} pour différents modèles de flux. Le code couleur est le suivant : violet pour $N_{gen} = 10^4$, turquoise pour $N_{gen} = 10^5$, rouge pour $N_{gen} = 10^6$, vert pour $N_{gen} = 10^7$, bleu pour $N_{gen} = 10^8$.

moins 10%. Quant aux autres, la reconstruction n'arrive pas à converger puisque le nombre de muons absorbés devient trop faible.

Le modèle de flux donné par les simulations CORSIKA est un modèle Monte Carlo supposé plus proche de la réalité. Or, comme nous venons de le montrer, la distribution du flux de muons à basse énergie fait que la quasi totalité des muons va traverser la dalle. Dans l'optique de faire une étude dans un cas réel, il faudrait augmenter significativement le nombre de muons simulés pour déduire un temps d'acquisition des détecteurs plus long que ceux que nous pouvons déduire de ces simulations.

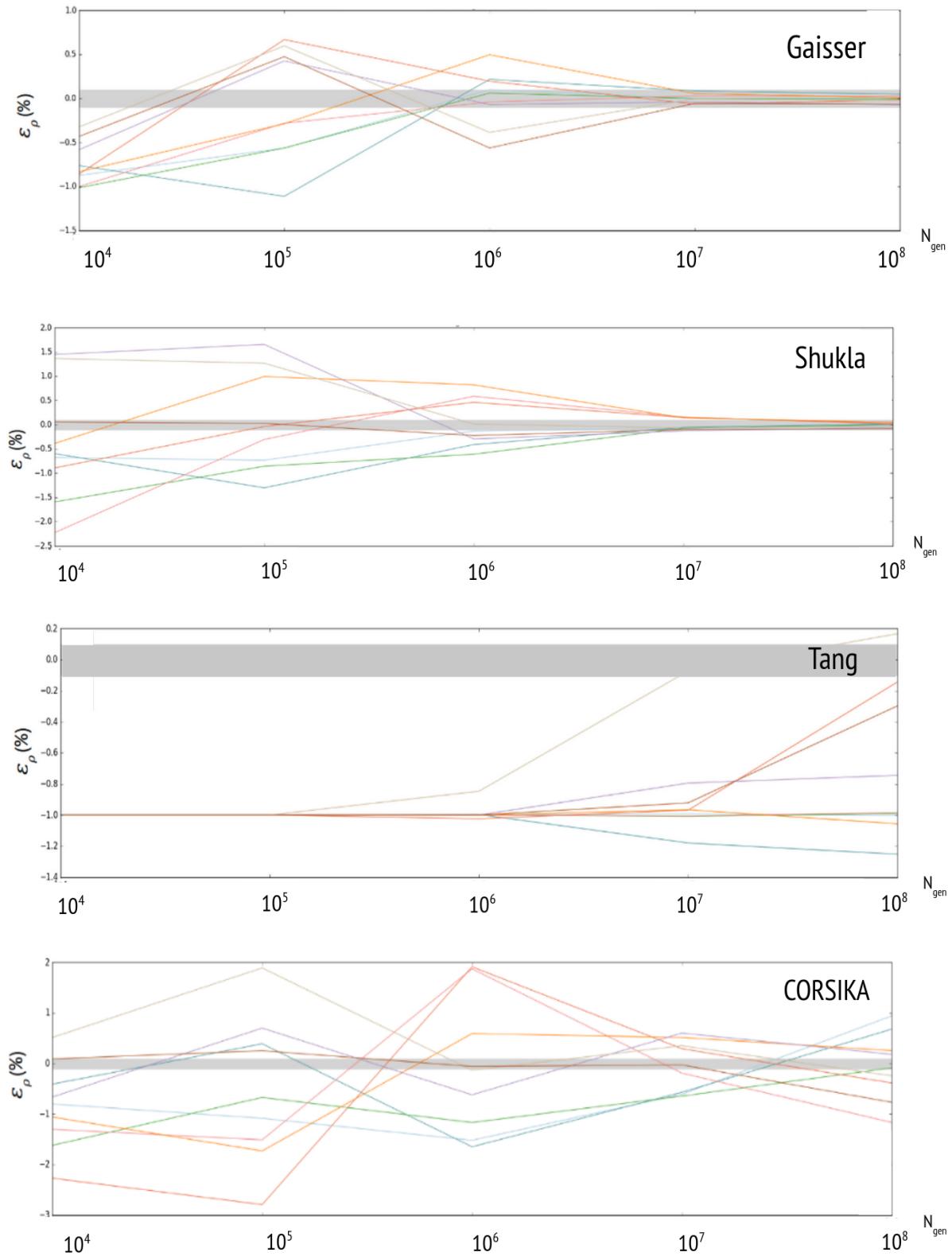


Figure 6.11 : Variation de l'erreur relative (en %) des solutions obtenues en fonction de N_{gen} pour les modèles de flux de muons de Gaisser, Shukla, Tang et ceux fournis par CORSIKA.

6.4 Questions sur les approximations

6.4.1 Influence du faisceau

L'objectif est d'estimer quels sont les effets dans la manière de calculer les distances parcourues par les muons afin de remplir la matrice D, qui va par la suite être décomposée par la méthode SVD. Deux choix s'offrent à nous et sont illustrés par la figure 6.12. La première consiste à considérer une trajectoire moyenne pour le cône d'acceptance. Cette trajectoire est calculée avec un angle $\theta_c = (x_{c1} - x_{c2})/\Delta z_{det}$ avec x_{c1} et x_{c2} les centres des pixels sur les détecteurs 1 et 2 et Δz_{det} l'écart entre les deux plans de détection. La deuxième consiste à segmenter le cône d'acceptance considéré en $N_\theta + 1$ sous-directions. Chaque sous-direction se voit attribuer un angle $\theta_k = \theta_1 + k(\theta_2 - \theta_1)/N_\theta$ avec $k \in \{0, \dots, N_\theta\}$ et θ_1 et θ_2 les angles délimitant le cône d'acceptance, comme illustré sur la figure 6.12. Nous avons choisi⁶ $N_\theta = \lfloor 10(\theta_2 - \theta_1) \rfloor$, de sorte à segmenter le cône d'acceptance avec une résolution de 0.1°.

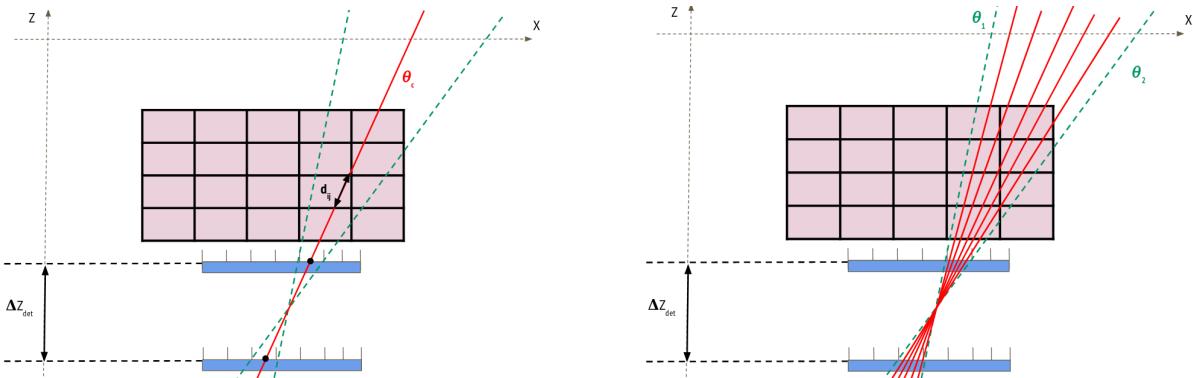


Figure 6.12 : Estimations des distances dans la dalle. Les angles θ_1 et θ_2 délimitant le cône d'acceptance sont indiqués en vert. À gauche : cas sans faisceau. La trajectoire rouge considérée est celle passant par le milieu, indiquée en noir, des deux pixels du cône d'acceptance. À droite : cas avec faisceau. Dans chaque pixel de la dalle, la distance est calculée en faisant la moyenne des distances calculées dans ce pixel pour chaque trajectoire du cône.

L'écart relatif sur les distances estimées entre les deux méthodes est donné par la figure 6.13. On observe que les différences s'estompent à mesure que la segmentation du cône devient de plus en plus fine. L'ajustement effectué sur l'écart relatif entre ces deux méthodes en fonction de N_{dir} nous donne une pente en $N_{dir}^{-1.654}$.

De plus, la variation de densité dans chaque pixel de la dalle en fonction du nombre de directions N_{dir} est illustrée par la figure 6.14. On observe une dégradation sensible de l'erreur relative sur ρ , ce qui peut être compris au vu des différences entre les deux méthodes.

6. La fonction partie entière est notée $\lfloor x \rfloor$.

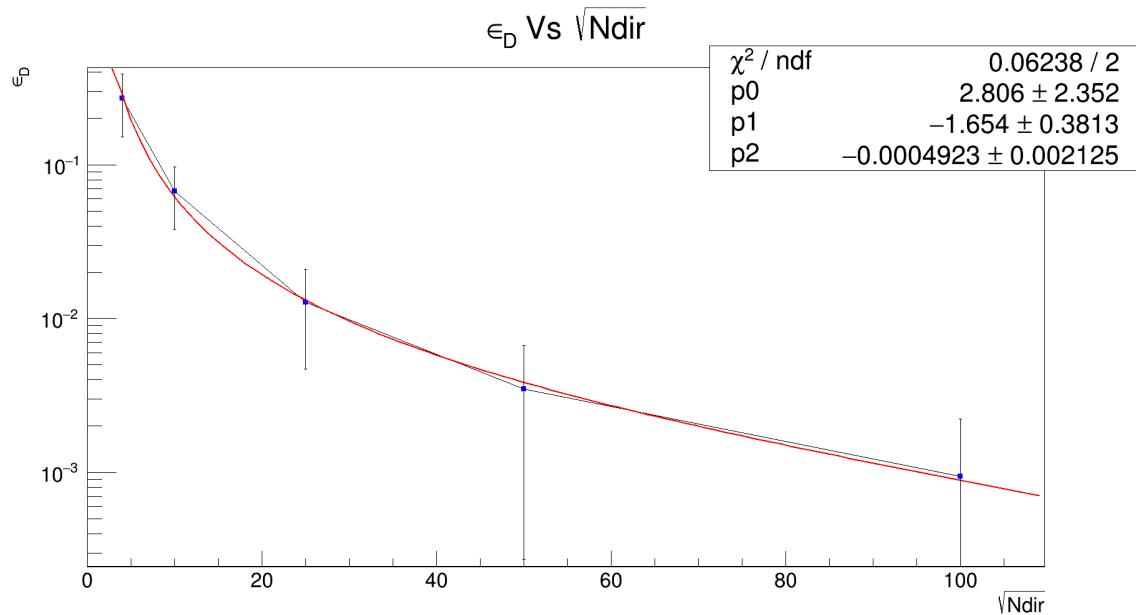


Figure 6.13 : Écart relatif entre les distances estimées de deux manières différentes, avec et sans faisceau. L'ajustement avec la fonction $f(x) = p_0x^{p_1} + p_2$ est indiqué en rouge. p_0 , p_1 et p_2 sont les paramètres libres de l'ajustement.

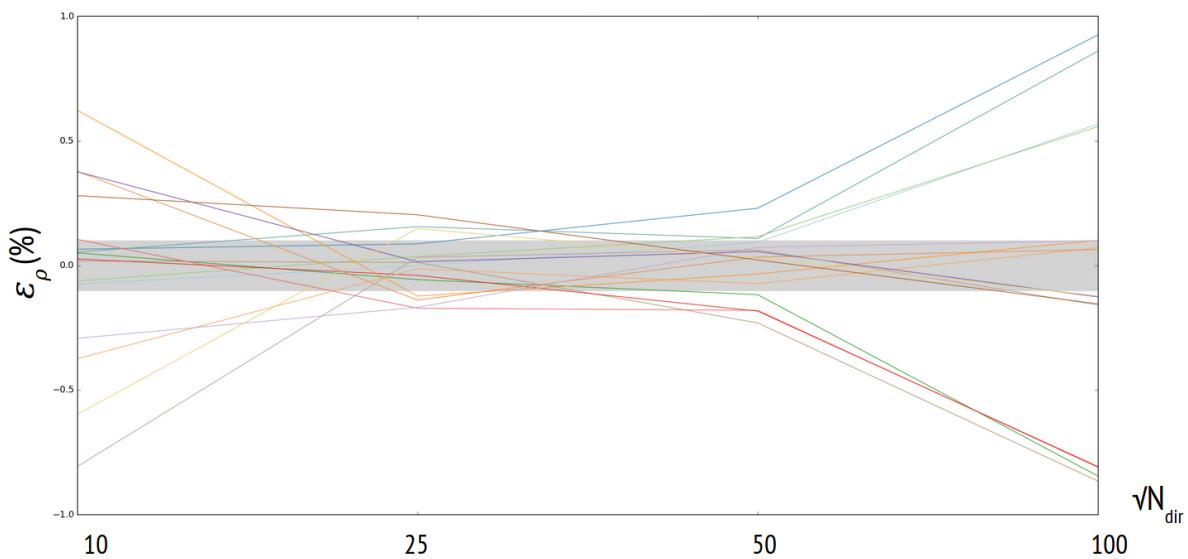


Figure 6.14 : Erreur relative sur les valeurs de densité reconstruites en fonction de $\sqrt{N_{\text{dir}}}$. Chaque ligne correspond à la valeur de ϵ_ρ pour un pixel donné dans la dalle. La bande grise représente une erreur à plus ou moins 10%.

6.4.2 Diffusion coulombienne

Comme expliqué en section 2.4.3, les muons subissent des interactions coulombiennes successives dans la matière qui peuvent les mener à dévier de leur direction initiale, avec un angle de déflexion qui dépend proportionnellement de la densité du matériau. Dans notre cas, à savoir une dalle de béton de 50 cm d'épaisseur avec une densité de $\rho = 2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, la déflection subie par les muons reste inférieure à 0.3° , comme le montre la figure 6.15. Cette étude se concentre sur les muons de basse énergie, c'est-à-dire les muons pour lesquelles les angles de déviation sont les plus importants. Ceci montre que cet effet est négligeable dans notre étude. C'est pourquoi nous considérons les trajectoires des muons comme des lignes droites.

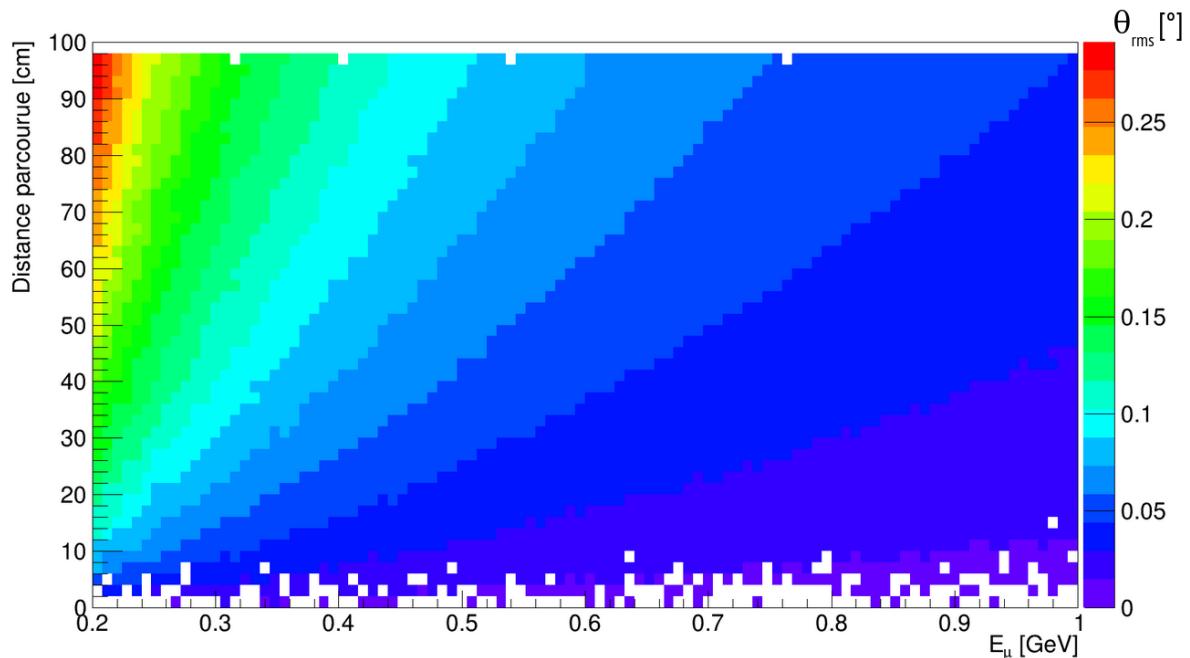


Figure 6.15 : Angle de déviation en fonction de la distance parcourue dans la dalle et de l'énergie E_μ des muons. Les distances parcourues par les muons dans la dalle ainsi que leur énergie sont issues des simulations faites avec $N_{\text{gen}} = 10^9$ muons générés.

6.5 Conclusion

La reconstruction de la carte de densité d'un objet à partir de mesures du flux de muons est un des objectifs de la tomographie muonique. Lors de cette étude de faisabilité, nous avons étudié les performances de l'algorithme développé dans le cadre de cette thèse en fonction de différents paramètres, à savoir le nombre de pixels dans dalle, la résolution des détecteurs ainsi que le nombre de muons générés.

Nous avons suivi le schéma problème direct-problème inverse qui, dans notre cas, permet dans un premier temps de connaître la fraction de muons absorbés en connaissant l'opacité de la dalle, et dans un deuxième temps, d'estimer l'opacité de la dalle en fonction de la fraction de muons absorbés. Une fois cette grandeur connue, nous avons pu minimiser le système matriciel $D\rho = \mathbf{O}$ grâce à la décomposition de la matrice D en valeur singulières et la minimisation de la norme du résidu $\|D\rho - \mathbf{O}\|_2$.

Nous avons étudié les performances de notre algorithme en nous focalisant sur la variation de l'erreur relative entre les densités reconstruites dans le problème inverse et celle fixée dans le problème direct. Cette dernière varie en $1/\sqrt{N_{gen}}$ en ce qui concerne son évolution vis à vis de N_{gen} . Nous avons également montré qu'en fonction de la résolution dans la dalle, cette erreur est limitée à 12% pour une dalle de 4×4 mais tend à augmenter de manière significative pour une dalle maillée de manière plus fine.

Enfin nous avons discuté les différentes approximations faites lors de cette étude, notamment sur la non prise en compte des diffusions coulombiennes qui peuvent dévier les muons de leur trajectoire initiale. Nous avons montré que pour une dalle de $2.33 g \cdot cm^{-3}$, cette déviation est de 0.1° et peut donc être négligée.

Bibliographie

- [1] T. K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics.* Cambridge University Press. Cambridge, 1990.
- [2] Alfred Tang, Glenn Horton-Smith, Vitaly A. Kudryavtsev, and Alessandra Tonazzo. Muon Simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ. *Physical Review D*, 74(5), September 2006. arXiv : hep-ph/0604078.
- [3] Prashant Shukla and Sundaresh Sankrith. Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth. *arXiv :1606.06907 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :hep-ph]*, September 2018. arXiv : 1606.06907.
- [4] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. Report FZKA 6019. Technical report, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [5] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, M. Biskup, R. Brun, N. Buncic, Ph. Canal, D. Casadei, O. Couet, V. Fine, L. Franco, G. Ganis, A. Gheata, D. Gonzalez Maline, M. Goto, J. Iwaszkiewicz, A. Kreshuk, D. Marcos Segura, R. Maunder, L. Moneta, A. Naumann, E. Offermann, V. Onuchin, S. Panacek, F. Rademakers, P. Russo, and M. Tadel. ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, 180(12) :2499–2512, December 2009.

7

Conclusion

Lors de ce travail de thèse, nous avons observé que la capacité des muons à pouvoir traverser la matière sur plusieurs centaines de mètres leur permet d'être utilisés comme sondes afin de pouvoir reconstruire la structure interne des objets, notamment leur densité. Les activités de muographie se sont peu à peu développées au fil des années et se sont diversifiées à de nombreux domaines tels que la géophysique, le génie civil ou encore l'archéologie. Les travaux effectués dans cette thèse se sont concentrés sur l'étude d'une dalle de béton afin de pouvoir y détecter des défauts et de pouvoir reconstruire sa carte de densité.

Afin d'estimer la quantité matière traversée, quantité que l'on nomme opacité, il est nécessaire de calculer l'énergie de seuil, c'est-à-dire l'énergie minimale requise pour pouvoir traverser un objet. La connaissance de cette énergie de seuil doit s'accompagner d'une étude fine sur le flux de muons arrivant sur l'objet. Ce flux peut être décrit par de nombreux modèles théoriques, valables sur des gammes d'énergie différentes. Nous avons étudié les modèles de Gaisser, de Tang et de Shukla qui permettent de quantifier la production des muons par les pions et les kaons, ce qui leur permet de déterminer une distribution en énergie et en angle zénithal des muons arrivant au sol. Néanmoins, ces modèles ne sont plus valides pour des énergies inférieures à 1 GeV. Or, dans notre étude, l'énergie de seuil pour traverser une dalle de béton de $2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^3$ et de 50 cm d'épaisseur est de 270 MeV. La connaissance du flux de muons à de telles énergies nécessite des simulations Monte-Carlo précises. C'est ce que permet le simulateur CORSIKA.

Une fois le flux de muons au sol connu, nous pouvons mesurer la proportion de muons absorbés par la dalle afin de signaler l'éventuelle présence d'un défaut. Pour ce faire,

au cours de cette thèse, nous avons mis au point un algorithme de reconstruction se basant sur la comparaison de deux jeux de données : le premier à ciel ouvert, sans la dalle, le deuxième avec la dalle. En comparant ces deux jeux de données, nous pouvons mettre une limite de confiance sur la présence ou non d'un défaut. Nous avons montré les performances de cet algorithme via des simulations et avons montré la possibilité de reconstruire une trou de 15 cm dans une dalle de béton de 50 cm d'épaisseur. En terme de temps d'acquisition, nous avons étudié le temps minimal de prise de données pour un intervalle de confiance donné. Pour un intervalle de confiance de 99.7%, 8h de données sont nécessaires. En abaissant ce seuil à 98%, le temps minimal d'acquisition passe à 4h. Néanmoins, la baisse du niveau de confiance s'accompagne de faux positifs que nous devons prendre en compte dans la reconstruction.

Le nombre de muons collectés est un des paramètres limitant de nos études. Afin d'utiliser au mieux chaque muon collecté, les détecteurs doivent être les plus efficaces possible avec une résolution spatiale qui doit être optimale. Dans le cas d'un détecteur multiplexé Micromegas, cette résolution dépend fortement de la taille des clusters : une trop grande taille de clusters peut entraîner des ambiguïtés dans la reconstruction de la trajectoire des muons. Afin de diminuer cette taille de clusters, de nombreux développements techniques ont été menés au cours de cette thèse afin de développer des films de haute résistivité. Leur grande résistivité permet de diminuer la diffusion des électrons lors de leur collecte et donc de diminuer le nombre de pistes touchées. Nous avons montré que la disposition d'un film plein sur la totalité de la surface du détecteur permet de réduire cette taille de clusters et ce dans les deux coordonnées X et Y, mais entraîne une différence d'amplitude entre ces même coordonnées (un facteur 3 entre les deux pistes). Afin de palier ce problème, il a été décidé d'utiliser des détecteurs sérigraphiés avec des pistes de haute résistivité. Cette configuration permet d'obtenir des amplitudes de signaux similaires pour les pistes X et Y (un facteur 1.5 entre les deux pistes) et une taille de clusters identiques.

Ces développements techniques améliorent les performances de nos détecteurs. Néanmoins, l'acquisition des données se faisant sur plusieurs heures, voire plusieurs jours en fonction des applications, il faut s'assurer que la qualité du gaz au fil du temps soit conservée afin de maintenir des performances optimale pour la détection du flux de muons. Ce travail a été réalisé au cours de cette thèse. Nous avons étudié la stabilité du gaz présent dans nos détecteurs et avons amélioré l'étanchéité de ces derniers afin d'éviter de potentielles contaminations extérieures qui pourraient affecter le gain et donc les signaux produits par nos détecteurs. Les études de stabilité du gaz ont montré l'influence de l'humidité. Cette dernière peut être introduite via les tuyaux ou par le circuit imprimé de

nos détecteurs. Pour pouvoir éliminer cette source de pollution, nous avons développé un protocole de traitement thermique basé sur une série de pompages à vide et de chauffages, semblable à celui utilisé dans l'expérience HARPO. Grâce à ce traitement thermique, nous pouvons sécher nos détecteurs de manière durable. Néanmoins, la stabilité des détecteurs à faibles débits de gaz est perturbée par d'autres polluants tels que l'oxygène. Des études plus précises doivent être menées, par exemple, à l'aide d'un spectromètre de masse en sortie des détecteurs afin d'évaluer la nature de potentiels autres polluants.

Enfin, une étude de faisabilité de tomographie d'une dalle de béton a été réalisée lors de cette thèse. L'objectif ici est de pouvoir reconstruire une carte de densité de la dalle. Cette étude se restreint dans un cas en deux dimensions afin de pouvoir étudier simplement l'influence des paramètres du problème à savoir le nombre de pixels dans la dalle, la résolution des détecteurs et enfin le nombre de muons générés. Pour ce faire, un algorithme spécifique a été développé : il permet la génération des muons selon un modèle de flux donné, le transport dans la dalle et la détection des muons ayant l'énergie requise par les plans de détections en-dessous de la dalle. Grâce à cet outil, nous pouvons estimer la fraction de muons absorbés et donc extraire l'opacité dans une direction. Une fois l'opacité estimée, et en connaissant la distance traversée par les muons dans la dalle, ce qui suppose une bonne connaissance de l'objet à étudier, nous pouvons, par des techniques de minimisation, remonter à la densité dans chaque pixel de la dalle. L'influence des paramètres du problème, présentés plus haut, vis-à-vis des solutions reconstruites a été étudiée. Ce travail a également permis de comparer les performances de notre algorithme en fonction du modèle de flux choisi. Il s'avère que les modèles analytiques, tel que le modèle de Shukla, surestiment le flux de muons à basse énergie, ce qui permet d'obtenir de meilleurs résultats qu'avec le flux obtenu grâce aux simulations CORSIKA. Pour palier ce problème, des simulations plus longues avec CORSIKA doivent être effectuées afin de compenser ce déficit de muons à basse énergie. De plus, nous avons étudié la distribution des solutions reconstruites en fonction du niveau de pixellisation de la dalle. Pour une résolution en X de 437.5 mm et en Z de 125 mm (4×4 pixels), nous obtenons une erreur relative (c'est-à-dire la différence relative entre la solution obtenue et la solution espérée) maximale de 12%. Pour une pixellisation plus fine, avec une résolution en X de 200mm et en Z de 50mm, et pour un nombre de muons générés donné, les erreurs relatives augmentent considérablement. Enfin, nous avons discuté de l'influence des diffusions coulombiennes : ces diffusions ont été négligées lors de ce travail de thèse puisque la déviation moyenne obtenue pour une dalle de béton de $2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ est de 3.21×10^{-3} rad.

Comme nous l'avons montré grâce à nos simulations, l'apport d'un détecteur Tcherenkov (sous forme d'aérogel dont l'indice optique peut être choisi en fonction des cas)

permet d'améliorer le contraste entre les muons absorbés par la dalle et les muons ayant l'énergie suffisante pour la traverser. En utilisant la connaissance de l'énergie des muons incidents, les algorithmes que nous avons développés permettent de reconstruire un éventuel défaut avec une durée d'acquisition plus faible. Ainsi, on pourrait donc imaginer de nouvelles applications, en utilisant des aérogels adaptés, telles que l'étude de la variation de densité de matière au-dessus d'un tunnelier dans le cadre de réalisations de tunnels comme ceux du Grand Paris, ou l'analyse de grandes voiles de béton qui peuvent servir pour des réalisations de travaux publics.

Titre : Tomographie muonique : du développement de détecteurs à la résolution du problème inverse

Mots clés : Micromegas, Rayonnement cosmique, Détecteurs gazeux (MPGD), Muographie, Tomographie muonique, Problème inverse

Résumé :

Cette thèse porte sur le développement des détecteurs gazeux Micromegas pour la tomographie muonique. Cette technique permet d'utiliser les muons cosmiques issus des interactions entre des rayons cosmiques et l'atmosphère, afin d'imager des objets de grandes dimensions et de grande opacité tels que des bâtiments, des dalles de béton, des volcans ou encore des pyramides comme la pyramide de Khéops en Égypte. En étudiant l'atténuation du flux de muons à travers un objet, nous pouvons obtenir des informations sur sa structure interne. Pour imager de telles structures et détecter les muons qui les traversent, des télescopes muoniques utilisant des détecteurs Micromegas sont utilisés. Les travaux effectués pendant cette thèse ont eu pour but d'améliorer les performances en résolution spatiale et en gaz de ces détecteurs.

Un des objectifs de cette thèse a été d'imager une dalle de béton de 2 m de longueur, 1 m de largeur et 50 cm d'épaisseur. Dans un premier temps, nous

avons réalisé une étude sur la détection de défauts dans cette dalle. Grâce à un algorithme développé pendant cette thèse, un trou de 15 cm de côté a pu être détecté avec un niveau de confiance de 98% à partir de 4h de prise de données. Par la suite, nous avons réalisé une étude de faisabilité en deux dimensions, dans le plan de la longueur de la dalle, afin de pouvoir reconstruire la carte de densité de la dalle de béton. Pour ce faire, nous avons dû résoudre ce qu'on appelle le problème inverse : l'estimation des paramètres d'un objet en fonction des données collectées. Ici la densité de la dalle de béton joue le rôle de paramètres à estimer et le flux de muons ayant traversés la dalle et collectés par nos détecteurs celui de données. Après analyse des différentes systématiques du problème, nous pouvons reconstruire la densité d'une dalle de béton, avec une résolution en épaisseur de 125 mm et une résolution en longueur de 437.5 mm, avec une erreur relative maximale de 12%

Title : Muon tomography : from detectors development to inverse problem resolution

Keywords : Micromegas, Cosmic air shower, Gaseous detectors (MPGD), Muography, Muon Tomography, Inverse problem

Abstract :

This thesis presents the development of Micromegas gaseous detectors for muon tomography. This technique uses cosmic muons, resulting from interactions between cosmic rays and the atmosphere to image objects of large dimensions and opacity such as buildings, concrete slabs, volcanoes or pyramids such as the Khufu's pyramid in Egypt. By studying the attenuation of the muon flux through objects, we can access their internal structure. To image such structures and detect muons passing through them, muon telescopes using Micromegas detectors are employed. Many efforts have been developed during this thesis to improve the spatial resolution and gas performance of these detectors.

One of the main goal of this thesis was to image a concrete slab, which dimensions were 2000 mm × 1000 mm × 500 mm. Firstly, a study on the detection of

defects in this slab has been carried out. Thanks to an algorithm developed during this thesis, a 15cm wide default has been detected with a 98% confidence level from 4h of data collection. Subsequently, a two-dimensional feasibility study, in the plane of the slab length, has been carried out in order to reconstruct the density map of the concrete slab. To do this, we needed to solve what is commonly referred to as the inverse problem : estimating the parameters of an object based on the data collected. Here the density of the concrete slab has played the role of parameters to be estimated and the flux of muons that passed through the slab and were collected by our detectors has played the role of data. After analysing the different systematics of the problem, we have reconstructed the density of a concrete slab, with a thickness resolution of 125mm and a length resolution of 437.5mm, with a maximum relative error of 12%.

