



HAL
open science

Analyse structurelle et fonctionnelle par tomographie muonique d'un haut fourneau

Amélie Cohu

► **To cite this version:**

Amélie Cohu. Analyse structurelle et fonctionnelle par tomographie muonique d'un haut fourneau. Physique [physics]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2022. Français. NNT: 2022LYO10002 . tel-04902609

HAL Id: tel-04902609

<https://theses.hal.science/tel-04902609v1>

Submitted on 21 Jan 2025

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N°d'ordre NNT :
2022LYO1002



THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

**École Doctorale N° 52
Physique et Astrophysique de Lyon**

**Spécialité de doctorat : Physique des particules
Discipline : Physique**

Soutenue publiquement le 07/09/2022, par :
Amélie COHU

Analyse structurelle et fonctionnelle par tomographie muonique d'un haut fourneau

Devant le jury composé de :

AUGIER, Corinne	Professeure, Université Lyon 1, IP2I	Présidente
GIAMMANCCO, Andrea	Maître de Recherche, Université Catholique de Louvain, CP3	Rapporteur
TONAZZO, Alessandra	Professeure, Université de Paris-Cité, APC	Rapporteure
DRAPIER, Olivier	Directeur de Recherche, CNRS, LLR	Examineur
ROSAS-CARBAJAL, Marina	Chargé de Recherche, CNRS, IGP	Examinatrice
MARTEAU, Jacques	Maître de Conférence, Université Lyon 1, IP2I	Directeur de thèse
NECHYPORUK, Oleksandr	Ingénieur, ArcelorMittal Maizières Research SA	Invité



Analyse structurelle et fonctionnelle par
tomographie muonique d'un haut fourneau

THÈSE

En vue de l'obtention du

Doctorat de l'Université Claude Bernard de Lyon 1

École Doctorale de Physique et Astrophysique

par Amélie COHU

sous la direction de Jacques MARTEAU

co-encadrée par Oleksandr NECHYPORUK.

RÉSUMÉ

Le haut fourneau (HF) est l'outil fondamental utilisé pour la fabrication de la fonte. Du fait de la difficulté d'accès à des mesures directes des phénomènes au sein de celui-ci, nous avons cherché à déterminer la répartition de la densité de son volume interne dans l'espoir d'améliorer un maximum sa productivité. Pour cela, nous utilisons la tomographie par muons aussi appelée muographie. C'est une technique d'imagerie basée sur l'absorption différentielle d'un flux de particules incidentes, les muons, par la cible étudiée, à l'instar de l'imagerie clinique par rayons X. Les muons sont des particules élémentaires qui ont la propriété de traverser des matériaux denses, jusqu'à plusieurs mètres de distance (2 m d'acier pour un muon de 3 GeV). Leur absorption relative permet de générer des images de répartition de densité d'un objet en suivant le nombre de muons reçus par un détecteur, avant et après avoir traversé une structure. La direction incidente des muons détectés est reconstruite au moyen d'un détecteur composé de 3 panneaux de scintillateurs [164], [154] que nous avons déplacé sur 3 positions autour du HF. Grâce à cette technique, nous avons obtenu une image 3D de la structure interne d'un HF en utilisant un algorithme de résolution du problème inverse par méthode de Monte Carlo à chaînes de Markov (MCMC) sur des données de flux de muons. Nous avons aussi pu réaliser un suivi temporel du HF et de certains de ses paramètres de fonctionnement. Nous avons distingué la position et la forme de la zone de fusion, élément clef de la productivité d'un fourneau. De cette manière, nous avons pu valider ce concept de mesure innovant dans l'application à un HF et ouvert le champ à une série d'expériences futures pour gagner en résolution à la fois spatiale et temporelle. Ces améliorations passent également par une meilleure connaissance du flux des muons incidents sur leur cible. Nous avons utilisé le logiciel de simulation CORSIKA [124], un modèle d'interaction nucléo-hadronique piloté par Monte Carlo, pour étudier les effets de nombreux paramètres sur le flux des muons, tels que les conditions atmosphériques (pression, température), le champ géomagnétique, l'altitude du détecteur etc. Nous avons qualifié ces développements en comparant les résultats à des modèles analytiques couramment utilisés et à des mesures en laboratoire. En appliquant ces flux à la reconstruction 3D du HF, nous avons étudié l'impact du flux d'entrée dans l'estimation de l'opacité (quantité de matière traversée le long d'une trajectoire). Les premiers résultats numériques suggèrent que l'estimation de l'opacité est fortement affectée par le choix du modèle de flux dans les directions proches de l'horizontale et en particulier pour les cibles à faible opacité.

Mots clefs: Muographie 3D, simulation Monte Carlo, CORSIKA, haut fourneau

ABSTRACT

The blast furnace (BF) is the fundamental tool used in the manufacture of iron. Due to the difficulty of accessing direct measurements of the phenomena within it, we have sought to determine the density distribution of its internal volume in the hope of improving its productivity as much as possible. To do this, we use muon tomography, also known as muography. This is an imaging technique based on the differential absorption of a flux of incident particles, muons, by the target under study, similar to clinical X-ray imaging. Muons are elementary particles that have the property of passing through dense materials, up to several metres away (2 m of steel for a 3 GeV muon). Their relative absorption allows the generation of density distribution images of an object by tracking the number of muons received by a detector, before and after passing through a structure. The incident direction of the detected muons is reconstructed by means of a detector composed of 3 scintillator panels [164], [154] that we moved to 3 positions around the BF. With this technique, we obtained a 3D image of the internal structure of an BF using a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) inverse problem solving algorithm on muon flux data. We were also able to perform a time tracking of the BF and some of its operating parameters. We distinguished the position and shape of the melting zone, a key element in the productivity of a furnace. In this way, we were able to validate this innovative measurement concept in the application to an BF and open the field to a series of future experiments to gain both spatial and temporal resolution. These improvements also require a better knowledge of the flux of muons incident on their targets. We have used the CORSIKA simulation software [124], a Monte Carlo driven nucleo-hadronic interaction model, to study the effects of many parameters on the muon flux, such as atmospheric conditions (pressure, temperature), geomagnetic field, detector altitude, etc. We qualified these developments by comparing the results with commonly used analytical models and laboratory measurements. By applying these fluxes to the 3D BF reconstruction, we studied the impact of the input flux in the estimation of the opacity (amount of material traversed along a trajectory). The first numerical results suggest that the opacity estimation is strongly affected by the muon flux model choice in directions close to the horizontal and in particular for low opacity targets.

Mots clefs: 3D-muography, Monte Carlo simulation, CORSIKA, blast furnace

"Oui, car il faut se perdre pour trouver l'introuvable,
sinon tout le monde trouverait l'introuvable."
BARBOSSA, *Pirates des Caraïbes*

"Hakuna Matata"
TIMON ET PUMBA, *Le Roi Lion*

"Ça n'est pas difficile de passer pour fort, va ;
le tout est de ne pas se faire pincer en flagrant délit d'ignorance."
GUY DE MAUPASSANT, *Bel-Ami*

"Au fond, j'crois qu'la Terre est ronde
Pour une seule bonne raison ...
Après avoir fait l'Tour du Monde
Tout c'qu'on veut, c'est être à la maison"
ORELSAN, *La Terre est ronde*

REMERCIEMENTS

Pour commencer, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse. Je suis très reconnaissante de leur présence à ma soutenance et en particulier aux rapporteurs pour leur sollicitude à lire et examiner mon manuscrit. Je remercie l'ensemble du jury pour leur bienveillance et en particulier Corinne pour ses encouragements.

Un grand merci à Jacques qui m'a permis de réaliser ma thèse et de m'avoir donné la chance de travailler sur les muons depuis 5 ans maintenant. J'ai grandement apprécié travailler à tes côtés et profiter de ton efficacité et de ta rigueur.

Je remercie vivement Antoine pour son aide incommensurable et davantage pour ses conseils et sa patience (dans le travail et en tant que psychologue personnel). Mes pensées vont aussi vers Matias pour son altruisme, son aide précieuse et bienveillante. Je me réjouis des mois où l'on a pu travailler ensemble. ¡Muchas gracias y más!

Merci Theodoros pour la joie de vivre que tu partages chaque jour, merci pour les cafés, les fruits et les gâteaux et tes nombreux encouragements.

Je suis très reconnaissante envers l'IP2I et son personnel, je pense notamment au service méca qui fabrique les détecteurs et en particulier à JC qui est toujours très prévenant. Je te remercie pour toutes ces fois où j'ai tant ri. Je suis également très redevable au service informatique et surtout à Bruno et Denis, qui m'ont permis de venir à bout de mes simulations et d'autres problèmes de bureautique. Merci pour votre disponibilité. Concernant le service électronique, je vous remercie grandement pour votre accueil et votre sympathie. Merci de m'avoir motivée à courir le midi, et en particulier à Will qui a toujours eu la patience d'aller à mon rythme et de me récompenser avec des gâteaux! Merci à l'École doctorale et surtout à Sylvie pour votre présence et votre disponibilité.

Je suis également très heureuse d'avoir pu partager mes années de dur labeur (car oui ce n'était pas facile tous les jours) avec les doctorants du labo. Je vous remercie d'avoir su écouter mes plaintes autour de cafés. Concernant Jeff, Greg et Quentin, je suis très « obligée » de votre patience à m'apprendre à jouer au billard (j'ai tout de même réussi à atteindre le niveau

moyen-moins). Merci Auré et les M1 : Lucrezia (la più bella e brillante), Léo, Denis, Phil, JB que j'ai toujours eu plaisir à voir. Merci Justine pour ce merveilleux été passé à travailler en ta compagnie. Je pense également aux Clément(s), Danaël, Adrien, Vincent, Robin, Flo, Lucas, Rémitos avec qui j'ai tissé des liens d'amitié en SOAC (meilleur master du monde) et qui m'ont permis de passer de très bonnes soirées, vacances, repas et randonnées.

Pour continuer sur l'amitié, je tiens à remercier de tout mon cœur mes amis de toujours qui ont continuellement cru en moi, qui m'ont donnés de jolis moments de pause et d'évasion durant la thèse. Merci aux meilleures copines de la Terre : Baba, AG, Lisou (et sa princesse Anaé), Agathe (et son amour de Roméo), ma moche (et Tours), Paupau, Océ, Flo (again), Lou et aux meilleurs copains : mon guigui (parce que tu m'as toujours dit «arrête de stresser je te connais, tu vas dire que t'as raté et t'auras 18 », un réel ami, toujours confiant), Kemba (le frère), mes rats, les copains de Tours (Antoine, Thib et Christophe), Selim (et tout particulièrement pour tes éclaircissements sur l'algorithme de Metropolis-Hastings ;)).

Merci à ceux que je n'ai pas cités mais qui n'ont pas cessé de m'encourager pendant mes études.

Je remercie maintenant ma famille, et en particulier pour : votre support au quotidien, votre patience quand je suis stressée et désagréable, votre constante fierté à mon égard, votre générosité sans limite, vos sacrifices et votre amour inégalable. Merci Maman d'être toi, pour tous les cours que tu m'as imprimés et envoyés, les petits plats et multiples dons de nourriture. Merci Papa pour tous les allers-retours, tes conseils et tes exigences. Merci Ninos d'être toujours là pour me comprendre depuis 25 ans. Merci Papy Charly, Mamie, Maxellende (et co), Aimery (et co), Estelle (et co), Jean-Steph (et co) pour vos encouragements depuis ma naissance.

Enfin merci à mon Pinpin, merci pour ton amour, ton soutien, ta confiance en moi, tes surprises, ta gentillesse. Merci de partager ta si belle famille avec moi.

Merci à tous ceux qui ont pris le temps d'écouter ma soutenance (et de me soutenir même à distance) et qui ont eu la gentillesse de faire le déplacement (Baba la reine des surprises).

Je termine par la personne à qui j'aimerais dédier cette thèse : mon Papy Jean-Claude. Merci de m'avoir appris le courage et la persévérance. Merci d'avoir toujours été mon premier admirateur. Merci pour ton amour. Merci d'avoir su nous partager tes valeurs et tes combats.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	xiii
Introduction générale	1
I Le problème direct en muographie : simulation de flux	5
1 Généralités sur le rayonnement cosmique	7
1.1 Problématique de la muographie : nécessité de détecter des cosmiques	9
1.2 Les muons : des particules élémentaires	9
1.2.1 Découverte du muon et de ses particules parentes	9
1.2.2 Les muons dans le modèle standard [109]	10
1.2.3 Les muons cosmiques	11
1.3 Le rayonnement cosmique primaire	12

1.3.1	Historique et premiers détecteurs	12
1.3.2	Détection des particules cosmiques de très haute énergie	15
1.3.3	Le rayonnement cosmique primaire : caractéristiques et modèles analytiques	22
1.3.4	Variations de flux liées au système solaire	27
1.4	Propagation des particules dans l'atmosphère	28
1.4.1	Les 3 composantes des cascades du rayonnement cosmique	28
1.4.2	Particules relativistes et altitude de production	30
1.4.3	Variation de flux due à l'atmosphère : effet de la densité	30
1.5	Modèles de flux de muons	32
1.5.1	Caractéristiques générales	32
1.5.2	Modèles analytiques	32
1.5.3	Codes de simulation	35
1.6	Conclusion	38
2	Simulation de flux avec CORSIKA : méthodologie et validations	39
2.1	Options de pré-simulation de CORSIKA	42
2.1.1	Modèles d'interaction hadronique des particules primaires	42
2.1.2	Choix du type de détecteur	43
2.1.3	Pré-options	44
2.2	Choix des paramètres particuliers de CORSIKA	46
2.2.1	Paramètres de simulation	46
2.2.2	Paramètres de flux	48
2.2.3	Paramètres externes	49
2.3	Normalisation	53
2.3.1	Méthodologie générale	53
2.3.2	Données de sortie : muons et autres particules secondaires	60
2.3.3	Analyse statistique et erreurs systématiques	63
2.4	Validation	66
2.4.1	Impact du choix type de détecteur	66
2.4.2	Comparaison aux modèles	67
2.4.3	Comparaison à des données réelles	72
2.5	Conclusion	75
3	Etude de l'influence des effets atmosphériques et géodésiques sur les flux de muons simulés	77

3.1	Réglages	79
3.2	Influence de l'altitude de détection	80
3.3	Influence du champ magnétique	84
3.3.1	Influence du champ magnétique dans des lieux réels	85
3.3.2	Influence de la composante horizontale B_x	86
3.3.3	Influence de la composante verticale B_z	86
3.4	Influence des conditions atmosphériques	88
3.4.1	Propriétés de l'atmosphère	88
3.4.2	Effets à court terme	91
3.4.3	Effets saisonniers	92
3.4.4	Effets des températures extrêmes	94
3.4.5	Effet de l'hygrométrie	95
3.4.6	Tous les effets combinés	96
3.5	Conclusion	97

II Problème inverse : muographie appliquée aux hauts fourneaux 99

4 La tomographie par muons 101

4.1	Introduction : méthodes d'imagerie à grande échelle	104
4.2	La muographie à travers ses applications	104
4.2.1	Exemples d'applications en archéologie	105
4.2.2	Exemples d'applications en géophysique	105
4.2.3	Exemples d'applications industrielles/en génie civil	106
4.2.4	Expériences impliquant l'équipe "muons" de l'IP2I	106
4.2.5	Techniques de détection des muons	108
4.3	Différentes approches de muographie	111
4.3.1	Tomographie par absorption ou transmission	111
4.3.2	Tomographie par diffusion ou par déviation	112
4.4	Reconstruction tomographique	113
4.4.1	Problème inverse	113
4.4.2	Problème direct	116
4.5	Détecteur de muons utilisé pour cette thèse	117
4.5.1	Chaîne de détection	118
4.5.2	Acceptance expérimentale et durée d'acquisition	122

4.6	Propagation des muons dans la matière	127
4.6.1	Interaction et perte d'énergie dans la matière	127
4.6.2	Codes de propagation des muons dans la matière	130
4.6.3	Simulations de flux de muons en fonction de l'opacité	130
4.7	Conclusion	132
5	Contraintes de fonctionnement de l'expérience	135
5.1	Production de l'acier	137
5.2	Fonctionnement du haut fourneau	138
5.2.1	Principe de la combustion	138
5.2.2	Les différentes zones	139
5.2.3	Souffle dans le haut fourneau	141
5.3	Contrôle du processus de fonctionnement	142
5.3.1	La zone de fusion	142
5.3.2	Modèles analytiques	144
5.3.3	Méthodes d'investigation standards	145
5.3.4	Expériences de muographie précédentes	146
5.4	Conclusion	147
6	Optimisation du problème inverse et application sur un haut fourneau	149
6.1	Paramètres de simulation d'une acquisition sur haut fourneau	153
6.1.1	Discrétisation 3D de l'objet	153
6.1.2	Modèle de densité	153
6.1.3	Positions du détecteur	154
6.1.4	Méthode de simulation des muons à partir des champs de flux	156
6.1.5	Méthode de reconstruction 3D	157
6.2	Inversion de données virtuelles	158
6.2.1	Champs 2D	158
6.2.2	Champ 3D : répartition de densité après inversion de données virtuelles	163
6.2.3	Analyse de sensibilités diverses	166
6.3	Reconstruction du haut fourneau avec jeux de données réelles	169
6.3.1	Champs 2D	169
6.3.2	Inversion des résultats en 3D	173
6.3.3	Analyse de sensibilités diverses	176
6.4	Suivi de l'activité du haut fourneau : influence des paramètres environnementaux	181

6.4.1	Taux de muons des différentes muographies <i>Tomo</i>	181
6.4.2	Effet de la pression sur le flux de muons	182
6.4.3	Effet de la température sur le flux de muons	185
6.5	Paramètres liés au fonctionnement du haut fourneau	187
6.5.1	Pression de soufflage	188
6.5.2	Taux de coke dans la zone de fusion	189
6.5.3	Ajustement linéaire avec plusieurs paramètres	190
6.5.4	Champ 3D à des périodes précises	191
6.6	Conclusion et perspectives	193
Conclusion générale		197
Bibliographie		217
Nomenclature et abréviations		219
Contributions scientifiques		221

INTRODUCTION

Bien que les débuts de la fabrication du fer datent de la préhistoire, il y a encore actuellement des questionnements sur certains de ses paramètres de fonctionnement. Du 17^e siècle jusqu'à aujourd'hui, le haut fourneau, outil fondamental pour la fabrication de la fonte, a subi de perpétuelles évolutions techniques pour atteindre le niveau de performance actuelle. Cependant, des zones d'ombre restent encore présentes du fait de la difficulté d'accès à des mesures directes des phénomènes au sein du haut fourneau.

Son volume interne contient différentes sortes de substances. Par exemple, les hauts fourneaux sont remplis de matériaux solides tels que de l'aggloméré, du coke (charbon), de la poudre, des liquides et du gaz. Cette hétérogénéité est aggravée par le fait que la composition chimique et l'état physique de chaque élément varient avec la localisation spatiale à l'intérieur du haut fourneau ; en l'occurrence, les matériaux contenant du fer se présentent sous forme de mélange d'oxydes à travers la matière partiellement métallique jusqu'à l'état ramolli et éventuellement liquide sous forme de fonte et de laitier. Les matières premières solides et les combustibles utilisés dans les fourneaux sont également hétérogènes ; ce sont des agglomérés de différents constituants. Par conséquent, le volume interne du haut fourneau incarne un système dynamique et complexe de composants en interaction.

Outre cet aspect, la forme et l'état même du haut fourneau sont pourvues d'incertitudes. Par exemple, l'épaisseur résiduelle de la paroi n'est pas confirmée sur toute la surface. Une évaluation correcte de l'état de l'équipement en fonctionnement est une condition préalable à son exploitation durable et non dangereuse. Les conditions strictes du fonctionnement rendent les mesures géométriques directes de la paroi interne et l'évaluation de son état extrêmement compliquées.

Aujourd'hui, la surveillance en continu de l'état du haut fourneau, c'est à dire de la répartition des phases de densité différentes, n'est pas assurée. Ce point est important pour le contrôle de l'appareil et en particulier pour son chargement en matériaux. En effet, l'efficacité du haut fourneau est améliorée lorsque le gaz est réparti adéquatement. Elle dépend de la

distribution des phases solides et liquides. Or les propriétés de ces phases ne sont pas contrôlées en continue. L'élément qui caractérise le mieux cette répartition de phase est la "zone de fusion". C'est la région du haut fourneau où les matériaux solides contenant du fer sont soumis au ramollissement et à la fusion. D'autre part, le coke (\sim charbon) reste à l'état solide dans cette zone, servant de fenêtre de passage au gaz ascendant. Les caractéristiques géométriques de base de la zone de fusion telles que son emplacement et son épaisseur s'avèrent très importantes pour le contrôle du haut fourneau. Cela se traduit par une plus grande efficacité et donc une économie de consommation de carburant et une réduction des émissions de CO_2 . Ce dernier point est particulièrement important dans la lutte contre le réchauffement climatique. En effet une économie de 1 % (relative) de coke permet d'éviter le rejet de 5200 tonnes de coke par an ce qui équivaut à 9.4 millions de tonnes de CO_2 par an par haut fourneau.

Pour répondre à cette problématique, il faut trouver une méthode permettant de mesurer de manière dynamique et directe la localisation et la morphologie de la zone de fusion. Différentes méthodes de mesure ont été développées et en particulier des instruments comme la sonde verticale multipoints qui fournit des informations sur la température à différentes profondeurs dans le haut fourneau. Cependant, elle ne permet pas de déterminer l'emplacement précis de la zone de fusion et ne peut être réalisée que quelques fois par an au vu de son coût. La zone de fusion se caractérise par une densité qui diffère de celles des zones avoisinantes. Une approche totalement différente mais adaptée a été testée en 2008 par J.Sauerwald et al. [205] pour sonder la distribution de densité dans le volume interne d'un haut fourneau : la tomographie par muons.

La tomographie par muons ou muographie est une technique développée qui permet d'imager de manière non invasive et non destructive des structures habituellement opaques à d'autres rayonnements comme les rayons X (les volcans ou pyramides par exemple). Les muons sont des particules du rayonnement cosmique secondaire qui perdent de l'énergie en traversant des échantillons de matière par ionisation ou radiations. L'observable à laquelle la tomographie est sensible est l'opacité (en g/cm^2), c'est la densité (en g/cm^3) intégrée le long de la trajectoire de la particule (en cm). En mesurant le flux de muons avec un détecteur (ou télescope à muons) après une cible et en le comparant au flux en l'absence d'obstacle (théorique ou mesuré), nous pouvons en déduire l'opacité d'une structure. C'est ce qu'on appelle le problème direct. Pour reconstruire la répartition de densité dans la cible, il faut introduire des connaissances a priori comme sa topologie ou la répartition probable de matériaux à l'intérieur. Cette étape constitue le problème inverse qui permet de passer des données brutes de flux de muons mesurés après la traversée de la cible en observables physiques intéressantes comme la densité apparente des matériaux internes.

La muographie a été utilisée par l'équipe "muons" de l'IP2I, qui a travaillé avec des instituts de géophysique dans le cadre de projets ANR (Diaphane, Megamu), pour rechercher des cavités et des limites de couches géologiques, quantifier des mouvements de masse (volcanologie, génie civil) et mettre en évidence des matériaux denses. En 2017, cette technique a été testée sur un haut fourneau d'ArcelorMittal à Fos-sur-Mer par l'Institut de Physique des 2 Infinis (IP2I) de Lyon. Elle a permis de réaliser, à partir d'un seul détecteur à muons non optimisé, une imagerie de la structure interne ainsi qu'un suivi des phases de montée et descente de charge d'un haut fourneau. Les premiers résultats sont probants et demandent une optimisation ainsi qu'une extension de la technique : ce qui s'avère être l'objet de cette thèse. Le but est de réaliser l'imagerie structurelle d'un haut fourneau en mesurant un flux de muons. En se focalisant

sur l'évolution temporelle de l'opacité de certaines zones, l'imagerie fonctionnelle de la cible est aussi accessible. De plus, en étudiant le flux de muons dans le temps, le suivi temporel de certains "états" du haut fourneau est possible. Dans le but d'obtenir une image de la répartition de densité en 3D de l'intérieur d'un haut fourneau, il faut multiplier les points de vue autour de la cible. Cette amélioration de la technique permet par ailleurs d'éviter toute ambiguïté quant à la répartition de la densité le long d'une trajectoire donnée d'un muon. En effet si on imagine une trajectoire de 10 mètres, une même opacité peut être mesurée en traversant 5 m de gaz puis 5 m de métal ou inversement. Ce problème disparaît en représentation 3D.

Pour répondre à ces problématiques, une thèse CIFRE a été réalisée en collaboration entre ArcelorMittal Maizières Research et l'Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon. Dans cette thèse, nous avons travaillé sur deux grands axes principaux. Le premier est l'optimisation du problème direct, en améliorant la précision des flux de muons théoriques. Le deuxième est la résolution du problème inverse dans le cadre de l'analyse de la structure interne d'un haut fourneau en 3D dans le but d'interpréter les données d'absorption des flux de particules.

La première partie concerne donc l'optimisation des modèles de flux de muons. Elle est indispensable pour réduire les erreurs systématiques d'origine théorique qui apparaissent dans la reconstruction d'images de tomographie. Elle est composée de trois grandes étapes : la simulation du flux de muons incident, du haut fourneau (cible) et du/des détecteur(s). La propagation des particules dans la matière et dans les télescopes à muons est généralement simulée avec des méthodes de Monte-Carlo comme Géant4 (développé au CERN) auxquelles on couple un générateur de muons (CORSIKA, FLUKA, formules analytiques, etc...). Cependant, les modèles de flux de muons actuels sont généralement trop peu précis, et particulièrement pour des muons proches de l'horizon qui sont déjà peu nombreux à atteindre le détecteur. Il y a nécessité de contraindre correctement les mesures par muographie de cibles de grande opacité (comme le haut fourneau) pour améliorer la précision des modèles de flux. La prise en compte de l'influence de paramètres atmosphériques et géodésiques (tels que le champ magnétique) est une piste non négligeable. Dans cette partie un important travail de simulation de flux de muons avec CORSIKA [120] est présenté. Un algorithme est construit pour avoir un flux généré personnalisé à un lieu et une date donnés.

La seconde partie concerne le développement d'une méthodologie de résolution du "problème inverse" pour reconstruire la répartition en 3D de la densité dans un haut fourneau. Cette étude fait suite à l'expérience préliminaire menée en 2017 à Fos sur Mer. Des flux avaient été mesurés et une image d'opacité (donc en 2D) de la structure avait été reconstruite. Dans cette nouvelle expérience, des données brutes de flux de muons sont mesurées en trois points autour d'un haut fourneau d'ArcelorMittal situé à Brême en Allemagne. Les jeux de données sont croisés pour obtenir une image 3D de la structure interne de l'objet. Pour la résolution du problème inverse, les caractéristiques précises de l'environnement et la répartition de la densité la plus probable sont prises en compte. Un chapitre est dédié au fonctionnement du haut fourneau et aux problématiques de l'expérience. Par ailleurs, un exercice de suivi de l'activité du haut fourneau et plus précisément, de paramètres de fonctionnement est réalisé en complément d'une étude de l'influence de paramètres atmosphériques sur le flux de muons mesuré.

Première partie

Le problème direct en muographie : simulation de flux

CHAPITRE

1

GÉNÉRALITÉS SUR LE RAYONNEMENT COSMIQUE

LA tomographie par muons ou muographie repose sur les propriétés d'interactions des muons atmosphériques avec la matière. Nous expliquons dans ce chapitre l'origine des muons, leurs propriétés et les modèles qui existent actuellement pour quantifier leur nombre à la surface de la Terre. Dans la première partie la nécessité de détecter des rayonnements cosmiques pour répondre aux problématiques de la muographie est rappelée. Dans une seconde partie, les perspectives historiques associées aux muons et leur place dans le modèle standard sont exposées. Ensuite, la troisième partie est centrée sur les rayonnements cosmiques primaires (RC1), de leur découverte aux grandes expériences actuelles. La quatrième partie est consacrée aux processus physiques qui entrent en compte dans la propagation des rayonnements cosmiques dans l'atmosphère. La dernière partie expose quelques exemples de modèles de flux de muons.

MUON tomography or muography is based on the properties of muons to interact with matter. In this chapter we explain where muons come from, what their properties are and what models currently exist to quantify them at the Earth's surface. In the first part, the need to detect cosmic rays in order to address the problems of muography is recalled. In a second part, the historical perspectives associated with muons and their place in the standard model are exposed. Then, the third part focuses on the primary comics (CR1), from their discovery to the current large experiments. The fourth part is devoted to the different physical processes involved in the propagation of cosmic rays in the atmosphere. The last part presents some examples of analytical models of muon flux.

Sommaire

1.1	Problématique de la muographie : nécessité de détecter des cosmiques	9
1.2	Les muons : des particules élémentaires	9
1.2.1	Découverte du muon et de ses particules parentes	9
1.2.2	Les muons dans le modèle standard [109]	10
1.2.3	Les muons cosmiques	11
1.3	Le rayonnement cosmique primaire	12
1.3.1	Historique et premiers détecteurs	12
1.3.2	Détection des particules cosmiques de très haute énergie	15
1.3.3	Le rayonnement cosmique primaire : caractéristiques et modèles analytiques	22
1.3.4	Variations de flux liées au système solaire	27
1.4	Propagation des particules dans l'atmosphère	28
1.4.1	Les 3 composantes des cascades du rayonnement cosmique	28
1.4.2	Particules relativistes et altitude de production	30
1.4.3	Variation de flux due à l'atmosphère : effet de la densité	30
1.5	Modèles de flux de muons	32
1.5.1	Caractéristiques générales	32
1.5.2	Modèles analytiques	32
1.5.3	Codes de simulation	35
1.6	Conclusion	38

1.1 Problématique de la muographie : nécessité de détecter des cosmiques

L'imagerie par muons cosmiques ou muographie repose essentiellement sur la faculté qu'ont certaines particules chargées de traverser un échantillon de matière, en perdant de l'énergie et en subissant des déviations de leur trajectoire. Lorsque les particules traversent des cavités, par exemple, elles ne perdent pas d'énergie et elles seront plus nombreuses à être détectées dans cette direction. Les zones les plus denses sont alors différenciées des plus faibles. C'est pourquoi, pour traverser de grandes structures et/ou très denses, il est nécessaire d'utiliser des particules très énergétiques et pénétrantes. Les rayons X utilisés dans le cadre de l'imagerie médicale ne le sont pas assez. Les muons sont des particules créées naturellement et les plus énergétiques d'entre elles sont capables de traverser plusieurs centaines de mètres de roche. Elles sont considérées comme l'élément du rayonnement cosmique (secondaire) le plus abondant au niveau du sol. Les muons cosmiques sont les candidats parfaits pour imager d'importantes structures. Leurs méthodes de détection sont simples et robustes. On appelle muographie (ou tomographie par muons) la technique de détection des muons qui permet d'imager d'imposantes cibles. La section suivante est dédiée aux muons et à leurs propriétés.

1.2 Les muons : des particules élémentaires

1.2.1 Découverte du muon et de ses particules parentes

Le muon est découvert en 1936, une période riche en révélations de particules. Dans le but d'expliquer l'interaction forte, Hideki Yukawa postule en 1935 l'existence d'une particule de masse 300 fois plus importante que celle de l'électron : le "méson" [232]. Ce modèle lui vaudra le Prix Nobel en 1949. En 1936, Carl David Anderson et Seth Neddermeyer soumettent des particules à un champ magnétique et observent que les trajectoires de certaines d'entre elles sont incurvées différemment des particules déjà connues [25]. Le degré de courbure de la trajectoire est intermédiaire entre celui des électrons et des protons. C'est ainsi qu'ils découvrent une particule qui s'avèrera être de masse 200 fois celle de l'électron et qu'on appellera le "mésotron", puis "méson μ ". Rapidement, il n'est plus considéré comme un méson (car insensible à l'interaction forte) et il prend le nom de "muon".

En 1944, Louis Leprince-Ringuet découvre le kaon, une particule plus lourde et chargée positivement. Puis, en 1947, Cesar Lattes, Giuseppe Occhialini et Cecil Franck Powell identifient deux "mésotrons" différents [147]. Cecil Powell a envoyé des ballons à très haute altitude dans lesquels il transporte des pellicules recouvertes d'une émulsion spéciale où des traces de particules chargées sont observées : les mésons. Contrairement au muon, le méson π est sensible à l'interaction forte (voir figure 1.1). La découverte du pion a valu à Powell un prix Nobel en 1950. La même année au cyclotron de Berkeley, Jack Steinberger et Wolfgang Panofsky découvrent le pion neutre grâce à son produit de désintégration [214]. Électriquement neutre, il ne laisse pas de trace sur une émulsion mais ses produits de désintégration ne sont pas neutres.

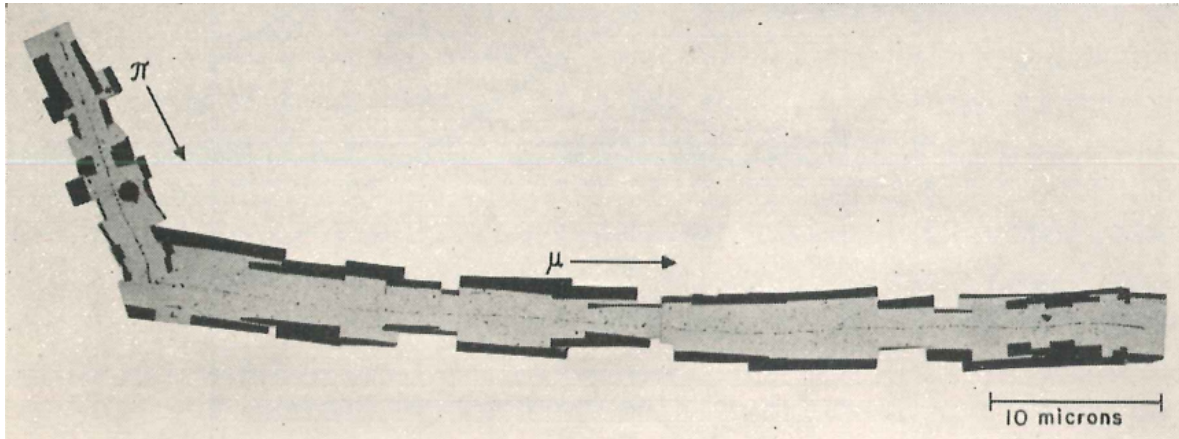


FIGURE 1.1 : Désintégration d'un pion en muon dans une émulsion Ilford C2, 1947.

1.2.2 Les muons dans le modèle standard [109]

Les muons sont des particules élémentaires présentes dans le "modèle standard" qui décrit dans un cadre de théorie de jauge locale les interactions élémentaires : la chromodynamique quantique (responsable de la cohésion des protons, des neutrons), l'interaction faible (responsable de la radioactivité β) et l'électromagnétisme. L'interaction gravitationnelle quant à elle ne fait pas partie du modèle standard. Un des défis de la physique théorique moderne est d'élaborer une description commune de ces 4 interactions dans une théorie de grande unification. Dans le modèle standard, toutes les forces sont générées par l'intermédiaire de particules élémentaires, des bosons dits de jauge (voir colonne rose dans le tableau 1.1). Ces derniers sont représentés dans le tableau 1.1 qui regroupe les particules élémentaires (voir 2e colonne).

Le modèle standard décrit les interactions fondamentales de deux types de fermions élémentaires : les quarks (lignes bleues dans le tableau 1.1) et les leptons (lignes vertes dans le tableau 1.1). Les quarks constituent, par exemple, le proton, le neutron et donc plus simplement la matière et sont distingués dans trois familles hiérarchisées par leur masse. Elles sont représentées par les trois colonnes différentes du groupe "Fermions" dans le tableau 1.1. Les leptons existent également en trois familles ordonnées par masse. La première, et la plus légère, est composée de l'électron et du neutrino électronique. La deuxième, plus lourde, correspond au muon et au neutrino muonique. Pour finir, encore plus lourde il y a le tau et son neutrino associé. Là encore, les trois saveurs (familles) sont rangées dans les trois colonnes du groupe "Fermions" dans le tableau 1.1. À noter que l'existence de cette division des quarks et des leptons en trois familles n'est pas expliquée a priori. Finalement, les particules qui ont été observées et étudiées à ce jour sont soit élémentaires (comme les muons) soit composites (comme les pions, particules parentes des muons, composés d'une paire quark-antiquark (voir sous-section 1.2.3)). Ces assemblages de particules élémentaires sont régis par les propriétés des interactions fondamentales.

Le modèle standard est complété du secteur dit de Higgs (voir case jaune du tableau 1.1) dont un boson a été mis en évidence en 2012 au LHC, le grand collisionneur de particules du CERN, dans les deux expériences généralistes CMS et ATLAS. C'est grâce au "mécanisme" de Higgs (brisure spontanée de la symétrie électrofaible) que les particules du modèle standard acquièrent une masse. Celle du muon est $105 \text{ MeV}/c^2$ (un peu plus de 200 fois celle de

l'électron). La section efficace d'interaction du muon avec la matière est relativement faible, ce qui lui confère ses propriétés de "sonde" de la matière que l'on exploite en muographie. Il se désintègre avec un rapport de branchement voisin de 100% en :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.1)$$

où e^- est un positron, $\bar{\nu}_e$ un anti-neutrino électronique et ν_μ un neutrino muonique.

Notons finalement que le muon est un fermion de spin 1/2 et dont le moment magnétique, $4,490\,448 \times 10^{-26} \text{ J T}^{-1}$ [109] fait l'objet de recherches intenses actuellement. En effet, le 7 avril 2021 l'expérience "**Muon g-2**" de Fermilab [4] a mesuré le moment magnétique des muons. Or, le résultat en question est en désaccord avec les prédictions théoriques jusque-là considérées et met en défaut le modèle standard. L'écart observé pourrait être du à des particules inconnues qui influenceraient la valeur du moment magnétique du muon et rompraient l'universalité de saveurs chez les leptons.

Fermions				Bosons	
Quarks	u	c	t	g	Bosons de jauge
	up	charm	top	gluon	
	d	s	b	γ	
down	strange	bottom	photon		
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z^0	
	neutrino électronique	neutrino muonique	neutrino tauique	boson Z^0	
	e	μ	τ	W^\pm	
	électron	muon	tau	boson W^\pm	
				H	
				boson de Higgs	

TABLE 1.1 : Composants fondamentaux du Modèle Standard des particules.

1.2.3 Les muons cosmiques

Les muons que l'on exploite en muographie, produits dans l'atmosphère, sont considérés comme les particules du rayonnement cosmique secondaire (RC2) les plus abondantes au niveau du sol. Ils sont électriquement chargés ce qui en fait des particules aisément détectables grâce au processus d'ionisation. Comme l'électron, le muon est insensible à l'interaction forte et possède une petite section efficace d'interaction. Le temps de vie propre du muon cosmique, d'environ $2.2 \mu\text{s}$ [109], est suffisant pour que l'on puisse l'observer à la surface terrestre en raison de la dilatation relativiste du temps. Il perd de l'énergie dans l'atmosphère ($\sim 2 \text{ GeV}$ sur l'ensemble) à cause de l'ionisation.

Dans l'air les particules peuvent soit interagir soit se désintégrer. La prédominance d'un processus sur l'autre est liée directement au temps de vie et à l'énergie cinétique de la particule et à la densité locale de l'air à une altitude donnée. Les muons, eux, résultent essentiellement de deux mécanismes de désintégration de mésons différents : les pions π et les kaons K (équations 1.2).

$$\pi^\pm / K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}^\pm \quad (1.2)$$

Un pion chargé se désintégrera en muon de même signe avec un rapport de branchement de 99,98%, contre 63,5% pour un kaon chargé. Le spectre énergétique est dominé par les

contributions de basse énergie comme illustré dans la suite de ce chapitre. D'après Engel et al. [79], les hadrons les plus fréquents sont des pions chargés et neutres, les temps de désintégration étant de l'ordre de 10^{-8} s pour les premiers et 10^{-17} s pour les seconds. Ces temps de désintégration "boostés" par le facteur de Lorentz expliquent essentiellement la structure spatio-temporelle de la production des muons atmosphériques, dont le maximum se situe en haute atmosphère, non loin du lieu de production des mésons parents.

Les *prompt* muons proviennent de particules parentes qui ont un temps de vie inférieur à 8.95×10^{-11} s avec au plus trois générations entre le muons et la primaire [139]. Ils sont créés juste après la première interaction de la gerbe par des hadrons très lourds qui se désintègrent très vite [149]. Le flux des *prompt* a été identifié comme étant sensible à la composition du rayonnement cosmique extra-galactique d'après Fedynitch et al. [84] et a donc la même pente que le spectre des primaires [12]. Au PeV, la contribution de ces muons est dominante.

1.3 Le rayonnement cosmique primaire

1.3.1 Historique et premiers détecteurs

En 1750 l'abbé Nollet met au point le premier électroscope. À proximité d'un rayonnement énergétique, l'air est partiellement ionisé et l'instrument se décharge et cela d'autant plus rapidement que le rayonnement est énergétique. Plus tard, Rutherford suppose que l'ionisation de l'atmosphère est due à la radioactivité naturelle de roches comme l'Uranium. En 1909, le père Theodor Wulf élucide le mystère de cette décharge [231]. Avec un électroscope amélioré (remplacement des feuilles d'or par des fils de quartz), il mesure l'ionisation de l'air au pied et au sommet de la tour Eiffel. Le taux d'ionisation s'avère être un peu plus faible au sommet. Ce résultat est contraire à la logique de l'époque puisque connaissant le coefficient d'absorption de l'atmosphère, le rayonnement mesuré devrait être très faible à 300 m de haut s'il était essentiellement dû à la radioactivité terrestre.

En 1911, Domenico Pacini effectue des mesures au sol et à la surface de la mer. Elles s'avèrent être identiques alors qu'à plusieurs mètres de profondeur, le taux de décharge mesuré est inférieur puisque l'eau absorbe les radiations. Avec ces différents résultats, les scientifiques commencent à douter du rôle de la radioactivité de la croûte terrestre sur l'ionisation de l'air.

En 1935, Sergey Vernov est le premier à lancer des radiosondes pour mesurer le rayonnement cosmique à 13.6 km. À la même époque, Victor Hess effectue des mesures d'ionisation en fonction de l'élévation à bord de montgolfières à très haute altitude (voir figures 1.2). Il observe que l'ionisation de l'air croît à partir de 1000 m et jusqu'à 5000 m. Il en conclut qu'un rayonnement très pénétrant d'"origine extraterrestre" entre dans notre atmosphère. Cette découverte lui a valu un prix Nobel en 1936.

Robert Millikan confirme les résultats de Hess et Kolhörster, en utilisant cette fois des ballons-sondes. Il s'intéresse au pouvoir de pénétration des rayons cosmiques en plaçant ses électroscopes sous des écrans de plomb. Pour lui le rayonnement mesuré est composé de photons de très haute énergie provenant de l'espace. Il sera le premier à utiliser le terme de "rayonnements cosmiques". En 1929 et à l'aide d'une chambre à brouillard nouvellement inventée (voir sous-section 1.3.1), Dimitry Skobelzyn observe les premières traces laissées par les rayons cosmiques.

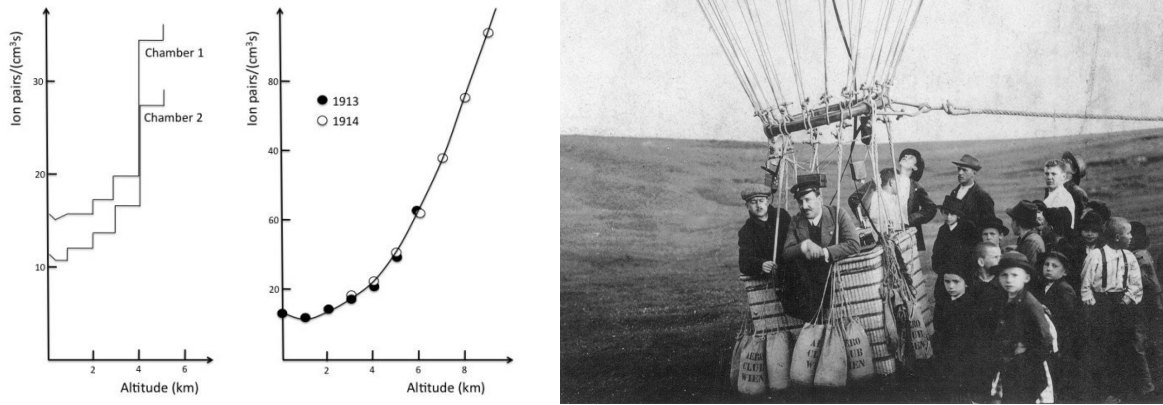


FIGURE 1.2 : Mesures du taux d'ionisation en fonction de l'altitude effectuées par Victor Hess en 1912 (à gauche) et par Werner Kolhörster en 1913/1914 (au centre) à bord de ballons. V.Hess lors d'un de ses voyages en ballon en 1912 (à droite).

Dans les années 1930, émerge l'idée que les rayonnements cosmiques seraient des particules chargées. Les scientifiques s'attendent alors à trouver plus de particules aux pôles qu'à l'équateur à cause du champ magnétique terrestre (voir figure 1.3). De plus, si ces particules sont chargées positivement un plus grand nombre de particules primaires doit venir en direction de l'ouest : c'est ce qu'on appelle l'asymétrie est-ouest (voir 1.3.4). C'est le cas puisqu'en 1928 Jacob Clay observe un changement de l'ordre de 15 % du flux de particules en voyageant sur 50° de latitude [69]. Cette observation est vérifiée par Arthur Compton en 1932 avec 69 mesures réparties sur la surface de la Terre (Prix Nobel 1927). En 1933, l'effet est-ouest est observé par Thomas Johnson [131] et Bruno Rossi [200] qui ont réalisé leurs mesures à des longitudes pratiquement opposées (19 et 15 °N). La même année, Pierre Auger et Louis Leprince-Ringuet observent à la fois l'effet de latitude et l'effet est-ouest lors d'un voyage à bord du "Kerguelen" du Havre à Buenos Aires [33].

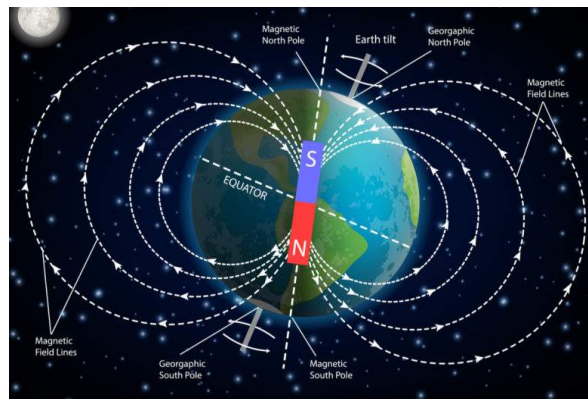


FIGURE 1.3 : Le champ magnétique terrestre est l'équivalent d'un aimant droit orienté vers les pôles. Il dévie les particules chargées vers ces derniers. @Shutterstock

En 1938, Pierre Auger installe des détecteurs dans les Alpes, éloignés de plusieurs mètres de distance, et constate qu'ils enregistrent simultanément un signal. Il observe ainsi une "douche" de rayonnements cosmiques, traduisant des réactions en chaîne dans l'atmosphère terrestre. Ces grandes gerbes atmosphériques sont des averses de particules subatomiques secondaires causées par la collision de particules primaires de haute énergie avec des molécules d'air. P.

Auger estime que les particules responsables de cette gerbe de particules sont 10 millions de fois plus énergétiques que celles connues à cette époque [32].

En 1948, des émulsions nucléaires transportées dans des ballons en haute atmosphère, montrent que 10 % des primaires sont des noyaux d'hélium et 1 % seulement sont des noyaux lourds (C, Fe, Pb ...). Le reste est essentiellement composé de protons. En 1949, Enrico Fermi montre, avec son accélérateur de particules, que les étoiles qui explosent (supernovae) agissent comme des accélérateurs cosmiques [87]. Cependant, elles ne peuvent à elles seules expliquer les rayons cosmiques les plus énergétiques.

En 1961, le groupe de recherche sur les rayons cosmiques de "Fly's Eye" aux États-Unis observe un événement de rayonnement cosmique d'une énergie de 3×10^{11} GeV, le plus énergétique jamais enregistré jusque-là. Puis en 1994 au Japon, AGASA détecte un événement de plus de 2×10^{11} GeV.

Charles Wilson invente en 1911 la chambre à brouillard (ou chambre à détente; Prix Nobel 1926 [230]). C'est une enceinte composée d'un solvant (eau ou alcool). Pour obtenir un brouillard sursaturé, il utilise un piston et réalise des détentes du volume d'air pour provoquer un refroidissement. La chambre de Wilson permet d'observer le passage de particules chargées qui laissent des traces de condensation. Ces traces désignent la présence d'ions créés par le passage des particules, elles-mêmes émises par l'échantillon (voir figure 1.4). Depuis, les particules sont identifiées grâce à l'aspect de la trace laissée par leur passage. Les muons sont plus difficiles à observer de cette manière parce que ce sont des particules relativistes et assez lourdes.

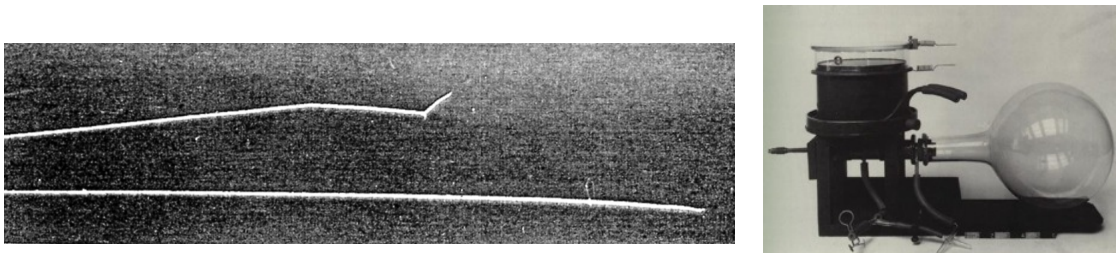


FIGURE 1.4 : À gauche, les rayons alpha de Radium photographiés par Wilson (1912-1913) grâce à la chambre à brouillard située à droite.

En 1928, Geiger et Müller proposent un nouvel instrument pour la détection des rayonnements ionisants. Il est constitué d'un tube détecteur (chambre d'ionisation) Geiger-Müller, d'un système d'amplification/mise en forme du signal et d'un système de comptage des impulsions. Quand un rayonnement ionisant pénètre à l'intérieur du tube Geiger-Müller, il ionise le gaz en "cascade" et une décharge est observée.

En 1930, Bruno Rossi réalise un circuit qui avertit lorsque deux compteurs émettent un signal simultanément : on parle de circuit en coïncidence [199]. Au même moment, Walter Bothe observe un rayonnement constitué de neutrons et invente la méthode des coïncidences au sein du compteur Geiger pour l'étude des rayonnements corpusculaires (Prix Nobel en 1954). Le couplage de compteurs permet de voir le passage des particules chargées venant du ciel.

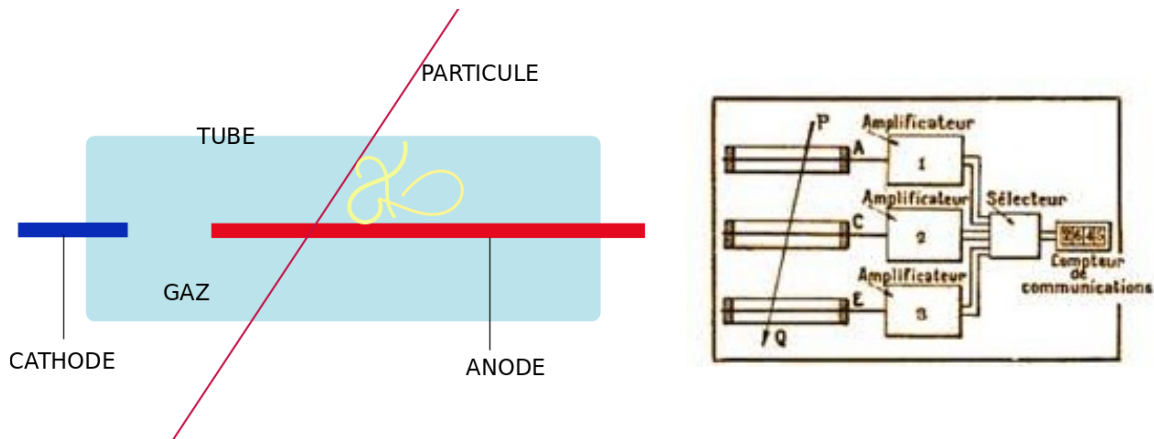


FIGURE 1.5 : À gauche, un schéma d'un compteur Geiger et à droite un schéma de la méthode des coïncidences.

1.3.2 Détection des particules cosmiques de très haute énergie

Actuellement, il est possible de détecter des rayonnements de très hautes énergies, jusqu'au PeV. Ils sont mesurés indirectement via les gerbes de particules qu'ils génèrent au cours de leur passage dans l'atmosphère. Deux principales techniques de détection existent : les réseaux de surface et les télescopes à fluorescence. Elles peuvent servir à détecter des rayonnements gamma et des rayonnements cosmiques de haute énergie provenant directement de l'Univers. Il faut ajouter à ces expériences la détection des neutrinos sous l'eau, sous terre et même sous la glace. Ces expériences ont pour but d'aider à améliorer nos connaissances sur l'Univers en étudiant les événements très énergétiques. Par exemple, la détection des gamma de haute énergie se trouve être liée à la mort d'une étoile massive. En effet, l'interaction entre le gaz environnant et des jets de gaz provenant de l'effondrement du cœur seraient à l'origine des sursauts gamma. De plus, en raison de leur capacité à voyager à travers la matière dense, les neutrinos peuvent fournir des informations cruciales sur la dynamique de sources astrophysiques : supernovae, sources extragalactiques et galactiques de nature diverse (trous noirs, pulsars, explosions énergétiques appelées sursauts gamma, et noyaux actifs de galaxie). Ces expériences permettent d'améliorer la connaissance sur les sources des rayonnements primaires ultra énergétiques et sur leurs propagations. Des exemples d'importants détecteurs sont décrits ci-dessous. Toutes ces expériences permettent d'améliorer les connaissances sur le spectre des primaires.

LA FLUORESCENCE a été découverte par l'armée américaine lors d'essais nucléaires et elle permet d'estimer la puissance d'une bombe atomique lorsqu'elle explose. Les particules éjectées produisent de la lumière, ce qui s'avère être un très bon indicateur de l'énergie dissipée. Cette même technique est utilisée pour observer les gerbes atmosphériques. En effet, les molécules de l'atmosphère émettent un rayonnement visible ou UV lorsqu'elles sont excitées et ionisées par le passage de particules chargées. C'est cette lumière qui est détectée par les télescopes/détecteurs. Les photomultiplicateurs présents dans ces derniers permettent de retrouver les trajectoires des particules secondaires dans l'atmosphère en convertissant la lumière émise par effet Cherenkov en un signal électrique. La principale limite est liée à la prise de données qui ne peut se faire que durant les nuits sans lune et sans nuage.

L'EFFET CHERENKOV doit son nom au lauréat du prix Nobel de 1958, Pavel Cherenkov, qui a été le premier à le détecter expérimentalement [64]. Il se produit lorsqu'une particule se déplace plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu où elle se trouve. Si v est la vitesse de la particule, c la vitesse de la lumière et n l'indice de réfraction du milieu, on a :

$$\frac{c}{n} \leq v < c \quad (1.3)$$

Au-delà de la célérité, la particule constitue la pointe d'un cône lumineux de couleur bleue dont l'angle au sommet dépend de la vitesse de la particule. La figure 1.6 illustre le principe du rayonnement Cherenkov [113]. Le seuil de rayonnement Cherenkov est $\beta > \frac{1}{n}$. Il est exploité pour distinguer les particules chargées de masses différentes par les compteurs Cherenkov "à seuil".

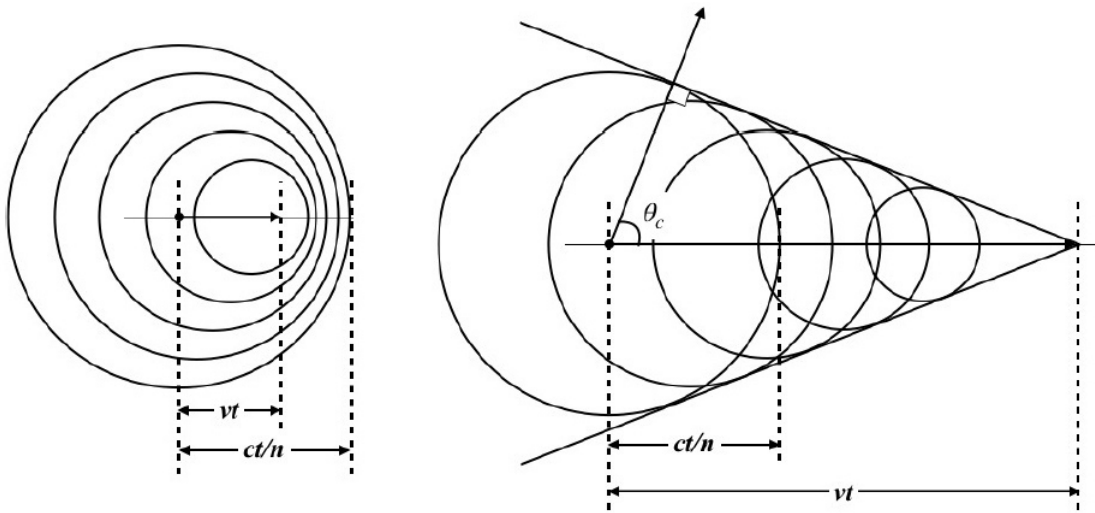


FIGURE 1.6 : Schéma du rayonnement cohérent de particules chargées avec $\beta > \frac{c}{n}$ (à gauche) et $\beta < \frac{c}{n}$ (à droite), le **rayonnement Cherenkov**. Une particule se déplace vers la droite pendant un temps t dans un milieu sur une distance $d = vt$. Le rayonnement se déplace radialement à une distance $d_C = ct/n$, donc l'angle entre la direction des photons Cherenkov et la propagation des particules est $\theta_C = d/d_C$ (voir [113]).

DÉTECTION DE GAMMA DE HAUTE ÉNERGIE EN MESURANT LE RAYONNEMENT CHERENKOV :

- Depuis 2003, **HESS-II** [14] situé à 1800 m d'altitude en Namibie, est le plus grand détecteur Cherenkov au monde. Il est composé de 5 télescopes qui permettent l'observation simultanée de cascades de particules, nées de rayons gamma, qui ont pénétré notre atmosphère. La combinaison de plusieurs télescopes augmente ainsi la surface de détection des rayons gamma. Finalement, cette expérience a permis la détection du pulsar Vela et d'améliorer les modèles d'accélération de particules.

- Le Satellite **FERMI** [2], mis en orbite basse en juillet 2008 appartient à la NASA et au Département de l’Energie Américaine. Il est composé en partie de deux instruments *Large Area Telescope* (LAT) et *Gamma Burst Monitor* (GBM) qui mesurent respectivement des rayons et des sursauts gammas. Le LAT est formé de quatre principaux sous-systèmes : un tracker, un calorimètre, un détecteur d’anticoincidence et un système d’acquisition de données. Le GBM se compose de 12 détecteurs en iodure de sodium utilisés pour capter les rayons X et les rayons gamma de faible énergie, ainsi que de deux détecteurs en germanate de bismuth pour les rayons gamma de haute énergie. Les scientifiques ont découvert plus de 3000 sources de rayons gamma, permettant une étude détaillée du ciel dans un domaine d’énergie encore inexploré (8 keV-300 GeV). Plusieurs résultats importants sont attribués à cette expérience, quelques exemples sont cités ci-après. Les données de Fermi ont révélé une nouvelle composante de notre galaxie, connue sous le nom de bulles de Fermi, une structure qui s’étend sur 50 000 années-lumière et qui s’est probablement formée à la suite d’une explosion du trou noir au centre de notre galaxie. En 2017, les détecteurs de LIGO ont enregistré des ondes gravitationnelles générées par un événement de fusion de deux étoiles à neutrons. Fermi a capté des rayons gamma traduisant le même phénomène et venant de la même région du ciel et cela quasi en simultané. Enfin, un neutrino de haute énergie a été suivi jusqu’à sa source, attribuée à une galaxie alimentée par un trou noir située à des milliards d’années-lumière.

- Le but d’**HEGRA** (High-Energy-Gamma-Ray Astronomy) [190] était l’étude de l’Univers non thermique en sondant les rayons gamma. La technique d’observation des gerbes atmosphériques en simultané avec plusieurs télescopes a permis d’améliorer la résolution de la reconstruction angulaire et spectrale de la particule primaire. L’analyse spectroscopique et les mesures de la distribution spatiale des sources de rayons gamma avaient pour but de fournir des contraintes aux théories décrivant les mécanismes d’accélération, ainsi qu’aux modèles de sources de rayons cosmiques. HEGRA a fonctionné jusqu’en 2002 et **MAGIC** [38] lui a succédé.

- **Cherenkov Telescope Array** (CTA) [9] détectera des rayons gammas jusqu’à plusieurs TeV. Le CTA sera composé de 64 télescopes à système de détection Cherenkov installés sur deux sites : à La Palma (îles Canaries) et près de l’observatoire du Cerro Paranal au Chili. Le premier observatoire s’intéressera aux objets extragalactiques de basses énergies et le second se focalisera sur les sources galactiques sur une large gamme d’énergie. Les détecteurs Cherenkov utilisent des caméras qui enregistrent les rayonnements du visible et de l’UV en utilisant des tubes photomultiplicateurs ou en silicium pour transformer la lumière collectée.

DÉTECTION DE RAYONS COSMIQUES D’ULTRA HAUTE ÉNERGIE ($> 10^9$ GeV) :

- **Volcano Ranch** (~ 1960) était un réseau de détecteurs de rayons cosmiques de très haute énergie au Nouveau-Mexique utilisé jusqu’en 1978. En février 1962, Linsley a observé une gerbe d’air au Volcano Ranch créée par une particule primaire avec la plus grande énergie [155] jamais détectée jusqu’alors : 10^{11} GeV.

- Le détecteur **HiRes** (High Resolution Fly’s Eye) [227] était un observatoire de rayonnements cosmiques de ultra-haute énergie situé dans le désert de l’Utah de mai 1997 à avril 2006. HiRes utilisait la technique de fluorescence atmosphérique, mise au point grâce aux premiers

tests effectués avec Volcano Ranch, puis avec l'expérience d'origine Fly's Eye. Cette dernière a fonctionné de 1981 à 1992 avec les premiers détecteurs de fluorescence au monde. HiRes était composé de deux sites distants de 12,6 km, au sommet des collines de Dugway Proving Grounds. HiRes a fait la première observation de la **limite Greisen-Zatsepin-Kuzmin** (seuil GZK, voir figure 1.12) [70]. C'est une limite théorique sur l'énergie des rayons cosmiques ($=5 \times 10^{10}$ GeV), provenant de sources distantes, à partir de laquelle on ne devrait plus détecter de cosmiques sur Terre (voir la sous-partie 1.3.3 pour plus de détails). Finalement, les résultats de l'expérience HiRes ont confirmé le seuil GZK [210]. Pour certifier le modèle GZK, les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie doivent être des protons. S'il ne s'agit pas de protons, la suppression du flux pourrait être la conséquence d'un épuisement des sources. Le spectre des rayonnements cosmiques ultra énergétique mesurés est présenté dans la figure 1.7.

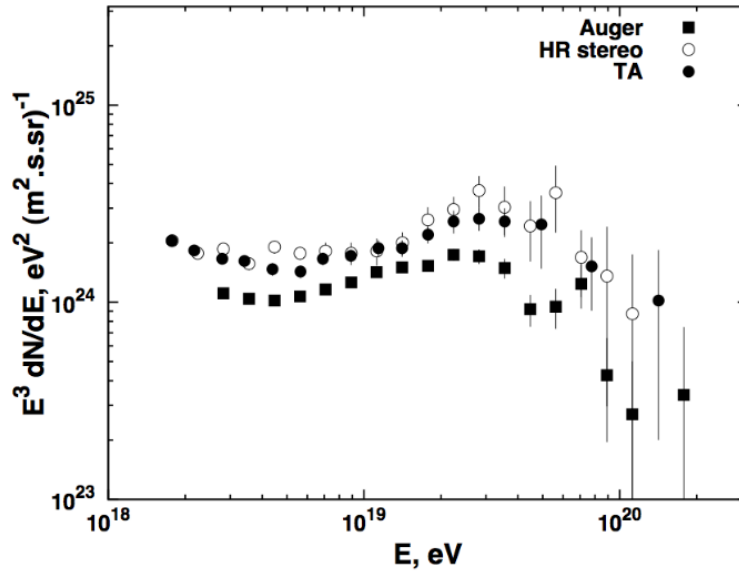


FIGURE 1.7 : Spectre des rayons cosmiques pour la région la plus énergétique, mesuré par HiRes, Auger et Telescope Array (TA) [212].

- **AMS-02** (Alpha Magnetic Spectrometer) [58] est transporté par la navette Endeavour sur la station spatiale internationale depuis le 16 mai 2011. Un aimant très puissant détecte et caractérise les particules et antiparticules du rayonnement cosmique. Le but est de comprendre la nature de la matière noire et de l'antimatière dans l'Univers et des informations sur son origine. AMS est capable d'identifier la proportion des antiprotons, des positons, des rayons gamma diffus, des neutrinos et de l'antimatière dans la Voie lactée. Enfin, il mesure les rayons gamma très énergétiques produits par les sursauts gamma par exemple. Les résultats montrent la présence de matière noire dans l'espace, dont l'annihilation génère un excès de positons qu'ils observent.

DÉTECTION HYBRIDE DE GAMMA ET RAYONS COSMIQUES :

- L'observatoire astronomique **Pierre Auger** en Argentine [19, 5] mesure les particules

cosmiques de haute énergie ($> 10^9$ GeV) depuis 2008. C'est un observatoire astronomique près de la ville de Malargüe en Argentine dont les premiers résultats sont publiés en 2008. Il est composé de 600 détecteurs Cherenkov espacés régulièrement dans $3\,000\text{ km}^2$ ainsi que de 24 télescopes à fluorescence. Les objectifs principaux de cette collaboration internationale sont de trouver les sources des particules ultra énergétiques situées en dehors de la Voie Lactée et de comprendre les mécanismes de propagation de ces particules entre leur production et la Terre. La mesure du spectre en énergie des rayons cosmiques réalisée par l'expérience couvre une grande gamme en énergie, allant de 3×10^7 à plus de 10^{11} GeV. Deux points d'inflexion sont clairement visibles et un nouveau changement de pente est à présent observé autour de 10^{10} GeV.

L'observatoire détecte directement les cascades de particules créées dans l'atmosphère. Le principe de détection de Pierre Auger est expliqué sur la figure 1.8.

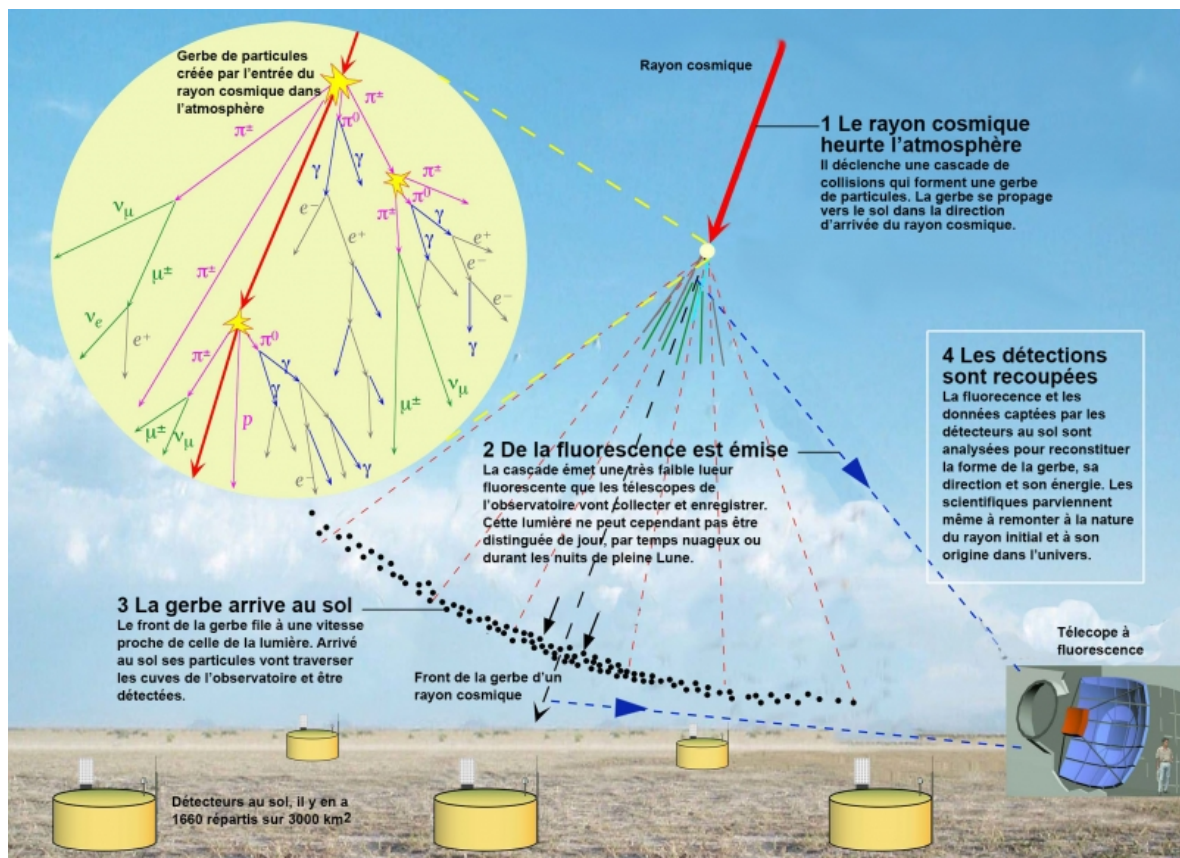


FIGURE 1.8 : Principe de détection de l'observatoire Pierre Auger en Argentine (source CNRS/IN2P3).

DÉTECTION DE NEUTRINOS :

• Sous l'eau : **ANTARES** [11] est immergé à 40 km au large de Toulon à 2500 m de profondeur. Il est composé de 900 photomultiplicateurs répartis en ligne sur 450 mètres de hauteur. Il regarde vers le centre de la Terre pour mesurer les neutrinos qui ont traversé la planète. Les neutrinos, en interagissant, créent des muons qui sont directement détectés par effet Cherenkov avec les photomultiplicateurs. Il détecte des particules dont l'énergie se trouve entre 50 GeV et 10^6 GeV. ANTARES recherchait des phénomènes violents (sursaut gamma), des sources ponctuelles (microquasar, pulsar, blazars...) et des mesures indirectes de matière noire non baryonique (WIMP). ANTARES a fourni la première contrainte sur l'émission de neutrino de haute énergie provenant de la coalescence d'un trou noir binaire par exemple. Son successeur **KM3NeT** [141] a une sensibilité de détection améliorée d'un ordre de grandeur. La simulation d'un évènement est représenté sur la figure 1.10.

D'autres expériences immergées sous l'eau peuvent être citées : **Dumand** [44], **Baïkal** [42], **Nestor** [224], **NEMO 3** [29].

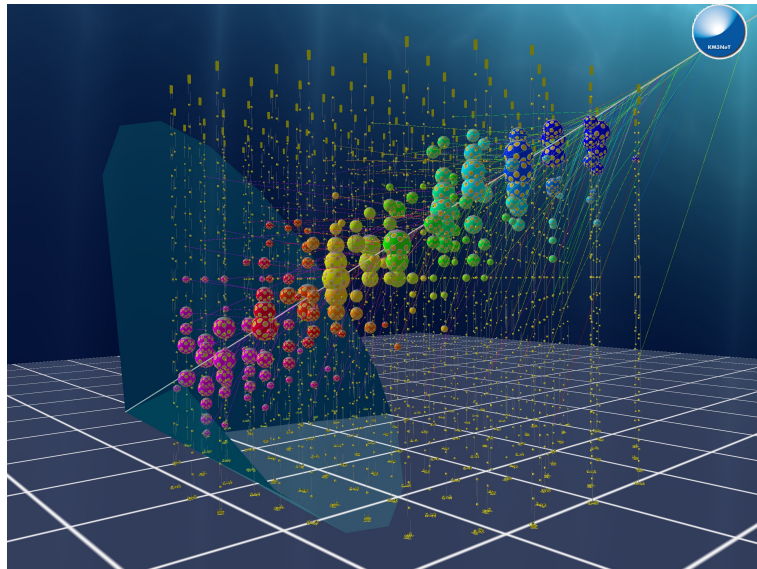


FIGURE 1.9 : La visualisation d'un évènement simulé dans le détecteur KM3NeT/ORCA (crédit KM3NeT).

• Sous terre : **Super-Kamiokande** [92] détecte des neutrinos et leurs oscillations au Japon depuis 1996 (voir figure 1.10). Il a été construit à 1 km de profondeur sous le mont Ikeno au Japon. C'est le plus grand détecteur Cherenkov à eau du monde et les parois internes de sa cuve sont tapissées de 11129 photomultiplicateurs. L'équipe du Super-K a annoncé en juin 1998 avoir observé l'oscillation des neutrinos muoniques d'origine atmosphérique [138] en détectant un déficit de ces neutrinos en fonction de leur angle zénithal, par classe d'énergie. T. Kajita (Super-K) et A. B. McDonald (SNO) ont été récompensés du Prix Nobel de Physique en 2015 pour leur découverte des oscillations de neutrinos.

D'autres expériences importantes situées sous terre que nous pouvons citer : **Baksan** [16], **Soudan Mine** [20] et les futurs détecteurs **NO ν A** [35] et **DUNE** [3].

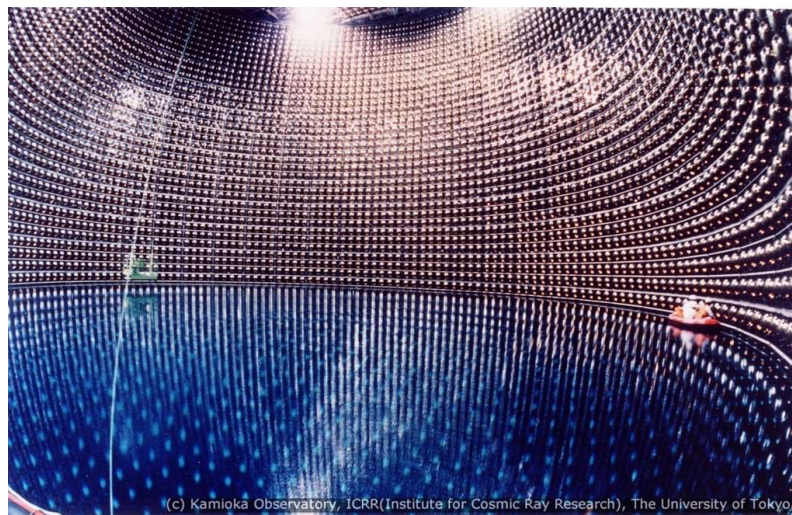


FIGURE 1.10 : Vue interne de Superkamiokande (crédit ICRR).

- Sous la glace : **IceCube** [215] est un observatoire de neutrinos astrophysiques en Antarctique construit en 2003 (voir figure 1.11). Il est composé de 5484 détecteurs optiques chacun contenant un photomultiplicateur. On ne peut pas observer les neutrinos de manière directe. Les neutrinos arrivent sur les noyaux atomiques de la glace et ils sont observables grâce aux interactions de particules secondaires créées dans la glace. Les réactions nucléaires engendrées par un seul neutrino génèrent un flot de particules chargées qui produisent un flash de lumière bleue par effet Cherenkov. Cette impulsion lumineuse est détectée à l'aide d'un ensemble de senseurs optiques figés dans la glace, appelés DOMs (pour *Digital Optical Modules*). Les modules optiques enregistrent les photons émis par l'interaction des neutrinos et de cette façon les directions des neutrinos incidents sont reconstruites. L'identification de sources de neutrinos de haute énergie (TeV) est recherchée afin de comprendre les sources de rayons cosmiques et leurs accélérations dans l'Univers. **AMANDA** [15] a été incorporé au projet en 2009 et le futur **PINGU** [144] sera une extension d'IceCube à faible énergie.

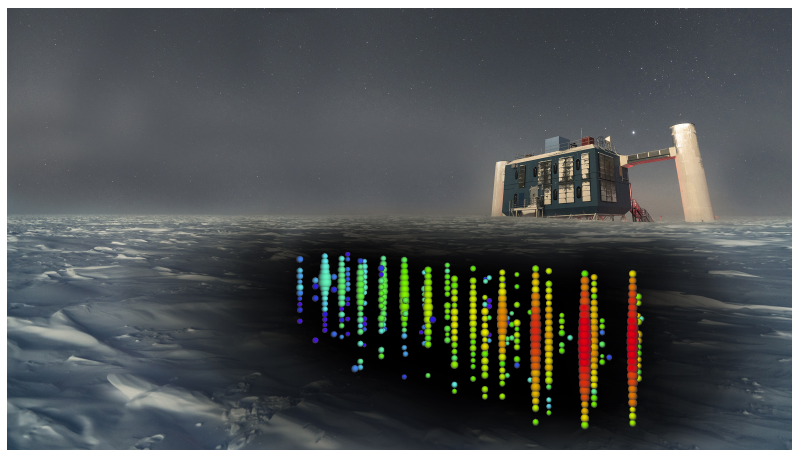


FIGURE 1.11 : L'observatoire de neutrinos IceCube, en Antarctique (crédit : IceCube Collaboration/NSF).

1.3.3 Le rayonnement cosmique primaire : caractéristiques et modèles analytiques

Le rayonnement cosmique primaire (RC1) est principalement constitué de particules relativistes chargées et stables (noyaux atomiques et électrons). Les noyaux atomiques sont en majorité des noyaux d'hydrogène (protons, 89%), des noyaux d'hélium (particules alpha, 10%), et enfin de noyaux plus lourds (principalement carbone, oxygène et fer). Le flux en énergie du rayonnement cosmique primaire s'étend sur plusieurs ordres de grandeur (voir 1.12) depuis un grand nombre de particules de basses énergies (1 particule/m²/s à 10² GeV par exemple) jusqu'à un nombre réduit de particules de ultra hautes énergies (1 particule/km²/siècle à 10¹¹ GeV par exemple). À partir d'une limite, qu'on appelle la **limite de Greisen-Zatsépine-Kouzmine** (GZK), on ne devrait plus détecter de cosmiques sur Terre [70]. Elle fut calculée en 1966 par ces trois physiciens en utilisant les interactions prédites entre un rayon cosmique et les photons issus du fond diffus cosmologique. D'après leurs calculs, les rayons cosmiques d'une énergie supérieure à 5×10^{10} GeV interagissent avec ces photons, et produisent des pions. Cette création de pions entraîne une perte d'énergie du proton originel et les particules d'origine extragalactique observées depuis la Terre ne peuvent jamais dépasser cette limite d'énergie. En effet, les interactions protons/pions se (re)produisent tant que l'énergie des rayons cosmiques est supérieure à ce niveau d'énergie. Ainsi, des rayons cosmiques provenant de distances plus grandes que 163 millions d'années-lumière ne devraient jamais atteindre la Terre.

Les particules dont l'énergie cinétique se situe entre 0.01 et 0.1 GeV proviennent du Soleil. Pour les énergies supérieures, entre 0.1 GeV et 10 GeV, les sources sont d'origine galactique (principalement des supernovae). Au delà, les particules sont tellement énergétiques, que les sources ne peuvent être que d'origine extragalactique et associées à des événements plus importants de l'Univers (trous noirs, noyaux actifs de galaxies, sursauts gamma, pulsars, etc ...).

Le flux différentiel peut se modéliser par une simple loi de puissance d'indice spectral γ :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.4)$$

Il existe deux ruptures de pente remarquables visibles sur la figure 1.12 :

- le "genou" à 5×10^{15} eV qui marque la fin du processus d'accélération des rayonnements par les restes de supernovae galactiques.
- la "cheville" à 4×10^{18} eV est interprétée comme la région de transition entre les rayons cosmiques d'origine galactique et extragalactique.

Ces limites marquent probablement le passage entre des sources cosmiques différentes. Par ailleurs, leurs mécanismes d'accélération et les sites d'origine sont encore en discussion. Entre 0.1 GeV et 100 TeV l'indice spectral moyen est $\gamma \sim 2.7$. Puis $\gamma \sim 3.2$ de 10^{14} à 10^{18} eV d'après la référence [39].

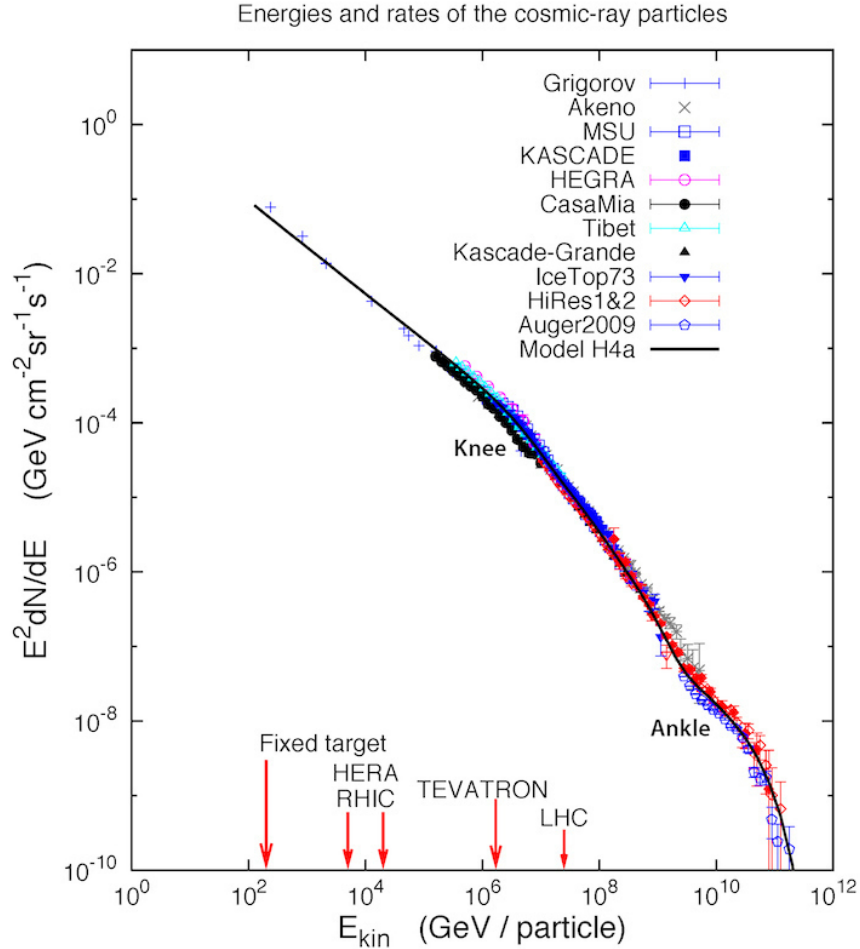


FIGURE 1.12 : Spectre en énergie du rayonnement cosmique et flux associé (crédit IceCube). Le flux de rayons cosmiques diminue fortement lorsque l'énergie des particules augmente. Il y a deux principales ruptures de pente à 10^6 GeV et 10^9 GeV, appelées respectivement le "genou" et la "cheville".

Seul le flux de particules primaires de basse énergie (jusqu'à 10^5 GeV) peut être mesuré à l'aide de détecteurs sur des ballons en haute atmosphère ou sur des satellites pourvue d'une surface effective de détection de l'ordre du m^2 . Ces instruments ainsi placés permettent de s'affranchir du bouclier de l'atmosphère et d'accéder directement à la nature de la particule et donc à la composition du rayonnement cosmique elle-même. Aux hautes énergies, le flux est trop faible pour espérer réaliser une mesure fiable. Les rayons cosmiques au-dessus de 10^6 GeV sont uniquement accessibles expérimentalement dans des installations au sol (voir la sous-section 1.3.2). Ces détecteurs ne mesurent pas les particules primaires mais le rayonnement secondaire, produit lors d'interactions à haute énergie dans l'atmosphère. Le flux peut donc être mesuré jusqu'à 10^6 GeV et extrapolé aux hautes énergies [126].

Le flux total est la somme des flux des différents constituants des rayonnements primaires (H, He, C, O). Il est exprimé par nucléon ou par noyau selon les modèles. Dans cette section,

les modèles les plus utilisés sont décrits. Ils constitueront nos choix possibles pour normaliser le flux des particules secondaires avec celui des primaires dans nos simulations de flux dans le Chapitre 2.

LE MODÈLE DE PAPINI (1996)

Le modèle de Papini et al.[185] exprime le flux en nombre de particules par nucléons en fonction de l'énergie E . Le flux d'un noyau i de particule primaire donné (en particule/(m² sr s GeV/n_i), avec n_i le nombre de nucléons de la particule primaire i) est :

$$J_i(E) = A_i \times (E + B_i)^{\alpha_i} \times E^{\beta_i} \quad (1.5)$$

où A, B, α et β sont les coefficients obtenus après un ajustement et leurs valeurs se trouvent dans les tableaux 1.2 et 1.3.

Pour établir ce modèle, ils ont utilisé des expressions analytiques simples qui s'adaptent au mieux aux spectres d'énergie observés. Pour ce faire, ils se sont appuyés sur les données d'expériences, classées en trois grandes catégories : i) les spectres mesurés pendant l'activité solaire minimale, ii) ceux qui ont été mesurés pendant l'activité solaire maximale, et iii) les mesures à des énergies élevées, où la modulation solaire est alors négligeable. Deux paramétrisations différentes du flux $J(E)$ sont distinguées par Papini suivant les périodes de fortes ou faible activité solaire (voir la sous-section 1.3.4). Les coefficients au maximum de la modulation solaire sont exprimés dans le tableau 1.2 et ceux du minimum de la modulation solaire sont donnés dans le tableau 1.3. Le flux différentiel total est la somme des flux des différents composants présents dans ces deux derniers tableaux : H , He et $C + O$. Il est représenté sur la figure 1.13 pour la modulation solaire minimum.

	A	B	α	β
H	18000	1.61	-3.83	1.08
He	850	1.17	-3.63	0.88
C+O	62	1.15	-3.75	1

TABLE 1.2 : Coefficients de l'équation 1.5 pour différents noyaux au maximum de la modulation solaire d'après Papini et al.[185].

	A	B	α	β
H	18000	0.92	-4	1.25
He	850	0.76	-3.52	0.77
C+O	62	1.05	-3.25	0.5

TABLE 1.3 : Coefficients de l'équation 1.5 pour différents noyaux au minimum de la modulation solaire d'après Papini et al.[185].

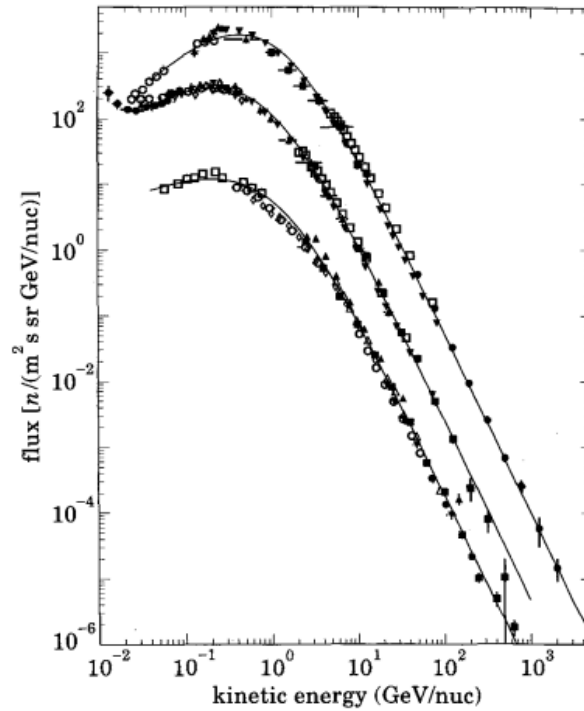


FIGURE 1.13 : Flux différentiels mesurés de proton, hélium, $C + O$ au minimum de la modulation solaire. Chaque symbole est une mesure obtenue par une expérience différente.

LE MODÈLE D'HÖRANDEL (2003)

Le spectre d'énergie et la composition de masse observés peuvent être décrits dans la gamme d'énergie de 10 GeV jusqu'à au moins 100 PeV, en adoptant un modèle phénoménologique, le modèle *poly-gonato* [126]. Le modèle poly-gonato paramètre les spectres d'énergie des éléments individuels (Z), en fonction des données mesurées. Il prend en compte les lois de puissance et la modulation solaire à basse énergie d'après la référence [81]. Les spectres individuels des éléments, tels que mesurés directement au sommet de l'atmosphère et pour des énergies inférieures à 1 PeV, sont extrapolés à des énergies élevées et ils sont ajustés aux résultats des mesures des gerbes atmosphériques.

Le spectre en énergie total des RC1 est calculé en faisant la somme des flux différentiels des différents composants. Mais contrairement au modèle de Papini dans 1.3.3, l'énergie par noyau est prise en compte. Les formules analytiques des principaux composants du RC1 (en particules/cm²/s/sr/GeV) dépendant de la rigidité sont exprimées par :

$$J_Z(E) = J_{0,Z} \times E^{-\gamma_Z} \times \left(1 + \left(\frac{E}{E_p}\right)^{\epsilon_C}\right)^{-\delta\gamma/\epsilon_C} \quad (1.6)$$

avec $J_{0,Z}$ le flux absolu et γ_Z l'index spectral qui quantifie la loi de puissance, $\delta\gamma = 2.1$ et $\epsilon_C = 1.9$ caractérisent le changement de spectre à l'énergie $E_p = 4.49 \times 10^3$ GeV. Ils sont identiques pour tous les spectres de particule.

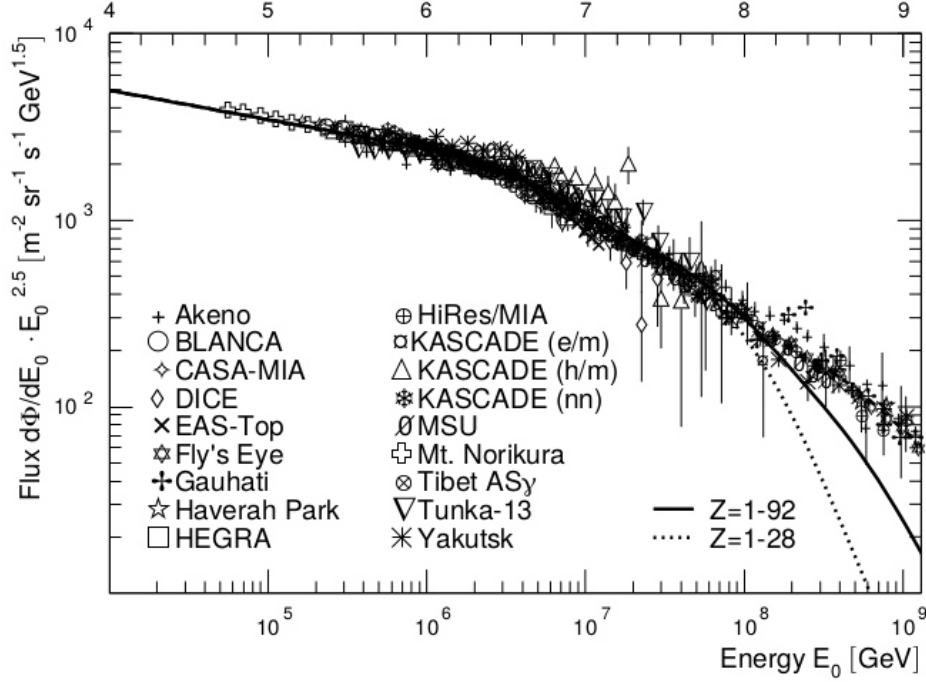


FIGURE 1.14 : Flux différentiels de primaires mesurés. Chaque symbole est une mesure obtenue par une expérience différente. La somme des flux des éléments individuels selon le modèle poly-gonato est représentée par la ligne pointillée pour $1 \leq Z \leq 28$ et par la ligne pleine pour $1 \leq Z \leq 92$.

LE MODÈLE DE WIEBEL-SOOTH (1997)

Le modèle de Wiebel-Sooth et al. [229] exprime le flux en nombre de particules par nucléons (en particules/cm²/s/sr/GeV/nucléons). Les équations des principaux composants sont écrites en 1.7. Les spectres ont été ajustés au-dessus d'une énergie de $10 \times Z$ GeV, où $Z=1$ à 28 est la charge de la particule, afin de minimiser l'effet de la modulation solaire. Les modèles sont basés sur des données différentes pour chaque composé.

$$\begin{aligned}
 J_H(E) &= 10^{-4} \times 11.51 \times 10^{-2} \times \left(\frac{E}{10^3}\right)^{-2.77} \times 10^{-3} \\
 J_{He}(E) &= 10^{-4} \times 7.19 \times 10^{-2} \times \left(\frac{E}{10^3}\right)^{-2.64} \times 10^{-3} \\
 J_{Li}(E) &= 10^{-4} \times 2.08 \times 10^{-3} \times \left(\frac{E}{10^3}\right)^{-2.54} \times 10^{-3} \\
 J_C(E) &= 10^{-4} \times 1.06 \times 10^{-2} \times \left(\frac{E}{10^3}\right)^{-2.66} \times 10^{-3}
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

1.3.4 Variations de flux liées au système solaire

Au sommet de l'atmosphère le flux de RC1 est considéré comme isotrope et symétrique pour l'angle azimutal ϕ [84] mais dépendant de la latitude à cause de l'influence du champ magnétique terrestre qu'il subit. Il est par ailleurs aussi sensible aux modulations solaires. Ces différents points sont discutés ci-dessous.

CHAMP MAGNÉTIQUE DU SOLEIL

Le flux des primaires est modulé par le champ magnétique du Soleil et l'activité solaire. Le champ magnétique solaire tend à dévier les particules de basse énergie. Pendant les périodes de basse activité solaire, davantage de rayonnements cosmiques atteignent la Terre. Les vents solaires peuvent entraîner des rayonnements cosmiques à contre-courant entrant dans la sphère solaire et l'effet de modulation diminue avec l'augmentation de l'énergie. Selon Fukugita et al. [93], le flux de protons du RC1 de 1 GeV est deux fois plus faible pendant l'activité solaire maximale par rapport à l'activité solaire minimale. Il y a une réduction de 10 % des protons de 10 GeV pendant le maximum d'activité solaire. De plus, les éruptions solaires peuvent éjecter des protons d'énergie jusqu'à plusieurs GeV et affectent principalement le flux de muons de basse énergie.

La dépendance du spectre primaire des protons sur l'activité solaire suit la forme [45] :

$$J(E) = P_0(E + C_p)^{-\gamma} \quad (1.8)$$

où $P_0 = 1,9 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{\gamma-1}$, E est l'énergie cinétique par nucléon, $\gamma = 2,7$ et C_p vaut 1,8 et 3 au minimum et au maximum solaire respectivement. Au niveau du sol, il en résulte une diminution de 3 (ou 1,6)% du flux pour un flux de protons primaires de 50 (ou 100) GeV, lors du passage du maximum au minimum d'activité solaire. Selon Bhattacharyya [45] et Hebbeker & Timmermans [119] (2002), cet effet provoque une incertitude dans le flux de muons de 1 (10) % pour une impulsion de 10 (1) GeV. L'incertitude est plus faible pour des moments plus élevés.

CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE

La Terre est protégée par un bouclier créé par la magnétosphère terrestre réduisant ainsi l'intensité du flux de rayonnement à haute énergie qui arrive jusqu'au sol [228]. Les particules chargées de faible énergie qui traversent le champ magnétique peuvent même être emprisonnées dans ce que l'on appelle la ceinture de rayonnement de Van Allen. C'est une coupure de basse énergie, où le champ magnétique terrestre est capable de dévier les protons au-dessus de 10 GeV près de l'équateur et proche de 1 GeV à des latitudes plus élevées. Ainsi, un déficit en particule cosmique est observé en se rapprochant de l'équateur. Le flux du RC1 est donc dépendant de la latitude géodésique et de la latitude géomagnétique d'un lieu. En plus de cette asymétrie, il y a une **dissymétrie Est-Ouest** [228], [189]. En effet, si l'on considère deux particules incidentes, de charges opposées, la déviation géomagnétique au niveau de l'équateur est telle que seulement les charges positives vont vers l'est alors que les charges négatives sont déviées vers l'ouest. C'est pourquoi, l'excès de charges positives au niveau du flux incident engendre un flux plus important en provenance de l'ouest.

Le RC1 subit une variation avec la latitude géodésique pour des énergies inférieures à 5 GeV et le flux "Est-Ouest" présente des différences d'intensité d'énergie jusqu'à 100 GeV. Cette

différence est plus marquée à haute altitude qu’au sol. L’intensité du RC1 varie également avec la longitude à cause de l’asymétrie de l’axe géomagnétique par rapport à l’axe de rotation de la Terre [187]. Pour finir, il existe des variations locales du champ géomagnétique, qui modifient l’intensité des rayons cosmiques. La plus connue est l’anomalie sud-atlantique (SSA).

Plus particulièrement, le champ magnétique terrestre agit sur la propagation atmosphérique des muons et entraîne une modification de leurs angles azimutaux [169]. Les effets du champ magnétique deviennent importants au-dessus de $\theta = 60^\circ$. Ils sont considérables pour des muons d’énergie inférieure à 5 GeV au niveau du sol et plus importants à haute altitude d’après Cecchini et al. [63].

D’après la référence [62], le champ géomagnétique courbe les trajectoires donc modifie le temps d’arrivée et le point d’impact d’un muon au sol. Plus la trajectoire est longue plus les effets sont importants. Le muon est décalé dans la direction perpendiculaire de :

$$\Delta x_b = \pm \frac{l^2}{2R} \quad (1.9)$$

où l est la distance parcourue par le muon et R le rayon de courbure $R = \frac{p}{eB_{\pm}} \simeq \frac{E}{ecB_{\pm}}$ avec $E = \frac{E_i + E_f}{2}$. Le signe dépend de la charge du muon et y_b n’est pas décalé. La rigidité magnétique est une grandeur qui quantifie l’effet d’un champ magnétique B sur le mouvement d’une particule chargée. Une particule avec une grande impulsion p sera moins déviée par le champ. La rigidité r est définie comme :

$$r = B \times R = \frac{p}{q} \quad (1.10)$$

où q est sa charge électrique. La propagation des particules dans le champ géomagnétique peut être modélisée avec une méthode de Runge-Kutta 4 [39].

1.4 Propagation des particules dans l’atmosphère

1.4.1 Les 3 composantes des cascades du rayonnement cosmique

Quand les particules du RC1 entrent en collision avec les noyaux de l’atmosphère, il y a production de cascades de particules secondaires relativistes. On les appelle les gerbes cosmiques [196]. Une grande partie de l’énergie de la collision sert à produire des mésons légers (pions essentiellement) et une fraction seulement des particules secondaires produites en aval atteignent le niveau du sol. Elles perdent de l’énergie lors des collisions avec les molécules de l’atmosphère (principalement de l’azote et l’oxygène). Selon l’énergie du rayon cosmique, cette première collision a lieu entre 25 et 40 km d’altitude. Les produits de cette collision vont à leur tour entrer en collision avec des constituants de l’atmosphère ou se désintégrer et ainsi de suite pour créer une cascade de particules.

Selon la nature des réactions enclenchées et des particules produites, on distingue 3 types de composantes (voir figure 1.15). La composante hadronique reste proche de la trajectoire de la particule primaire alors que les composantes muoniques et électromagnétiques ont tendance à s’écarter de l’axe de la particule primaire. Les trois composantes du rayonnement cosmique secondaire sont décrites ci-dessous :

- **LA COMPOSANTE HADRONIQUE** est initiée par des protons et donne notamment des neutrons, des pions π et des kaons K. Les désintégrations de ces deux derniers engendrent des muons μ^\pm , des électrons e^- , des positrons e^+ , des neutrinos ν_μ ν_e et des antineutrinos $\bar{\nu}_\mu$ $\bar{\nu}_e$.
- **LA COMPOSANTE ÉLECTROMAGNÉTIQUE** est principalement composée d'électrons e^- , de positrons e^+ et des photons γ . Ils peuvent être produits par des pions π^0 et π^\pm ainsi que des kaons K. Au final, 90% de l'énergie de la primaire est contenue dans cette composante.
- **LA COMPOSANTE MUONIQUE** est essentiellement constituée de muons et de neutrinos muoniques. Elle résulte de la désintégration de pions π et se propage sur de grandes distances.

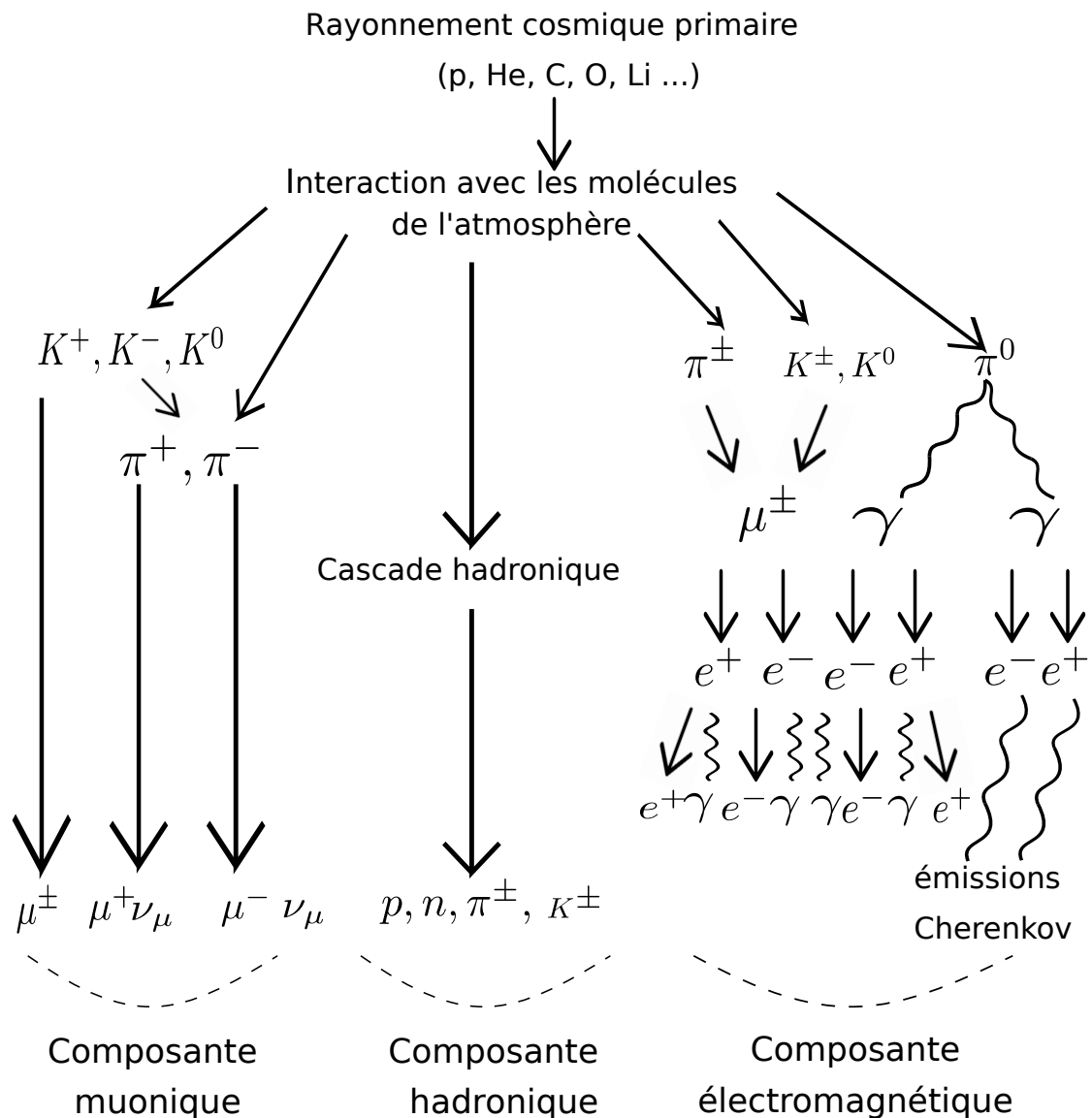


FIGURE 1.15 : Cascade de particules du rayonnement cosmique avec ses trois composantes.

Certaines des particules du rayonnement cosmique secondaire n'ont pas assez d'énergie pour atteindre le sol. D'autres ont des durées de vie trop courtes et se désintègrent en d'autres particules. Ainsi, au niveau de la mer, on trouve des muons, des électrons et dans une faible proportion des protons et des pions.

1.4.2 Particules relativistes et altitude de production

La majorité du flux de rayons cosmiques observé sur Terre est relativiste. Il est donc plus probable pour un pion de se désintégrer que d'interagir avec un autre atome. La profondeur de production des muons détectés dépend du niveau d'observation [62]. La "**profondeur atmosphérique**" est mesurée depuis le haut de l'atmosphère. Les muons de haute énergie arrivent plus rapidement au sol parce qu'ils sont produits plus haut dans l'atmosphère et qu'ils prennent donc moins de retards géométrique et cinématique. Plus la particule qui initie la gerbe est lourde, plus vite elle va se désintégrer et plus on a de chance de voir un muon à une "petite profondeur atmosphérique". En conséquence, la position de l'altitude de production des muons dépend de l'énergie de la particule primaire. Elle diminue quand l'énergie diminue (jusqu'à 10 GeV).

Fedynitch et al [82] utilisent des données de flux de muons et de rapport de charge présentées par la collaboration L3 du CERN [7]. Ils vérifient qu'aux énergies voisines de 100 GeV, le flux de muons est plus sensible à la production de pions de grande quantité de mouvement longitudinale. Aux énergies de l'ordre du TeV, l'absorption des pions dans l'atmosphère augmente l'importance de la contribution des muons provenant de la désintégration des kaons K chargés (voir équation 1.2). La probabilité de production des muons par les kaons augmente quand l'énergie de la particule primaire augmente [191]. D'après Fedynitch et al. [84], le rapport K/π détermine la réponse des muons et des neutrinos aux variations saisonnières des températures stratosphériques, ce qui peut être utilisé pour sonder les contributions des mésons lourds dans les gerbes atmosphériques de très haute énergie (EAS).

D'après Cazon et al. [62], la profondeur de la première interaction affecte toutes les distributions au sol puisque la distance totale parcourue par les muons jusqu'au sol change. Les rayons cosmiques entrant sous un angle important interagiront à des altitudes plus élevées parce qu'ils traversent davantage d'atmosphère du fait de leur trajectoire inclinée. Le **modèle de Heitler** [125, 166], par exemple, peut permettre de comprendre qualitativement de nombreux aspects de la relation entre la production de hadrons et les observables des gerbes [79]. Ce modèle consiste à décrire les caractéristiques de base du profil longitudinal d'une gerbe électromagnétique. Dans ce modèle, un seul type de particule d'énergie E est considéré, et toute interaction conduit à deux nouvelles particules d'énergie $E/2$. Le processus de multiplication des particules se poursuit jusqu'à ce que les pertes d'énergie par ionisation dominent des pertes radiatives. Le nombre de muons produits dans une gerbe atmosphérique dépend de l'énergie primaire, des multiplicités de particules chargées des interactions hadroniques et de la densité de l'air que nous décrivons plus en détail dans la sous-section suivante.

1.4.3 Variation de flux due à l'atmosphère : effet de la densité

La structure de l'atmosphère, particulièrement à haute altitude, a un impact significatif sur le flux de muons de haute énergie. Une augmentation de la densité atmosphérique entraîne

une perte plus importante d'énergie des particules secondaires lors de leur propagation et de ce fait le taux de muons s'avère anti-corrélé à la pression. La densité de l'atmosphère change avec les saisons ce qui lui confère une dépendance temporelle. De plus, lorsque la température augmente, l'atmosphère se dilate et il y a moins de particules avec lesquelles interagir, ce qui accroît la probabilité de décroissance plutôt que d'interaction des particules. Dans une atmosphère plus froide, les mésons chargés perdent rapidement de l'énergie et ont moins de chance de se décomposer en muons. Cet effet est plus important aux hautes énergies : plus une particule est énergétique plus son temps de vie τ s'allonge et plus grande est la probabilité de ré-interaction avec l'atmosphère, ce qui est un effet de la dilatation des temps relativiste. Ce phénomène est directement lié au libre parcours moyen des particules λ défini comme la distance parcourue entre deux collisions et de "dilatation des temps" ($\tau = \tau_p \times E/(mc)^2$ donc si E augmente τ et λ augmentent).

Sous des angles inclinés les muons doivent parcourir une distance beaucoup plus grande puisqu'ils traversent une quantité de matière plus importante pour atteindre le sol. Un muon qui se déplace verticalement vers le bas ne peut parcourir que 15 km d'atmosphère, tandis que celui qui se déplace proche de l'horizontale doit traverser environ 500 km d'atmosphère. Si le trajet est plus long, le muon perdra plus d'énergie en raison de l'ionisation dans l'atmosphère. Il aura également une plus grande probabilité de se désintégrer avant d'atteindre le sol. Ainsi, tous les muons dont l'énergie initiale est supérieure à 300 GeV ont 90% de chance d'atteindre le niveau de la mer.

Le **nombre de particules secondaires** présentes à une altitude donnée est directement lié à la quantité de matière traversée et donc à l'évolution de la concentration des différents gaz de l'atmosphère (N_2 , N, O_2 , He, H). D'après la référence [124], la probabilité qu'a le muon de traverser une couche atmosphérique d'épaisseur λ sans interagir est de :

$$P_{int}(\lambda) = \frac{1}{\lambda_{int}} e^{-\lambda/\lambda_{int}} \quad (1.11)$$

avec $\lambda_{int} = m_{n-air} \sigma_{int}$ en $g\ cm^{-2}$ où $m_{air}=14.54\ g/mol$ est le poids atomique moyen de l'air et σ_{int} est la section efficace nucléon-air.

Le **taux de survie des muons** se calcule comme :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-t/\tau_0} \quad (1.12)$$

La demi-vie d'un muon dans son référentiel de repos est de $\tau_0=2,2\ \mu s$. S'il est produit à une altitude $H=15\ km$, le temps mis pour arriver au sol est de $t=H/c=22,7\tau_0$ où c est la vitesse de la lumière.

Les paramètres d'atmosphère sont spécifiques à un lieu et un temps donnés. La pression et la profondeur atmosphériques sont les principales grandeurs qui influencent le développement des gerbes atmosphériques. Elles peuvent fortement varier en quelques jours. L'effet saisonnier s'avère d'ailleurs être plus fort pour les gerbes inclinées [142] puisque les particules lourdes sont sensibles aux déviations de profils de l'atmosphère.

Le champ électrique atmosphérique n'a pas d'effet significatif sur la production des muons [30]. Par beau temps, le champ électrique de la Terre est d'environ 100 V/m à la surface et diminue rapidement avec l'augmentation de l'altitude. Il est proche de 0 pour les altitudes supérieures à 10 km. Ce champ est produit par les distributions de charges dues à la désintégration radioactive de la surface de la Terre et à l'ionisation par les rayons cosmiques.

1.5 Modèles de flux de muons

Dans cette section, des modèles analytiques de flux de muons et leurs caractéristiques sont présentés.

1.5.1 Caractéristiques générales

À ciel ouvert, le flux de muons dépend de leur énergie et de l'angle zénithal défini par leur trajectoire [97]. Il est généralement considéré comme isotrope en fonction de l'angle azimutal puisque les particules d'énergie supérieure aux dizaines de GeV sont insensibles au champ magnétique.

À cause du champ géomagnétique et du vent solaire interstellaire, on sait que l'énergie moyenne des muons à la surface de la Terre est supérieure à quelques GeV. D'après Cecchini et al. [63] et Nakamura et al. [174], l'énergie moyenne des muons au sol est d'environ 4 GeV. Elle décroît en $1/d$, avec d la distance à l'axe de la gerbe, et augmente avec l'angle zénithal. Les muons de basse énergie dominant dans les régions éloignées de la gerbe. Dans Mitrica et al. [169], il est montré que l'énergie des muons au sol est supérieure à 0.2 GeV. Enfin, en fonction de l'angle zénithal, on s'attend donc à ce que l'intensité du flux de muons suive une dépendance en cosinus carré de l'angle.

Il existe plusieurs modèles analytiques qui décrivent le **flux de muons en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal**. Ils sont présentés ci-dessous et proviennent d'ajustement de données mesurées.

1.5.2 Modèles analytiques

FLUX DE MUONS DE SHUKLA (2018)

Shukla et al. [208] proposent une loi de distribution de l'énergie des muons à haute et basse énergies en fonction de l'angle zénithal (θ). En supposant une Terre plate, les formules analytiques obtenues sont de forme $\cos^{n-1}(\theta)$, avec n la puissance de la distribution d'énergie. La fonction exacte est obtenue pour une trajectoire inclinée du muon qui tient compte de la courbure de la Terre. Les paramètres d'ajustement obtenus peuvent être utilisés pour déterminer le flux de muons en fonction de l'**énergie** et de l'**angle zénithal** du muons. Le flux de muons en altitude (à 600 m) est aussi exprimé (voir tableau 1.4).

Le flux de muonq en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal s'écrit :

$$I(E, \theta) = I_0(n-1)(E_0 + E_c)^{n-1}(E_0 + E)^{-n}\left(1 + \frac{E}{\epsilon}\right)^{-1}D(\theta)^{-(n-1)} \quad (1.13)$$

où E est l'énergie du muon incident, E_c une énergie seuil et θ l'angle zénithal de sa trajectoire, ϵ un paramètre qui modifie la puissance dans la partie de haute énergie, E_0 est un paramètre qui prend en compte la perte d'énergie due à la fois aux les interactions hadroniques et électromagnétiques avec les molécules d'air et d et R sont respectivement la direction verticale et le rayon de la Terre.

Le rapport des longueurs de parcours d'un muon provenant de la direction inclinée sur celui d'un muon provenant de la direction verticale (voir schéma 1.16) est obtenu comme suit :

$$D(\theta) = \sqrt{\frac{R^2}{d^2} \cos^2(\theta) + 2\frac{R}{d} + 1} - \frac{R}{d} \cos(\theta) \quad (1.14)$$

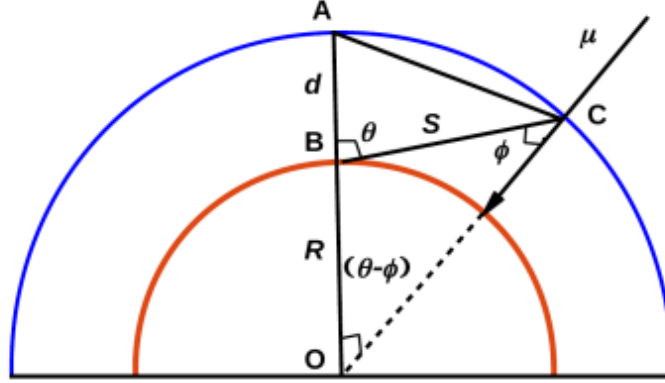


FIGURE 1.16 : Relation géométrique entre la direction verticale d et la direction inclinée à un angle zénithal θ avec R le rayon de la Terre.

Les valeurs des paramètres pour différents θ et altitudes sont écrites dans le tableau 1.4.

	I_0 ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	n	E_0 (GeV)	$1/\epsilon$ (GeV^{-1})	Références
μ à 0° à 0 m ($E > 0.5$ GeV)	70.7 ± 0.2	3.01 ± 0.01	4.29 ± 0.04	1/854	Tsukuba, JP (36.2°N , $140.^\circ\text{W}$)
μ à 0° à 0 m ($E > 0.5$ GeV)	72.5 ± 0.2	3.06 ± 0.03	3.87 ± 0.07	1/854	Durham, UK (54.76°N , 1.57°W)
μ à 0° à 600 m ($E > 0.2$ GeV)	98.8 ± 0.5	3.00 ± 0.08	3.6 ± 0.1	1/854	Prince Albert, CA (53.2°N , 105.75°W)
μ à 75° à 0 m ($E > 1.0$ GeV)	65.2 ± 1.5	3.00 ± 0.02	23.78 ± 0.3	1/2000	Hamburg, DE (53.56°N , 10°E)

TABLE 1.4 : Paramètres de l'équation 1.13.

Les formules analytiques suivantes sont valables **au niveau de la mer uniquement**.

PARAMÉTRISATION DE GAISSER (1990)

La distribution angulaire globale des muons au sol de Gaisser et al. [97?] s'écrit :

$$\frac{dI_\mu}{dE_\mu} = 0.14E_\mu^{-2.7} \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos\theta}{115}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos\theta}{850}} \right) \quad (1.15)$$

Aux grands angles, les muons de basse énergie se désintègrent avant d'atteindre la surface et les pions d'énergie élevée se désintègrent avant d'interagir, ainsi l'énergie moyenne des muons augmente. L'équation 1.15 est une extrapolation valable lorsque la désintégration du muon est négligée ($E > 100/\cos(\theta)$ GeV) et que la courbure de la Terre est négligeable ($\theta < 70^\circ$).

Pour inclure l'effet de la courbure de la Terre dans l'estimation théorique du flux de muons, l'angle zénithal θ mesuré au niveau du sol est substitué dans les équations par un θ^* :

$$\cos\theta^* = \sqrt{1 - \frac{1 - (\cos\theta)^2}{(1 + \frac{H_{atm}}{R_T})^2}} \quad (1.16)$$

où $H_{atm} = 32$ km correspond à la hauteur de production des grands angles et $R_T = 6370$ km le rayon de la Terre. L'angle θ est formé par la direction de propagation du muon au niveau de l'altitude de détection avec la verticale du lieu et θ^* avec la direction du muon à l'altitude de production. Pour les angles inférieurs à 60° (par rapport à la verticale), $\theta = \theta^*$.

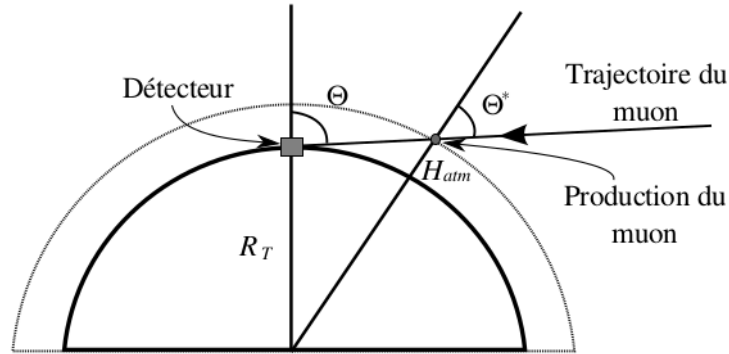


FIGURE 1.17 : Les angles θ et θ^* définis respectivement par la direction de propagation du muon à l'altitude de détection et de production.

De plus, l'atténuation du flux dans l'atmosphère, liée à la désintégration des muons et à leur perte d'énergie, est prise en compte dans ce modèle. La désintégration des muons à travers l'atmosphère est exprimée avec la probabilité des muons d'atteindre le niveau de la mer avant désintégration [71]. Cette version de la paramétrisation de Gaisser est utilisée par Lesparre et al [152]. Il existe d'autres paramétrisations qui sont inspirées de celle de Gaisser comme celle de Honda et al. [128] par exemple.

Mitrica et al. [169] précisent que la formule de Gaisser n'est applicable que pour des muons d'énergie supérieure à 10 GeV.

PARAMÉTRISATION DE TANG (2006)

La formule de Tang est une paramétrisation de Gaisser modifiée et adaptée pour les grands angles zénithaux et les petites énergies d'après la référence [219] :

$$\frac{dI_\mu}{dE_\mu} = A \times 0.14 E_\mu^{-2.7} \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta}{115}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta}{850}} + r_c \right) \quad (1.17)$$

avec $r_C = 10^{-4}$ et

$$A = 1.1 \left(\frac{90 \sqrt{\cos\theta + 0.001}}{1030} \right)^{4.5/E_\mu \cos\theta} \quad (1.18)$$

Cette modification de la formule de Gaisser permet de prendre en compte l'atténuation du flux de muons liée à l'atmosphère et leur perte d'énergie. Celle-ci varie en fonction de l'énergie initiale des muons et de l'angle zénithal.

PARAMÉTRISATION DE GUAN (2015)

Dans Guan et al.[110], la courbure de la Terre est prise en compte pour calculer le flux au niveau de la mer. L'angle zénithal au sol du muon θ est alors différent de l'angle au point de production θ^* . On a :

$$\cos(\theta^*) = \sqrt{\frac{\cos(\theta)^2 + P_1^2 + P_2(\cos\theta)^{P_3} + P_4(\cos\theta)^{P_5}}{1 + P_1^2 + P_2 + P_4}} \quad (1.19)$$

P_1, P_2, P_3, P_4 et P_5 sont donnés dans le tableau 1.5 et θ et θ^* sont les mêmes que ceux définis plus haut par Gaisser et al.

Le flux s'écrit :

$$\frac{dI_\mu}{dE_\mu} = 0.14 \left(E_\mu \left(1 + \frac{3.64}{E_\mu (\cos\theta^*)^{1.29}} \right) \right)^{-2.7} \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta^*}{115}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta^*}{850}} \right) \quad (1.20)$$

P1	P2	P3	P4	P5
0.102573	-0.068287	0.958633	0.0407253	0.817285

TABLE 1.5 : Paramètres de l'équation 1.19

1.5.3 Codes de simulation

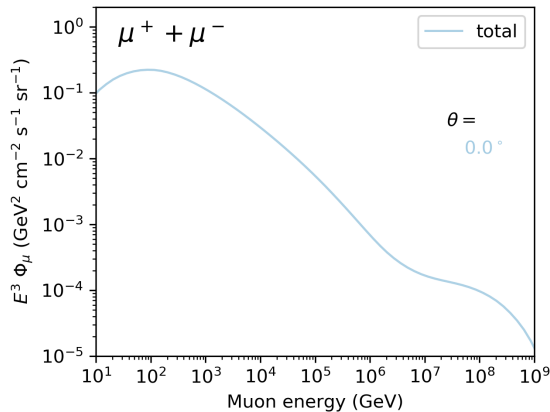
GÉANT4

Géant4 a été utilisé par Bene et al.[43] pour simuler et développer les douches, l'interaction des muons et leur détection. Kudryavtsev et al. [145] exploitent Geant4 et Fluka comme codes pour le transport des particules et MUSIC pour la propagation des muons (seulement) dans la roche. Les muons propagés dans la roche ont des énergies comprises entre 100 et 10^7 GeV.

MATRIX CASCADE EQUATION (MCEQ)

MCEq [82, 84, 85, 81, 83] utilise des cascades d'équations numériques pour étudier les flux. C'est un schéma de calcul Monte Carlo complet, capable de calculer les flux de neutrinos et de muons jusqu'à 100 TeV, avec une précision statistique d'environ quelques pourcents. Toutes les particules ont leurs propres cascades d'équations qui représentent l'évolution du spectre d'énergie en fonction de la profondeur atmosphérique. Les longueurs d'interaction apparaissent dans les équations et varient peu avec les sections efficaces alors que les longueurs de désintégration varient beaucoup. Pour des énergies de surface jusqu'à 100 PeV, ils évaluent l'influence du spectre et la composition des noyaux primaires sur le calcul. Les incertitudes ont été évaluées en effectuant le calcul à l'aide de plusieurs modèles de flux de rayons cosmiques primaires et de trois modèles d'interaction (avec des hypothèses différentes). Il a été constaté que les incertitudes sur le flux de muons atmosphériques sont nettement plus réduites que celles du flux de neutrinos atmosphériques. Chaque particule a un régime à faible énergie ou dominé par la désintégration et un régime à haute énergie dominé par l'interaction. Cette transition est fixée à 115 GeV pour les pions, à 850 GeV pour les kaons et à quelques PeV pour les mésons charmés.

Le modèle d'atmosphère utilisé est NRLMSIS-00, il a été développé par Mike Picone, Alan Hedin et Doug Drob sur la base du modèle MSISE90 [130]. Ce dernier décrit la température et les densités dans l'atmosphère terrestre du sol à la thermosphère.



MCEq est disponible en ligne sur GitHub et est codé en Python. Il est possible de tracer des figures comme la figure 1.18 avec un code déjà préécrit. Elle représente le spectre angulaire des muons pour $\theta=0^\circ$.

FIGURE 1.18 : Spectre angulaire de muons en $\theta=0^\circ$ réalisé avec MCEq.

PARMA

"PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere" permet d'estimer instantanément les flux de rayons cosmiques terrestres de neutrons, de protons et d'ions, des muons, des électrons, des positons et des photons presque n'importe où sur Terre et dans l'atmosphère terrestre [204]. Le modèle repose sur des fonctions numériques analytiques dont les valeurs des paramètres sont ajustées afin de reproduire les résultats des EAS (Extensive Air Shower). La précision de la simulation EAS a été bien vérifiée à l'aide de diverses données expérimentales, tandis que celle de PARMA3.0 a été confirmée par les valeurs élevées R^2 de l'ajustement.

CRY

Cosmic-ray Shower Library (CRY) génère des distributions de gerbes pour trois niveaux d'observation (au niveau de la mer, 2100 m et 11300 m) pour des particules primaires de 1 GeV à 10^5 GeV d'après Haggmann et al. [114], et des particules secondaires de 10^{-3} à 10^5 GeV. Les gerbes sont générées dans une surface spécifique (de taille maximale $300 \times 300 \text{ m}^2$) à partir de tables pré-calculées par MCNPX (voir la référence [115]). Les protons primaires sont produits à une altitude de 31 km dans l'atmosphère US de 1976 d'après la référence [183]. L'effet Est-Ouest n'est pas pris en compte mais la dépendance de la latitude avec la coupure géomagnétique et la modulation de spectre du RC sont fournis. Il est possible de fixer le type de particules secondaires à étudier, l'altitude, la latitude, la date, le nombre de particules et la taille de la surface d'intérêt. La date permet de tenir compte de la modulation solaire décrite par Papini et al. [185]. Il est envisageable d'utiliser des tables pré-calculées de GEANT4 pour tenir compte de la configuration du détecteur.

CORSIKA

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAScade) [124] est un code de Monte Carlo écrit en Fortran permettant de simuler les gerbes de particules atmosphériques initiées par des particules du rayonnement cosmique de haute énergie (jusqu'à 10^{11} GeV). Il a été développé à l'origine pour effectuer des simulations pour l'expérience KASCADE à Karlsruhe, en Allemagne. Dans la première étape, les paramètres comme l'altitude de détection et le champ magnétique (voir 2.2) et les options de pré-simulations (voir 2.1.2) sont interprétés par le code. Les particules primaires sont suivies temporellement et spatialement dans l'atmosphère jusqu'à ce qu'elles subissent des réactions avec des noyaux. Les interactions hadroniques et électromagnétiques des noyaux de l'atmosphère avec les particules sont considérées et les particules instables dégèrent. Toutes les particules secondaires sont observées explicitement le long de leurs trajectoires, à condition que leur énergie cinétique soit supérieure au seuil d'énergie de simulation. Leurs paramètres (type de particule, énergie, position et direction) sont stockés lorsqu'ils atteignent un niveau d'observation particulier. Ce type de simulation repose sur un système d'itérations incrémentées en Δt lié à la probabilité de chaque processus physique de survenir sur les particules.

Dans CORSIKA, le dépôt d'énergie dans l'atmosphère, par l'ionisation d'une particule chargée, est décrit dans la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch. La diffusion multiple (avec diffusion élastique de particules chargées par l'interaction de Coulomb) et la déviation due au champ magnétique terrestre sont prises en compte dans le modèle. Avec CORSIKA, il est possible de contraindre le profil d'atmosphère utilisé dans la simulation. Il est adapté à un lieu et un temps donnés.

CORSIKA permet donc de prédire les spectres en énergie de particules observables dans les expériences qui étudient les gerbes atmosphériques très énergétiques. CORSIKA a été choisi comme interface pour notre simulation de flux de muons parce qu'il est versatile et s'adapte parfaitement aux données réelles.

1.6 Conclusion

Les muons sont les particules du rayonnement cosmique secondaire les plus abondantes au niveau du sol. Leur charge en fait des particules aisément détectables par utilisation du processus d'ionisation. Leur probabilité d'interaction avec le milieu est faible et cela favorise leur pouvoir de pénétration. Ce sont donc de très bons candidats pour être utilisés dans des expériences de tomographie de grands édifices.

Les muons sont le produit d'interactions de particules du rayonnement cosmique primaire avec les particules de l'atmosphère. Le profil d'atmosphère est un paramètre clef dans le développement des gerbes atmosphériques et la production de muons. Parfois avec la même pression au sol, le profil d'atmosphère est différente sur la hauteur [168]. Il est donc important de prendre en compte les effets liés aux paramètres atmosphériques qui interfèrent sur la production de flux de muons. Les modèles analytiques de flux de muons ne permettent pas de contrôler un certain nombre de paramètres comme l'altitude, le lieu, la date ou la dépendance du flux avec l'angle zénithal des muons. Il existe un code nommé CORSIKA qui permet de choisir l'atmosphère fournie et de contrôler la simulation de flux de muons au jour le jour pour éviter la prolifération d'incertitudes. Ce dernier point est un des principaux objectifs de cette thèse : simuler des flux de muons les plus proches de la réalité possible en tenant compte des variations liées à l'atmosphère et celles dans le système solaire. Ces flux seront adaptés pour un lieu donné, dans des conditions météorologiques particulières et contraints à des données réelles. C'est l'objet du chapitre qui suit.

CHAPITRE

2

SIMULATION DE FLUX AVEC CORSIKA : MÉTHODOLOGIE ET VALIDATIONS

LA connaissance du flux de muons en un lieu, à une altitude et une date données est un ingrédient capital de la muographie. Les méthodes de Monte Carlo donnent de meilleures estimations par rapport aux méthodes analytiques même si elles nécessitent des ressources informatiques plus importantes [204]. Nous avons choisi de travailler avec CORSIKA notamment parce que c'est un outil versatile avec un choix important de paramètres qui contrôlent le développement des gerbes atmosphériques. CORSIKA propose, par exemple, de prendre en compte l'influence des variations saisonnières sur les flux de particules ou du champ magnétique terrestre de la localisation géographique choisie. Ce chapitre est écrit de manière à ce que quiconque souhaitant utiliser CORSIKA pour simuler un flux de particules cosmiques puisse l'adopter. Nous avons passé beaucoup de temps à comprendre et choisir nos options, réfléchir à la normalisation et souhaitons que les prochains utilisateurs puissent rapidement se l'approprier.

Nous expliquons comment à partir d'une simulation de cascades de rayonnement cosmique, le flux de muons est reconstruit. Le flux de muons incident dépend de l'énergie E des muons et de l'angle zénithal θ de leur trajectoire. Le but est de simuler le flux de muons au plus près de la réalité et de couvrir l'ensemble de la gamme en angle zénithal. En effet, bien que des progrès significatifs aient été réalisés au cours des dernières décennies, les expériences de muographie exigent de plus en plus de précision sur les modèles, en particulier pour les muons proches de l'horizon où de grandes disparités subsistent. Les options et paramètres choisis sont expliqués et justifiés à partir d'un important travail de bibliographie dans les deux premières parties. Le choix des modèles d'interactions hadroniques, particulièrement à haute énergie ($> \text{TeV}$)

est source d'incertitudes et doit faire l'objet d'une attention particulière. Pour simuler de manière précise l'évolution des particules dans les gerbes atmosphériques, des paramètres importants doivent être spécifiés. Il est crucial de comprendre comment fonctionne le code de CORSIKA et les entrées que nous lui donnons. La méthodologie de simulations de flux est explicitée dans une troisième partie. Finalement, les résultats sont confirmés par comparaison à des modèles analytiques et validés conjointement avec des données réelles prises au plus proche de conditions à ciel ouvert. Ces dernières pourront être corrigées des paramètres (état de l'atmosphère, altitudes et champ magnétique) quantifiés dans l'exercice de simulation de flux de muons précis. Nous avons détaillé ce chapitre pour que les simulations puissent être construites facilement par nos successeurs et la communauté scientifique en générale.

Pour plus de précisions, la physique impliquée dans les processus de formations des gerbes atmosphériques est décrite par Heck et al[124]. L'utilisation conjointe du guide de l'utilisateur [123] lors des simulations CORSIKA est vivement conseillée.

Knowledge of the muon flux at a given location, altitude and date is a key ingredient in muography. Monte Carlo methods give better estimates than analytical methods even though they require more computational resources [204]. We chose to work with CORSIKA because it is a versatile tool with a large choice of parameters that control the development of atmospheric sheaves. CORSIKA offers, for example, to take into account the influence of seasonal variations on particle fluxes or the earth's magnetic field at the chosen geographical location. This chapter is written so that anyone who wants to use CORSIKA to simulate a cosmic particle flux can adopt it. We have spent a lot of time understanding and choosing our options, thinking about standardisation, and want future users to be able to pick it up quickly.

We explain how from a simulation of cosmic ray showers, the muon flux is reconstructed. The incident muon flux depends on the energy E of the muons and the zenith angle θ of their trajectory. The aim is to simulate the muon flux as close as possible to reality and to cover the whole range of zenith angles. Indeed, although significant progress has been made over the last decades, muography experiments require more and more accuracy in the models, especially for muons close to the horizon where large discrepancies remain. The options and parameters chosen are explained and justified on the basis of an extensive bibliography in the first two parts. The choice of hadronic interaction models, particularly at high energies ($> \text{TeV}$), is a source of uncertainty and must be given particular attention. In order to accurately simulate the evolution of particles in atmospheric showers, important parameters must be specified. The decisions taken define the accuracy of the results. It is crucial to understand how the code works and the inputs we give it. The methodology of the flux simulations is explained in a third part. Finally, the results are confirmed by comparison with analytical models and validated together with real data taken as close as possible to open sky conditions. The latter can be corrected for the parameters quantified in the accurate muon flux simulation exercise. We have detailed this chapter so that the simulations can be easily built by our successors and the scientific community in general.

For more details on the physics involved in atmospheric shower formation processes, see reference [124]. The use of the user guide [123] in conjunction with the CORSIKA simulations is highly recommended.

Sommaire

2.1	Options de pré-simulation de CORSIKA	42
2.1.1	Modèles d'interaction hadronique des particules primaires	42
2.1.2	Choix du type de détecteur	43
2.1.3	Pré-options	44
2.2	Choix des paramètres particuliers de CORSIKA	46
2.2.1	Paramètres de simulation	46
2.2.2	Paramètres de flux	48
2.2.3	Paramètres externes	49
2.3	Normalisation	53
2.3.1	Méthodologie générale	53
2.3.2	Données de sortie : muons et autres particules secondaires	60
2.3.3	Analyse statistique et erreurs systématiques	63
2.4	Validation	66
2.4.1	Impact du choix type de détecteur	66
2.4.2	Comparaison aux modèles	67
2.4.3	Comparaison à des données réelles	72
2.5	Conclusion	75

2.1 Options de pré-simulation de CORSIKA

2.1.1 Modèles d'interaction hadronique des particules primaires

Lorsqu'une particule primaire atteint le sommet de l'atmosphère, elle subit des interactions hadroniques conduisant à la production de cascades de secondaires. Les modèles décrivant ces interactions sont basés sur des paramétrisations réalisées à partir de données d'accélérateurs et sont extrapolés aux hautes énergies. Généralement, il faut un modèle particulier pour les particules de basses énergies et un autre pour celles de plus hautes énergies. La limite entre les deux est considérée à 80 GeV. Les abondances relatives des particules, dues à diverses gammes de profondeurs de production, sont indépendantes du modèle hadronique choisi d'après la référence [26].

Les modèles de haute énergie disponibles sont : DPMJET, EPOS, NEXUS, QGSJET, QGSJET-II-04, SIBYLL et VENUS. Les modèles hadroniques de basse énergie sont : GHEISHA, URQMD et FLUKA. Le choix des modèles dépend de l'utilisation souhaitée de CORSIKA, de la précision attendue ainsi que du temps de calcul accepté. Pour prendre notre décision, nous avons examiné ce que prônaient les autres utilisateurs et pratiqué un grand nombre de tests de validation.

LES CHOIX DE MODÈLES HADRONIQUES PRÉSENTS DANS LA BIBLIOGRAPHIE :

FLUKA est un modèle d'interaction hadronique des particules de basse énergie qui permet une simulation rapide [225], [27], [120] et [31], [143].

Klepser et al.[143] considèrent GHEISHA comme obsolète mais il est utilisé par Apel et al.[27] et Tapia et al [220] comme modèle d'interaction pour particules de basses énergies.

QGSJET est un modèle d'interaction hadronique de haute énergie pourvu d'un haut niveau de sophistication. Il approxime très bien les données mais est un peu lent. Il offre peu de liberté dans le choix des paramètres et traite de l'effet de saturation par le modèle des partons [79]. Il est notamment choisi par Tapia et al. [220] et Fedynitch et al. [84] pour leurs simulations. Dans la référence [31] il est combiné avec FLUKA.

D'après Engel et al.[79], SIBYLL est le modèle d'interaction hadronique de haute énergie le plus simple, et d'après Klepser et al. [143] il permet de hautes performances tout en étant rapide.

EPOS est le modèle hadronique de haute énergie qui repose sur le plus grand nombre de données associé au modèle de Pomeron [79]. Il est compilé dans la référence [31] combiné avec GHEISHA.

Dans la référence [120], une comparaison de plusieurs modèles a été réalisée. Il s'avère que QGSJET est plus rapide que GHEISHA mais que SIBYLL extrapole bien aux hautes énergies. FLUKA est considéré comme optimal.

Dans la référence [84], ils préfèrent SIBYLL et QGSJET pour des questions de disponibilité dans CORSIKA et de temps de calcul. SIBYLL produit généralement un flux plus élevé en surface que le modèle QGSJET.

Nous avons choisi d'utiliser FLUKA comme modèle d'interaction hadronique de basse énergie et QGSJET-II-4 pour les hautes énergies après une lecture approfondie de bibliographie. Ce sont les meilleurs candidats pour nos simulations, dans leurs domaines d'énergie, pour la précision et le temps de calcul décrits dans Heck et al. [120]. De plus, ils ne sont pas considérés comme obsolètes.

QGSJET est le modèle le plus efficace pour décrire l'interaction hadronique de haute énergie. D'après Fedynith et al. [84], le modèle QGSJET original et QGSJET-II ont été spécialement conçus pour les interactions des rayons cosmiques et plus précisément pour l'extrapolation aux cascades de ultra haute énergie. QGSJET-II a été étendu au traitement des effets non linéaires des très hautes énergies et des petits paramètres d'impact du fait d'un très grand nombre de processus de diffusion élémentaires et de chevauchement de cascades de partons (constituants élémentaires du nucléon). De plus, ses paramètres sont fixés en fonction de données d'accélérateur assez récentes (2006). Pour les performances d'exécution, QGSJET-II est 20 fois plus lent que QGSJET-01, mais nous préférons la précision à la vitesse. QGSJET utilise l'approche de Glauber-Gribov [104, 107] pour les interactions noyau-noyau où la méthode de calcul est basée sur des moyennes d'observables de gerbes.

FLUKA (FLUktuierende KAskade ie Fluctuating Cascade) est d'abord un logiciel de simulation de Monte Carlo utilisé pour l'interaction et le transport des particules et des noyaux dans la matière [47]. Les interactions hadron-noyau telles que modélisées dans FLUKA peuvent être décrites schématiquement comme une séquence des étapes suivantes : collisions en cascade de haute énergie de Glauber-Gribov [104, 107], cascade généralisée-intra-nucléaire, émission de pré-équilibre, évaporation/fragmentation/fission et désexcitation finale.

2.1.2 Choix du type de détecteur

CORSIKA propose trois formes de détecteur qui collectent les particules. Les gerbes de muons pointent vers le détecteur. La distribution angulaire des gerbes atmosphériques est différente pour ces 3 détecteurs. C'est à dire qu'il est possible de sélectionner au hasard l'angle zénithal des particules générées en respectant l'acceptance géométrique du détecteur choisi.

- **PLAT**, le flux $I \propto \sin(\theta)\cos(\theta)$. $\sin(\theta)$ est l'élément de l'angle solide du ciel et $\cos(\theta)$ permet de prendre en compte l'efficacité d'un détecteur plat. Un exemple d'expérience qui est dans cette configuration est KASCADE [175].
- **VOLUME**, $I \propto \sin(\theta)$. MAGIC [38] est un télescope Cherenkov dans cette configuration.
- **VERTICAL** qui respecte la géométrie d'un long détecteur vertical, $I \propto (d/2)^2 \sin(\theta)(\cos(\theta) + \sin(\theta)4l)/\pi d$ où l et d sont respectivement la hauteur et le diamètre du détecteur. Un exemple de détecteur dans cette configuration est IceCube [215].)

Pour correspondre à nos détecteurs de muons destinés à la tomographie, les types "volume" et "plat" sont privilégiés dans les simulations. Les représentations géométriques des distributions angulaires sont montrées sur les figures 2.1 et 2.2.

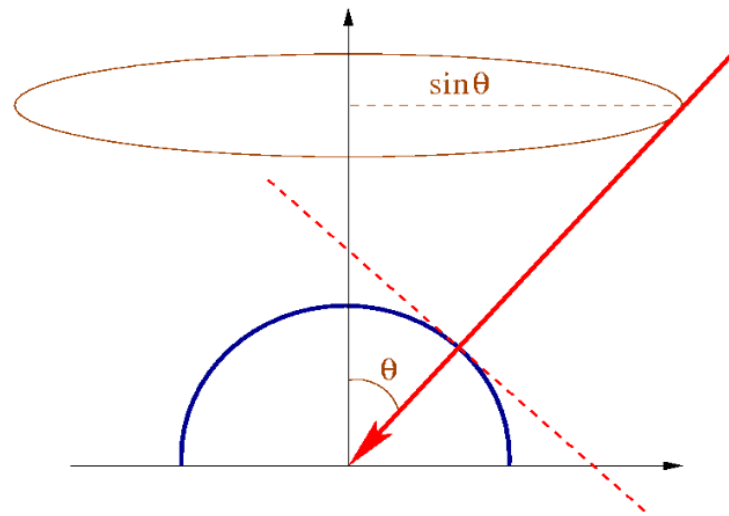


FIGURE 2.1 : Schéma de la géométrie du détecteur volume et l'incidence sur la distribution angulaire du flux dans CORSIKA.

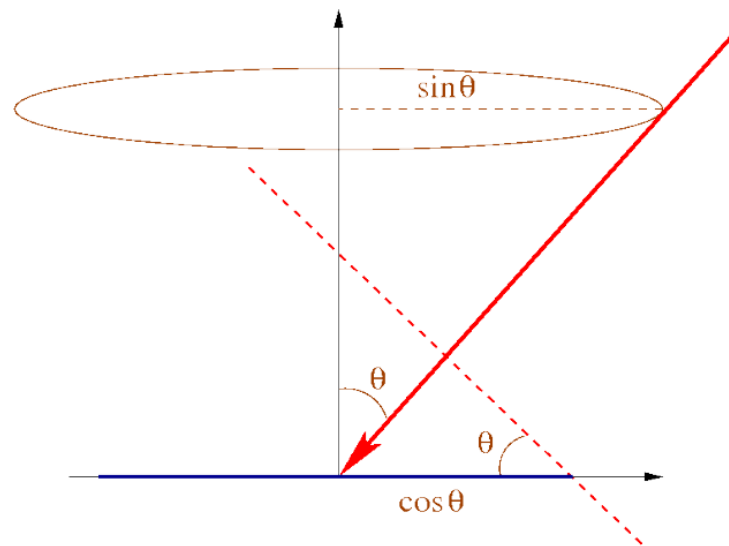


FIGURE 2.2 : Schéma de la géométrie du détecteur plat et l'incidence sur la distribution angulaire du flux dans CORSIKA.

2.1.3 Pré-options

- *Pré-options utilisées*

Toutes les options proposées par CORSIKA ne sont pas utilisées pour la création de l'exécutable. Ce dernier permet d'initier une gerbe atmosphérique lorsqu'il est couplé à un fichier

d'entrée comprenant des paramètres particuliers (voir la section 2.2). Dans cette section, les options présentées sont celles sélectionnées dans le seul objectif d'étudier le flux de muons utilisé pour la muographie.

L'option **CURVED** est employée pour tenir compte de la courbure de l'atmosphère non négligeable pour des angles zénithaux supérieurs à 60° (voir la figure 2.3). La densité de la colonne verticale est de 1000 g/cm^2 au zénith et elle est de 2000 g/cm^2 pour $\theta=60^\circ$, d'après [73]. Pour des angles zénithaux θ inférieurs à 60° , l'atmosphère est représentée par des couches planaires et la courbure est négligée. Les couches sont définies par une paramétrisation avec des transitions régulières qui tiennent compte de la diminution de densité. Jusqu'à 60° , les différences de matière traversée entre deux plans et deux obliques sont inférieures à 1% mais sont significatives au-delà. Pour plus de détails voir la référence [121]. Ainsi grâce à cette option, les différences de profondeur d'atmosphère traversée due à la courbure de la Terre sont corrigées. Pour un angle zénithal θ de 70° , il y a une augmentation de 30 % du temps de simulation avec CURVED. L'utilisation de cette option nécessite l'emploi du mot clef **CURVOUT** dans les fichiers d'entrée de CORSIKA (voir la section 2.2).

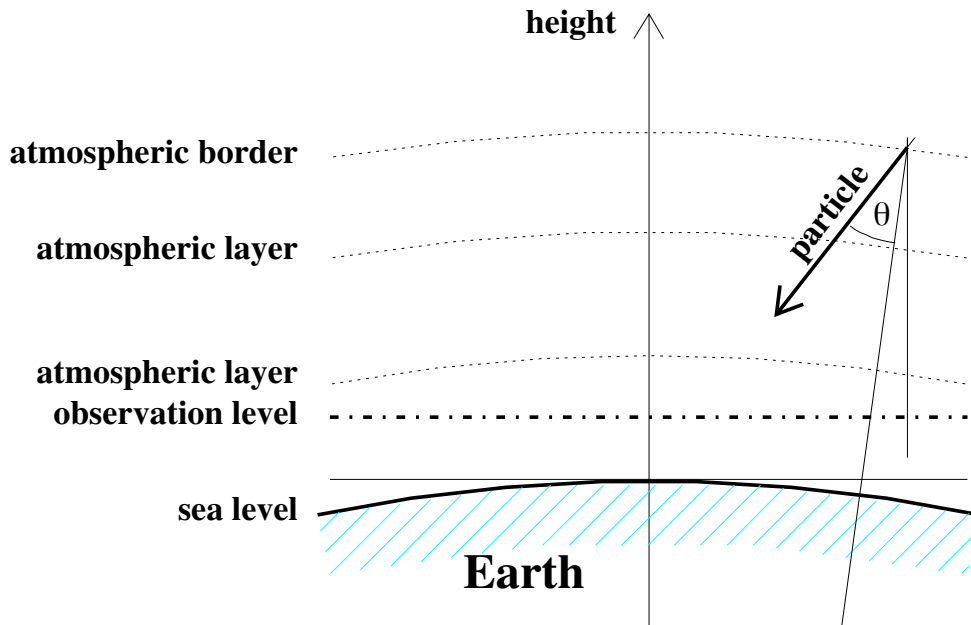


FIGURE 2.3 : Géométrie courbe avec des couches atmosphériques incurvées [121].

L'option **UPWARD** est appliquée pour prendre en compte les particules remontantes dans la simulation. Elles proviennent de diffusions multiples et/ou de quantités de mouvement transverses d'interactions hadroniques de particules (généralement des leptons) de gerbes proches de l'horizontale. Dans ce cas, le niveau d'observation doit être fixé à la **frontière de l'atmosphère** (TOA) à 112,8 km d'altitude.

2.2 Choix des paramètres particuliers de CORSIKA

Pour chaque simulation, un numéro dit de "RUN" est défini dans un fichier d'entrée. Dans celui-ci, il faut associer aux mots-clefs des valeurs numériques ou des caractères. Cette section justifie le choix de ces derniers.

2.2.1 Paramètres de simulation

PARTICULE PRIMAIRE PRMPAR ET SON ÉNERGIE ERANGE

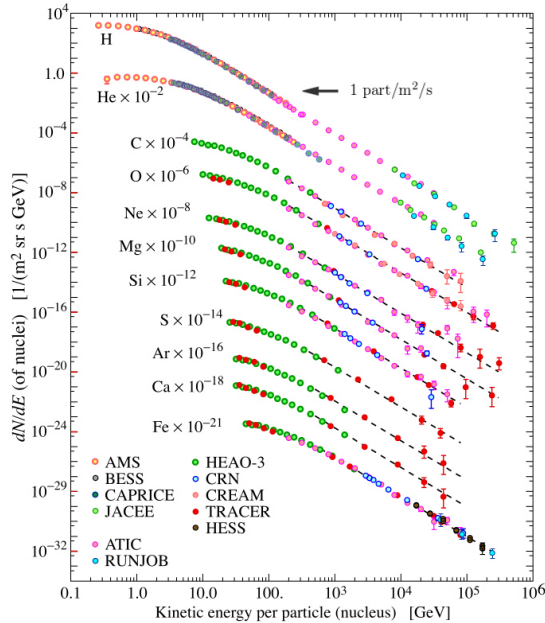


FIGURE 2.4 : Flux des noyaux des particules du rayonnement cosmique primaire de l'énergie par noyau en utilisant les données de M. Boezio et F. Aharonian. La figure a été créée par P. Boyle et D. Muller dans le *Particle Data Group*.

Il est possible de faire des simulations pour chaque type de particule primaire ou d'appliquer le "principe de superposition" qui permet de tenir compte de toutes les particules du RC1 en ne simulant que l'arrivée d'un proton dans l'atmosphère (expliqué par Spurio [211]). Nous avons choisi la deuxième voie pour gagner du temps de calcul. Alternativement Parra et al.[187] optent pour du RC1 réduit à de l'hydrogène et de l'hélium pour les simulations, par exemple. D'après la référence [79], avec les gerbes initiées par du fer, il y a 40% fois plus de muons que dans celles provenant d'un proton de même énergie. Prendre en compte d'autres particules que le proton n'est donc pas négligeable pour la précision du flux de muons simulés.

L'énergie des primaires est choisie en considérant la distribution des particules du RC1 de la figure 2.4. En effet, au-dessus de 10^6 GeV le flux de primaires est très faible et les événements de grande énergie sont trop peu fréquents pour avoir un effet significatif sur nos

flux de particules secondaires. D'après la référence [73] à haute énergie il y a très peu de données disponibles et les modèles de CORSIKA dévient après 10^8 GeV.

Mitrica et al. [169] travaillent sur une gamme d'énergie comprise entre 0.2 GeV et 1 TeV pour étudier le flux de muons. Dans la référence [55], Bugaev opère avec des particules du rayonnement cosmique primaire (RC1) jusqu'à 10^3 GeV alors que dans Tapia et al. [220] et Bene et al.[57] les énergies sont fixées à : 5, 10 et 100 TeV.

Finalement, nous choisissons la gamme d'énergie de la particule primaire pour correspondre à l'énergie des muons mesurable dans nos expériences de muographie : entre 1 et 10^7 GeV. Cette plage totale est divisée en plusieurs parties avec un pas défini.

Par ailleurs, pour des particules primaires différentes de l'hydrogène, il faut adapter la limite basse de l'énergie au nombre de nucléons du noyau choisi. Elle doit être supérieure à 80 GeV par nucléons (exemple pour l'hélium on choisit un LLIMIT de 10 GeV). En-dessous de cette énergie, un modèle de superposition simple est utilisé.

NOMBRE DE GERBES SIMULÉES NSHOW

Il est possible de choisir le nombre de gerbes simulées par exécution (= "run"). Dans Meurer et al. [167], le nombre de gerbes initiées par les protons est fixé à 1500 et celles du fer à 500 mais la statistique s'avère trop faible. Il est préférable (connaissant la forme du spectre des particules primaires) d'avoir une statistique plus importante pour les particules de basse énergie. Le nombre de particules primaires simulées est pondéré dans chaque tranche avec une loi empirique pour le nombre de gerbes : $N = 10^{9-E}$ avec $E = [1, 7]$. Nous avons fait ce choix afin d'obtenir le flux le plus précis possible en lançant suffisamment de gerbes et diminuer le bruit aux hautes énergies (voir 2.3.3). La durée et le besoin en mémoire des simulations sont également un facteur, nous devons donc nous limiter à un nombre raisonnable de gerbes.

PENTE DES SPECTRES PRIMAIRES ESLOPE

Le spectre énergétique du RC primaire suit une loi en $E^{-\gamma}$. Habituellement, γ est fixé à 2,7 pour une gamme d'énergie "intermédiaire" du spectre du primaire selon les références [177] et [189]. Dans notre cas, γ est calculé pour chaque gamme d'énergie et exécuté en suivant un modèle analytique qui décrit le spectre primaire. Nous choisissons un modèle primaire de rayons cosmiques basé sur des ajustements de données réelles entre Papini et al.[185], Hörandel et al.[126] et Wiebel et al.[229]. En effet, le spectre des primaires est différent d'un modèle à l'autre et la pente de la courbe dépend du modèle de RC primaire (voir figure 2.5). Nous expliquons notre choix dans la sous-partie 2.4.2.

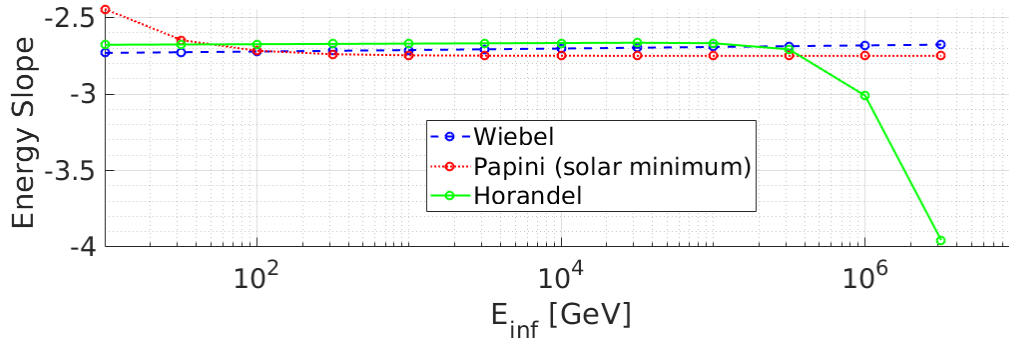


FIGURE 2.5 : Coefficients de pente des spectres de primaires calculés avec les modèles de Hörandel [126], Wiebel [229] et Papini [185] en fonction de l'énergie minimale de la gamme d'énergie choisie lors de chaque simulation (voir 2.2.1).

ALTITUDE DE GÉNÉRATION DE LA PARTICULE PRIMAIRE FIXCHI

Ce mot-clef permet de fixer l'altitude du point de départ de la gerbe atmosphérique initiée par une particule du RC1. Il est exprimé en g/cm^2 . Nous choisissons une altitude de 112,8 km (correspondant à 0 g/cm^2) afin d'être au sommet de l'atmosphère pour générer nos particules primaires.

2.2.2 Paramètres de flux

SEUILS EN ÉNERGIE ECUTS

Pour gagner du temps de simulation, il est conseillé de choisir des seuils en énergie (en GeV) sous lesquels les particules (hadrons, muons, électrons et photons) ne sont plus suivies. Les choix sont différents dans la bibliographie d'après le tableau 2.1. Les énergies seuil qui ont servi pendant nos simulations sont : 0.05, 0.01, 0.001, 0.001 GeV respectivement pour les hadrons, muons, électrons et photons. Ces seuils nous permettaient de garder les particules d'énergie suffisante pour la tomographie.

RÉFÉRENCES	HADRONS	MUONS	ÉLECTRONS	PHOTONS
réf. [143]	0.1 GeV	0.1 GeV	0.1 MeV	0.1 MeV
réf. [169]	0.2 GeV	0.2 GeV	0.1 MeV	0.1 MeV
réf. [62]	0.05 GeV	0.05 GeV	0.003 GeV	0.003 GeV
réf. [27]	300 MeV	100 MeV	250 keV	250 keV
réf. [226]	0.05 GeV	50 keV	50 keV	50 keV

TABLE 2.1 : Énergies seuils fixées par différents auteurs.

ANGLES ZÉNITHAL THETAP ET AZIMUTAL PHIP

CORSIKA utilise un système de coordonnées cartésiennes XYZ où l'origine du système est au niveau du sol, avec X qui pointe vers le nord, Y vers l'ouest et Z vers le haut (voir

figure 2.6 de gauche). L'angle zénithal θ est défini entre la direction du vecteur de quantité de mouvement de la particule et l'axe Z dirigé vers le bas. Nous choisissons aléatoirement un angle zénithal compris entre 0 et 90° pour la particule primaire. L'angle azimutal ϕ est défini entre l'axe positif X et les composantes $X - Y$ du moment de la particule (voir la figure 2.6 de gauche). L'angle azimutal de la particule primaire est choisi aléatoirement entre -180° et 180° pour respecter la symétrie.

Pour les angles zénithaux supérieurs à 60° la courbure de la Terre n'est plus négligeable. Il faut ajouter l'option CURVED au niveau de la partie "installation de CORSIKA". Pour $\theta \leq 90^\circ$, l'option UPWARD est nécessaire. Plusieurs auteurs comme Mitrica et al.[169] et Bene et al.[57] simulent avec un $\theta \leq 70^\circ$ parce que le nombre de muons générés au-delà et capables d'atteindre le sol est négligeable. D'après Heck et al.[122], lorsqu'on a une gerbe atmosphérique d'énergie primaire d'environ 10^6 GeV avec un $\theta > 60^\circ$ (très inclinée), elle est plus ou moins complètement absorbée par l'atmosphère. Pour plus de détails, voir la référence [121] disponible sur le site de CORSIKA.

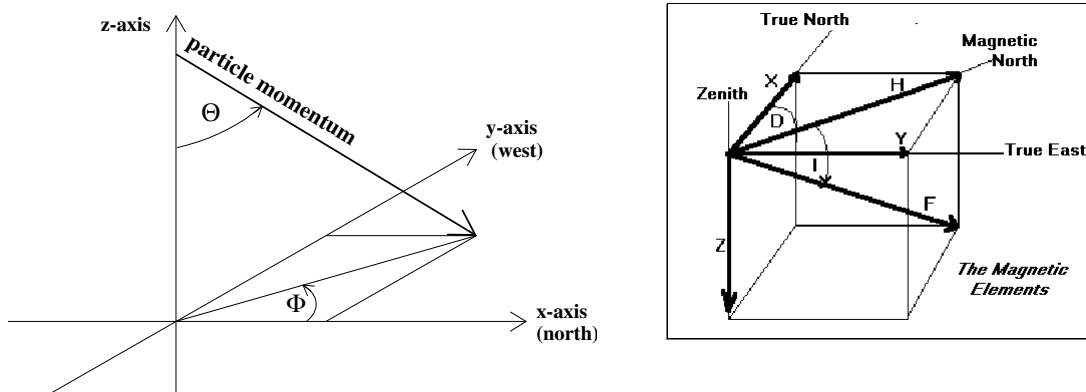


FIGURE 2.6 : À gauche : Système de coordonnées de CORSIKA [123].

À droite : Différentes composantes du champ magnétique avec XYZ différents du schéma de gauche (<https://www.ngdc.noaa.gov/geomag>).

2.2.3 Paramètres externes

CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE MAGNET

Les composantes horizontale (B_x) et verticale (B_z) du champ magnétique terrestre en (μT) du lieu d'étude doivent être spécifiées. Elles peuvent être générées par "NOAA geomagnetic calculator" [220]. B_x correspond au nord magnétique (H) et B_z est la composante verticale du champ magnétique (Z) comme représentées sur la figure 2.6 de droite. CORSIKA calcule le champ magnétique total et son inclinaison à partir de ces deux composantes. Les changements de champ magnétique sont surtout discernables pour des latitudes différentes, liées à (B_x) (voir figure 2.7).

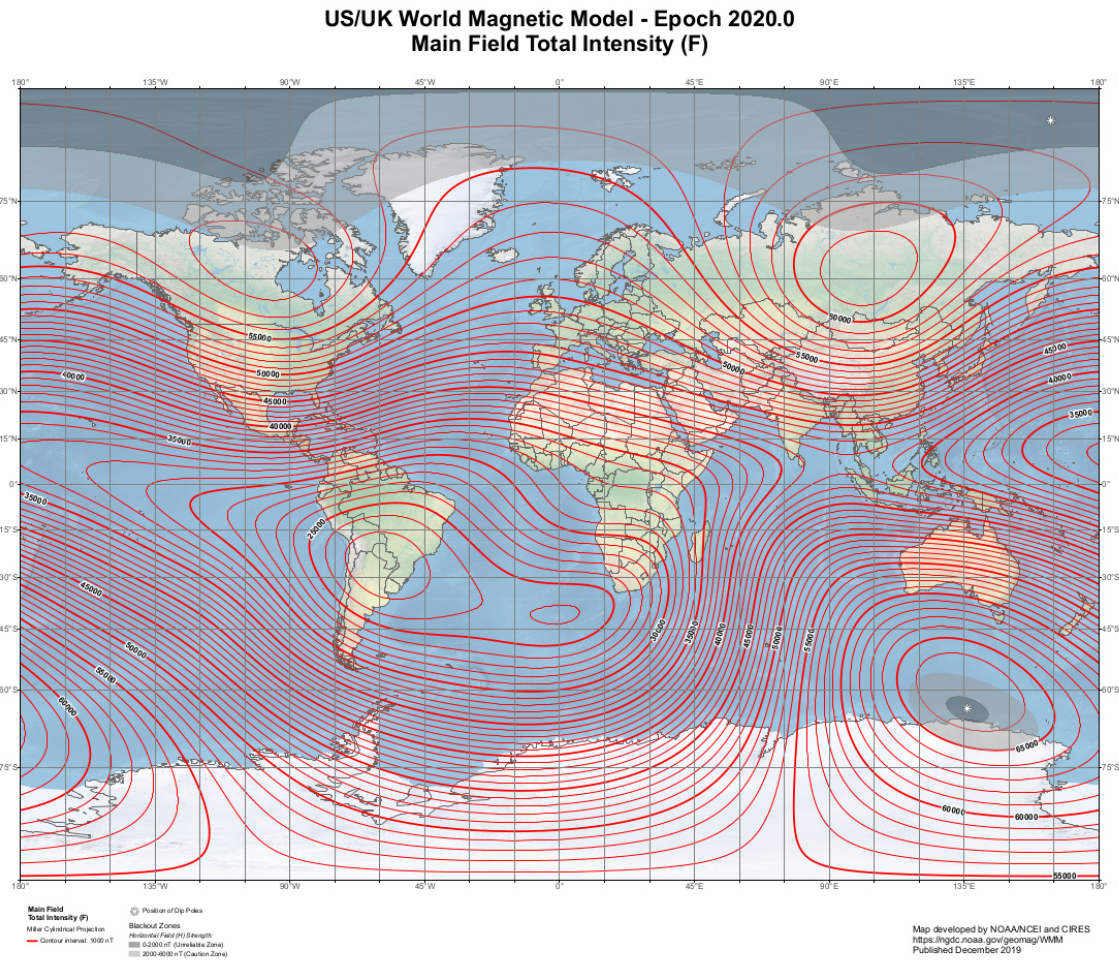


FIGURE 2.7 : Carte des lignes d'intensité du champ magnétique sur Terre créée par NOAA/NCEI et CIRES (<https://www.ngdc.noaa.gov/geomag>)

NIVEAU(X) D'OBSERVATION OBSLEV

Le niveau d'observation (en cm) est fixé à l'altitude d'intérêt (celle de l'expérience par exemple). Le flux de muons est dépendant de l'altitude qui peut être associée à différentes étapes dans la formation de la gerbe de particules atmosphériques.

PARAMÈTRES D'ATMOSPHÈRE ATM0D, ATMA-B-C, ATMLAY

La simulation avec CORSIKA est sensible à l'état de l'atmosphère dans lequel sont générées les gerbes et il est ainsi capable de reproduire au mieux la réalité.

Le modèle d'atmosphère de CORSIKA est composé de N_2 , O_2 , et Ar avec des fractions volumiques de 78.1%, 21.0%, et 0.9%. La variation de densité de l'atmosphère avec l'altitude est modélisée par 5 couches dont les paramètres sont résumés dans la figure 2.8.

Layer i	Altitude h (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (cm)
1	0... 4	-208.12899	1251.474	1032310.
2	4... 10	-120.26179	1173.321	925528.
3	10... 40	0.31167036	1307.826	645330.
4	40... 100	$5.591489 \cdot 10^{-4}$	763.1139	720851.4
5	> 100	0.01128292	1	10^9

FIGURE 2.8 : Paramètres de l'atmosphère AT616 (Middle Europe, June 16, 1993)

La profondeur atmosphérique est exprimée en g cm⁻². Elle représente la masse *overburden* : la masse d'air d'une colonne d'air à un niveau donné. Dans les 4 couches les plus basses, la densité suit une loi exponentielle par rapport à l'altitude. Cela conduit à une relation entre la masse *overburden* $T(h)$ de l'atmosphère et la hauteur h en unité de longueur comme :

$$T(h) = a_i + b_i \exp\left(\frac{-h}{c_i}\right), \quad \text{avec } i = 1, \dots, 4. \quad (2.1)$$

Dans la 5e couche, la masse "overburden" diminue linéairement avec la hauteur suivant la relation :

$$T(h) = a_5 - b_5 \frac{h}{c_5}. \quad (2.2)$$

Nous pouvons calculer les paramètres a, b, c de la figure 2.8 ("**ATMA-B-C**") et les altitudes des limites des couches (**AMTLAY** (en cm)) de deux manières différentes : à partir des données GDAS ou celles d'ERA5. Nous allons décrire ces deux modèles ci-dessous.

BASE DE DONNÉES GDAS : la modélisation d'atmosphère sur CORSIKA peut être contrôlée avec un programme "gdastool" qui traite des données du *Global Data Assimilation System* (GDAS). Il est présent dans le package CORSIKA.

GDAS est un système d'assimilation de données atmosphériques au niveau mondial du *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP). GDAS incorpore plusieurs types de données en utilisant une approche multidimensionnelle : radiosondes, bouées, navires, aéroportés et satellites. Les données sont discrétisées par pas de 3 heures sur 23 surfaces de pression. Nous trouvons par exemple la température et l'humidité relative aux différents niveaux d'altitude (géopotentielle) et jusqu'à 2 mètres au-dessus du sol. "gdastool" génère des paramètres d'atmosphère utilisables dans les fichiers d'entrée de CORSIKA.

BASE DE DONNÉES ERA5 : ERA5 est la dernière réanalyse climatique produite par l'ECMWF, fournissant des données horaires sur de nombreux paramètres atmosphériques, de surface terrestre et d'état de la mer ainsi que des estimations de l'incertitude. Les données couvrent la Terre sur une grille de 30 km² et décrivent l'atmosphère sur 37 niveaux de pression depuis la surface jusqu'à une hauteur de 80 km. L'ensemble de données ERA5 depuis 1950 est disponible. Cette réanalyse combine de grandes quantités d'observations avec des estimations faites à partir de systèmes avancés de modélisation et d'assimilation. Les données sont librement téléchargeables sur <https://cds.climate.copernicus.eu/#!/home>.

Deux arguments importants nous ont convaincus de choisir ERA5 : les niveaux de pression sont plus discrétisés chez ERA5 et les données sont disponibles jusqu'à plus haut en altitude. Avec GDAS les points de pression ne dépassent pas les 30 km, or nos paramètres d'atmosphère sont calculés jusqu'à 100 km d'altitude.

Le paramètre clef, pour décrire l'état de l'atmosphère pris en compte par CORSIKA, est la **densité de l'air** à chaque niveau d'altitude. Elle est calculée en convertissant l'humidité relative en pression de vapeur saturante avec la formule de Magnus [6]. La figure 2.9 représente la densité de l'air de Lyon en fonction de l'altitude à Lyon un jour donné (tracée grâce à gdastool).

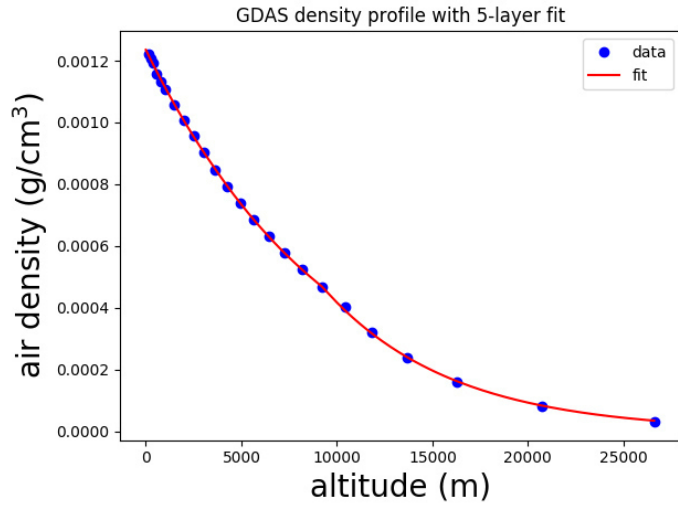


FIGURE 2.9 : Densité de l'air à Lyon en fonction de l'altitude tracée avec "gdastool".

Les effets d'humidité ne sont pris en compte qu'en ajoutant l'option **COREAS** pour que la réfractivité soit accessible en sortie de "gdastool" ou "era5tool". Les valeurs d'humidité relative sont différentes à un niveau d'altitude précis entre les deux jeux de données.

CALCUL DES ALTITUDES DES COUCHES DE DENSITÉ ÉQUIVALENTE À PARTIR DU GÉOPOTENTIEL D'ERA5 :

L'altitude des différentes frontières de couches de densité sont calculées en utilisant le géopotential associé à une température et une humidité relative données. À partir du géopotential Γ (en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$), nous pouvons déduire l'altitude géopotentielle définie comme l'énergie potentielle par unité de masse à un niveau donné :

$$z_G = \frac{\Gamma}{g_0} \quad (2.3)$$

avec $g_0 = 9,800665 \text{ m s}^{-2}$, la constante de gravité au niveau de la mer avec ($1 \text{ mgp} = 9.8 \text{ J/kg}$).

Le géopotential peut-être calculé comme suit :

$$\Gamma = Gm \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a+z} \right) \quad (2.4)$$

où $G = 6.673 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{kg}^{-2}$ est la constante gravitationnelle, $m = 5.975 \times 10^{24} \text{ kg}$ la masse de la Terre, $a = 6378000 \text{ m}$ le rayon moyen de la Terre et z l'altitude géométrique (en m).

Si nous isolons z :

$$z = \frac{a^2 \Gamma}{Gm - a\Gamma} \quad (2.5)$$

En utilisant 2.3, on a :

$$z = \frac{a^2 z_G}{\frac{Gm}{g_0} - a z_G} \quad (2.6)$$

De là :

$$z_G = \frac{z G m}{g_0 a (a + z)} \quad (2.7)$$

La formule utilisée dans `gdastool` est :

$$z = (1 + 0.002644 \times \cos(\frac{2\pi \times Lat}{180})) * h + (1 + 0.089 \cos(\frac{2\pi \times Lat}{180})) (h \frac{h}{624500}) \quad (2.8)$$

En calculant z à partir de z_G de l'équation 2.8, ou avec l'équation 2.6, nous obtenons des résultats semblables, au centième près. L'équation 2.8 est donc une bonne alternative qui permet d'utiliser facilement les données ERA5 et de récupérer les informations sur les altitudes à partir des niveaux de pression.

INTERACTIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Les interactions électromagnétiques (photons et électrons) sont traitées par le code Monte Carlo EGS4 (Electron Gamma Shower) [176] ou par le code NKG (Nishimura-Kamata-Greisen) [146]. EGS4 est plus gourmand en temps de calcul mais donne plus de détails sur les particules électromagnétiques, notamment leur trajectoire et leur position. Dans NKG, les particules sont abordées analytiquement. EGS4 permet de modéliser toutes les interactions dans l'atmosphère [225], nous avons donc choisi cette dernière option.

2.3 Normalisation

La version 7.6400 de CORSIKA est utilisée pour obtenir les résultats recueillis lors de nos simulations. Cette partie décrit la méthodologie appliquée jusqu'à l'obtention de flux de particules secondaires et notamment les muons.

2.3.1 Méthodologie générale

1. Une particule d'hydrogène H arrivant au sommet de l'atmosphère (~ 113 km au-dessus du niveau de la mer) est simulée.
2. Un histogramme est construit en comptant le nombre de muons qui atteignent le niveau d'observation puis ils sont classés en fonction de leur énergie et de leur angle zénithal.
3. Cet histogramme est associé au modèle de superposition (Spurio, 2015 [211]) pour prendre en compte d'autres particules primaires que les protons (nous comptabilisons de He à $C + O$ sans les simuler).
4. Une normalisation est appliquée pour obtenir le flux de muons différentiel au niveau de l'observation. Elle tient compte du flux de primaires et de corrections géométriques.

5. À cause du caractère aléatoire de CORSIKA, les flux avec des paramètres d'entrée semblables vont être légèrement différents. Un flux moyen est calculé à partir de flux équivalents et une simple déviation standard est utilisée pour connaître l'erreur associée.

CALCUL DES ANGLES DES MUONS :

Nous définissons l'angle zénithal θ et l'angle azimuthal ϕ des muons, à un niveau d'observation fixé, en utilisant les différentes composantes de sa quantité de mouvement P :

$$\theta_\mu = \text{atan}\left(\frac{\sqrt{Px^2 + Py^2}}{Pz}\right) \quad (2.9) \quad \phi_\mu = \text{atan}\left(\frac{Py}{Px}\right) \quad (2.10)$$

Avec les angles et coordonnées XYZ au niveau de production et au sol des muons, il est possible de retracer les trajectoires des particules. Sur la figure 2.10 de gauche, nous avons une gerbe composée essentiellement de muons qui arrivent jusqu'au sol. Sur la figure 2.10 de droite, nous trouvons des muons d'une gerbe inclinée qui ont dégénérés avant d'arriver au sol et d'autres qui vont jusqu'au sol. Une particule primaire génère à elle seule des muons sur plusieurs kilomètres au sol comme en altitude. Les premiers muons semblent être produits à 50 km d'altitude dans le cas de ces gerbes et certains atteignent même le niveau du sol. Ces muons doivent donc être très énergétiques. D'autres se désintègrent rapidement après avoir été produits. Cette figure a été obtenue à l'aide de l'option MUPROD.

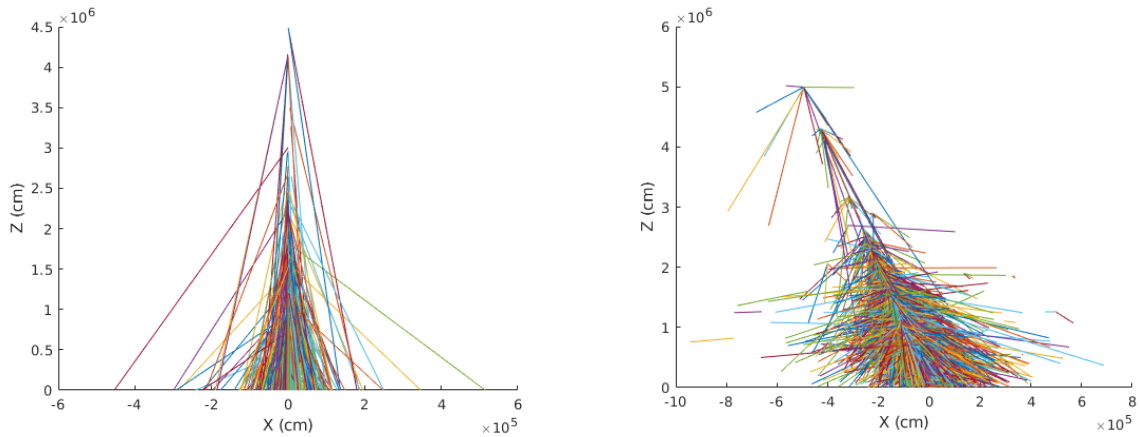


FIGURE 2.10 : Tracés de gerbes inclinées de muons arrivant au niveau du sol (à gauche) et de muons qui dégénèrent avant (à droite) à partir de fichiers de sortie de CORSIKA.

PROPORTIONS DES PARTICULES PARENTES :

Les informations relatives à la parenté des muons sont disponibles dans les fichiers de sortie de CORSIKA. La figure 2.11 montre la répartition des différentes particules parentes des muons. Nous pouvons voir que les muons sont majoritairement produits par des pions chargés (plus de 80 %). Notons que les pions positifs sont légèrement plus nombreux que leurs semblables négatifs.

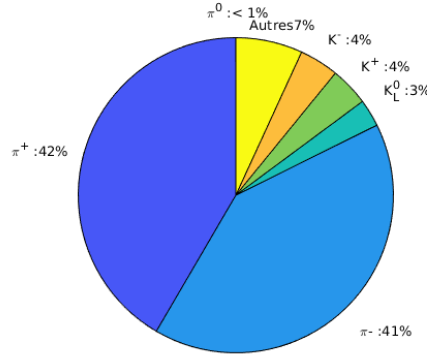


FIGURE 2.11 : Diagramme représentant les différentes proportions des particules parentes de muons obtenus avec des données en sortie de CORSIKA.

ALTITUDE DE PRODUCTION DES MUONS :

Elle est disponible dans les fichiers de CORSIKA et nous tentons de comprendre comment l'énergie de la particule primaire va contraindre la génération des muons. Le nombre de muons observés en fonction de l'altitude (en km) pour deux énergies de primaires distinctes (et arbitraires) est tracé sur la figure 2.12 : $E_{RC1} = 10^3$ GeV (à gauche) et $E_{RC1} = 10^4$ GeV (à droite). Sur le graphe de gauche, différents angles θ de primaires sont choisis. Davantage de muons sont observés aux basses altitudes lorsque l'angle zénithal de la primaire est à la verticale. Le maximum des deux courbes bleues pour $\theta = 0^\circ$ est situé à des altitudes distinctes : plus l'énergie des primaires est grande plus le nombre maximum de muons observés est situé à basse altitude. Le nombre de muons enregistrés n'est pas comparable car la quantité de gerbes générées est différente selon l'énergie de la particule primaire et parce que la simulation est aléatoire.

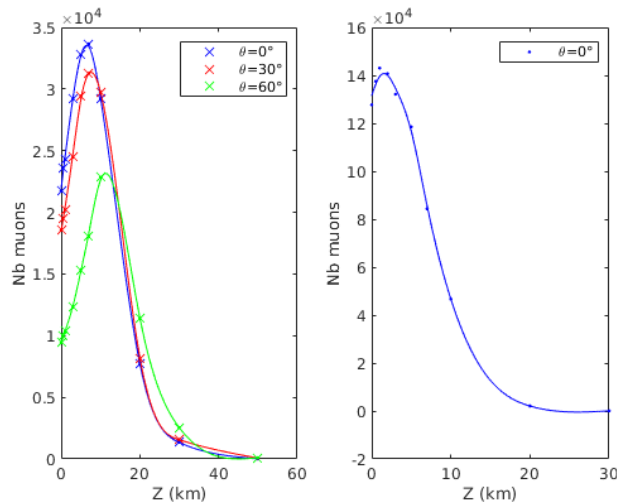


FIGURE 2.12 : Nombre de muons observés en fonction de l'altitude pour deux énergies de RC1 différentes : 10^3 (à gauche) et 10^6 GeV (à droite).

Sur la figure 2.13, le nombre de muons produits en fonction de l'altitude (en km) pour deux énergies de primaires différentes est représenté : 10^3 GeV (à gauche) et 10^4 GeV (à droite) avec un angle zénithal fixé à 40° dans les deux cas. La majorité des muons sont produits à environ 19,2 km pour une énergie primaire de 10^3 GeV et à environ 15,4 km pour 10^4 GeV. Il semble que plus l'énergie de la primaire est grande plus l'altitude maximale de production est basse. Ceci confirme ce que Poirier et al. [191] avaient avancé.

Par ailleurs, le nombre maximal de muons observés n'est pas situé à la même altitude que le nombre maximal de muons produits. En effet, certains muons (peu énergétiques) dégènèrent très vite dans l'atmosphère. Toutes ces informations et observations nous seront utiles dans la comparaison de flux et dans l'étude des effets atmosphériques et géodésiques du Chapitre 3.

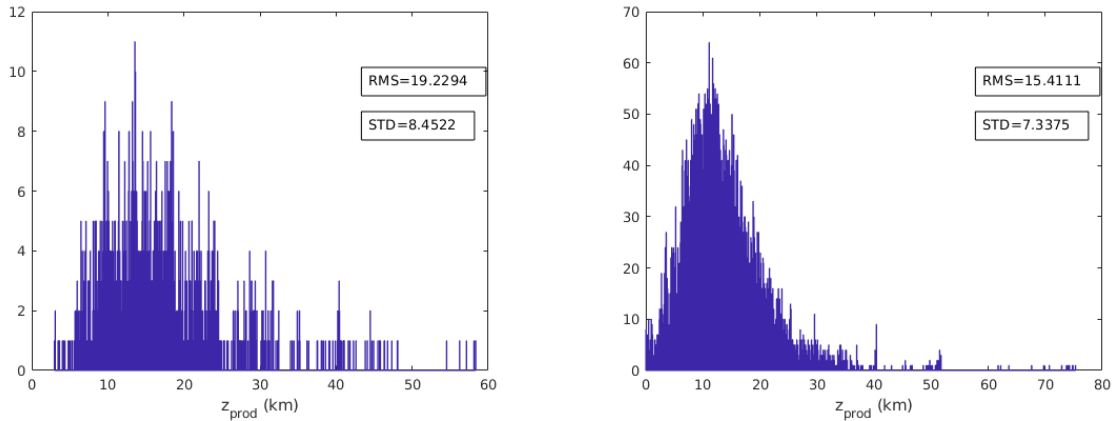


FIGURE 2.13 : Comparaison d'histogrammes d'altitude de production des muons (en km) pour $\theta_{RC1} = 40^\circ$ pour deux énergies de primaires différentes $E=10^3$ GeV (à gauche) et $E=10^4$ GeV (à droite). La valeur la plus probable et la déviation standard sont précisées

DE LA PRIMAIRE AUX MUONS : ÉNERGIE ET ANGLES

En représentant les gerbes, nous pouvons observer l'influence de l'énergie de la particule primaire sur la largeur de la gerbe : plus elle est énergétique plus la gerbe est large. Poirier et al. [191] avaient déjà constaté ce comportement. Les particules primaires qui produisent les muons de basse énergie avec un large (étroit) angle zénithal sont relativement de haute (basse) énergie [30]. D'après la même référence, les muons produits dans l'atmosphère se propagent dans la même direction que leurs particules parentes. Nous vérifions ce qui se produit sur l'énergie et les angles des muons pour une gamme d'énergie et un angle zénithal de particules primaires donnés sur les figures 2.14 et 2.15.

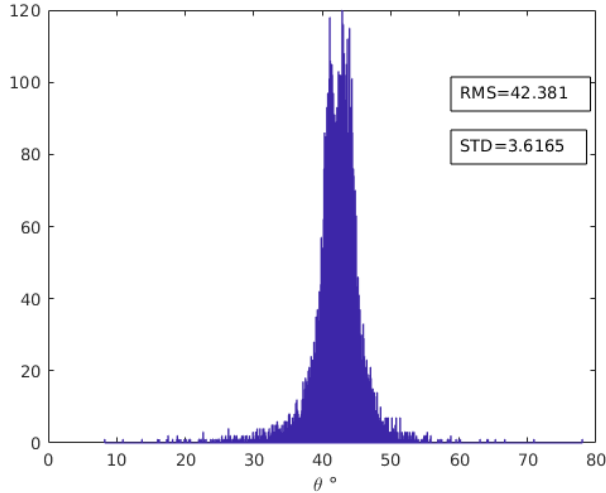


FIGURE 2.14 : Histogramme des angles zénithaux θ_μ pour un $\theta_{RC1}=40^\circ$ et $E_{RC1}=10^4 - 10^5$ GeV.

Nous générons 100 gerbes dont l'angle zénithal de la particule primaire est fixé à $\theta=40^\circ$ et son énergie est comprise entre 10^4 et 10^5 GeV. Nous regardons ensuite l'arrangement des angles zénithaux θ_μ des muons au niveau du sol. L'historgramme de θ_μ résultant est tracé sur la figure 2.14. La distribution est symétrique autour d'un maximum centré sur $42,4^\circ$, un petit décalage par rapport à l'angle initial.

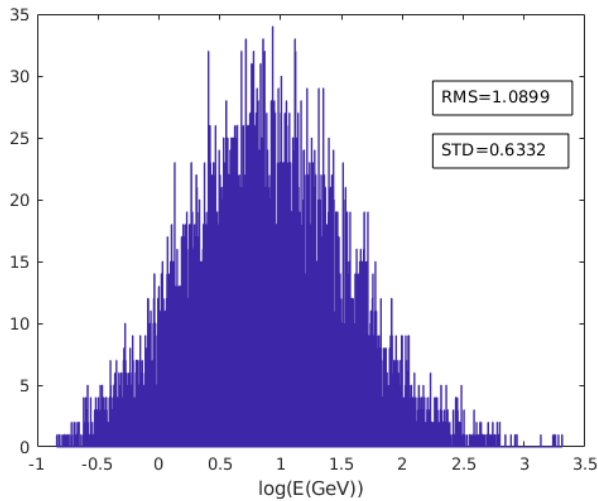


FIGURE 2.15 : Histogramme de l'énergie des muons en $\log(E(\text{GeV}))$ pour un $\theta_{RC1}=40^\circ$ et $E_{RC1}=10^4 - 10^5$ GeV.

Puis, nous regardons l'arrangement des énergies des muons au niveau du sol. L'historgramme de $\log(E(\text{GeV}))$ est tracé sur la figure 2.15. La distribution est symétrique autour d'un maximum centré sur $E=10$ GeV. Pour un angle zénithal θ_μ supérieur à 40° , elle est décalée vers des énergies plus élevées et le nombre de muons enregistré est inférieur. L'énergie des muons au niveau du sol est largement inférieure à celle de la primaire parente.

Dès lors que l'historgramme en 2D en énergie (GeV) et en angle zénithal θ (en $^\circ$) est construit, nous appliquons une normalisation. Elle tient compte des effets géométriques, du spectre des primaires et de la discrétisation de l'historgramme lui-même. Cette étape permet d'obtenir un flux de muons différencié en énergie à partir de muons classés par énergie et angle

zénithal. Ces muons étant générés à partir de particules primaires aléatoires, leur nombre ne reflète pas la réalité si aucune normalisation n'est effectuée.

Le **flux différencié en énergie normalisé** s'écrit :

$$\Phi(E_\mu, \theta_\mu) = F(\theta_\mu) \times \sum_{i=1}^{N_{prim}} \sum_{j=1}^{N_{sim}} w_{i,j} \times \frac{H_j(E_\mu, \theta_\mu)}{N_{sh,j} \times \Delta E_\mu} \quad (2.11)$$

où N_{prim} est le nombre de particule primaire. N_{sim} est l'identifiant (numéro) de la simulation j . H correspond aux histogrammes créés en fonction de l'énergie E et de l'angle zénithal θ lors de chaque simulation. ΔE_μ est la largeur d'une case d'énergie de l'histogramme et celle d'une case d'angle zénithal, généralement fixée à 1° , est prise en compte dans $F(\theta_\mu)$. Les variations dues à l'angle azimutal ne sont pas prises en compte ici. Dans l'intervalle numéroté j , nous simulons $N_{sh,j}$ gerbes dans une gamme d'énergie précise. Cette variable est définie dans la sous section 2.2.1.

$w_{i,j}$ est le **facteur de normalisation**. Il tient compte de la contribution du flux de particules primaires i dans l'intervalle j . Nous réalisons toutes nos simulations à partir de l'hydrogène et nous appliquons le principe de superposition [211]. Ce dernier stipule qu'un noyau de nombre de masse A et d'énergie E équivaut à A nucléons uniques, chacun ayant une énergie E/A . Autrement dit, une gerbe initiée par une particule i contenant n_i nucléons, d'énergie $n_i \times E$ (GeV), équivaut à n_i gerbes de proton d'énergie E . La méthode est testée en sommant la contribution de chaque particule primaire sur le flux de muons et en la comparant au flux de muons obtenu grâce au modèle de superposition. Une différence est observée à petite énergie mais CORSIKA fixe une limite inférieure 80 GeV/nucléon pour les particules primaires autres que l'hydrogène.

Le nombre de particules simulées doit être normalisé par le spectre de particules primaires [228]. Pour tenir compte de la modulation solaire de 4,5% (jusqu'à 100 GeV) nous avons choisi d'utiliser la paramétrisation de Papini et al. [185] des rayonnements cosmiques primaires (voir section 1.3.3). Cependant nous avons vu qu'Hörandel [126] et Wiebel [229] sont deux alternatives à ce choix.

Si le flux de primaire J est exprimé en terme d'énergie par noyau (en GeV), c'est-à-dire comme les modèles Hörandel [126] et Wiebel [229], nous avons :

$$w_{i,j} = A_i \int_{A_i E_j^{inf}}^{A_i E_j^{sup}} J_i(E) dE \quad (2.12)$$

Si, au contraire, le flux de primaire J est exprimé en terme d'énergie par nucléon (en GeV/A), c'est-à-dire comme décrit dans le modèle de Papini [185] :

$$w_{i,j} = A_i \int_{E_j^{inf}}^{E_j^{sup}} J_i(E) dE \quad (2.13)$$

Dans les deux cas, A_i est la masse atomique de la particule primaire i .

$F(\theta_\mu)$ est le **facteur de correction géométrique** lié à l'angle solide $d\Omega$. Il doit s'adapter au type de détecteur choisi lors de la création de l'exécutable par CORSIKA. Spurio [211] explique comment appliquer cette correction.

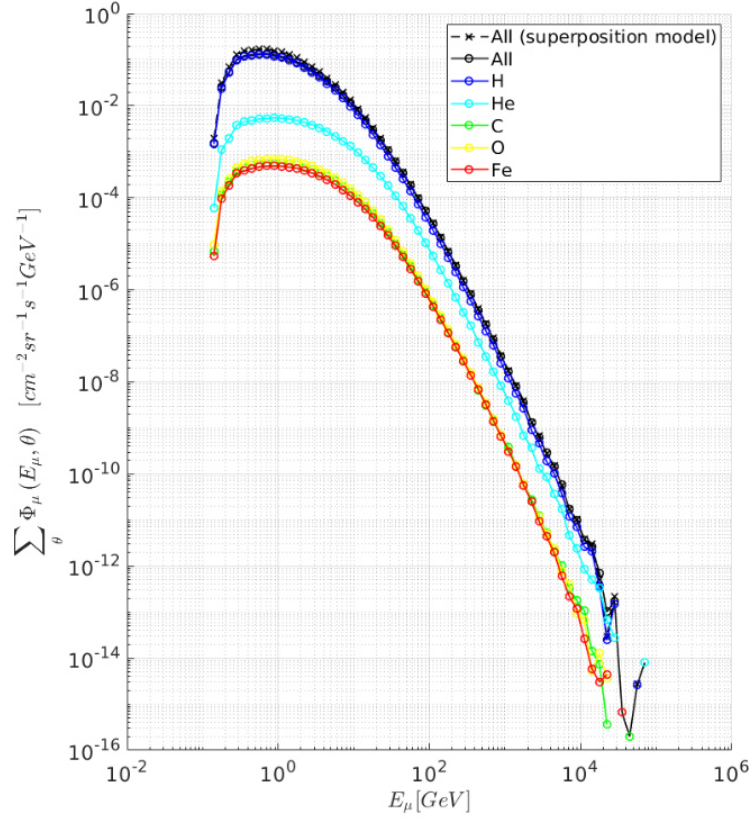


FIGURE 2.16 : Validation du principe de superposition : flux de muons différentiels (en $\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$) calculés à partir de la somme de la contribution de chacune des particules du rayonnement cosmique primaire et celui obtenu grâce au principe de superposition avec comme unique type de primaire l'hydrogène (figure de M. Tramontini).

Pour un détecteur volume où $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$:

$$F(\theta_\mu) = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta_{inf}}^{\theta_{sup}} \sin(\theta) d\theta} \quad (2.14)$$

Pour un détecteur plat où $d\Omega = \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta d\phi$:

$$F(\theta_\mu) = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta_{inf}}^{\theta_{sup}} \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta} \quad (2.15)$$

Finalement, la normalisation tient compte des effets d'échantillonnage des histogrammes, du nombre de gerbes $N_{sh,j}$ générées dans chaque simulation j . Nous corrigeons aussi les effets géométriques liés à l'angle zénithal et ajoutons à cela, la modulation de la contribution de primaires i sur la gamme d'énergie $[E_{inf,j}, E_{sup,j}]$.

Le **flux intégré en énergie** est calculé à partir du flux différencié ainsi normalisé :

$$\Psi(E, \theta) = I(E, \theta) = \int_E^\infty \Phi(e, \theta) \times de \quad (2.16)$$

2.3.2 Données de sortie : muons et autres particules secondaires

Nous avons représenté les flux de muons différenciés en fonction de l'énergie pour différents angles zénithaux sur la figure 2.17 et en fonction de leur angle zénithal et de leur énergie avec des histogrammes 2D sur la figure 2.18. Notons que le flux au niveau de la mer apparaît maximal aux petits angles zénithaux et pour des muons de seulement quelques GeV. Le spectre s'étend sur plusieurs ordres de grandeur. Nous avons choisi de représenter le flux pour une énergie minimale de 10^{-1} GeV puisque l'énergie de masse des muons est de 105 MeV. Au-delà de 10^5 GeV le flux est très faible ($\leq 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$), ce sera donc notre limite supérieure.

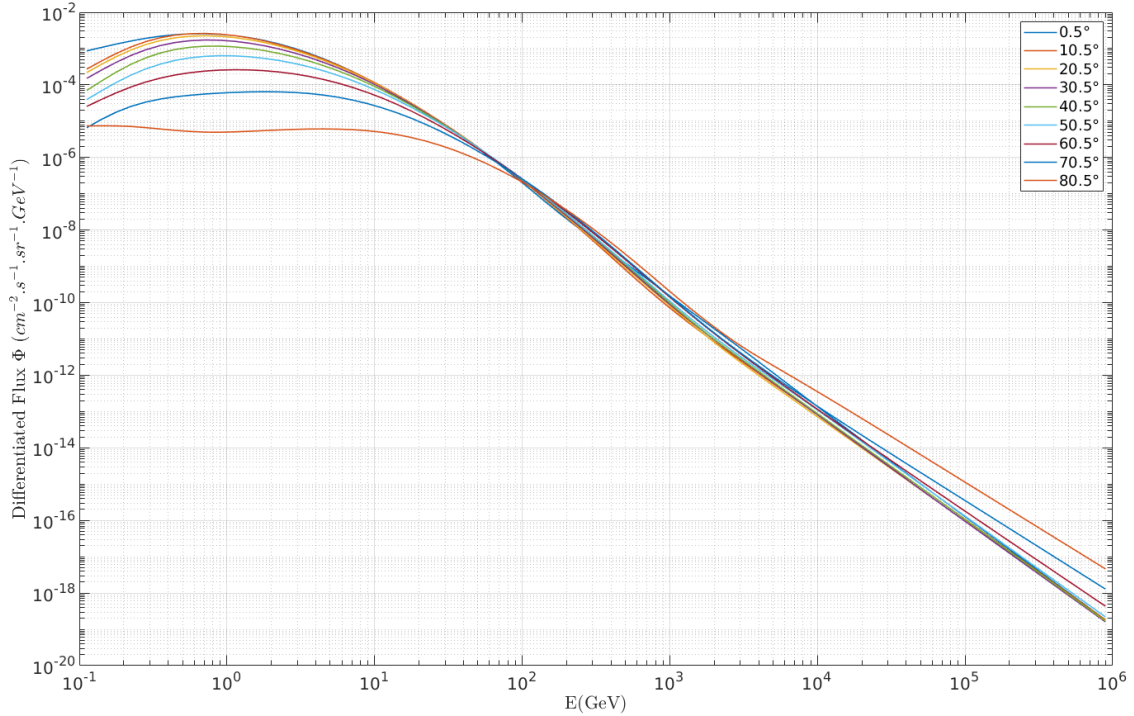


FIGURE 2.17 : Flux différencié (en $\text{cm}^2 \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$) en fonction de l'énergie des muons et pour différents angles zénithaux.

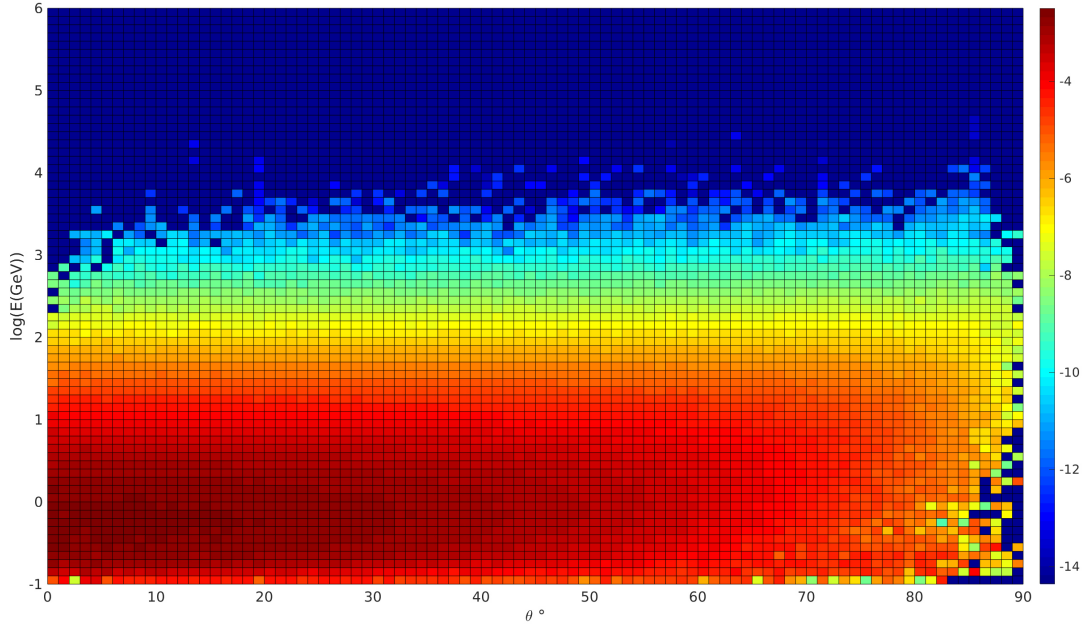


FIGURE 2.18 : Flux différencié en énergie des muons $\Phi(E, \theta)$ (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$) au niveau du sol. L'échelle est en logarithme de base 10.

Un flux de muons intégré en énergie (moyenné sur 3 simulations) au niveau du sol est représenté en fonction de l'angle zénithal et pour plusieurs énergies minimales de l'intégration sur la figure 2.19. Lorsque l'énergie minimale augmente les flux sont faibles et comparables, et ceci même si l'angle zénithal augmente. À partir de $E_{min}=10^2$ GeV le flux dans la direction horizontale est plus important qu'à $\theta=0^\circ$.

Par ailleurs, à la verticale, il n'y a plus de muons à partir d'une certaine énergie. En effet, les pions n'ont probablement pas le temps de se désintégrer car la longueur de propagation dans l'atmosphère jusqu'au sol est trop faible. Pour une énergie de 10^3 GeV par exemple, le temps de vie du pion dans le référentiel terrestre est d'environ 1.87×10^{-4} s, ce qui correspond à une longueur parcourue de plus de 39 km. Or, on sait que pour $\theta = 0^\circ$ la longueur maximale parcourue est d'environ 15 km, l'altitude de production des muons la plus probable. Les pions n'ont donc pas le temps de se désintégrer pour des énergies supérieures à $10^{2.5}$ GeV environ. Il semblerait qu'il soit alors impossible de trouver des muons de ces énergies pour $\theta=0^\circ$.

Sur la figure 2.20, les flux différenciés des muons (en noir) et des électrons (en bleu) au sol sont représentés. Pour des énergies inférieures à 0.2 GeV le flux d'électrons est plus important. Pour des énergies supérieures c'est le contraire. Le flux d'électron n'est pas négligeable au niveau de la mer et il est logique de penser qu'ils peuvent être source de bruit dans nos expériences de détection de muons, en particulier pour des structures peu denses.

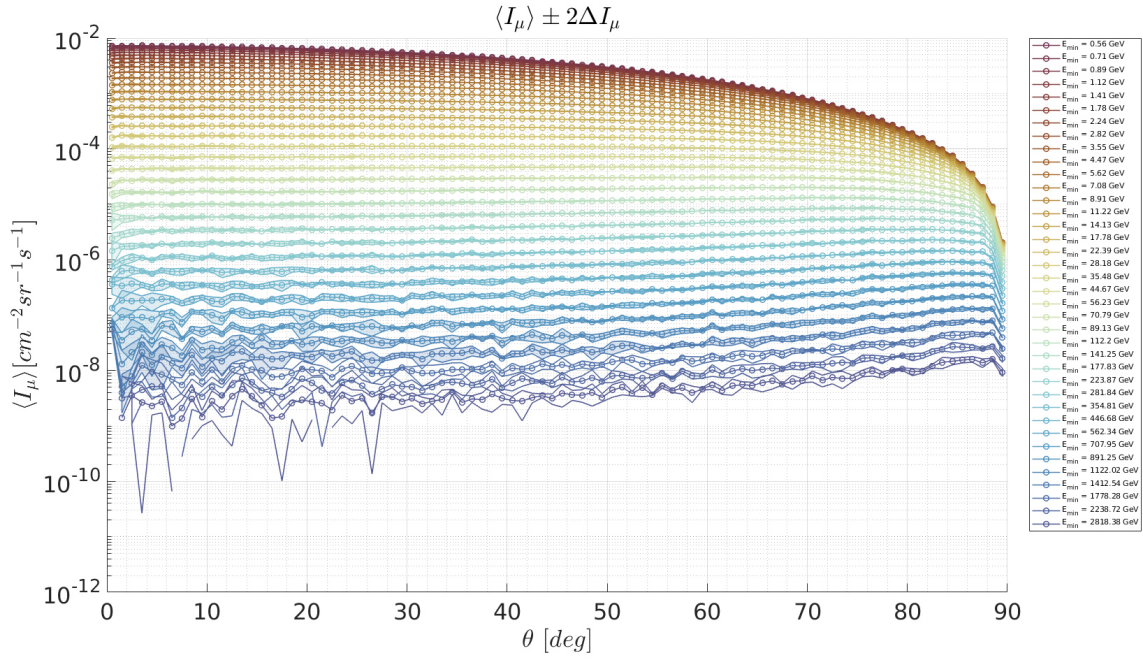


FIGURE 2.19 : Flux intégré en énergie I (ou Ψ) (moyenné sur de multiples simulations) en fonction de l'angle zénithal pour plusieurs énergies minimales pour l'intégration.

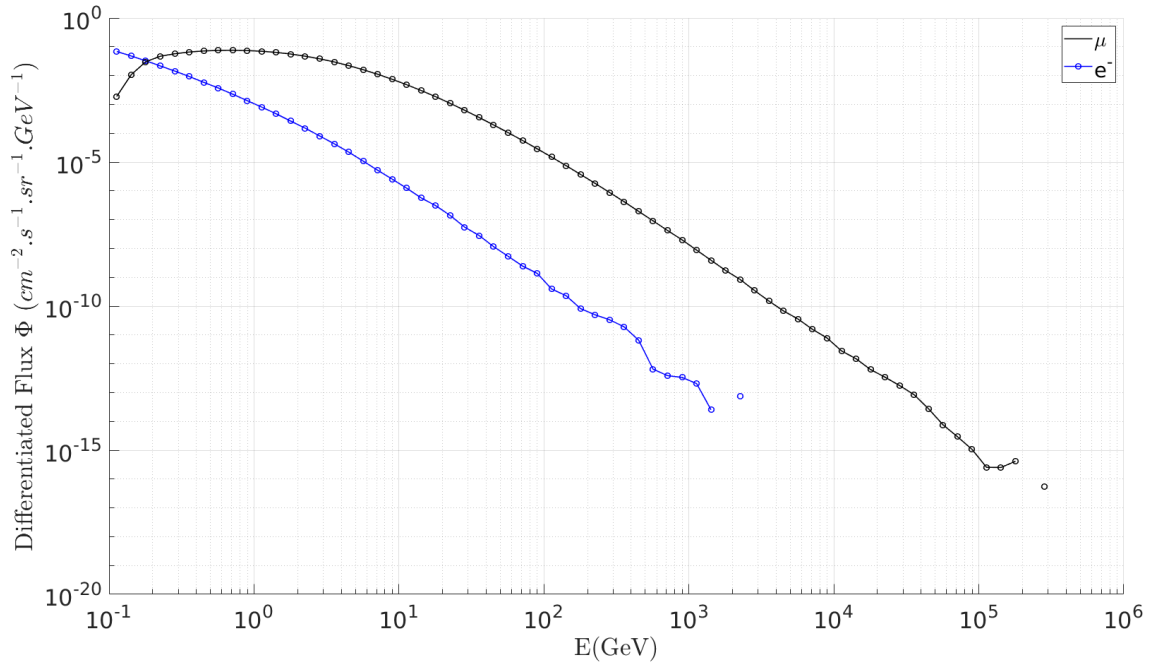


FIGURE 2.20 : Flux différencié en fonction de l'énergie des muons (en noir) et des électrons (en bleu) au sol.

2.3.3 Analyse statistique et erreurs systématiques

Nous appelons une simulation un ensemble de sous-simulations réparties par gamme d'énergie. Un flux moyen est obtenu en réalisant plusieurs simulations "globales". Les flux obtenus avec CORSIKA sont sujets à la variabilité statistique. Il est alors indispensable de définir le **nombre de gerbes atmosphériques** qu'il faut simuler dans chaque gamme d'énergie et le **nombre de flux semblables** (= simulations globales) nécessaires pour constituer un flux "moyen" valable sur la gamme d'énergie totale.

NOMBRE DE PRIMAIRES PAR GAMME D'ÉNERGIE : Meurer et al. [167] ont fixé le nombre de gerbes initiées par les protons à 1500 et celles du fer à 500. Cependant, en réalisant plusieurs tests, nous avons remarqué qu'il est préférable (connaissant la forme du spectre des particules CR primaires) d'avoir une statistique plus importante pour les particules de basse énergie. La gamme d'énergie totale des primaires, qui peut être choisie pour correspondre à l'énergie des muons mesurables dans nos expériences de tomographie, est comprise entre 1 et 10^7 GeV. Cette gamme est divisée en plusieurs sous-parties. Le nombre de particules primaires simulées N est pondéré par une loi empirique valable sur une sous-gamme d'énergie seulement : $N = 10^{9-E}$ avec $E = [1, 7]$. Nous avons fait ce choix afin d'obtenir le flux le plus précis possible en lançant suffisamment de primaires. La durée et la quantité de mémoire dédiées aux simulations est également un facteur, nous devons donc nous limiter à un nombre raisonnable de gerbes.

NOMBRE DE SIMULATIONS SEMBLABLES : Pour diminuer l'erreur statistique liée au caractère aléatoire de CORSIKA, nous avons fait le choix de travailler avec des flux moyens de plusieurs simulations. Il s'avère que la variabilité du flux est plus importante aux hautes énergies, ce phénomène est visible sur la figure 2.21 où 14 simulations semblables ont été réalisées.

ERREUR ASSOCIÉE : L'erreur e sur le flux moyen f est calculée avec la déviation standard et le nombre de simulations N_T utilisées :

$$e = \frac{std(f)}{\sqrt{N_T}} \quad (2.17)$$

Nous pouvons voir sur les figures 2.22 et 2.23, qu'avec $N = 10^{8-E}$ gerbes lancées par simulations, le rapport des incertitudes sur le flux intégré moyen (figure du bas) est bien plus stable pour 14 simulations que pour seulement 5. Cependant le temps de calcul et les ressources utilisées sont limitants : un nombre trop important de simulations apparaît inutile si le flux moyen et son erreur associée se stabilisent.

Nous avons décidé de tester $N = 10^{9-E}$ gerbes sur les figures 2.24 et 2.25. Sur cette dernière, nous pouvons apercevoir quelle partie du spectre en énergie et par angle zénithal est couverte par les 7 simulations ou par seulement quelques-unes. Les zones bleues foncées, aux plus grandes énergies, sont accessibles par peu de simulations et sont source d'incertitudes. Sans surprise le flux est stabilisé même avec peu de simulations pour $N = 10^{9-E}$ gerbes. Dans notre cas **3 flux** suffisent pour en faire une moyenne.

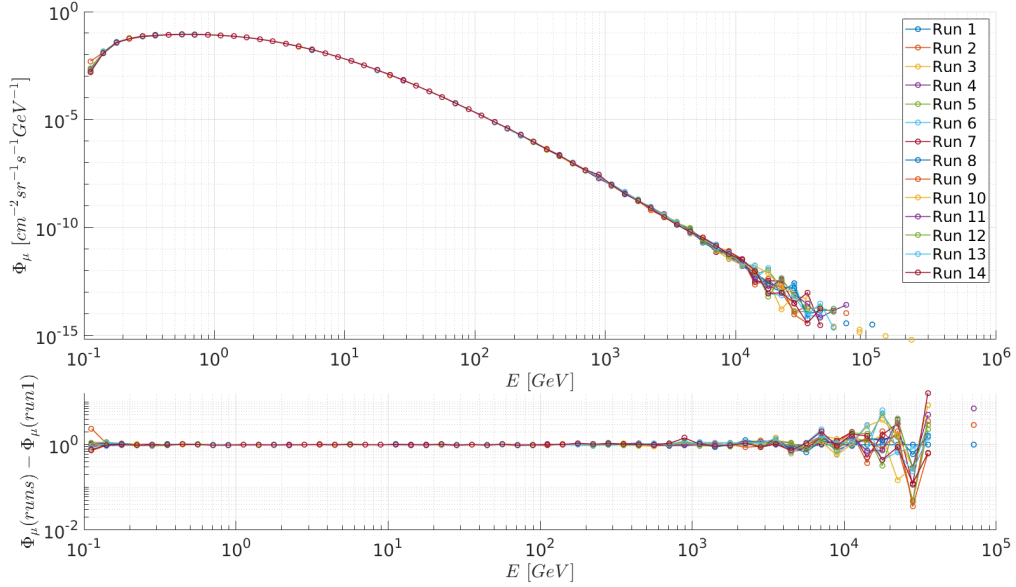


FIGURE 2.21 : Effet de l'aléatoire : 14 simulations/runs de flux de muons avec CORSIKA. Les paramètres sont fixés mais les flux sont variables aux hautes énergies. *En haut* : flux différentiels en fonction de l'énergie. *En bas* : différence des flux avec un flux de référence.

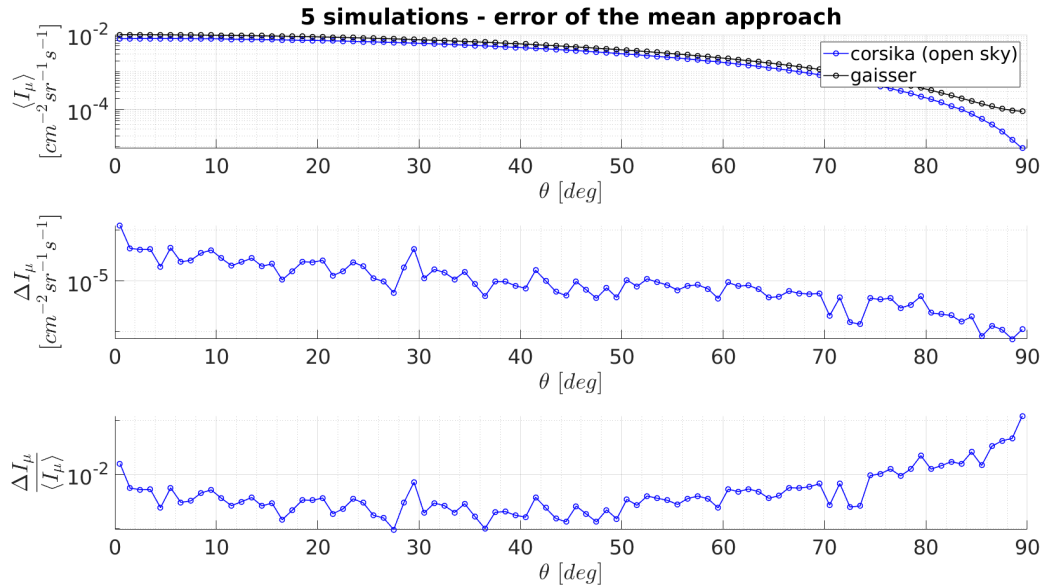


FIGURE 2.22 : Effet de l'aléatoire : 5 simulations semblables de flux de muons avec CORSIKA avec $N_{sh} = 10^{8-E}$. *En haut* : flux moyen intégré sur l'énergie, *au milieu* : erreur associée à ce flux, et *en bas* : le rapport des deux. Les 3 courbes sont tracées en fonction de l'angle zénithal θ .

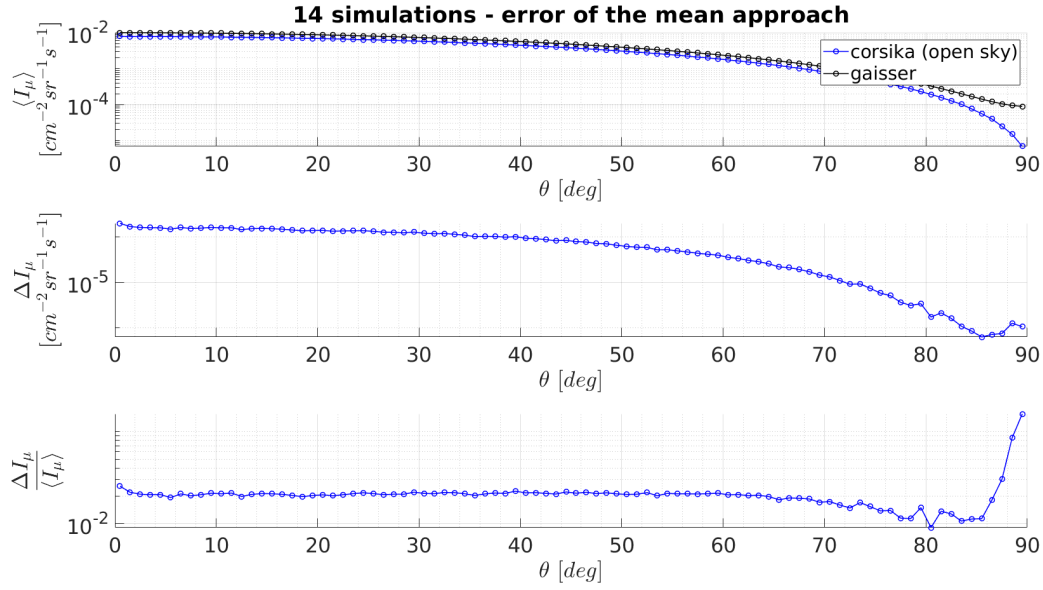


FIGURE 2.23 : Effet de l'aléatoire : 14 simulations semblables de flux de muons avec CORSIKA avec $N_{sh} = 10^{8-E}$. *En haut* : flux moyen intégré sur l'énergie, *au milieu* : erreur associée à ce flux, et *en bas* : le rapport des deux. Les 3 courbes sont tracées en fonction de l'angle zénithal θ .

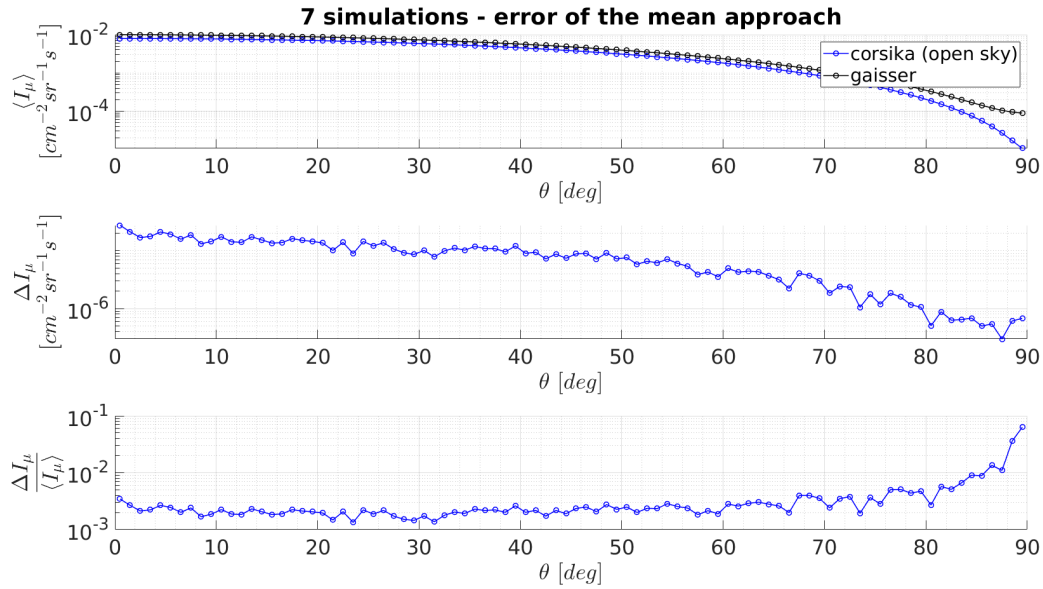


FIGURE 2.24 : Effet de l'aléatoire : 7 simulations semblables de flux de muons avec CORSIKA avec $N_{sh} = 10^{9-E}$. *En haut* : flux moyen intégré sur l'énergie, *au milieu* : erreur associée à ce flux, et *en bas* : le rapport des deux. Les 3 courbes sont tracées en fonction de l'angle zénithal θ .

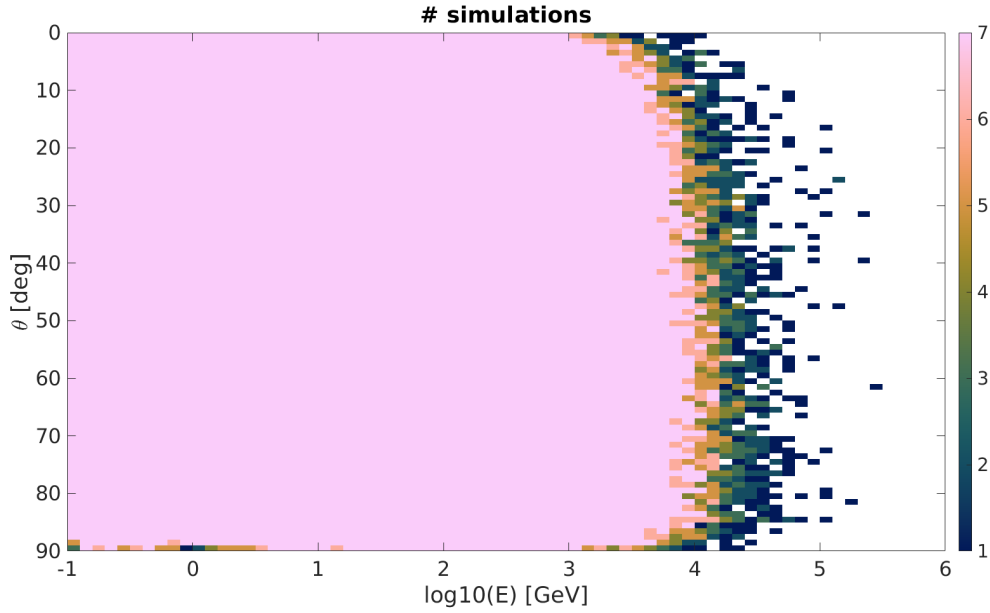


FIGURE 2.25 : Effet de l'aléatoire : 7 simulations semblables de flux de muons avec CORSIKA avec $N_{sh} = 10^{9-E}$. Histogramme en double entrée énergies et angles zénithaux des muons en fonction du nombre de simulations. Il permet de voir quelle partie du flux est couverte par toutes les simulations ou par seulement quelques-unes.

CORSIKA est source d'erreurs statistiques et systématiques [228]. Les plus grandes incertitudes dans la simulation sont dues au choix des modèles hadroniques et particulièrement à haute énergie. À hautes énergies les modèles sont de simples extrapolations où les énergies de collision dépassent celles atteignables par les accélérateurs de particules. Ces erreurs systématiques autour du Monte Carlo sont dues à la description du détecteur, aux choix des paramètres de l'environnement, à la composition du RC1 et des modèles d'interactions hadroniques. Le suivi des particules et leur dégénérescence sont aussi difficiles à quantifier mais restent négligeables. Une mauvaise connaissance des paramètres atmosphériques peut aussi donner naissance à des inexactitudes sur les flux [187]. Cependant, les erreurs systématiques sont négligeables par rapport aux erreurs statistiques. L'écart et les incertitudes des taux de muons sont estimés à l'aide de plusieurs simulations semblables avec CORSIKA, en utilisant l'estimation moyenne et l'estimation de l'écart-type. Il est nécessaire d'avoir une statistique importante et donc un temps de calcul conséquent pour diminuer les sources d'incertitude.

2.4 Validation

2.4.1 Impact du choix type de détecteur

Pour choisir quelle forme de détecteur est la plus adaptée à nos télescopes à muons, nous avons testé les différentes options sur CORSIKA. Si nous comparons les flux de muons intégrés en énergie et simulés avec les options de détecteur plat et volume, nous observons une différence aux grands angles zénithaux (voir figure 2.26). Le flux obtenu avec le détecteur plat est plus

important à 90° , or c'est une zone du spectre très importante en muographie car peu de muons sont détectés et le bruit de fond est alors conséquent. Les deux flux sont différents de celui calculé à partir du modèle de Gaisser [96] et d'un flux $\cos^2(\theta)$. Nous vérifierons la validité de nos flux en les comparant aux données mesurées avec les télescopes à muons dans la section 2.4.3.

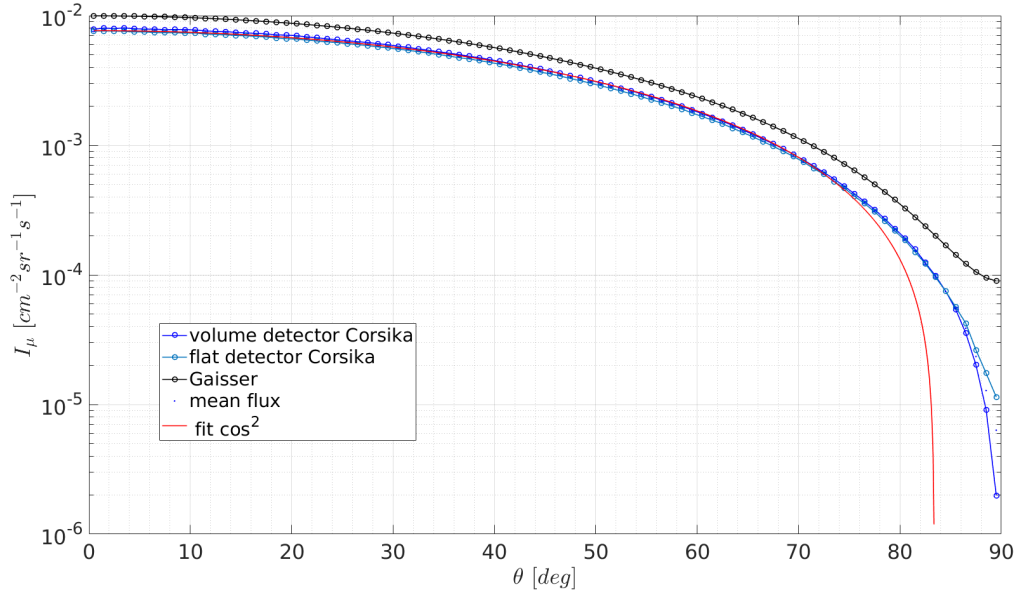


FIGURE 2.26 : Effet du choix du type de détecteur sur la distribution angulaire du flux : comparaison de flux obtenus en choisissant le détecteur plat puis le détecteur volume et le flux ajusté avec un $\cos^2(\theta)$.

2.4.2 Comparaison aux modèles

Dans cette section, les flux simulés avec CORSIKA, selon les procédures décrites précédemment, sont comparés aux flux analytiques décrits en 1.5 et à un simple $\cos^2(\theta)$ dans le but de vérifier leur pertinence.

Sur la figure 2.27 (en haut), les flux théoriques intégrés en énergie de CORSIKA et Gaisser-Lesparre [152] sont comparés. Leur amplitude est différente, et les spectres divergent proches de l'horizontale. Ils sont ensuite ajustés avec un $\cos^2(\theta)$. Ils s'éloignent tous les deux du \cos^2 aux petits et grands angles zénithaux. Sur la figure 2.29, nous faisons un rapport des flux théoriques. Nous pouvons voir que le flux de CORSIKA est plus faible d'un facteur 0,2. Ce nombre n'est pas constant avec l'angle zénithal et les niveaux d'énergie.

Nous avons ensuite tracé plusieurs flux différentiels en fonction de l'énergie du muon uniquement, pour un angle zénithal du muon égal à 0° , sur la figure 2.28. Les flux simulés et analytiques ne concordent pas, tant à basse qu'à haute énergie mais paraissent semblables pour des énergies comprises entre 10 et 10^3 GeV à $\theta=0^\circ$. À $\theta=75^\circ$ certains modèles analytiques ne tiennent, par exemple, pas compte de la courbure de la Terre et des écarts plus importants sont observés. De plus, les modèles analytiques sont connus pour être mal adap-

tés aux petites et grandes énergies, car peu de mesures sont disponibles pour leurs équations d'ajustement. Le modèle CORSIKA, au contraire, est probablement plus fiable sur toute la gamme d'énergie. Enfin, les modèles analytiques ne sont pas extrapolés pour tous les angles zénithaux et ils ne prennent pas en compte les paramètres de la géodésique, une limitation surmontée par l'approche CORSIKA.

Les flux différentiels relatifs en fonction de l'angle zénithal du muon et pour plusieurs niveaux d'énergie du muon (couleurs différentes) sont représentés sur les figures 2.30 à 2.33. De cette façon nous pouvons voir quel comportement ont les flux à chaque angle zénithal. Nos flux CORSIKA sont représentés jusqu'à 2000 GeV car au-delà nos flux sont instables. Sur les quatre figures, on peut faire la même observation : la part des muons les plus énergétiques est plus importante que celle des muons peu énergétiques aux grands angles zénithaux θ et l'inverse aux petits angles. Cependant, leur comportement est différent aux angles zénithaux faibles et élevés. Au zénith, les flux relatifs des basses énergies sont égaux à 2,5 au maximum, sauf pour Tang. Il apparaît que le modèle de Guan est celui qui s'ajuste le mieux à nos flux simulés avec CORSIKA. Aux basses énergies, ils sont en désaccord : les modèles sont équivalents sur plusieurs ordres de grandeur pour finir par s'éloigner aux hautes énergies.

Les muons de basse énergie sont importants pour l'étalonnage et les muons de haute énergie pour la réalisation des expériences de tomographie. Les modèles analytiques sont connus pour être mal adaptés à ces énergies, donc au vu du comportement de nos différents flux CORSIKA que ce soit en fonction de l'énergie ou pour l'angle zénithal, nous validons les flux de muons simulés avec CORSIKA.

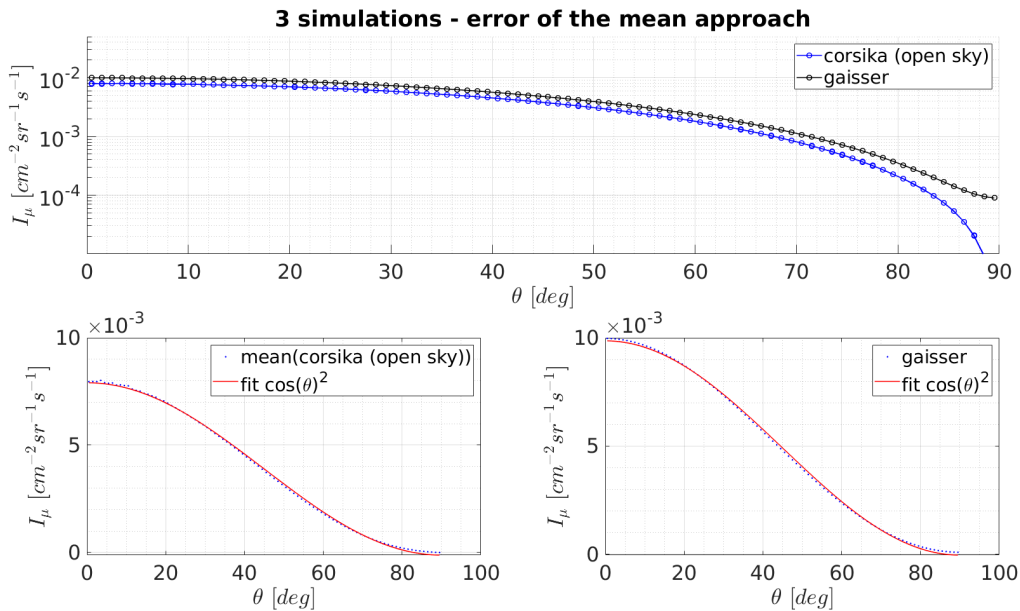


FIGURE 2.27 : Comparaison de flux de muons obtenus avec la formule analytique de Gaisser-Lesparre [152] et de simulations de CORSIKA calculées avec le modèle de Papini et les $\cos^2(\theta)$ de l'angle du muon (*en bas*).

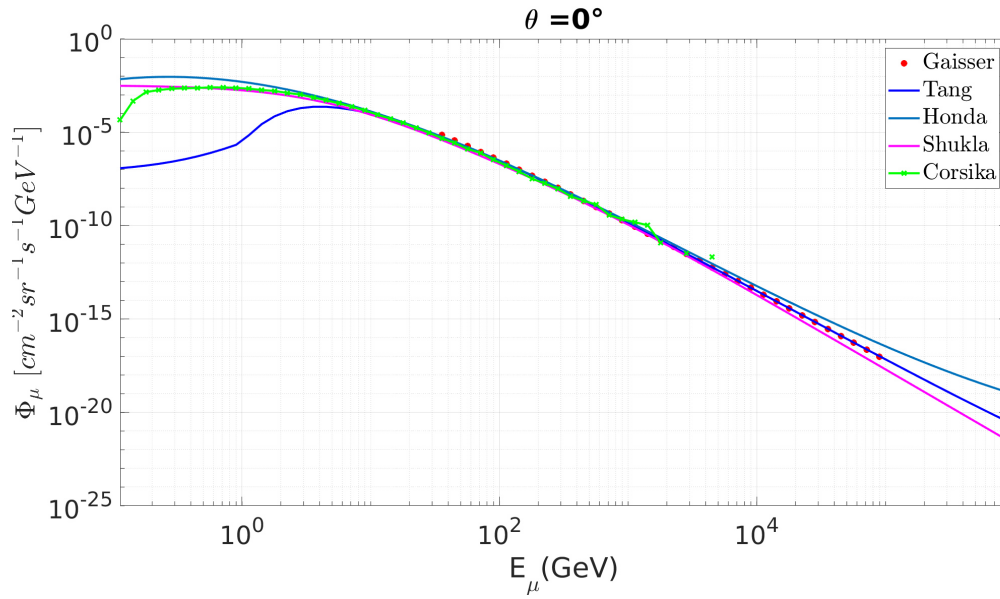


FIGURE 2.28 : Flux différentiels en fonction de l'énergie des muons pour un angle zénithal donné $\theta=0^\circ$. Comparaison entre la simulation CORSIKA et les modèles analytiques.

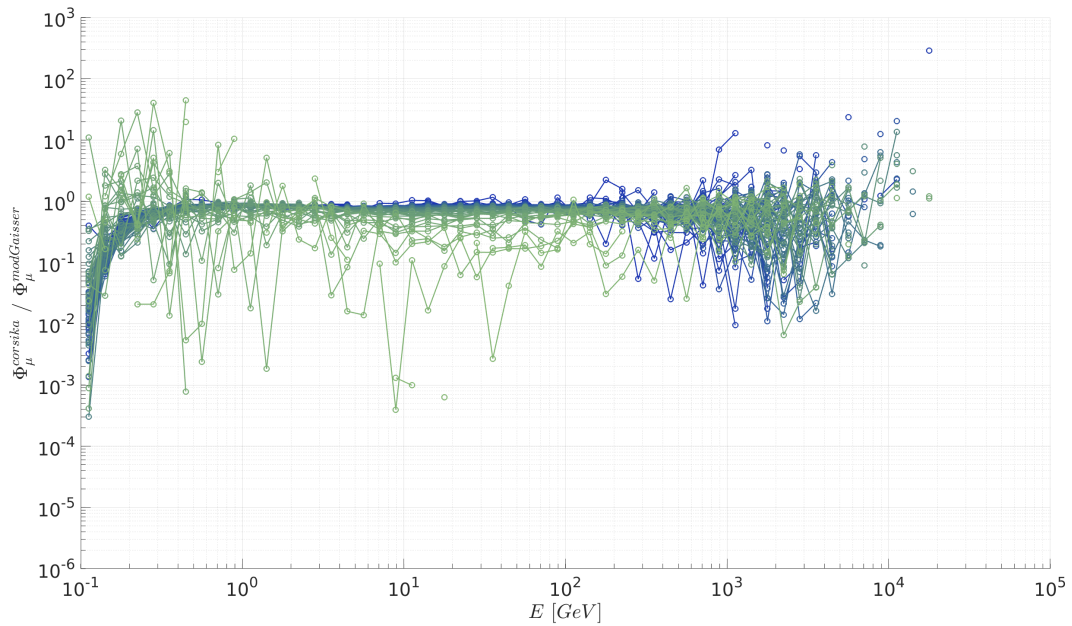


FIGURE 2.29 : Comparaison de flux de muons obtenus avec la formule analytique de Gaisser-Lesparre et de simulations de CORSIKA calculées avec le modèle de Papini. Les couleurs sont là pour représenter les différents angles zénithaux (les plus claires étant pour les petits angles).

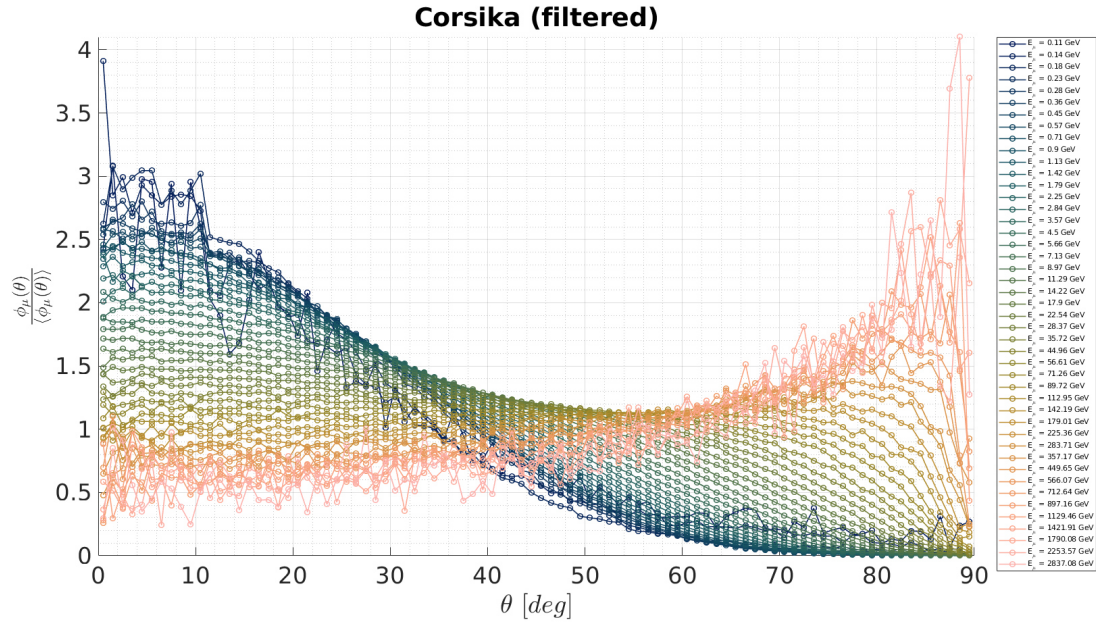


FIGURE 2.30 : Flux relatifs différentiels de muons (Flux/Flux moyen) simulés avec CORSIKA et représentés en fonction de l'angle zénithal et pour plusieurs niveaux d'énergie des muons (différentes couleurs). Les valeurs NaN sont "filtrées".

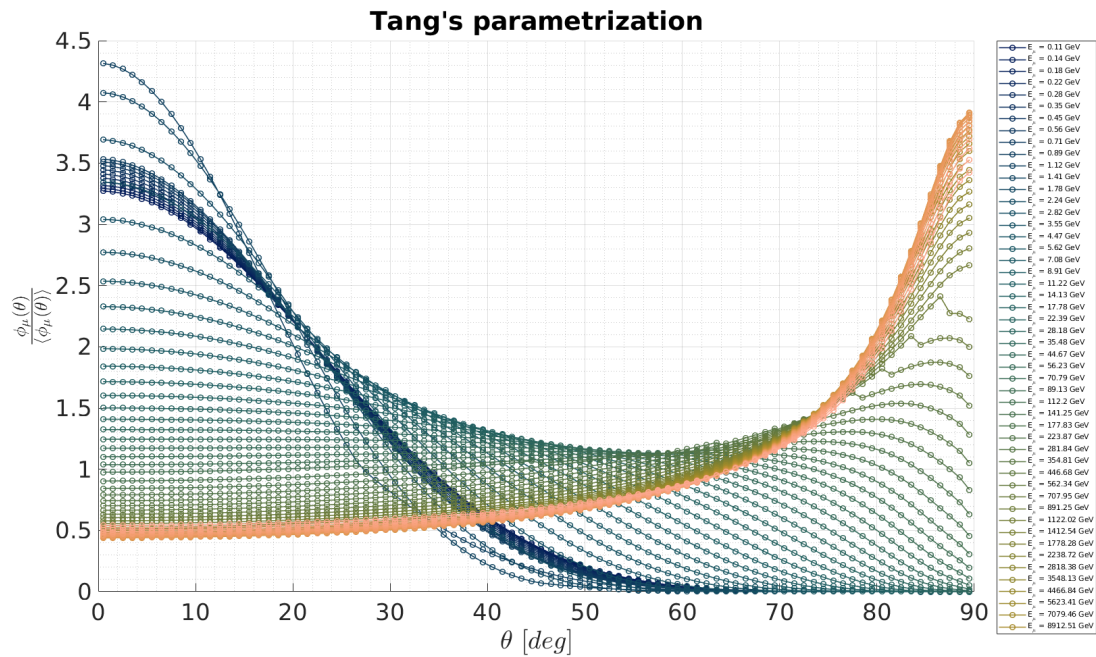


FIGURE 2.31 : Flux relatifs différentiels de muons (Flux/Flux moyen) tracés avec la formule de Tang et al. [219] en fonction de l'angle zénithal et pour plusieurs niveaux d'énergie des muons (différentes couleurs).

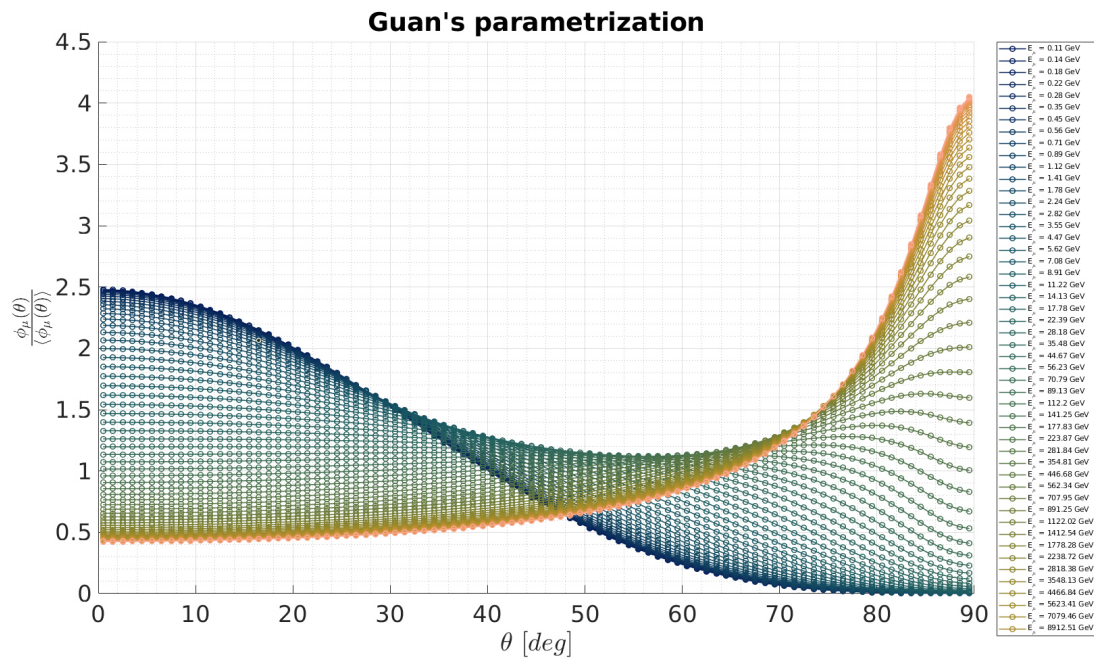


FIGURE 2.32 : Flux relatifs différentiels de muons (Flux/Flux moyen) tracés avec la formule de Guan et al [110] en fonction de l'angle zénithal et pour plusieurs niveaux d'énergie des muons (différentes couleurs).

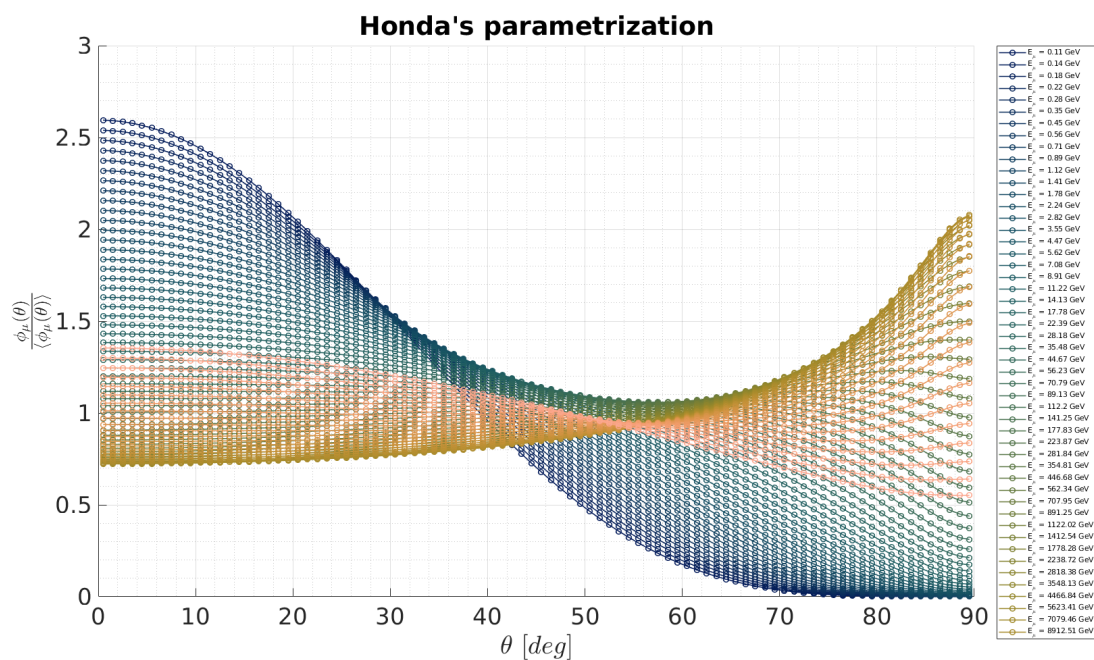


FIGURE 2.33 : Flux relatifs différentiels de muons (Flux/Flux moyen) représentés avec la formule de Honda et al. [128] en fonction de l'angle zénithal et pour plusieurs niveaux d'énergie des muons (différentes couleurs).

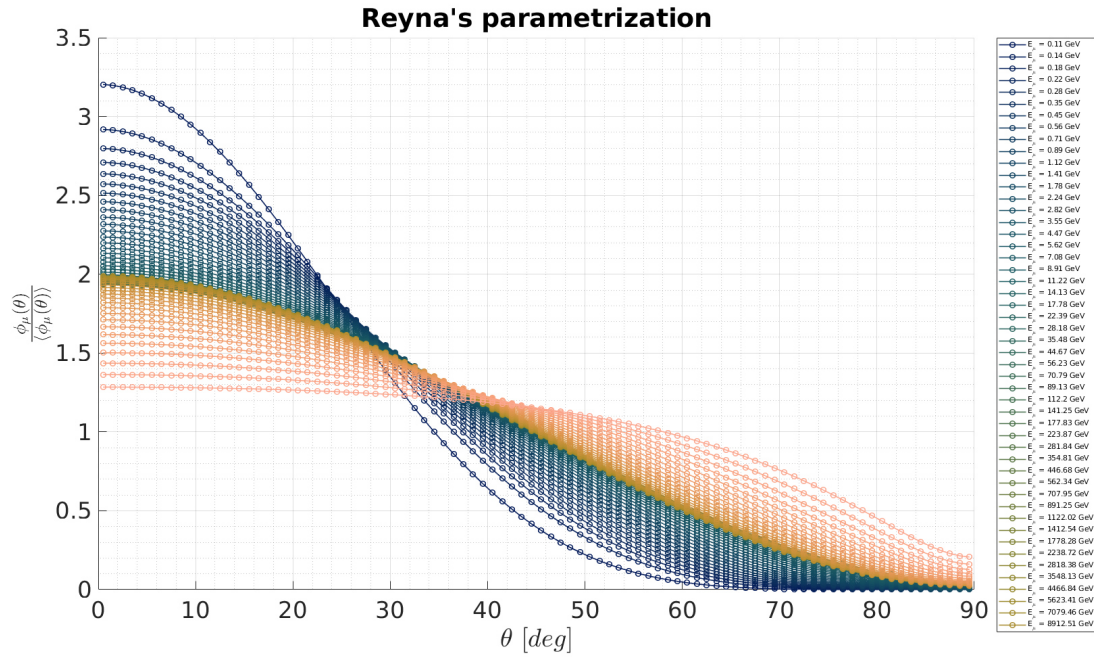


FIGURE 2.34 : Flux relatifs différentiels de muons (Flux/Flux moyen) tracés avec la formule de Reyna et al. [195] en fonction de l'angle zénithal et pour plusieurs niveaux d'énergie des muons (différentes couleurs).

2.4.3 Comparaison à des données réelles

Le meilleur contrôle croisé pour toute simulation est la comparaison avec des données réelles. Elles ont été récoltées à Lyon (France, latitude 45° et proche du niveau de la mer), dans des conditions à ciel "presque" ouvert (seulement le toit d'un bâtiment au dessus), avec un détecteur de muons à 3 plans. Nous avons incliné ce télescope progressivement par pas de 15° du zénith ($\theta = 0^\circ$) à l'horizontale ($\theta = 90^\circ$). Le flux brut de muons détectés (sans correction d'acceptance) pour ces différentes inclinaisons (et couleurs) est présenté sur la figure 2.35 en fonction de l'angle zénithal des muons.

Le flux de chaque inclinaison est corrigé par l'acceptance d'un détecteur de 32×32 canaux dirigé vers le zénith. Il est représenté en fonction de l'angle zénithal reconstruit des muons sur la figure 2.36 (avec 1 inclinaison=1 couleur). Le flux corrigé est le rapport du flux brut mesuré avec l'acceptance. L'acceptance s'exprime en m^2sr (ou cm^2sr) et quantifie la capacité de détection. Elle est maximale au centre de la surface de détection pour un détecteur orienté vers le zénith. L'acceptance expérimentale est le rapport du flux de muons mesuré (en nombre de muons/s) par le flux théorique de muons (en $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$). Elle est représentée sur la figure 4.11 (du haut). Avec l'expérience, il y a forcément des pertes d'informations, tant par la détection que par le recueil des données par l'électronique. Nous préférons donc corriger le flux avec une acceptance expérimentale plutôt qu'une théorique qui surestimerait la capacité de détection de chacun des pixels définis par les directions de propagation des muons.

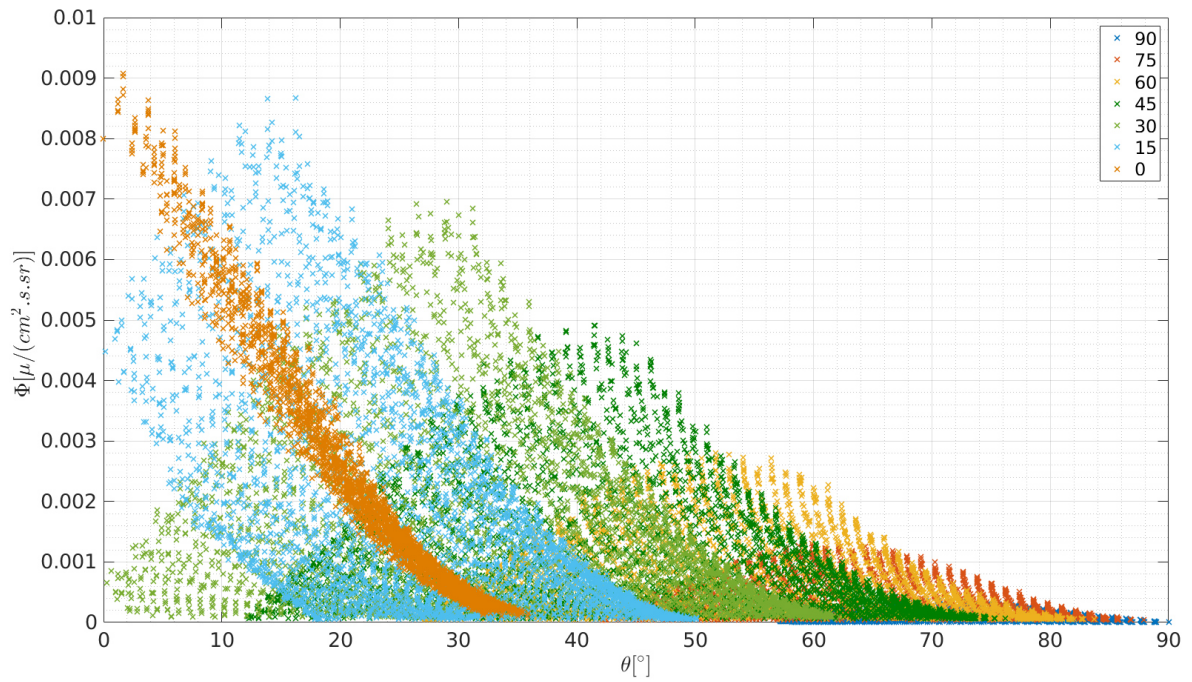


FIGURE 2.35 : Flux brut mesuré (en muons/s) en fonction de l'angle zénithal θ pour l'ensemble des inclinaisons du télescope (0 :15 :90°).

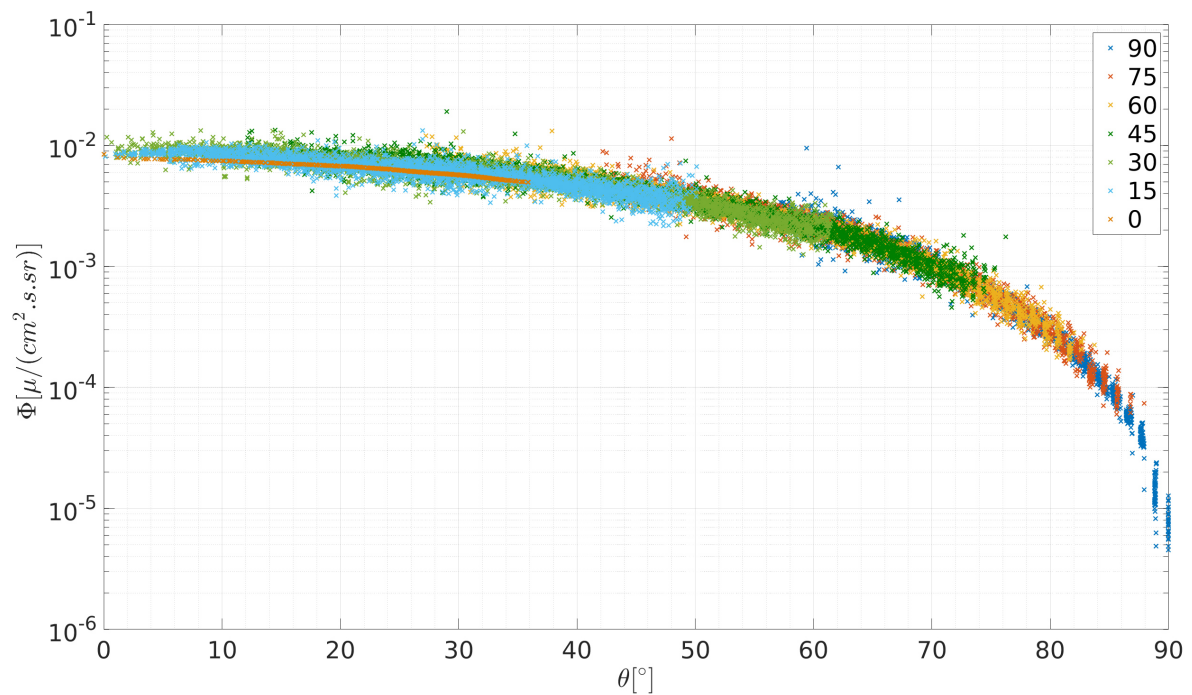


FIGURE 2.36 : Flux corrigé (en $cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}$) en fonction de l'angle zénithal θ des muons pour l'ensemble des inclinaisons du télescope (0 :15 :90°).

Le flux de données réelles est comparé à un flux de muons théorique. Ce dernier est simulé à Lyon (France) en respectant les contraintes géodésiques et atmosphériques du lieu avec l'option du détecteur "plat" et normalisé par le flux de RC1 de Papini [185]. La figure 2.37 présente la comparaison données/simulation. Les points expérimentaux sont les petites croix en bleu et le flux issu des simulations de CORSIKA est représenté en noir. Un ajustement a été effectué sur l'ensemble des données réelles avec un simple $\cos^2(\theta)$ au premier ordre (en rouge). Malgré le désaccord qui subsiste aux grands angles zénithaux, nous avons observé une réelle amélioration de la comparaison données/modèle par rapport à l'ajustement habituel $\cos^2(\theta)$ (ou analytique), même si la simulation sous-estime encore légèrement les données. Pour surmonter ce problème, il est nécessaire de contraindre le flux simulé avec CORSIKA aux données pour être aussi proche que possible de la réalité.

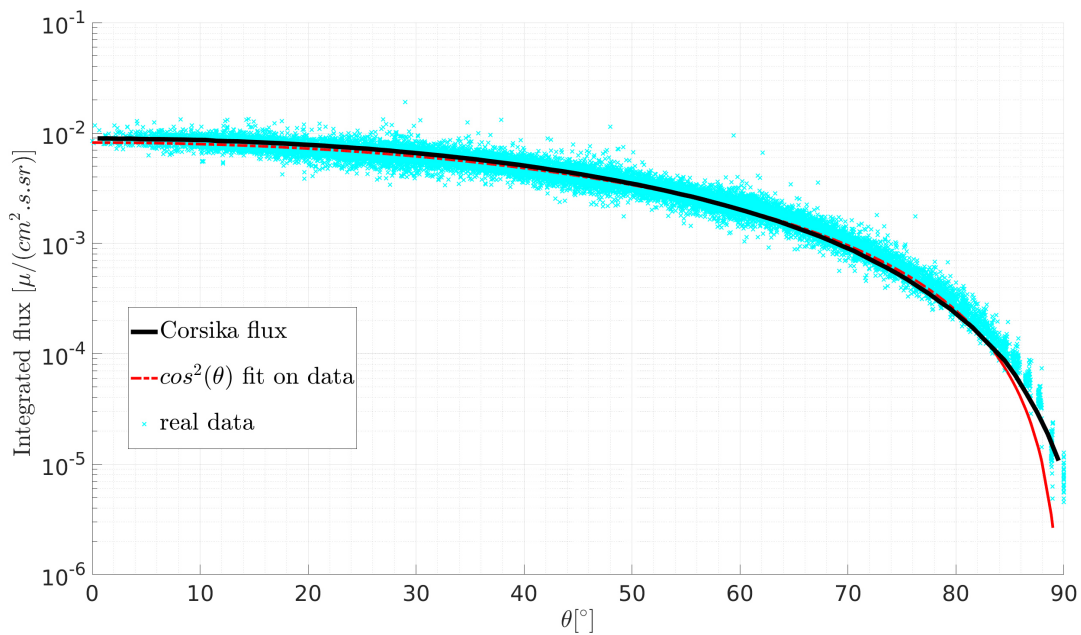


FIGURE 2.37 : Flux de muons intégrés en énergie en fonction de l'angle zénithal θ . Les croix représentent les données mesurées pour différentes inclinaisons du détecteur ($0 : 10 : 90^\circ$). La ligne rouge est un ajustement linéaire en $\cos^2(\theta)$ sur le flux total mesuré. La ligne noire est le flux simulé avec CORSIKA.

Nous avons comparé les flux de muons calculés à partir de données expérimentales et les flux simulés avec CORSIKA en les normalisant par les 2 autres modèles de flux de primaires sur la figure 2.38. La normalisation du flux CORSIKA est différente (voir section 1.3.3) et la pente du spectre des primaires est aussi adaptée à la formule analytique de primaire utilisée (voir section 2.2.1). Le modèle d'Hörandel [126] a tendance à sous-estimer le flux de muons par rapport à ceux de Papini [185] et Wiebel [229]. La paramétrisation de Wiebel semble entraîner une sur-estimation du flux de muons simulé. Nous avons donc choisi la formule de Papini pour nos simulations.

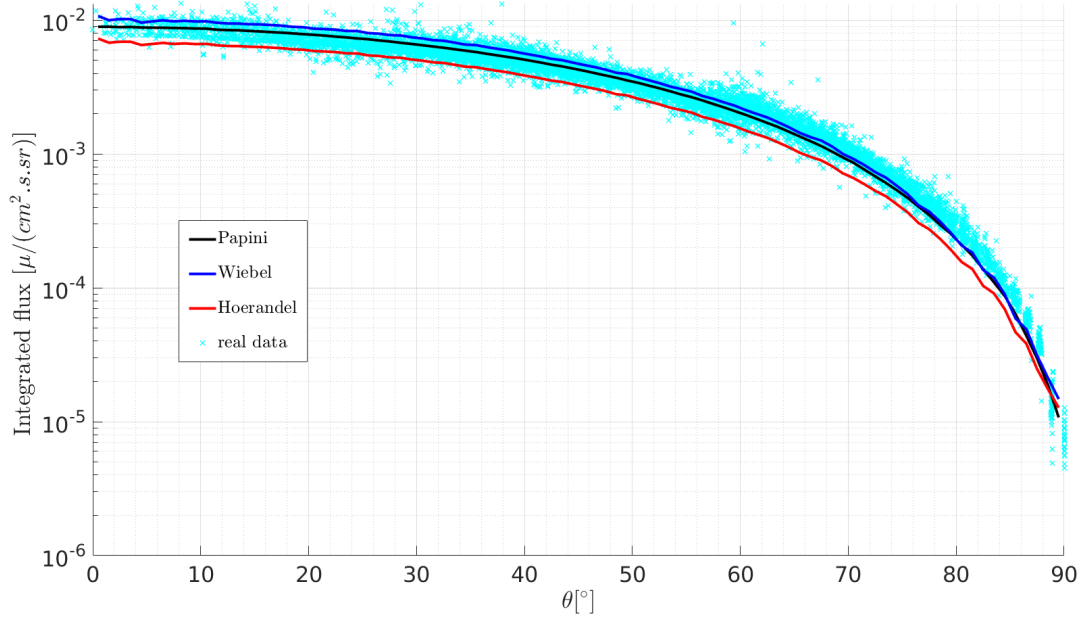


FIGURE 2.38 : Flux de muons intégrés en énergie en fonction de l'angle zénithal θ . Les croix représentent les données mesurées pour différentes inclinaisons du détecteur (0 :10 :90°). Des flux simulés avec CORSIKA pour différentes normalisations de rayonnement cosmique primaire sont tracés :

En noir : la formule de Papini [185],

En bleu : la formule de Wiebel [229],

En rouge : la formule d'Hörandel [126].

2.5 Conclusion

La trajectoire des muons de leur génération jusqu'à leur niveau de détection a été simulée avec CORSIKA. Des matrices de flux différentiels $\Phi(E, \theta)$ ont été créées pour être utilisées dans l'inversion de données de muographie. La connaissance de ce flux permet d'avoir une estimation du flux de muons transmis à travers un système géologique et/ou industriel. Ce dernier point exige beaucoup de précision sur les modèles et en particulier aux grands angles zénithaux. La simulation de flux précis nécessite un bon choix dans les options et une méthodologie associée. Le flux de muons simulé avec CORSIKA est en accord avec les flux obtenus par le biais de formules analytiques (Tang [219], Guan [110], Shukla [208] ...). Il est plus précis et s'adapte davantage à la variété des lieux où nous réalisons des expériences de tomographie. Nous avons eu la chance de pouvoir vérifier nos flux simulés en les comparant à des données réelles prises à ciel ouvert.

Dans le prochain chapitre, nous avons multiplié les simulations CORSIKA en faisant varier les profils d'atmosphère, les champs magnétiques et les altitudes pour mieux comprendre les contributions des paramètres environnementaux sur le flux de muons à des lieux différents. Ainsi, nous pourrions évaluer comment CORSIKA les intègre dans son processus de simulation.

CHAPITRE

3

ETUDE DE L'INFLUENCE DES EFFETS ATMOSPHERIQUES ET GEODESIQUES SUR LES FLUX DE MUONS SIMULES

LES modèles de flux de muons jouent un rôle clé dans la conversion des données mesurées en informations sur les distributions de densité d'une cible. Toute mesure de muographie nécessite une modélisation appropriée du flux de muons en fonction de la localisation et des conditions atmosphériques. Deux approches sont couramment utilisées : des modèles semi-empiriques calibrés sur des données existantes ou des simulations Monte-Carlo. Nous avons vu que la seconde offrait l'avantage d'aborder des paramètres pertinents tels que les conditions atmosphériques, le champ géomagnétique, le niveau d'observation, etc. Bien que des progrès significatifs aient été réalisés au cours des dernières décennies, les expériences de muographie exigent de plus en plus de précision sur les modèles, en particulier pour les muons proches de l'horizon où de grandes disparités subsistent. La sensibilité de la technique repose sur la précision du modèle, qui doit prendre en compte les conditions expérimentales de la manière la plus réaliste possible. Par exemple, il a été montré dans Jourde et al.[136] et Tramontini et al.[223], que les conditions atmosphériques (pression et température) sont fortement corrélées avec le flux de muons. Il est également clair que le champ géomagnétique peut jouer un rôle important en déviant les particules chargées vers les pôles [69], ce qui entraîne une diminution du flux à l'équateur et une augmentation aux hautes latitudes. Nous évaluons avec ce chapitre les variations atmosphériques et géodésiques afin d'en corriger nos données de flux de muons mesurés et ainsi améliorer la précision de nos résultats.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats détaillés obtenus pour quantifier l'impact des conditions environnementales sur la sensibilité des mesures de muographie avec des simulations CORSIKA. Nous commençons par exposer la règle sur la propagation des incertitudes.

Elle est utilisée pour quantifier l'erreur associée au rapport de deux flux. Ensuite, nous exposons nos résultats sur les effets d'altitude, du champ géomagnétique et de l'état de l'atmosphère sur le flux de muons théorique, dans trois parties distinctes.

Muon flux models play a key role in converting measured data into information about the density distributions of a target. Any muography measurement requires an appropriate modeling of the muon flux as a function of location and atmospheric conditions. Two approaches are commonly used : semi-empirical models calibrated on existing data or Monte-Carlo simulations. We have seen that the second approach has the advantage of addressing relevant parameters such as atmospheric conditions, geomagnetic field and observation level. Although significant progress has been made in the last decades, muography experiments require more and more accuracy in the models, especially for near-horizon muons where large discrepancies remain. The sensitivity of the technique relies on the accuracy of the model, which must take into account the experimental conditions in the most realistic way. For example, it has been shown in Jourde et al. [136] and Tramontini et al. [223], that atmospheric conditions (pressure and temperature) are strongly correlated with the muon flux. It is also clear that the geomagnetic field can play an important role in deflecting charged particles toward the poles [69], resulting in a decrease in flux at the equator and an increase at high latitudes. With this chapter we evaluate atmospheric and geodesic variations in order to correct our measured muon flux data and thus improve the accuracy of our results.

In this chapter, we present detailed results obtained to quantify the impact of environmental conditions on the sensitivity of muography measurements with CORSIKA simulations. We begin by outlining the uncertainty propagation rule. It is used to quantify the error associated with the ratio of two fluxes. Then, we present our results on the effects of altitude, geomagnetic field and atmospheric state on the theoretical muon flux, in three separate parts.

Sommaire

3.1 Réglages	79
3.2 Influence de l'altitude de détection	80
3.3 Influence du champ magnétique	84
3.3.1 Influence du champ magnétique dans des lieux réels	85
3.3.2 Influence de la composante horizontale B_x	86
3.3.3 Influence de la composante verticale B_z	86
3.4 Influence des conditions atmosphériques	88
3.4.1 Propriétés de l'atmosphère	88
3.4.2 Effets à court terme	91
3.4.3 Effets saisonniers	92
3.4.4 Effets des températures extrêmes	94
3.4.5 Effet de l'hygrométrie	95
3.4.6 Tous les effets combinés	96
3.5 Conclusion	97

3.1 Réglages

LIEUX D'ÉTUDE

Pour les tests préliminaires, la ville de Lyon en France a été choisie pour valider les flux simulés avec les mesures à ciel ouvert présentées sur la figure 2.37 du chapitre précédent. Cette ville est située à une latitude moyenne avec un climat tempéré. Ensuite, nous avons choisi Dallol, en Éthiopie où les températures les plus chaudes sur Terre ont été enregistrées et Oimiakon, en Russie est un plateau où se trouvent les températures les plus froides de l'hémisphère nord. Ces deux endroits ont été sélectionnés pour étudier les effets des conditions de températures extrêmes. Mawsynram, en Inde est la plus humide et Atacama, au Chili la plus sèche, sont également testées. Enfin, la ville de Brême en Allemagne est aussi simulée. Cette ville est le lieu d'étude de notre expérience de muographie. Tous les paramètres de latitude, longitude et les composantes du champ magnétique de ces 6 lieux sont présentés dans le tableau 3.1.

Lieu	Latitude (°)	Longitude (°)	B_x (μT)	B_z (μT)
Lyon	45.75	4.75	22.71	40.96
Dallol	14.14	40.18	36.28	10.19
Oimiakon	69.18	141.60	9.99	58.51
Mawsynram	25.18	91.35	36.91	30.54
Atacama	-24.30	-69.15	20.75	9.18
Brême	53.08	8.81	18.49	46.14

TABLE 3.1 : Coordonnées et composantes (B_x , B_z) du champ magnétique des lieux d'étude.

INCERTITUDES

Tous les résultats présentés dans ce chapitre sont soumis à une incertitude importante. Elle est statistique et augmente lorsque l'énergie augmente. En effet, nous simulons beaucoup moins de muons de haute énergie et de muons d'angles extrêmes. Nous avons des limites imposées par le temps de calcul et liées au caractère aléatoire de CORSIKA. **Nos erreurs sont toutes tracées pour 1σ .**

Seules les incertitudes liées à la statistique sont prises en compte pour le calcul des erreurs associées aux flux. Elles sont prépondérantes devant les erreurs systématiques. Pour comparer deux flux, leur rapport est calculé et la propagation des incertitudes (statistiques) est utilisée pour estimer l'erreur associée. Les erreurs de chaque flux sont estimées avec un calcul de déviation standard sur flux moyen de plusieurs flux. Ces derniers sont simulés avec les mêmes paramètres d'entrées mais diffèrent par la graine aléatoire (paramètre SEED) choisie en début de simulation à CORSIKA. Chaque erreur est corrigée du nombre de simulations qui ont servi à calculer le flux moyen.

3.2 Influence de l'altitude de détection

L'altitude de l'expérience joue un rôle non négligeable puisqu'elle revient à mesurer le flux de particules à un stade différent du développement de la gerbe cosmique. À haute altitude, les flux de muons de basse énergie sont plus importants qu'au niveau de la mer. Les muons de faible énergie présents à haute altitude vont probablement se désintégrer avant d'atteindre le sol. Les muons d'angle zénithal élevé se propagent plus longtemps dans l'atmosphère et perdent plus d'énergie.

Dans cette section, le modèle CORSIKA a été utilisé pour simuler des flux de muons pour différents niveaux d'observations/altitudes. Le but étant de quantifier cet effet sur le flux de muons mesurable à ciel ouvert. Entre deux flux comparés, les paramètres géomagnétiques et atmosphériques sont maintenus constants, seule l'altitude de détection des muons est modifiée.

Le flux de muons à Lyon, en France à des altitudes fictives a été comparé au flux au niveau de la mer. Ensuite, le même test a été effectué pour Dallol, en Éthiopie. L'objectif est de vérifier si le processus de développement des gerbes est le même partout sur le globe.

• Rapport de flux : Lyon à 1000 m Vs Lyon au niveau de la mer.

La figure 3.1 (en haut) présente la distribution de l'intensité normalisée en considérant différentes gammes d'énergie : 1-10 GeV, 10-100 GeV, 100-10³ GeV, 10³-10⁴ GeV et celle pour toute la gamme d'énergie. Elle montre que si nous considérons une gamme d'énergie large, la distribution des rapports d'intensité tend vers un pic étroit centré sur $1,17 \pm 0,01$. Il y a donc 17% de muons en plus à 1000 m qu'au niveau de la mer. La partie droite de la figure montre le rapport de flux pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90°, en considérant les mêmes gammes d'énergie. À une altitude de 1000 m, le rapport de flux est beaucoup plus élevé pour les basses énergies (1 à 10 et 10 à 100 GeV, en bleu foncé et bleu clair), et moins important à un angle zénithal élevé (80 à 90°). Pour les énergies plus élevées, le rapport de flux reste davantage constant pour chaque angle (en vert et orange).

• Rapport de flux : Lyon à 5000 m Vs Lyon au niveau de la mer.

La figure 3.1 (en bas) est la même que la figure 3.1 (en haut) mais le flux est simulé à 5000 m au lieu de 1000 m. La distribution du rapport d'intensité tend vers un pic étroit centré à $2,15 \pm 0,10$. Le flux total est donc plus important à 5000 m qu'à 1000 m et il y a deux fois plus de flux qu'au sol. Sur la partie droite de la figure, le rapport associé à la gamme des petites énergies (en bleu foncé) augmente avec l'angle zénithal jusqu'à 70° environ, puis diminue brusquement. La différence entre le flux intégré au niveau du sol et à 5000 m devient plus prononcée aux angles élevés pour les gammes d'énergie intermédiaires (10-100 GeV et 100-1000 GeV en bleu clair et vert). Au-dessus de 1000 GeV, le rapport est constant en fonction de l'angle zénithal et davantage proche de 1.

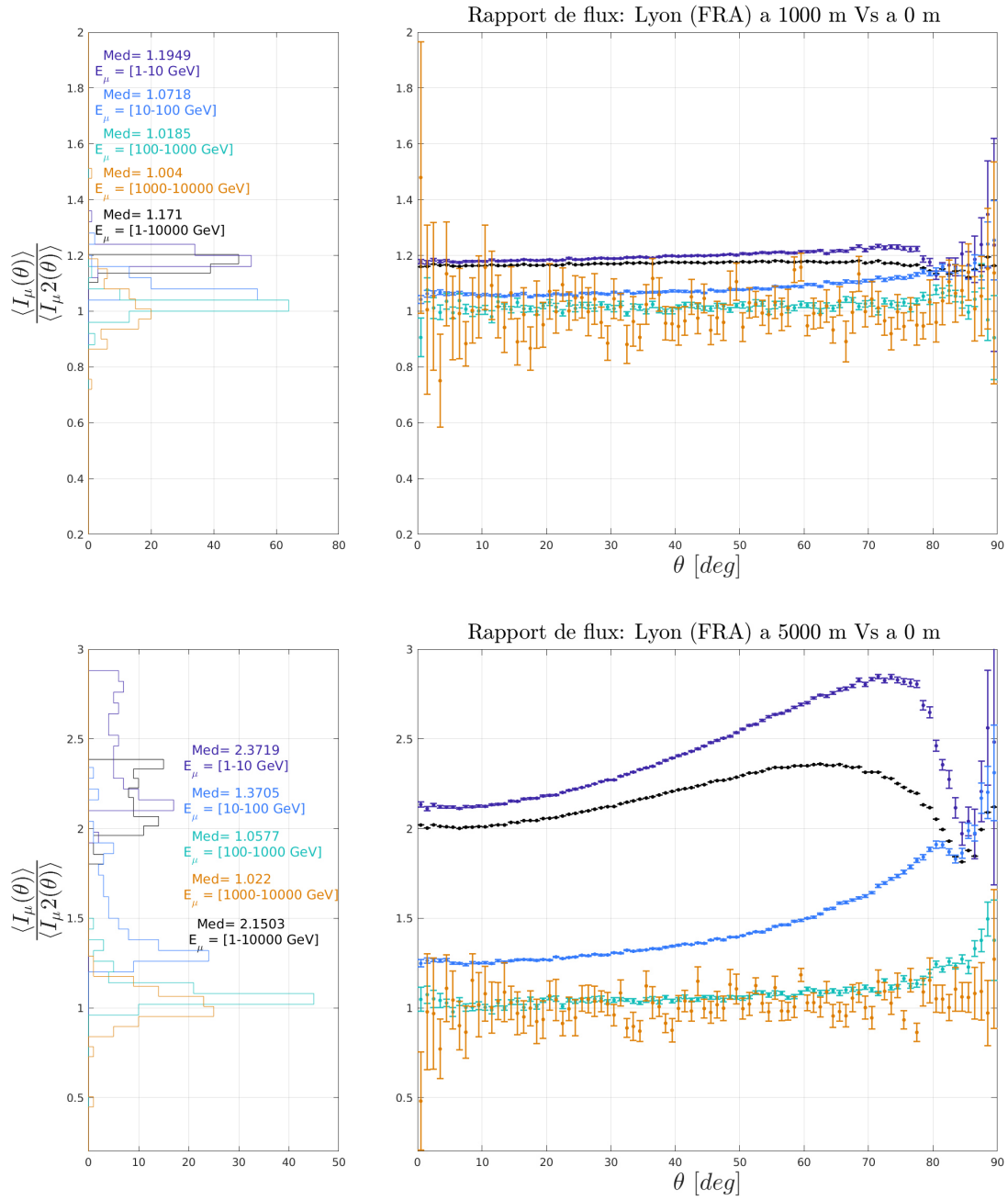


FIGURE 3.1 : (*Panneaux de gauche*) Distributions d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10^4 GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir), Med= médiane.

(*Panneaux de droite*) Rapports de 2 flux associés aux distributions en fonction de l'angle zénithal θ à Lyon, France pour :

Fig. du haut : (1) 1000 m d'altitude et (2) au niveau de la mer, pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Même atmosphère et champ magnétique pour les deux flux.

Fig. du bas : (1) 5000 m d'altitude et (2) au niveau de la mer, pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Même atmosphère et champ magnétique pour les deux flux.

• **Rapport de flux : Dallol à 1000 m Vs Dallol au niveau de la mer.**

Sur la figure 3.2 les flux sont simulés à Dallol à 1000 m et au niveau de la mer. La distribution du rapport d'intensité tend vers un pic étroit centré à $1,15 \pm 0,15$ au lieu de 1,171 (à Lyon, figure 3.1). Le panneau de droite montre le rapport des flux intégrés pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90°, en considérant les mêmes gammes d'énergie. À une altitude de 1000 m, ce rapport de flux est plus élevé pour les basses énergies (1 à 10 et 10 à 100 GeV, en bleu foncé et clair). Pour toutes les gammes d'énergie, le rapport diverge à partir de 80°. Dans la gamme des petites énergies, le flux est plus élevé à un angle zénithal élevé, avec une élévation de 1000 m. Dans la gamme des hautes énergies, le flux est plus élevé à un angle zénithal élevé.

Nous en tirons quelques réponses préliminaires :

- Nous observons une croissance monotone avec un changement dans le spectre énergétique. Les particules de basse énergie présentes à haute altitude vont perdre de l'énergie et certaines d'entre elles ne pourront pas atteindre le sol. Cependant, les particules avec des angles zénithaux élevés ont plus de distance à parcourir avant d'atteindre le sol, elles perdront plus d'énergie.
- La différence entre le flux à 1000 m et celui au niveau de la mer est plus élevée à Lyon qu'à Dallol (2% d'écart). D'autres facteurs que l'altitude influenceraient donc le flux de muons. Les champs magnétiques et les conditions atmosphériques sont différents entre ces deux lieux et affectent probablement le flux de muons intégré sur la colonne d'une manière distincte. Il semble que la différence "totale" augmente avec la latitude. Les différences liées à l'altitude sont accentuées aux hauts angles zénithaux à faible latitude.
- La déviation standard sur le flux total est très élevée pour Dallol. À haut angle zénithal, les rapports de flux divergent. Sous 10 GeV, le flux à 1000 m est très faible devant celui au niveau de la mer et le contraire au-dessus. Ce n'est pas le cas à Lyon où les rapports de flux sont plus stables à 1000 m.
- D'autres paramètres doivent alors entrer en jeu comme le géomagnétisme ou la densité de l'atmosphère. Leur action semble davantage peser sur le flux de Dallol.

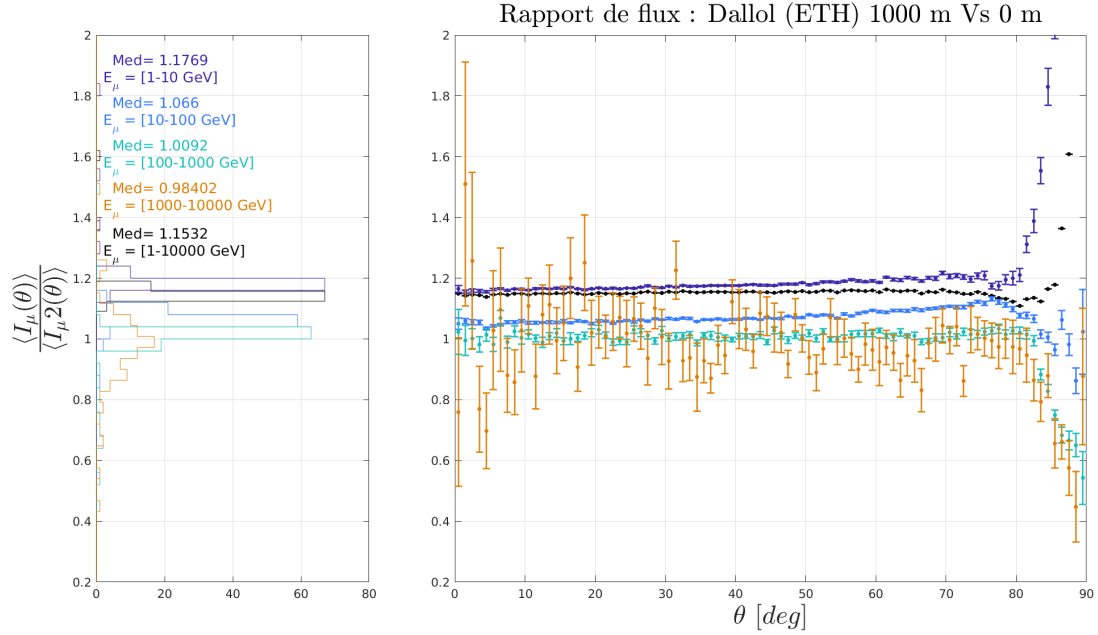


FIGURE 3.2 : (*Gauche*) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10^4 GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (*Droite*) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ à Dallol, Ethiopie (1) 1000 m d'altitude et (2) au niveau de la mer, pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Même atmosphère et champ magnétique pour les deux flux. Med= médiane

• **Paramétrisation :**

Il existe des formules analytiques permettant d'estimer le flux de muons en altitude à partir de celui au niveau de la mer. Par exemple, Hebbeker et Timmermans [119] ont trouvé une interpolation satisfaisante entre les modèles numériques et les données avec la relation :

$$\frac{\Phi(h)}{\Phi(h=0)} = \exp(-h/h_0) \quad (3.1)$$

où h est l'altitude en mètres et h_0 est une longueur caractéristique donnée par $h_0 = 4900 + 750p$ où p est l'impulsion du muon en GeV.

Nous avons testé cette propriété exponentielle du flux de muons en fonction de l'altitude. Sur la figure 3.3 (du haut), les flux intégrés sur l'énergie sont tracés en fonction des angles zénithaux θ . Les couleurs "froides" (bleus clair et foncé, vert) sont les flux de muons à Lyon, France obtenus avec CORSIKA et pour différents niveaux d'observation (au niveau de la mer, à 1000 et 5000 m d'altitude). Les couleurs "chaudes" (bordeaux, rouge, jaune) sont réservées aux flux utilisant la formule de correction 3.1 sur un flux au niveau de la mer. La courbe bordeaux est obtenue avec la formule de Gaisser pour le flux de muons au niveau de la mer. Les courbes jaune et rouge sont obtenues en simulant le flux de muons au niveau de la mer avec CORSIKA. Les deux flux intégrés à 5000 m d'altitude sont différents et notamment aux grands

angles zénithaux. Le flux "CORSIKA au niveau de la mer + Timmermans" (courbe rouge) a tendance à sous-estimer le flux de muons aux angles zénithaux élevés par rapport au flux "CORSIKA à 5000 m" (courbe verte). Pour les flux intégrés "1000 m", "CORSIKA au niveau de la mer + Timmermans" (courbe orange) et "Gaisser au niveau de la mer + Timmermans" (bordeaux), ont la même amplitude jusqu'à 75°, alors que le flux Gaisser + Timmermans sous-estime le flux. Le flux CORSIKA à 1000 m (bleu clair) est moins important que ces deux-là. La figure 3.3 (du bas) représente les rapports de flux intégrés de "CORSIKA à X m" sur "CORSIKA à 0 m + Timmermans". A 1000 m (courbe noire), le rapport est d'environ 0.665 et plutôt constant, il diminue soudainement aux angles zénithaux élevés. À 5000 m (courbe et axe bleus), le rapport augmente avec l'angle zénithal : le flux CORSIKA est 5 fois plus important que le flux CORSIKA+ Timmermans à 90°. Pour une expérience en altitude, il est important de simuler le flux directement au niveau de l'observation sur CORSIKA car la formule de Timmermans & Hebbeker a tendance à surestimer ou sous-estimer (surtout aux grands angles zénithaux) le flux de muons.

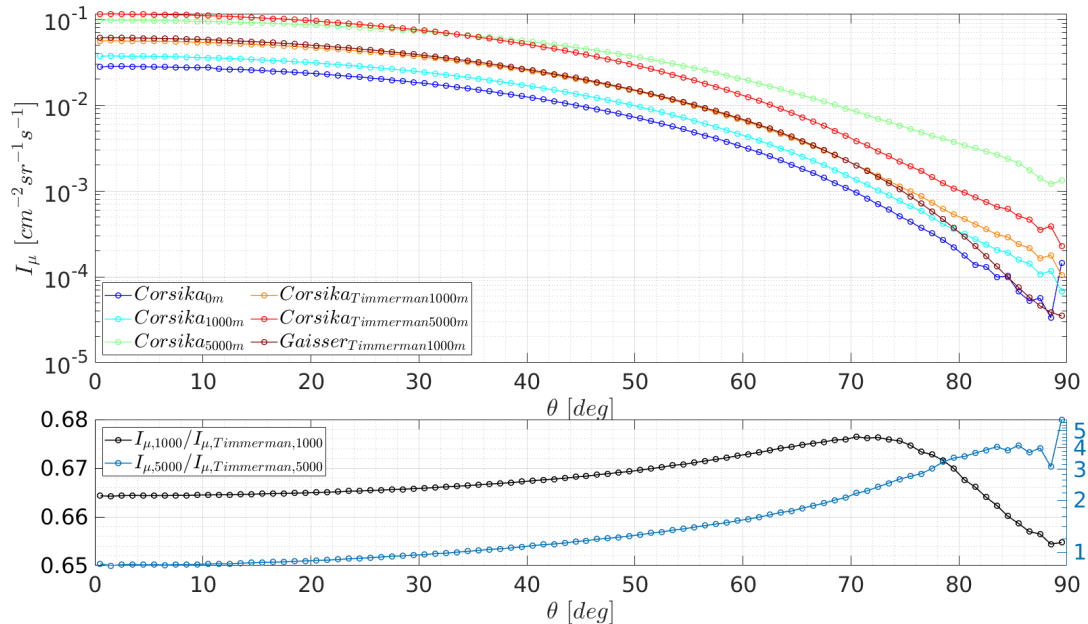


FIGURE 3.3 : (*En haut*) Flux intégrés simulés avec CORSIKA pour plusieurs altitudes (couleurs "froides") ou corrigés par la formule de Timmerman & Hebbeker 3.1 à partir d'un flux CORSIKA au niveau de la mer (couleurs "chaudes"), ou simplement avec le modèle [97?] (couleur "bordeaux"). (*En bas*) Rapports de flux intégrés des flux CORSIKA à une altitude donnée avec "CORSIKA au niveau de la mer + formule de Timmerman & Hebbeker" à la même altitude.

3.3 Influence du champ magnétique

Dans cette partie, les effets du champ magnétique sont testés. Pour ce faire, les paramètres atmosphériques et d'altitude ont été maintenus constants entre les flux comparés.

3.3.1 Influence du champ magnétique dans des lieux réels

Nous avons choisi d'étudier l'effet du champ magnétique sur le flux de muons avec les composantes du champ magnétique de lieux réels : Dallol ($B = 37.6799 \mu\text{T}$) et Oimiakon ($B = 58.5077 \mu\text{T}$).

La figure 3.4 présente la distribution de l'intensité normalisée en considérant différentes gammes d'énergie : 1-10 GeV, 10-100 GeV, 100- 10^3 GeV, 10^3 - 10^4 GeV et celle pour la gamme d'énergie entière. Il montre que lorsqu'on considère une plus grande gamme d'énergie, la distribution des rapports d'intensité tend vers un pic étroit centré à $1,04 \pm 0,19$. Le panneau de droite montre le rapport de flux pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90°, en considérant les mêmes gammes d'énergie. Le flux de Dallol est plus élevé pour les basses énergies (1 à 10 GeV en bleu foncé) et pour un angle zénithal élevé (80 à 90°), le flux d'Oimiakon est plus élevé. Pour les hautes énergies, le rapport de flux reste plus constant à chaque angle (en vert et jaune). Le rapport de flux total est constant jusqu'à 65° et diminue puis augmente ensuite.

Le flux de muons semble être 4% plus élevé à Dallol qu'à Oimiakon sur toutes les gammes d'énergie. Sachant que Dallol est proche de l'équateur et Oimiakon, du pôle Nord, ce résultat est contraire aux attentes, avec un champ magnétique plus fort à Dallol le flux de muons devrait y être plus faible. C'est pourquoi nous essayons de comprendre les effets des composantes du champ magnétique terrestre sur le flux de muons.

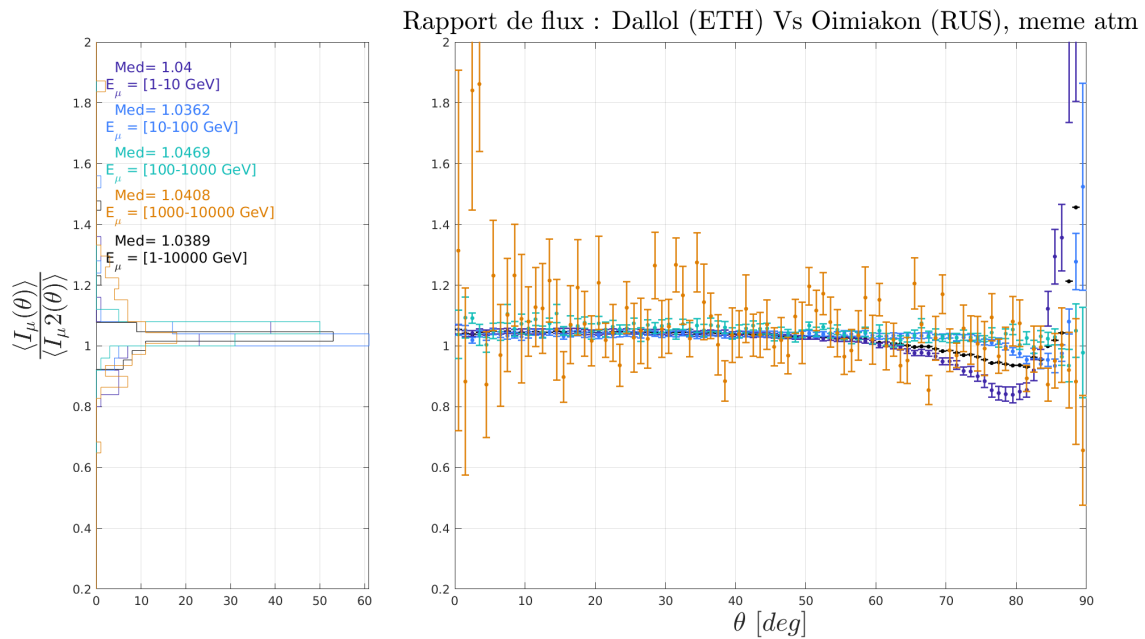


FIGURE 3.4 : (À gauche) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10^4 GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (À droite) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ entre (1) Dallol (Ethiopie) et (2) Oimiakon (Russie) pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Mêmes conditions atmosphériques et altitude pour les deux flux et champs magnétiques différents. Med= médiane

3.3.2 Influence de la composante horizontale B_x

Nous avons fixé la composante verticale et la composante horizontale respectivement $B_z = 20 \mu\text{T}$ et $B_x = 15 \mu\text{T}$ pour une simulation de référence. Nous calculons ensuite une nouvelle simulation avec des paramètres fixés à $B_x = 45 \mu\text{T}$ et $B_z = 20 \mu\text{T}$. Nous simulons le flux de muons avec ces deux configurations et calculons leur rapport pour quatre gammes d'énergie différentes et différents angles zénithaux. La figure 3.5 (en haut), sur le panneau de gauche, présente la distribution d'intensité normalisée du rapport de flux sur l'angle zénithal, pour chaque gamme d'énergie individuelle. Elle montre que lorsque nous considérons une gamme d'énergie plus large, la distribution des rapports d'intensité tend vers un pic étroit centré à $0,95 \pm 0,01$ correspondant à un effet d'environ 5%. Comme prévu, le rapport tend vers 1 pour les gammes d'énergie supérieures à 10 GeV mais pas pour les particules de basse énergie qui sont plus déviées vers les pôles. Le panneau de droite montre le rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ pour des gammes d'énergie fixes.

Aux basses énergies (1 à 10 GeV en bleu foncé), le flux est plus élevé pour $B_x = 45 \mu\text{T}$ jusqu'à 60° et entre 85° et 90° , et plus faible entre 60° et 85° . Ceci est probablement dû au fait que les particules à angle élevé doivent traverser une plus grande section de l'atmosphère et peuvent donc commencer leur voyage avec des énergies plus élevées, ce qui les rend moins sensibles à l'effet du champ géomagnétique. Notez que cet échantillon domine le rapport du flux total intégré (en noir) qui suit plus ou moins le même comportement.

À haute énergie, typiquement au-dessus de 10 GeV, le rapport de flux reste plus constant avec l'angle zénithal (en bleu clair, vert et orange). De plus, cet échantillon de haute énergie n'est généralement pas utilisé en mode diffusion. Il faut donc choisir des corrections pour les effets géomagnétiques afin d'effectuer des mesures absolues avec la muographie de diffusion.

3.3.3 Influence de la composante verticale B_z

La même procédure est suivie cette fois avec une composante horizontale fixe ($B_x = 30 \mu\text{T}$) et différentes composantes verticales ($B_z = 20$ et $45 \mu\text{T}$). Nous simulons le flux de muons avec ces deux configurations et nous calculons le rapport en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal. Les résultats sont présentés sur la figure 3.5 (milieu). Seule une légère différence aux angles zénithaux élevés est observée. La composante B_z ne semble pas affecter le flux de muons.

Nous avons conservé la simulation précédente de la sous-section 3.3.2 comme référence, et nous calculons une autre simulation pour laquelle les valeurs des composantes B_x et B_z ont été interverties. L'intensité du champ géomagnétique total a été maintenue constante pour les deux simulations. Les muons de basse énergie sont davantage déviés lorsque B_x augmente. C'est précisément cette composante qui influence le flux de muons car dans cette sous-section, l'intensité du champ magnétique est restée constante dans les deux flux comparés.

Ces résultats numériques valident le fait que le champ magnétique affecte particulièrement les muons de faible énergie qui sont déviés vers les pôles. Les mésons très énergétiques sont moins affectés par le champ géomagnétique. Les muons à faible angle zénithal sont moins affectés car la trajectoire est courte, à fort angle zénithal c'est moins clair car ils sont de moins en moins énergétiques au fur et à mesure qu'ils progressent.

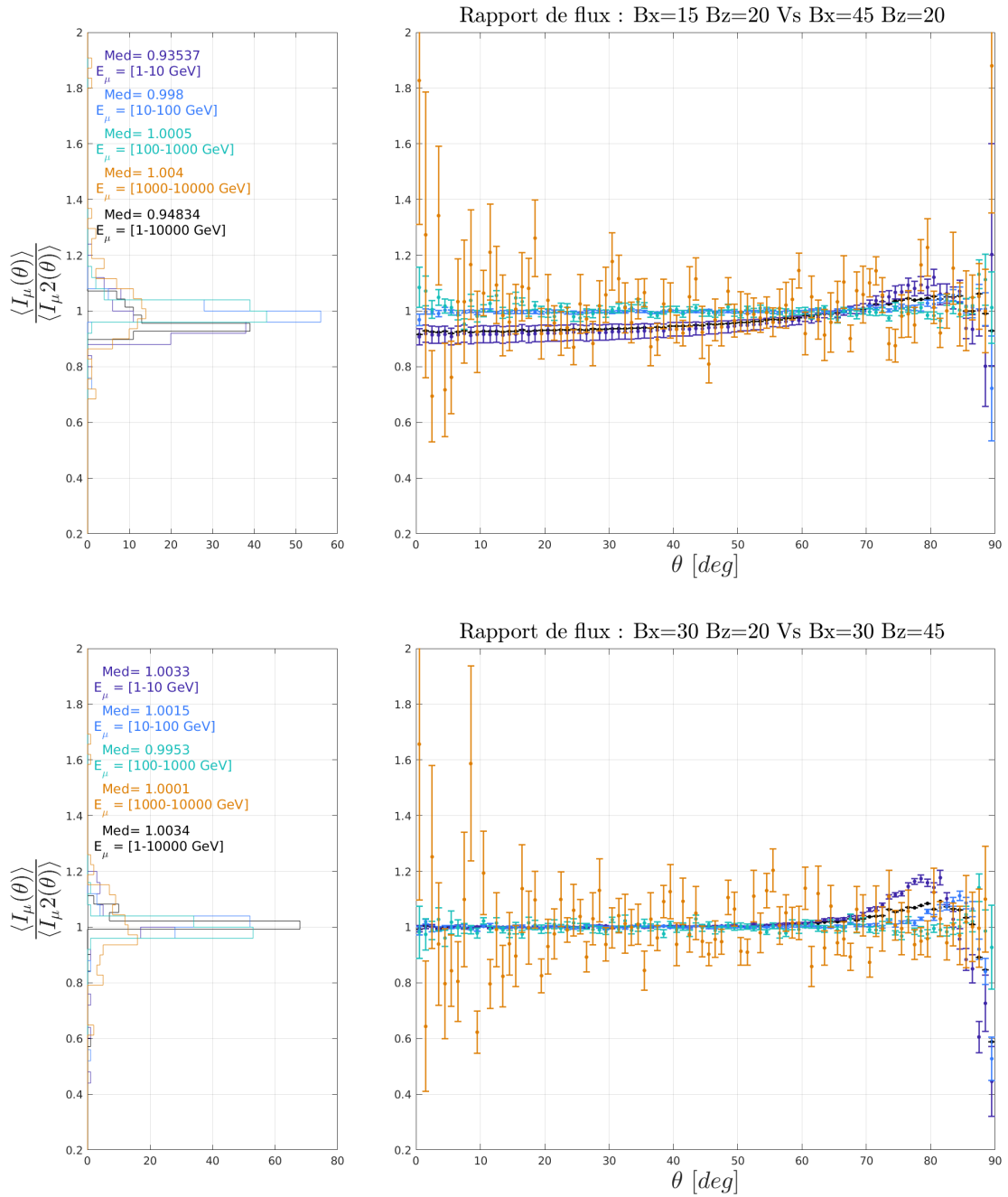


FIGURE 3.5 : Comparaisons de simulations, avec la même atmosphère et la même altitude, et des champs magnétiques différents. (**En haut**) Les paramètres magnétiques sont : (1) $B_x = 15 \mu\text{T}$, $B_z = 20 \mu\text{T}$ et (2) $B_x = 45 \mu\text{T}$, $B_z = 20 \mu\text{T}$. (**En bas**) Les paramètres magnétiques sont : (1) $B_x = 30 \mu\text{T}$ $B_z = 20 \mu\text{T}$ et (2) $B_x = 30 \mu\text{T}$ $B_z = 45 \mu\text{T}$.

(*Panneaux de gauche*) Distribution d'intensité normalisée pour différentes gammes d'énergie de 1 à 10^4 GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (*Panneaux de droite*) Dépendance du rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ entre deux flux de champ magnétique différents pour les mêmes gammes d'énergie que dans le panneau de gauche. Med= médiane

3.4 Influence des conditions atmosphériques

Nous avons testé les effets de l'altitude et des composantes du champ magnétique sur le flux de muons. Nous souhaitons maintenant quantifier l'impact de la densité atmosphérique sur le flux, qui est contrôlée par la température et la pression de l'atmosphère. Ainsi, pour un même lieu, les variations saisonnières doivent affecter le flux de muons. Les villes présentées en 3.1 sont utilisées pour tester les effets d'une température ou d'une humidité extrême (ou d'une sécheresse). Leurs atmosphères sont présentées dans la sous-section suivante.

Nous avons choisi de nous intéresser aux effets à court terme, à long terme et aux atmosphères extrêmes. Les paramètres de densité de l'atmosphère utilisés pour simuler les flux de muons avec CORSIKA sont déterminés avec "era5tool" défini dans la sous-section 2.2.3.

3.4.1 Propriétés de l'atmosphère

L'atmosphère peut être divisée en cinq couches : la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et l'ionosphère. La troposphère est la partie de l'atmosphère terrestre située entre la surface et une altitude d'environ 8 à 15 kilomètres, selon la latitude et la saison. Elle est plus épaisse à l'équateur qu'aux pôles. Cette couche concentre les trois quarts de la masse atmosphérique et la température diminue rapidement avec l'altitude. La stratosphère s'étend, en moyenne, de 12 à 50 km. Elle est caractérisée par une augmentation de la température avec l'altitude. La stratosphère commence à basse altitude près des pôles, car la température y est plus basse. La répartition de la densité atmosphérique est donc différente aux latitudes extrêmes par rapport à celle de l'équateur.

Les profils de température et de densité de plusieurs atmosphères sont représentés sur la figure 3.6 (~ 50 km). Sur la figure 3.7 sont tracés les profils d'humidité relative. Les atmosphères de Lyon (FRA) en hiver (28 et 30/12/20) et en été (01/08/19) sont tracées. Puis il y a Oimiakon (RUS), Dallol (ETH), Atacama (CHL) et Mawsynram (IND), le 30/12/20. Ces profils de température et de densité mettent en évidence quelle partie de l'atmosphère peut affecter la production et le filtrage du flux de muons.

La densité diminue globalement avec l'altitude, et les atmosphères plus froides sont plus denses surtout à basse altitude. Notons qu'autour de 10-15 km, il existe une inversion de température (figure 3.6 (haut)), ce qui est pertinent puisqu'il s'agit des altitudes typiques où les muons sont générés après la désintégration de leurs parents. Malgré le fait que les températures soient très différentes au niveau du sol, toutes les températures diminuent avec l'augmentation de l'altitude (jusqu'à 10-15 km d'altitude), quelle que soit leur localisation. Ensuite, les températures augmentent dans la stratosphère et diminuent à partir de la stratopause. Par ailleurs, le changement de comportement de la courbe de température à Oimiakon se fait à plus basse altitude car la stratosphère commence plus bas aux pôles.

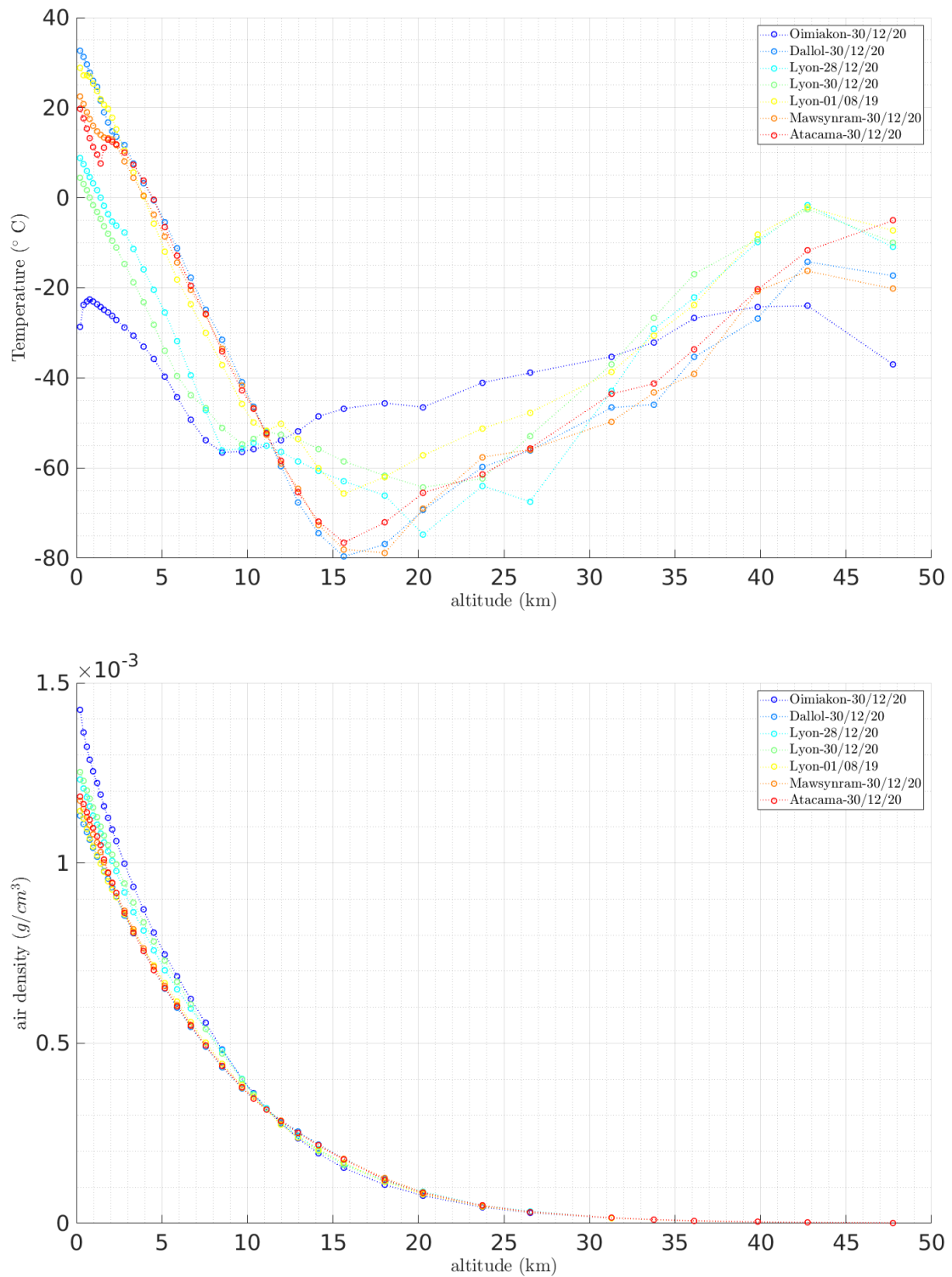


FIGURE 3.6 : *En haut*, profils de température et *en bas* ceux de densité d'atmosphères extrêmes ou modérées (plusieurs couleurs sur la légende) pour des altitudes de 0 à 50 km.

Pour les profils d'humidité relative représentés sur la figure 3.7, la teneur en vapeur d'eau de l'air varie avec l'altitude. Comme la température, l'humidité relative dépend également de la pression du système considéré : elle est faible au niveau du sol mais importante à haute altitude. Dans les atmosphères très chaudes et/ou sèches, elle n'atteint jamais 100%. L'humidité relative (HR) augmente globalement avec l'altitude et est maximale à Oimiakon à haute altitude, à 2 km Mawsynram et Dallol ont l'HR la plus élevée et au sol les valeurs sont presque les mêmes partout sur le globe sur la figure 3.7.

Les muons sont produits à une altitude typique de 10-15 km (limite troposphère/stratosphère). Leur abondance est affectée par les différences de densité dans l'atmosphère, soit par ré-interaction directe, soit par modification des probabilités de survie de leurs mésons parents avant désintégration [95, 106]. L'effet est plus important pour les muons de haute énergie, qui résultent de mésons de haute énergie ayant une durée de vie plus grande en raison de la dilatation du temps et donc des trajectoires plus longues dans l'atmosphère. Les muons à haute énergie sont donc plus sensibles aux changements de température.

La sous-section suivante nous aidera à comprendre et à quantifier les changements de l'atmosphère sur le flux de muons.

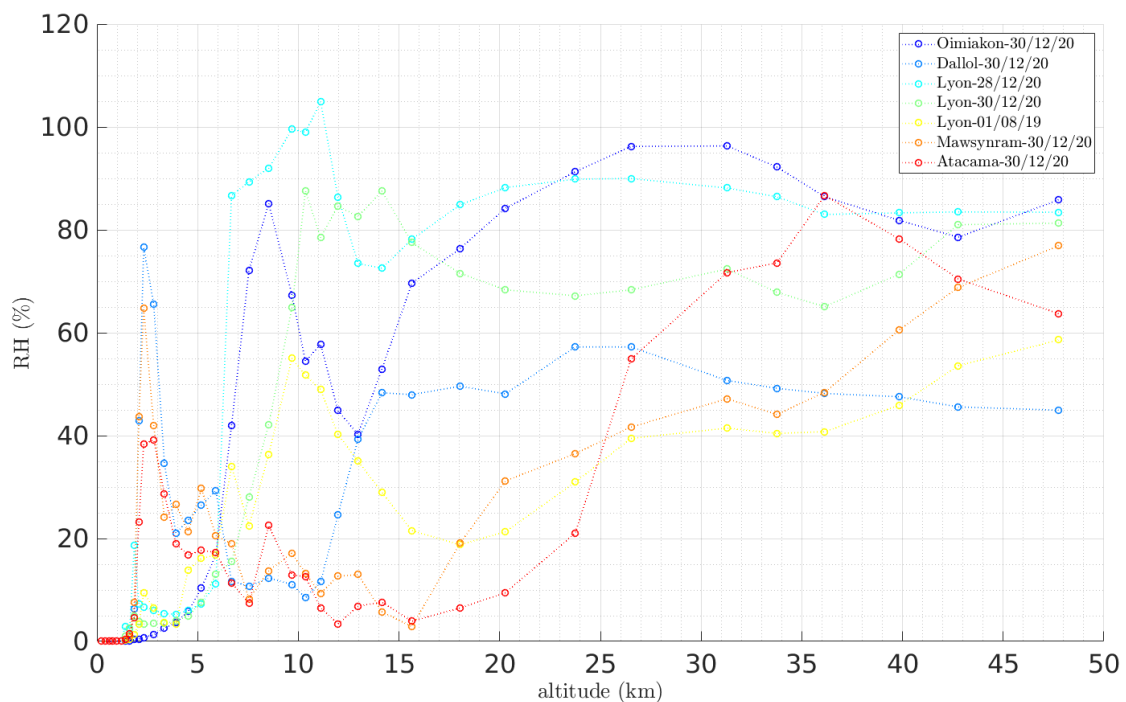


FIGURE 3.7 : Profils d'humidité relative d'atmosphères extrêmes ou modérées (plusieurs couleurs) pour des altitudes de 0 à 50 km.

3.4.2 Effets à court terme

Nous avons simulé les effets à court terme des changements d'état de l'atmosphère sur le flux de muons. Nous avons choisi les 28 et 30 décembre 2020, période à laquelle un important événement dépressif (une différence de 20 hPa) s'est produit à Lyon, en France. La figure 3.8 présente la distribution de l'intensité normalisée en considérant différentes gammes d'énergie. Elle montre que lorsque nous considérons une plus grande plage d'énergie, la distribution des rapports d'intensité tend vers un pic étroit centré sur $1 \pm 0,008$. La différence de flux intégré est inférieure à 1 % pour toutes les gammes d'énergie. Le panneau de droite présente le rapport de flux pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90°, en considérant les mêmes gammes d'énergie. À faible angle zénithal et jusqu'à 80°, le rapport de flux intégré est constant et il augmente un peu pour un angle zénithal élevé. Cela signifie que même si un épisode de dépression s'est produit, il est sans effet visible sur le flux de muons. Le 28/12 était un jour un peu plus chaud que le 30/12 (voir la figure 3.6 du haut). Cependant même avec une différence de pression de 20 hPa entre ces deux jours, leurs profils de densité sont équivalents, contrairement au profil de Lyon en été (le 01/08/20) (voir la figure 3.6 du bas). Les muons simulés avec CORSIKA les 28 et 30/12 étaient donc sensibles au même profil d'atmosphère. Ce résultat explique pourquoi l'épisode de (grande) dépression atmosphérique observé n'a pas eu d'effet significatif sur le flux de muons simulé. En outre, nous n'avons pas observé de modifications importantes du flux de muons mesuré au laboratoire à cette période.

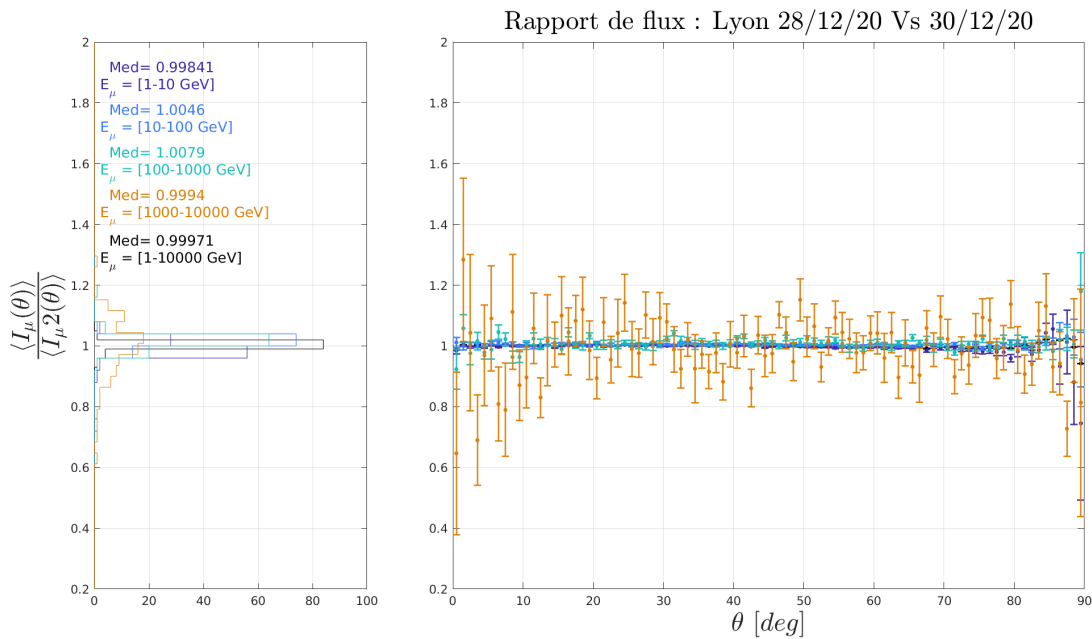


FIGURE 3.8 : (À gauche) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10^4 GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (À droite) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ pour 2 jours rapprochés dans des conditions hivernales à Lyon, France pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Les différentes conditions atmosphériques sont (1) 28/12/20, (2) 30/12/20, avec champ géomagnétique et altitude constants. Med=médiane

3.4.3 Effets saisonniers

- Rapport de flux : Lyon en été Vs Lyon en hiver.

La figure 3.9 présente la distribution de l'intensité normalisée pour différentes gammes d'énergie : 1-10 GeV, 10-100 GeV, 100-10³ GeV, 10³-10⁴ GeV et celle pour toute la gamme d'énergie. Il montre qu'en considérant une plus grande gamme d'énergie, la distribution de l'intensité tend vers un pic étroit centré à $0,92 \pm 0,01$, la valeur médiane, ce qui signifie que le flux total est 8 % plus élevé en hiver à Lyon (France). Cet effet est assez important et dépend de l'énergie des particules. Il doit donc être correctement pris en compte, lorsque la muographie précise est requise pour des cibles à faible opacité. Le panneau de droite montre le rapport de flux pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90°, en considérant les mêmes gammes d'énergie. En été, le flux est plus élevé pour les hautes énergies (100 à 10⁴ GeV, en vert et orange), et plus faible en hiver. Pour les énergies plus faibles, le rapport de flux est plus élevé en hiver (1 à 100 GeV, en bleu clair et foncé), et plus faible en été. Ces effets augmentent avec les angles zénithaux θ .

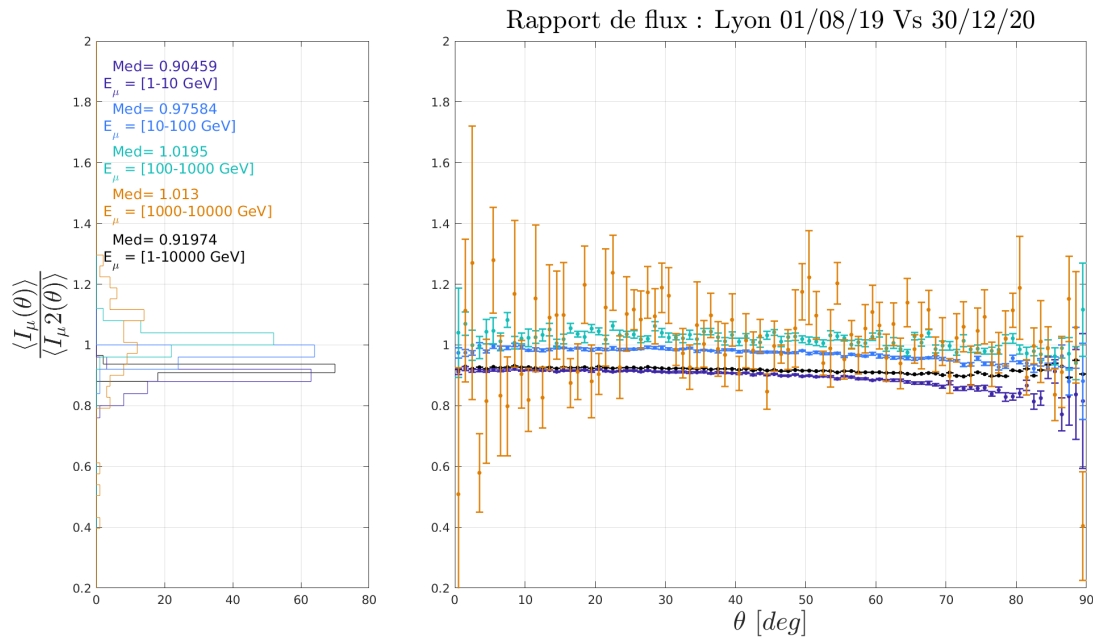


FIGURE 3.9 : (À gauche) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10⁴ GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (À droite) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ dans des conditions estivales et hivernales à Lyon, France pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Les différentes conditions atmosphériques sont (1) 01/08/2019, (2) 30/12/20, avec un champ géomagnétique et une altitude constants.

La diminution de la densité atmosphérique devrait augmenter le flux de muons. Nous avons vu précédemment que l'effet est plus important pour les muons à haute énergie, qui résultent de mésons de haute énergie ayant une durée de vie plus longue en raison de la dilatation

temporelle et donc des trajets plus longs dans l'atmosphère. Cet effet est visible sur la figure 3.9 où le flux augmente de 1% pendant l'été. Compte-tenu des barres d'erreur associées, nous ne pouvons rien conclure. Cependant, les muons de basse énergie sont plus nombreux en hiver. Il existe donc un autre processus que l'absorption des muons de basse énergie dans l'atmosphère, par exemple l'inversion de température observée autour de 10-15 km d'altitude sur la figure 3.6. En effet, à cette altitude, la température affecte particulièrement les mésons et peut expliquer l'effet significatif de 8% qui est observé sur la figure 3.9.

• **Rapport de flux : Brême en été Vs Brême en hiver.**

La figure 3.10 montre la distribution de l'intensité totale du flux qui tend vers un pic étroit centré à $1.03 \pm 0,01$, la valeur médiane, ce qui signifie que le flux total est 3% plus élevé en été à Brême (Allemagne). En été, le flux est plus élevé pour les basses énergies en particulier (1 à 10^2 GeV, en bleu clair et foncé). Pour les énergies plus élevées le flux semble constant entre les deux saisons avec un rapport plus proche de 1. Ces résultats seront très importants pour la Partie 2 de cette thèse où nous appliquons la muographie sur un haut fourneau situé à Brême en Allemagne.

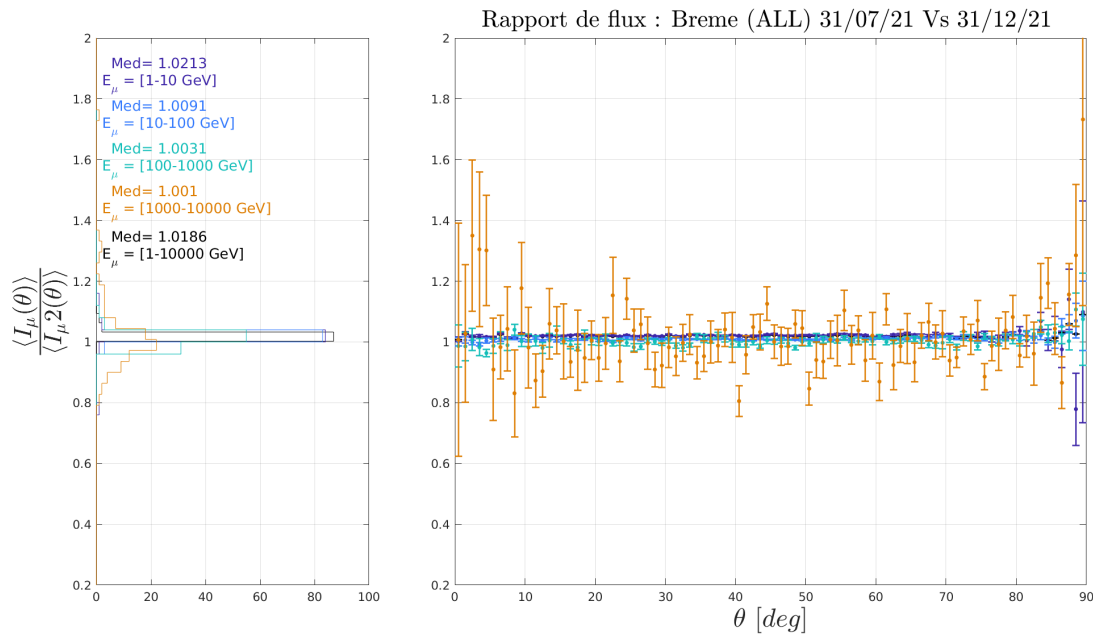


FIGURE 3.10 : (*À gauche*) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10^4 GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (*À droite*) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ dans des conditions estivales et hivernales à Brême, Allemagne pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Les différentes conditions atmosphériques sont (1) 31/07/21, (2) 31/12/21, avec un champ géomagnétique et une altitude constants.

3.4.4 Effets des températures extrêmes

Nous avons sélectionné deux atmosphères extrêmes : Dallol (ETH) (la plus chaude) et Oimiakon (RUS) (la plus froide) le 30 décembre 2020.

La figure 3.11 présente la distribution de l'intensité normalisée en considérant différentes gammes d'énergie : 1-10 GeV, 10-100 GeV, 100-10³ GeV, 10³-10⁴ GeV et celle pour toute la gamme d'énergie. Il montre que lorsque l'on considère une gamme d'énergie plus large, la distribution de l'intensité tend vers un pic étroit centré à **0,90 ± 0,26**, la valeur médiane, ce qui signifie que le flux est 10 % plus élevé à Oimiakon (Russie) qu'à Dallol (Éthiopie). Mais cette affirmation n'est valable que pour l'intégration sur la gamme d'énergie totale. Le panneau de droite montre le rapport de flux pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90°, en considérant les mêmes gammes d'énergie. Il montre que le flux est plus élevé à Dallol pour les hautes énergies (100 à 10⁴ GeV, en vert et jaune), et plus faible à Oimiakon. Pour les énergies plus basses, le rapport de flux est plus élevé à Oimaikon (1 à 100 GeV, en bleu clair et foncé), et plus faible à Dallol. Ces effets augmentent avec les angles zénithaux θ .

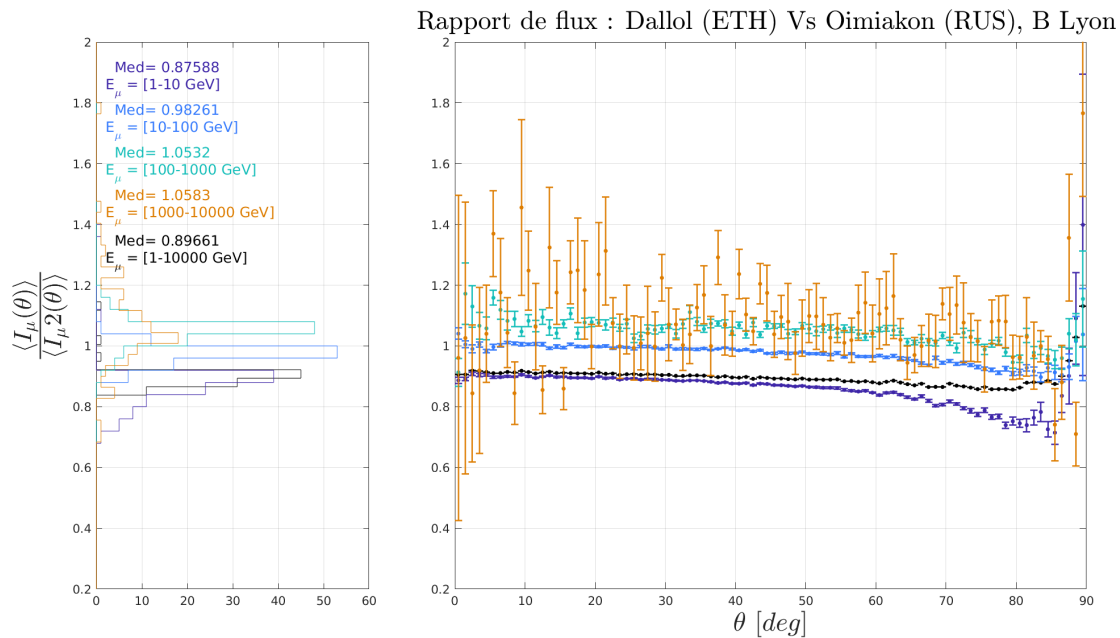


FIGURE 3.11 : (À gauche) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10⁴ GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (À droite) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ de 2 atmosphères à températures extrêmes pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Les différentes conditions d'atmosphère sont (1) Dallol (Ethiopie) (2) Oimiakon (Russie), 30/12/20, avec un champ géomagnétique et une altitude constants. Med= médiane

Sachant qu'il fait plus chaud à Dallol qu'à Oimiakon, nous admettons que le flux soit plus élevé à Dallol pour les muons de haute énergie, qui résultent de mésons de haute énergie ayant une plus grande durée de vie en raison de la dilatation temporelle et donc des trajets plus

longs dans l'atmosphère. À basse énergie, le flux intégré est plus élevé à Oimiakon.

L'effet du champ magnétique à Dallol (Ethiopie) et Oimiakon (Russie) sur le flux intégré était plutôt constant, sauf à des angles zénithaux élevés. En effet, lorsque le champ magnétique augmente, les muons proches de l'horizon (angles élevés) augmentent, surtout ceux de faible énergie. D'autre part, en analysant les effets atmosphériques, le flux intégré total semble plus important à Oimiakon qu'à Dallol. Cependant, aux hautes énergies (100-10⁴ GeV) le flux est plus important à Dallol et aux basses énergies (entre 1-100 GeV) c'est le contraire. Nous nous sommes interrogés sur la possibilité que les deux effets se compensent ou s'additionnent et lequel l'emporte sur l'autre (voir sous-partie 3.4.6).

3.4.5 Effet de l'hygrométrie

Les flux de muons à Mawsynram (en Inde), l'endroit le plus humide de la planète et à Atacama (au Chili), qui se trouve être le plus sec, sont simulés. Le rapport en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal est calculé. Les résultats sont présentés sur la figure 3.12. Seule une légère différence aux angles zénithaux élevés est observée à haute énergie. L'humidité de l'air ne semble pas affecter la production des muons.

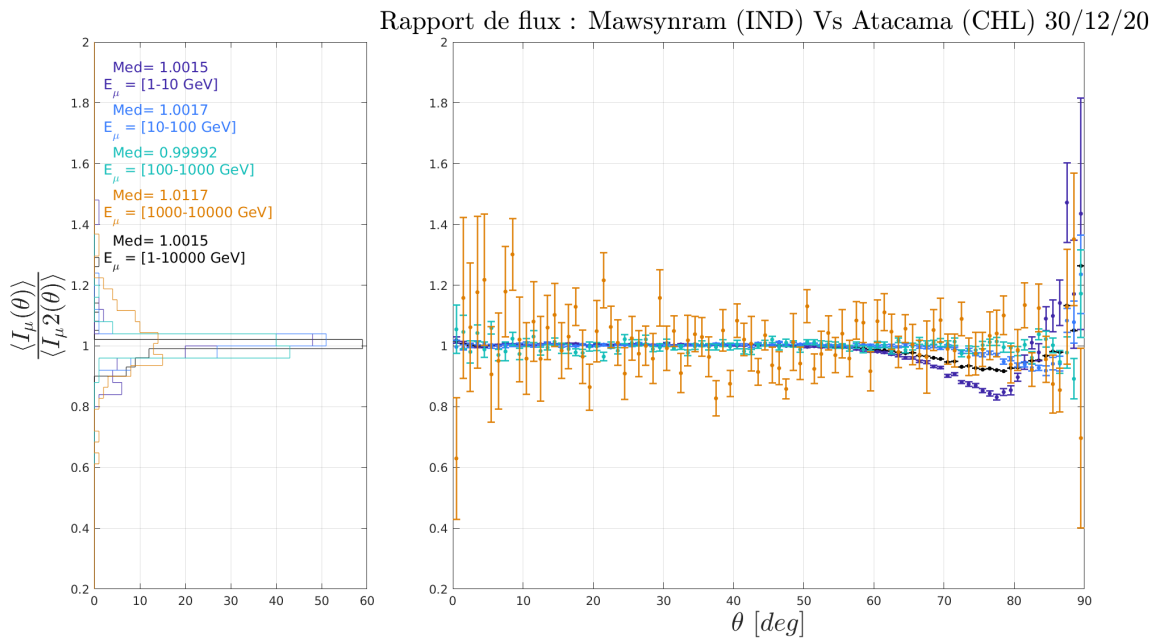


FIGURE 3.12 : (À gauche) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10⁴ GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (À droite) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ de 2 atmosphères à hygrométries extrêmes pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Les différentes conditions d'atmosphère sont (1) Mawsynram (en Inde) (2) Atacama (au Chili), 30/12/20, avec un champ géomagnétique différent et une altitude constante.

3.4.6 Tous les effets combinés

La figure 3.13 présente la distribution de l'intensité normalisée en considérant différentes gammes d'énergie : 1-10 GeV, 10-100 GeV, 100-10³ GeV, 10³-10⁴ GeV et celle pour toute la gamme d'énergie. Il montre que lorsque l'on considère une plus grande gamme d'énergie, la distribution de l'intensité tend vers un pic étroit centré sur **0,90 ± 0,07**, la valeur médiane, ce qui signifie que le flux total est 10 % plus élevé à Oimiakon (RUS) qu'à Dallol (ETH). Mais cette affirmation n'est valable que pour l'intégration sur la gamme d'énergie totale. Le panneau de droite montre le rapport de flux pour différents angles zénithaux θ dans la gamme de 0 à 90, en considérant les mêmes gammes d'énergie. Il montre que le flux est plus élevé à Dallol pour les hautes énergies (100 à 10⁴ GeV, en vert et orange), et plus faible à Oimiakon pour les énergies plus basses (1 à 100 GeV, en bleu clair et foncé), et plus faible à Dallol. Ces effets augmentent avec les angles zénithaux θ .

L'impact atmosphérique semble être dominant sur l'effet du champ géomagnétique dans le cas de Dallol (Éthiopie) et Oimiakon (Russie) qui sont situés à des latitudes extrêmes et ont des températures radicalement différentes. Près de l'horizon, les deux effets semblent s'additionner, le flux de muons de faible énergie dans l'atmosphère froide et près des pôles étant plus important.

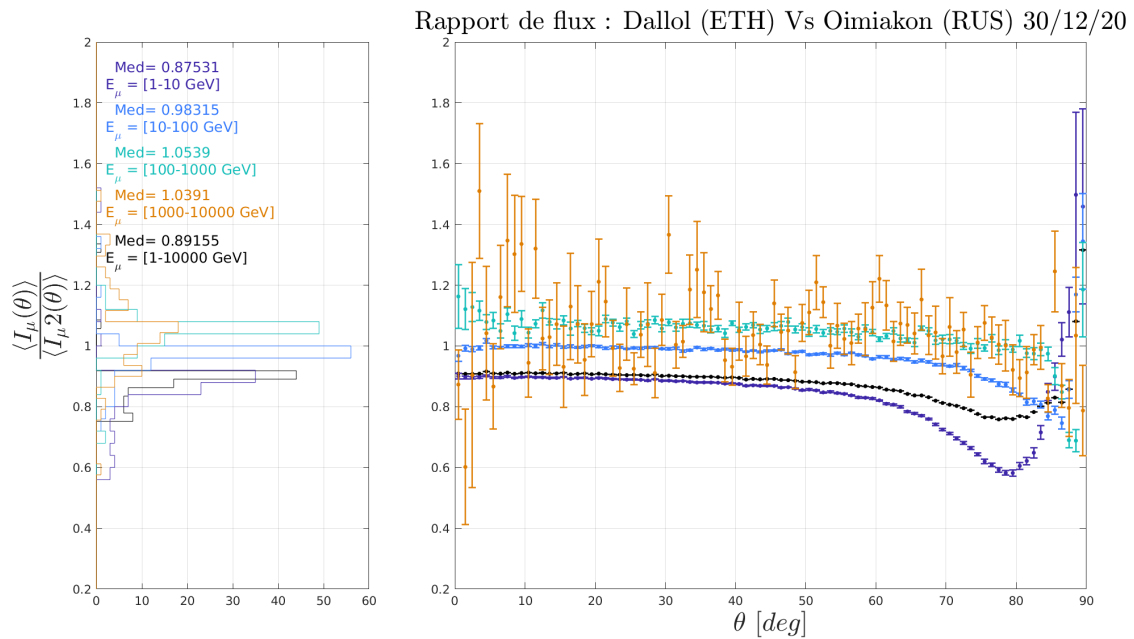


FIGURE 3.13 : (*Gauche*) Distribution d'intensité normalisée pour plusieurs gammes d'énergie de 1 à 10⁴ GeV (en couleur) et pour toute la gamme d'énergie (en noir). (*Droite*) Rapport de flux en fonction de l'angle zénithal θ de 2 atmosphères à température extrême pour les mêmes gammes d'énergie que le panneau de gauche. Les différentes conditions d'atmosphère sont (1) Dallol (Ethiopie) (2) Oimiakon (Russie), 30/12/20, avec un champ géomagnétique différent et une altitude constante.

3.5 Conclusion

Nous avons effectué un important travail de simulations de flux de muons avec CORSIKA qui tient compte des interactions muon-atmosphère. Nous avons utilisé les ensembles de données météorologiques ERA5 sur la pression et la température pour calculer les profils de densité atmosphérique requis. D'après nos résultats, les effets de température affectent particulièrement les muons de basse énergie. Ils sont plus nombreux dans des conditions de faibles températures. Il existe donc un autre processus que l'absorption des muons de basse énergie dans l'atmosphère. Concernant les effets du champ magnétique, seule sa composante horizontale semble affecter les muons de faible énergie qui sont déviés vers les pôles. Les mésons très énergétiques sont moins sensibles au champ géomagnétique. Les muons à faible angle zénithal sont moins affectés car la trajectoire est courte, à fort angle zénithal c'est moins flagrant car ils sont de moins en moins énergétiques au fur et à mesure qu'ils se propagent.

Il apparaît que l'effet des conditions atmosphériques soit dominant sur celui du champ géomagnétique. Ces deux paramètres, même dans des conditions extrêmes ne prévalent pas sur l'effet du niveau d'observation. À haute altitude, les muons de faible énergie sont bien plus nombreux qu'au niveau de la mer. Les différences sont accentuées aux grands angles zénithaux et à faible latitude. D'autres paramètres peuvent affecter le flux de muons et n'ont pas été analysés : dans Abbasi et al. [1], une corrélation a été proposée entre le taux de muons mesuré et un épisode orageux. Cela permettrait d'étudier le champ électrique à l'intérieur des orages.

Les simulations avec CORSIKA s'avèrent être un outil puissant pour étudier et faire des prédictions sur les effets induits par le champ géomagnétique ou les variations saisonnières de l'atmosphère. Ces effets sont d'une importance croissante lorsqu'on veut produire des images muoniques et/ou une surveillance à long terme, aux deux extrémités du spectre d'opacité. L'imagerie des cibles à faible opacité est contrôlée par les muons à faible énergie filtrés par la densité de l'atmosphère. De l'autre côté, l'imagerie des cibles à haute opacité est largement affectée par le processus en jeu pour la production de muons à haute énergie. En particulier, ces effets peuvent affecter de manière significative les expériences de diffusion de muons utilisant principalement des muons de faible énergie. Cette étude ouvre la voie au développement de formules semi-empiriques prédisant l'évolution du spectre énergétique des muons pour chaque angle zénithal, en relation avec l'état de l'atmosphère. Ces formules seront utiles pour corriger les flux de muons enregistrés, lorsque les mesures directes à ciel ouvert ne sont pas disponibles ou ne sont pas suffisamment affinées en termes de description de l'énergie.

Tous les résultats présentés dans cette section sont soumis à une incertitude importante. Elle est statistique et augmente lorsque l'énergie augmente. En effet, nous simulons beaucoup moins de muons de haute énergie et de muons d'angles extrêmes. Nous avons des limites imposées par le temps de calcul et liées au caractère aléatoire de CORSIKA. Nos serveurs n'avaient pas assez de mémoire pour réaliser des simulations de particules plus énergétiques.

Deuxième partie

Problème inverse : muographie appliquée aux hauts fourneaux

CHAPITRE

4

LA TOMOGRAPHIE PAR MUONS

LA muographie (ou tomographie par muons) par absorption permet de caractériser la répartition des masses à l'intérieur d'une structure. Le principe général est le même que celui de l'imagerie médicale par rayons X : il s'agit de réaliser une densitométrie (mesure de la densité ou de la masse volumique) par contraste entre les zones les plus denses susceptibles d'absorber plus efficacement un rayonnement pénétrant et les zones les moins denses, plus perméables. Les rayons X sont remplacés par une source de particules d'origine naturelle, les muons atmosphériques, qui appartiennent à ce que l'on appelle le "rayonnement cosmique secondaire" (voir 1.2.3). Cette méthode permet d'imager de manière non invasive et non destructive des structures normalement opaques à d'autres rayonnements (notamment électromagnétiques).

La muographie consiste à mesurer l'absorption ou la déviation des muons à travers une cible d'intérêt. Les muons perdent de l'énergie par ionisation lorsqu'ils traversent la matière. Leur nombre est mesurable à une profondeur donnée et il est directement proportionnel à la quantité de matière qu'ils ont traversée. Plus elle augmente, plus l'énergie nécessaire au muon pour la franchir est importante et donc plus le flux mesuré en sortie est faible. Le paramètre qui évalue la quantité de matière traversée par les muons le long de leur trajectoire est l'**opacité** ϱ (en g/cm^2 ou *metre water equivalent* (mwe) qui est l'équivalent en épaisseur d'eau traversée où la masse volumique de l'eau est d'environ 1 g cm^{-3}). Elle est définie comme l'intégration de la masse volumique ρ le long de la trajectoire du muon L : $\varrho = \int_L \rho(x) dx$. Les muons et leur trajectoire sont enregistrés par un détecteur à muons ou "télescope". Avec l'association de problèmes inverse et direct, le taux de muons mesurés par un télescope, après l'objet tomographié, est relié à la répartition de densité dans celui-ci.

Cette technique a été introduite en France depuis une dizaine d'années par l'équipe "muons" de l'IP2I, qui a travaillé avec des instituts de géophysique dans le cadre de projets ANR (Diaphane, Megamu). Elle a été appliquée dans des contextes très divers impliquant de la caractérisation et/ou du contrôle non-invasif : volcanologie [153, 135, 133, 198], génie civil [67],

archéologie, ou en milieu industriel.

Dans ce chapitre, nous reviendrons sur les méthodes d'imagerie à grandes échelles existantes. Puis nous nous intéresserons à différentes applications de la tomographie par muons en archéologie, en industrie ou sur des structures géologiques. La troisième partie définit les notions de la muographie par absorption et celle par diffusion. La quatrième partie décrit les termes de problèmes inverse et direct. Enfin, nous présentons les détecteurs à muons et plus précisément ceux développés par l'équipe "muons" de l'IP2I et pour cette thèse (voir figure 4.1). La dernière partie concerne le comportement des muons dans la matière. Les aspects de la muographie abordés dans ce chapitre sont mis en applications dans le chapitre 6.

Muography allows determining the distribution of masses inside a structure. The general principle is the same as that of medical imaging by X-rays : it consists in performing a densitometry (measurement of density) by contrast between the denser zones likely to absorb penetrating radiation more efficiently and the less dense, more permeable zones. X-rays are replaced by a source of particles of natural origin, atmospheric muons, which belong to what is generically called "secondary cosmic ray" (see 1.2.3). This method allows non-invasive and non-destructive imaging of structures that are normally opaque to other radiation (especially electromagnetic radiation).

Muography consists of measuring the absorption or deflection of muons through the target of interest. Muons lose energy by ionization as they pass through matter. Their number is measurable at a given depth (after a given thickness) and is directly proportional to the amount of matter they have passed through. The more it increases, the more energy is needed for the muon to pass through it and therefore the lower the flux measured at the exit. The parameter which evaluates the quantity of matter crossed by the muons along their trajectory is the **opacity** ϱ in g/cm^2 or *metre water equivalent* (mwe) which is the equivalent thickness of water passed through where the density of water is about 1 g cm^{-3} . It is defined as the integration of the density ρ along the trajectory of the muon L : $\varrho = \int_L \rho(x) dx$. The muons and their trajectory are recorded by a "telescope" or muon detector. With the association of inverse and direct problems, the muon rate measured by a telescope, after the tomographed object, is related to the density distribution in it.

This technique has been introduced in France over the last ten years by collaborators of the "muons" team of the IP2I, which has worked with geophysical institutes in the framework of ANR projects (Diaphane, Megamu). It has been applied by them in a wide variety of contexts involving characterization and/or non-invasive monitoring : volcanology [153, 135, 133, 198], génie civil [67], civil engineering [67], archaeology, and monitoring in industrial environments.

In this chapter, we review the existing large-scale imaging methods. Then we will look at different applications of muon tomography in archaeology, industry or on geological structures. The third part defines the notions of absorption and scattering muography. The fourth part describes the terms inverse and direct problems. We then present the muon detectors and more precisely the one used by the "muons" team from IP2I and which was used for this thesis (see fig 4.1). The last part deals with the behaviour of muons in matter. The elements discussed in this chapter are applied in Chapter 6.

Sommaire

4.1	Introduction : méthodes d'imagerie à grande échelle	104
4.2	La muographie à travers ses applications	104
4.2.1	Exemples d'applications en archéologie	105
4.2.2	Exemples d'applications en géophysique	105
4.2.3	Exemples d'applications industrielles/en génie civil	106
4.2.4	Expériences impliquant l'équipe "muons" de l'IP2I	106
4.2.5	Techniques de détection des muons	108
4.3	Différentes approches de muographie	111
4.3.1	Tomographie par absorption ou transmission	111
4.3.2	Tomographie par diffusion ou par déviation	112
4.4	Reconstruction tomographique	113
4.4.1	Problème inverse	113
4.4.2	Problème direct	116
4.5	Détecteur de muons utilisé pour cette thèse	117
4.5.1	Chaîne de détection	118
4.5.2	Acceptance expérimentale et durée d'acquisition	122
4.6	Propagation des muons dans la matière	127
4.6.1	Interaction et perte d'énergie dans la matière	127
4.6.2	Codes de propagation des muons dans la matière	130
4.6.3	Simulations de flux de muons en fonction de l'opacité	130
4.7	Conclusion	132

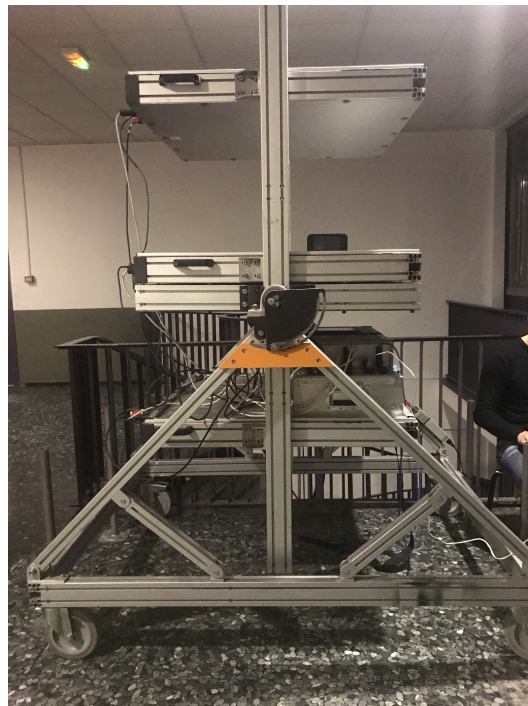


FIGURE 4.1 : Photo d'un détecteur à muons de l'IP2I. Les 3 matrices sont fixées sur un système de balancier qui maintient la structure.

4.1 Introduction : méthodes d'imagerie à grande échelle

En géophysique, on compte plusieurs méthodes d'imagerie de la structure interne de "gros objets" (jusqu'à plusieurs centaines de mètre de roches par exemple). Elles reposent sur la répartition contrastée des propriétés physiques comme la teneur en eau et la masse volumique par exemple. Ces techniques visent donc à reconstruire la distribution spatiale de différents paramètres physiques. Quelques-unes de ces méthodes sont citées ci-dessous. Plusieurs de ces techniques ont été couplées lors de l'ANR DIAPHANE [163] pour affiner la reconstruction de l'image [134], [198].

Les **méthodes électromagnétiques** peuvent nous informer sur la distribution de la conductivité et de la permittivité électrique de milieux. Ces techniques ont été développées en 1930 par les frères Schlumberger [213] pour distinguer des zones de conductivités différentes, dont les valeurs peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur, selon la nature du milieu. La mesure du temps de propagation et l'atténuation de l'onde permettent de retrouver la distribution spatiale de l'objet. La résolution peut être de l'ordre du mètre à la dizaine de mètres selon la distance entre les électrodes utilisées pour la mesure de tension électrique.

Les **méthodes acoustiques** sont sensibles aux paramètres élastiques. L'utilisation des ondes mécaniques a donné la possibilité de visualiser la structure interne de la Terre, de la croûte au noyau. L'étude de la variation d'amplitude de l'onde lorsqu'elle se propage permet de quantifier la nature ou la localisation d'interfaces d'un milieu. En effet, la vitesse des ondes acoustiques est dépendante de la densité du milieu. Enfin, la résolution dépend de la géométrie du système de mesure. Brenguier et al.[53] a produit des images 3D de résolution assez fine de volcans en utilisant cette méthode.

Les **méthodes liées directement à la répartition de densité** permettent de comprendre la nature des matériaux (roches, liquides ...) et la structure interne d'un édifice. Plusieurs expériences ont été menées pour le suivi temporel du niveau d'eau [136] ou de gaz. La **gravimétrie** est une méthode couramment utilisée pour retrouver la répartition de masse, comme par exemple la migration de magma dans un volcan [54], [59], [60]. La variation de champ de pesanteur est mesurée selon la densité d'un matériau à l'intérieur d'un objet, mais seule, elle n'est pas suffisante pour avoir une résolution fine.

Une autre méthode non invasive existe pour étudier la répartition des zones de densité différente : la **tomographie par muons ou muographie**. Elle apporte une information localisée de la densité et permet le suivi temporel de très grandes structures. Elle peut être couplée à de la gravimétrie qui apporte des informations sur les profondeurs de l'édifice et sur les ordres de grandeur des masses volumiques des zones sondées. La tomographie muonique fournit une image de contraste de densité par comparaison des flux de muons ayant traversé la cible avec ceux pris à ciel ouvert (voir section 4.3 pour plus de détails).

4.2 La muographie à travers ses applications

La première utilisation de radiations ionisantes à des fins d'imagerie remonte à 1895, avec la découverte des rayons X par Rontgen. Il radiographie la main de sa femme et remarque que son alliance arrête le passage des rayons X. De cette observation découle le principe de la radiographie par absorption expliquée dans la section 4.3.

Dans les années 1950, Georges [99] réalise une estimation de l'épaisseur de roche située au-dessus d'un laboratoire souterrain dans les Snowy Mountains en Australie en mesurant l'atténuation du flux de muons par rapport au flux mesuré à ciel ouvert. Depuis les domaines d'applications se sont diversifiés, on trouve par exemple des utilisations de la muographie en archéologie, pour étudier des édifices géophysiques (volcan, suivi de systèmes hydrothermaux) et dans des contextes industriels (tunneliers, hauts fourneaux) par exemple. Elle est même utilisée sur des matériaux nucléaires à faible numéro atomique Z [24] ou pour suivre le taux de radiations de structures liées à la production d'énergie nucléaire [140], [90], [74], [192].

Les sous-sections qui suivent exposent une liste non exhaustive d'utilisation de la muographie.

4.2.1 Exemples d'applications en archéologie

En 1968, Alvarez et al.[21] tentent de trouver une chambre secrète dans la pyramide de Képhren en Egypte, mais ce fût sans résultat, à cause d'un bruit de fond trop important.

En 2003, des chercheurs de l'Instituto de Fisica de Mexico ont tenté l'expérience sur la pyramide mexicaine du Soleil à Teotihuacan [18].

Finalement en 2017, Morishima et al.[170] découvrent un "grand vide" au-dessus de la Grande Galerie de la pyramide de Khéops. Ce grand vide a été détecté avec trois technologies de détection de muons différentes (voir sous-section 4.2.5 où les types de détection sont expliqués) mais d'abord avec des chambres à émulsion [193]. ScanPyramids est une des expériences de muographie les plus médiatisées et connues à ce jour.

Avgitas et al.[34] (ARCHE) scannent l'intérieur d'un tumulus dans le nord de la Grèce.

4.2.2 Exemples d'applications en géophysique

En 1995, la première tomographie par muons d'un volcan est proposée par Nagamine et al.[172]. Ils utilisent un détecteur à deux plans de scintillateurs qui enregistrent le passage de particules chargées. La distance entre les plans est variable et permet de moduler la taille de l'angle de vue d'observation.

Au début des années 2000, Tanaka et al.[216] réalisent la première muographie d'un volcan en activité. Tanaka et al.[218] a développé un système de détection de particules comprenant une chambre à émulsion pour radiographier Mont Asama et Mont Usu. Ils ont observé une fluctuation du flux de muons associée à une montée de magma. Ils suivent l'ascension et la descente de magma le long d'un conduit [217]. Enfin, Nishiyama et al.[179] étudient les différentes sources de bruits sur un télescope à base d'émulsions photographiques.

La collaboration TOMUVOL (Tomographie MUonique des VOLcans) [86] travaille sur la muographie du Puy de Dôme depuis 2009. Ils ont réalisé plusieurs campagnes de mesures de muographie couplées à des méthodes géophysiques (gravimétrie, profils de tomographie de résistivité électriques et polarisation spontanée). La technologie employée pour le détecteur TOMUVOL est celle des détecteurs gazeux à ionisation, et plus particulièrement des GRPC (Glass Resistive Plate Chambers). Ces détecteurs reposent uniquement sur la formation d'avalanches électroniques au sein d'un volume de gaz déclenchant la décharge d'électrodes.

MURAVES [202] est une collaboration qui muographie le Vésuve en Italie depuis 2015. Le détecteur est composé de scintillateurs plastiques/SiPM. Ils exploitent la technologie de la collaboration MU-RAY [22] en ajoutant des pans de plomb pour la suppression des effets de bruit de fond.

En 2018, Ariga et al.[28] publient un article sur la muographie d'un glacier grâce à l'utilisation d'un détecteur à émulsion nucléaire. Ils cherchaient à évaluer le profil du substratum/substrat rocheux (formation géologique sur laquelle reposent les terrains) sous un glacier alpin.

4.2.3 Exemples d'applications industrielles/en génie civil

La tomographie par muons est aussi utilisée à l'intérieur de tunnels dans le but de retrouver des zones d'affaissement [117] ou d'identifier des puits de construction cachés [222]. La variation spatiale de l'interface roche-air peut être aussi étudiée pour la comparer à une topographie connue [111].

En génie civil elle peut permettre le suivi temporel des différentes couches géologiques qu'un tunnelier peut rencontrer en creusant pour un métro souterrain [67].

En 2005, des agents d'EDF étudient la quantité d'eau qui arrive dans les barrages hydrauliques après fonte des neiges [186].

Le projet MIMA (Muon Imaging for Mining and Archaeology) applique la muographie aux domaines du génie civil mais aussi des mines (et de l'archéologie). Des mesures ont été effectuées à l'intérieur de la mine Temperino à Campiglia Marittima [36]. Elle est composée de galeries sur plusieurs niveaux. En combinant la muographie à des mesures laser, ils ont confirmé la présence de cavités.

Des expériences sont en cours de développement à des fins de détection de matière nucléaire dans les véhicules de transport routier et les conteneurs de fret [102]. Une autre application est la surveillance de sites souterrains utilisés pour le piégeage du carbone [88].

Dans ce même domaine, la tomographie par diffusion est utilisée pour surveiller les cœurs endommagés des réacteurs de Fukushima et apporter des informations détaillées sur le noyau [51].

Finalement, la muographie par muons est également intéressante en forages [127] en plaçant un détecteur adapté à un trou très peu large.

4.2.4 Expériences impliquant l'équipe "muons" de l'IP2I

En 2008, une collaboration française entre l'IP2I, l'IPGP et GR, est créée dans le but de muographier les volcans actifs des Antilles [101] avec des détecteurs à scintillations [165]. Le design des télescopes est présenté dans Lesparre et al.[154] et des études de faisabilité sont réalisées notamment sur l'acceptance des détecteurs à muons [152] (définie en 4.5.2) et sur les réalisations temporelles d'une expérience [151]. Ils publient en 2012 la première muographie de la Soufrière de Guadeloupe dans Lesparre et al.[153]. Ces résultats sont comparés aux informations apportées par des mesures de résistivité électrique et des données de gravimétrie. Comme les résultats sont encourageants l'équipe ouvre son champ d'applications des détecteurs

en géophysique (structure de volcans), en génie civil (tunnels) [67] ou encore en archéologie (ARCHE) [34, 160, 164].

En 2013, Jourde et al. [135] mettent en évidence l'existence d'un flux de muons remontant, enregistré par le détecteur sur la Soufrière de Guadeloupe (voir figure 4.2) qui s'avère être source de bruit en muographie. D'importantes améliorations sur la précision de détection du signal, présentées dans Marteau et al.[162], ont permis de quantifier ces particules remontantes. Grâce à l'utilisation de l'information *temps de vol* (mesure du temps mis par une particule pour parcourir une distance dans un milieu) via l'implémentation TDC (*Time-to Digital Converter*), les particules remontantes sont différenciées de celles qui traversent le volcan. Cette information est d'autant plus importante que le flux de muons mesuré en sortie d'un volcan est très faible, il doit être différencié du bruit de fond.

En 2014, Jourde et al. [134], [133] couplent la gravimétrie à la muographie et étudient théoriquement l'intérêt de ce duo. Ils ont utilisé ces expériences sur le site du Mont Terri en Suisse et sur la Soufrière de Guadeloupe.

En 2016, Jourde et al. [137] se servent de télescopes à muons pour réaliser un suivi de l'activité hydrothermale du dôme de La Soufrière en détectant des mouvements de masse.

En 2017, Rosas-Carbajal et al. [198] réalisent une inversion conjointe de données muon provenant de trois acquisitions simultanées du télescope avec des données de gravité. Le but est d'estimer la structure tridimensionnelle de la densité du dôme de lave de La Soufrière de Guadeloupe.

La même année, dans Lesparre et al.[150], des mesures de flux de muons ont été réalisées sur trois sites dans les galeries souterraines de Tournemire. Une zone de faible densité et la circulation d'un aquifère ont été mises en évidence.

Pour étudier la variation temporelle de zones aquifères ou le monitoring de structures il faut une très grande précision sur les mesures de flux de muons. En 2016, Jourde et al.[136] utilisent un château d'eau pour étudier les paramètres extérieurs qui jouent sur la fluctuation de flux de muons. En effet, les variations des paramètres atmosphériques (pression, température) perturbent l'amplitude du signal mesuré. Ils proposent des formules de correction, provenant de ces paramètres, pour extraire le flux de muons directement lié aux changements de niveau d'eau dans le château d'eau.

En 2019, Tramontini et al. [223] observent des variations du taux de muons associées aux changements de température en haute atmosphère. Ils utilisent un détecteur de muons placé sous le tunnel de Mont Terri en Suisse. L'effet est significatif sur les variations saisonnières de température. À condition que le flux de muons soit mesuré à faible opacité et à des latitudes moyennes, ils observent un effet à court terme. Ces résultats doivent être pris en compte pour corriger le flux de muons mesuré pour des expériences géophysiques.

Enfin, la tomographie par muons est utilisée pour évaluer la nature du terrain et distinguer différentes couches géologiques lors du creusement d'un tunnel. Placé à l'avant d'un tunnelier, le télescope à muons sonde la matière à la recherche d'anomalies sur sa trajectoire [163], [72], [67].

Nous tenons compte de toutes ces avancées en appliquant la muographie sur un haut fourneau (voir chapitre 6).



FIGURE 4.2 : Détecteur de l'IP2I placé sur le volcan La Soufrière en Guadeloupe.

4.2.5 Techniques de détection des muons

Les différents types de détecteurs à muons (voir [49]) ont tous le même but : enregistrer le passage de muons tout en spatialisant leur trajectoire avec des dispositifs de détection temporelle. Les plus fréquemment utilisés aujourd'hui sont présentés ci-dessous.

PLAQUES À ÉMULSION

Le passage des particules ionisantes peut être enregistré par des plaques à émulsion. Ce sont des films photographiques composés de gélatine et de micro-cristaux de bromure d'argent (AgBr). Lors du passage d'une particule chargée, les ions Br^- libèrent des électrons qui vont s'agréger avec les ions Ag^+ . Ce sont ces agrégats qui vont être révélés lors du développement de la plaque [159] (même principe que la photographie). Cette technique de détection était utilisée dans OPERA [8] (c'était une expérience de détection de neutrinos au Gran-Sasso) où des couches de plaques à émulsions et d'écrans de plomb se superposaient. Ces derniers empêchent les électrons créés de traverser les plaques à émulsions. L'étagement de couches permet d'obtenir une vision 3D de la trajectoire des muons. Cependant, ce détecteur apparaît

sensible aux changements de température. Deux schémas illustrant le principe du détecteur à émulsion nucléaire sont présentés sur la figure 4.3. Cette méthode a été utilisée avec succès en muographie (voir [181], [180], [170] et [28] par exemple).

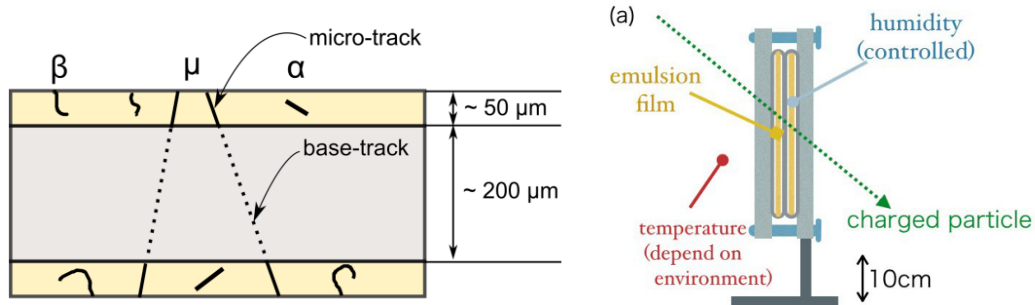


FIGURE 4.3 : - À gauche : Vue schématique d'un film d'émulsion. Les traces laissées par les particules sont visibles [28].
- À droite : Structure du détecteur à émulsion nucléaire en muographie. Humidité du film d'émulsion contrôlée avec un sac en aluminium laminé mais température incontrôlable [178].

Les micromegas et les plaques résistives détectent tous deux l'ionisation d'un gaz par une particule qui lui arrache des électrons. Ces deux détecteurs sont composés d'enceintes contenant du gaz qui doivent être maintenues à pression constante pour pallier les variations de température. Le gaz arrache des électrons qui sont accélérés par un champ électrique.

MICROME GAS

Plus précisément, les micromégas sont constitués d'une enceinte contenant de l'Argon et de l'Isobutane. Le signal créé par le passage d'une particule chargée est amplifié et un potentiel électrique est appliqué pour localiser dans l'espace (en XY) le lieu de l'interaction [80]. Un schéma du principe est représenté sur la figure 4.4 du haut. Nous pouvons voir que l'électron "dérive" jusqu'à une micro grille puis est accéléré pour aboutir à une cascade. Les micromégas ont eu des applications diverses en muographie (voir par exemple : [17], [105], [52] [148], [170]).

PLAQUES RÉ S I S T I V E S

Les plaques résistives sont les détecteurs de particules qui offrent une grande résolution temporelle (1 ns) et spatiale (10 μm). Le RPC (Resistive Plate Chamber) est un détecteur gazeux avec des plaques parallèles. Il se compose de deux plaques hautement résistives placées parallèlement l'une à l'autre, avec un revêtement semi-conducteur sur les faces extérieures. Le volume entre les deux est rempli d'un mélange gazeux approprié, et une haute tension est fournie aux deux couches résistives. Quand une particule passe, une avalanche de décharges est créée à travers le gaz par application d'une tension entre les électrodes. Quelques paires ion-électron sont ainsi créées par ionisation, et sont instantanément accélérées par le fort champ électrique présent dans la chambre. Les électrons, plus rapides, ionisent à leur tour d'autres molécules, c'est le processus de multiplication des charges en avalanche (voir figure 4.4 du bas). Un prototype de télescope, également baptisé « muoscope », a été construit à partir de

quatre plans de RPC présentant une surface active de $16 \times 16 \text{ cm}^2$ [100]. Il est compact et léger, et par conséquent facile à transporter. Les applications des RPC sont aussi multiples (voir [61],[157], par exemple).

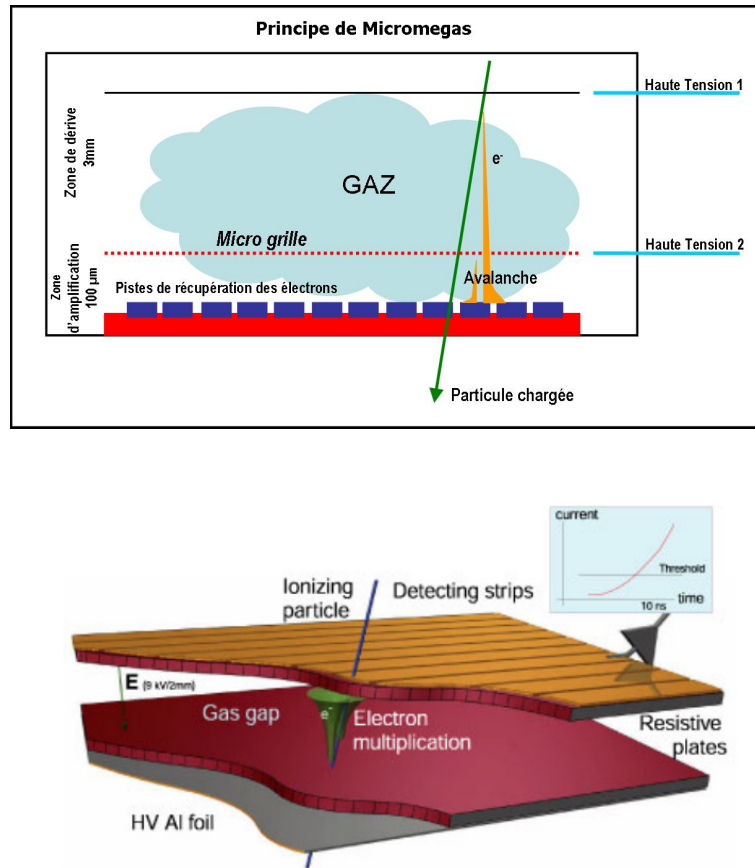


FIGURE 4.4 : Principe de fonctionnement :
 - du Micromegas (*en haut*), Crédit : Irfu-CEA.
 - du RPC (*en bas*), thèse de V.Français [89].

SCINTILLATEURS

Les scintillateurs émettent de la lumière lorsqu'ils sont traversés par un rayonnement ionisant. Ils existent plusieurs types de scintillateurs mais ceux utilisés pour les muons sont des polymères organiques dopés d'un fluorescent. Les photons produits sont conduits par une fibre optique jusqu'à un photomultiplicateur (PM) et ils sont alors convertis en électrons par effet photoélectrique. Ces électrons vont être accélérés et dirigés vers une dynode, puis une autre, en multipliant les électrons, qui seront finalement collectés par l'anode (voir réf. [116]). Ces détecteurs sont particulièrement robustes. L'équipe "muons" de l'IP2I a décidé de développer cette technologie pour cette raison et c'est l'objet de la section qui suit. Un schéma du principe de la détection est présenté sur la figure 4.8. De nombreuses applications de ces détecteurs existent [36], [23], [202], [153].

4.3 Différentes approches de muographie

Depuis son développement dans les années 1950, la muographie n'a cessé d'évoluer et différentes approches sont exploitées. Deux méthodes sont distinguées : la tomographie par absorption de muons et la tomographie par diffusion de muons. Ces deux techniques sont expliquées ci-dessous.

Pour des objets de petite taille (inférieure à quelques mètres), de faible densité ou de haut numéro atomique Z , la muographie par diffusion est privilégiée. Deux télescopes sont nécessaires pour cette expérience. Pour les objets plus grands ou plus épais (volcans, pyramides, etc...), la muographie par absorption/transmission est plus adaptée et un seul détecteur peut suffire.

4.3.1 Tomographie par absorption ou transmission

La tomographie par absorption de flux de particules donne une mesure directe de la densité d'un objet intégrée le long de l'épaisseur sondée. En s'intéressant à l'écart de flux mesuré dans les différentes directions de l'espace, avant et après l'objet, des images de contraste de densité des objets radiographiés sont reconstruites.

L'avantage de cette technique est qu'elle est non invasive et peut aussi bien être utilisée pour radiographier le corps humain (tomographie par rayon X) ou un volcan (avec des muons) par exemple. Ce type d'imagerie exploite l'atténuation du rayonnement en fonction de l'épaisseur et de la densité de la matière parcourue. C'est pourquoi, les muons très énergétiques sont nécessaires pour étudier des grandes épaisseurs de plusieurs centaines de mètres de roche puisqu'ils sont dotés d'une forte capacité de pénétration de la matière. Avec les détecteurs la direction des muons est reconstruite afin d'observer les propriétés de la roche sur un axe d'observation précis.

Le flux qui arrive jusqu'au détecteur après avoir traversé la roche et le flux théorique qui atteindrait le détecteur en l'absence de matière (opacité nulle) sont comparés. Le contraste entre les deux quantités donne directement accès à l'opacité de la matière, définie comme l'intégrale de la densité le long de la trajectoire du muon de son point d'entrée à son point de sortie (voir la section 4.6). Une première détection est réalisée à ciel ouvert et permet de mesurer le flux sans absorption, c'est la calibration. Une deuxième enregistre les muons après l'obstacle. Comme les propriétés d'absorption dans la matière sont connues, elles sont utilisées pour retrouver les zones de densité différentes. Ce type de muographie peut être réalisé avec un seul détecteur (qui est calibré puis mis en place derrière l'objet). En outre, les seules observables sont les directions des trajectoires des muons, le détecteur ne donne pas d'information sur l'énergie des particules. Afin de résoudre l'inversion des données, le flux mesuré est couplé à un modèle de flux théorique différencié en énergie et à un modèle de perte de flux dans la matière.

Pour reconstruire une image en 3 dimensions de très bonne qualité, il faut plusieurs (au moins 3) points de mesure autour de l'objet, chacun possédant des angles de vue qui doivent se recouper. Cette tomographie par muons ne fonctionne que sur une petite portion de la structure étudiée qui correspond à l'angle de vue du télescope (voir 4.5). Elle dévoile une version intégrée de la masse volumique le long d'une direction/ligne de visée du détecteur.

4.3.2 Tomographie par diffusion ou par déviation

La tomographie par diffusion exploite les déviations des trajectoires des particules lorsqu'elles traversent la matière. En interagissant avec le matériau elles subissent une déviation angulaire due à des diffusions coulombiennes. Les muons qui se propagent dans des matériaux de faible densité comme l'eau ou la roche sont peu sujets à la diffusion et se déplacent en ligne droite. Par contre, l'angle de diffusion va augmenter en fonction du numéro atomique du matériau traversé [50]. L'uranium par exemple a un numéro atomique de 92 et dévient considérablement les particules. La déviation du flux est mesurée et la composition de l'objet est retrouvée en déterminant la puissance de la diffusion des matériaux qui le composent [207]. Les détecteurs sont placés de part et d'autre de l'objet, et mesurent la direction des muons en amont et en aval (voir figure 4.6 de gauche) pour évaluer la déviation.

Le principe de la diffusion est rappelé ci-dessous et schématisé sur la figure 4.5. La particule émerge du matériau à un angle de diffusion θ et elle est déplacée d'une distance x . Pour simplifier, la distribution de la diffusion angulaire peut être approximée comme étant gaussienne :

$$f(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}} \quad (4.1)$$

avec une moyenne nulle et un écart type $\sigma_\theta = \frac{15}{\beta c p} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$ où p et βc , sont l'impulsion (en MeV/c) et la vitesse de la particule incidente, L est la profondeur du matériau, et X_0 est la longueur de rayonnement du matériau. Cette dernière est liée aux propriétés du milieu et elle est approximée en : $X_0 = \frac{716,4 A}{Z(Z+1) \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})}$ pour les matériaux ne comportant qu'un seul type de nucléons. Elle s'exprime en g.cm^{-2} et dépend typiquement de la densité du matériau et de sa composition.

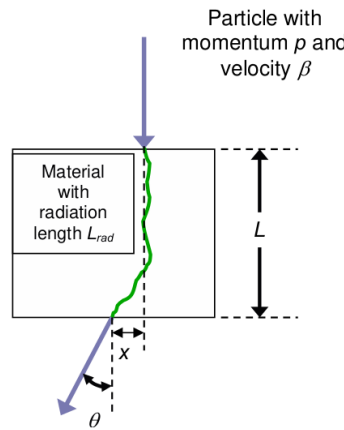


FIGURE 4.5 : Définition des "observables" pour une mesure de diffusion : déplacement x , et angle θ . [206].

La muographie par diffusion résout un problème inverse à partir de la mesure de la déviation des muons avec deux ensembles de détecteurs (voir figure 4.6 à gauche) pour obtenir la composition et la densité du matériau. La principale difficulté du problème inverse est l'inconnue de la trajectoire exacte de la particule à l'intérieur du matériau, les seules observables

étant les angles entrants et sortants de la trajectoire et les déplacements (voir figure 4.6 à droite).

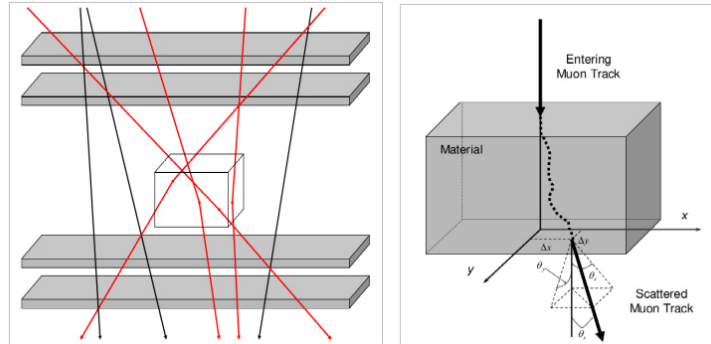


FIGURE 4.6 : À gauche : principe de la tomographie par diffusion de muons avec deux ensembles de détecteurs au-dessus et au-dessous de l'objet d'intérêt [206].
 À droite : vue 3D de la trajectoire du muon et définition des angles et des déplacements du muon sortant [206].

4.4 Reconstruction tomographique

La muographie par absorption mesure donc le déficit de flux de rayons cosmiques dans la direction d'observation et détermine la densité intégrée d'une structure géologique. L'énergie minimale que les muons doivent avoir pour pénétrer dans la structure doit être d'une valeur supérieure à celle perdue à l'intérieur de l'objet, de sorte que le détecteur puisse suivre les muons sortants. Il faut ensuite ajuster la position du télescope de manière à optimiser la résolution spatiale lors des mesures sur le terrain. La tomographie par muons est limitée à l'étude d'une portion d'objet seulement, à cause de l'ouverture angulaire restreinte du détecteur. Afin de prendre en considération ces différents points, nous utilisons les problèmes inverses et directs conjointement. Ils sont définis ci-dessous.

4.4.1 Problème inverse

La reconstruction d'une image de muographie est réalisée par la résolution d'un problème inverse. Le but est de retrouver la distribution de propriétés du milieu (**densité 3D**) à partir des mesures de taux de muons et de leurs directions. Un problème inverse est une situation dans laquelle on tente de déterminer les paramètres d'un modèle p à partir de mesures expérimentales m tel que :

$$m = f(p) \quad (4.2)$$

où f contient le flux de muons à ciel ouvert (calibration) et la loi qui régit l'absorption des muons dans la matière. L'efficacité des barreaux de scintillateurs est prise en compte par une correction de l'acceptance avant l'inversion. Les estimations des paramètres peuvent être facilement obtenues par ajustement des moindres carrés ou par estimation du maximum de vraisemblance. Cependant l'utilisation des méthodes statistiques de Monte Carlo permet le maintien de la stochasticité du modèle lors de l'estimation de ces paramètres. Il s'avère que

les simulations numériques sont le moyen le plus rapide de résoudre ce problème. Par ailleurs, afin d'améliorer la fiabilité du résultat, il faut prendre en compte un maximum d'informations qu'on qualifie d'*a priori* [221]. Elles permettent de contraindre l'inversion et améliorer ainsi l'exactitude de la solution. Cependant, le problème peut être mal interprété lorsque le nombre de variables inconnues est trop important. Il faut chercher un bon compromis entre fiabilité et répétabilité [118]. C'est l'ajout d'informations *a priori* qui va permettre de réduire l'espace des paramètres et ainsi diminuer considérablement le temps de calcul. Le paramètre clef du problème inverse est la **densité (3D)**. Elle est reliée à l'atténuation de flux, prédite par le problème direct qui permet de retrouver la distribution de densité en utilisant l'opacité traversée par les muons.

LES RÉSEAUX BAYÉSIENS

Le flux de muons suit une distribution poissonnienne et il se trouve que les réseaux bayésiens sont adaptés à la modélisation de séries temporelles. Ils donnent une représentation de distribution de probabilités communes de systèmes c'est-à-dire qu'ils estiment la distribution de probabilité des paramètres p et pas seulement une valeur unique de p . Les réseaux bayésiens sont capables d'assimiler les paramètres d'un modèle en apprentissage automatique, utilisé par exemple pour effectuer de la prédiction ou de la classification de données. Ils vont associer les informations déjà connues sur un modèle avec les données observées, et produire la fonction de densité de probabilité (PDF) sur les paramètres du modèle, considérée comme la solution du problème inverse.

LES MODÈLES DE MARKOV

Les modèles de Markov, ainsi que les systèmes dynamiques linéaires, sont des exemples de réseaux bayésiens dynamiques. Les méthodes d'échantillonnage sont utilisées pour estimer la distribution postérieure des paramètres d'un modèle. L'analyse de l'incertitude d'un problème non linéaire doit être effectuée au moyen d'algorithmes basés sur une méthode de Monte Carlo qui s'avère être très précise. Ces procédures sont couramment utilisées en géophysique car elles sont capables de recueillir de nombreuses solutions basées sur la génération aléatoire de modèles [66]. Les méthodes de Monte Carlo produisent un échantillonnage qui peut être utilisé pour calculer l'incertitude et la résolution [201]. L'algorithme que nous utilisons, dans notre application du chapitre 6, s'inspire de celui de Metropolis-Hastings.

ALGORITHME DE METROPOLIS-HASTINGS

C'est une méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov. Elle fonctionne comme une marche aléatoire avec une correction à chaque lancer. Chaque nouvelle proposition/modèle peut être accepté(e) ou rejeté(e) si la fonction d'intégration est plus petite que le point précédent. Toutefois, contrairement aux méthodes de Monte Carlo simples, où les valeurs échantillonnées sont statistiquement indépendantes, dans l'algorithme de Metropolis-Hastings (et les chaînes de Monte Carlo de Markov en général), elles sont statistiquement auto-corrélées. Cette auto-corrélation est minimisée par l'ajout d'un nombre seuil de modifications devant

être acceptées entre l'enregistrement de deux échantillons consécutifs. Un processus de Markov est un processus stochastique où la prédiction du futur est entièrement contenue dans l'état présent du processus et n'est pas dépendante des états antérieurs.

MISE EN APPLICATION

Tout ensemble donné de valeurs représentant un système physique, nous l'appelons un modèle. Chaque modèle m peut être considéré comme un point dans l'espace des modèles M . Nous avons besoin de modèles dont les valeurs de densité sont continues sur des volumes discrétisés en éléments finis. En aléatoire pur, nous aurions des valeurs de densité aléatoire non continues entre des voxels voisins. Le moteur qui génère les modèles de densité 3D, liés par chaîne de Markov, est fait pour concevoir des ensembles de densité par classe formant des ensembles de voxel contigus dans l'espace et partageant la même densité. L'algorithme d'inversion est inspiré des articles [171] et [201].

La méthode fait des sélections des modèles en fonction de l'évolution de la distance D :

$$D = \frac{F_t - F_m}{\sigma_m} \quad (4.3)$$

avec F_t le flux théorique et F_m le flux mesuré. D est une métrique de la distance entre la donnée et la simulation, dilatée ou compressée par le degré d'incertitude sur la mesure σ_m . Cette distance D est recalculée à chaque fois que la densité change. Un nouveau modèle est accepté comme solution si l'écart moyen entre le signal reconstruit et les données (évalué par l'écart quadratique moyen) est inférieur au bruit moyen estimé pendant la mesure. La probabilité que la mesure existe sachant le modèle de densité est donc :

$$L_N = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_m)^2}} \times \exp(-D^2) \quad (4.4)$$

Donc si D tend vers 0, la vraisemblance L_N tend vers 1, ce qui en fait un modèle cohérent au sens de la donnée, et le modèle peut ainsi être validé.

En multipliant cette probabilité pour chacun des axes de visées, nous obtenons la probabilité totale d'un jeu de données de flux pour un même modèle de densité. Le but est de maximiser cette probabilité (la vraisemblance). Pour cela, nous cherchons une vraisemblance du nouveau modèle L_N supérieure à celle du précédent L_P , en faisant un rapport de probabilité L_R :

$$L_R = \frac{L_N}{L_P} \quad (4.5)$$

Si $L_R \geq 1$, le nouveau modèle de densité (avec la nouvelle vraisemblance L_N) est meilleur que le précédent, donc nous l'enregistrons. Si $L_R < 1$, le nouveau modèle est moins bon que le précédent (en terme de reproduction du signal). Pour explorer l'espace des solutions, nous autorisons certains modèles avec $L_R < 1$. Par exemple, si $L_R = 0.3$ le modèle dégrade sa probabilité d'être bon de 70 %. Nous tirons une valeur aléatoire p , si $p < 0.3$ nous laissons passer le modèle comme une nouvelle référence et sinon nous essayons un autre modèle.

Si le modèle est sélectionné, nous sauvegardons sa vraisemblance. Ce modèle est ensuite légèrement perturbé de nouveau en changeant quelques valeurs de densité de voxels et nous recalculons la nouvelle vraisemblance. La vraisemblance totale d'un modèle, $L(m)$, peut être exprimée comme un produit de vraisemblances partielles, une pour chaque type de données.

Notre algorithme d'inversion est capable de coupler les informations de plusieurs détecteurs à la fois. En effet, chaque détecteur mesure un flux, et des *travel length* de voxels (définies comme l'épaisseur de matière vue par le télescope dans sa configuration d'acquisition, voir 6.1.4), par axe de visée. Avec notre méthode, nous cherchons à modifier les densités des voxels, pour reproduire le flux de chaque axe de visée, or un détecteur de plus c'est seulement d'autres axes de visée supplémentaires. Chaque axe de visée a donc une acceptation donnée pré-calculée (définie en 4.5.2), une *travel length* dans plein de voxels, et une valeur de flux mesuré (les données). En prenant un jeu de densités réparti dans les voxels, nous avons l'opacité vue par l'axe de visée. Le flux théorique parfait est déduit à partir des tables de pertes de flux dans la matière. Sur ce flux, nous appliquons la correction d'acceptation de l'axe de visée. Puis, nous comparons le flux théorique corrigé de l'acceptation au vrai flux mesuré (μ/s). Enfin la distance D est calculée avec l'équation 4.3.

Le nombre de modèles enregistrés peut-être modifié et il dépend des exigences en terme de précision et de temps de calcul disponible. Plus un algorithme est exploratoire, plus il est efficace. Afin d'évaluer la capacité de l'algorithme à reconstruire des images 3D une inversion peut-être effectuée avec un ensemble de données synthétiques (poissonniennes). Nous testons cet algorithme dans le chapitre 6.

4.4.2 Problème direct

Le problème direct consiste, dans notre cas, à prédire le flux de muons attendu à la sortie d'un objet. Il faut se baser sur les connaissances géologiques et propriétés physiques des constituants de l'objet puis utiliser une distribution des densités la plus précise possible. Les paramètres recherchés lors de l'inversion utilisent le problème direct pour estimer les mesures attendues. L'information mesurée est retrouvée à partir d'une répartition donnée de paramètres p dans la structure étudiée. De plus, l'atténuation du flux est estimée à partir d'une loi connue se basant sur la distribution contrastée de zones (de densité différente par exemple).

Numériquement, on a :

$$p \xrightarrow{1} \rho(r) \xrightarrow{2} N_i \quad (4.6)$$

1 : le passage des paramètres p à la distribution spatiale de densité $\rho(r)$

2 : l'évaluation de l'opacité sur le long de l'axe d'observation i à partir de $\rho(r)$ puis du nombre théorique de particules mesuré N_i (voir l'équation 4.11).

La figure 4.7 illustre le passage du muon à travers un objet qui présente une hétérogénéité de densité. Le flux de muon atténué est mesuré par le détecteur en sortie. Avec les résultats du problème direct, il est possible de dimensionner le détecteur de façon à l'adapter à l'objet étudié (voir 4.5.2). Les sources d'erreur liées à une mauvaise modélisation du problème de muographie viennent par exemple d'une mauvaise connaissance du flux de muons à ciel ouvert (calibration, modèle de flux théorique) et/ou d'une mauvaise estimation de la perte d'énergie des muons dans la matière. En multipliant les points de mesures en simultanément autour d'un

objet, l'erreur liée à la méconnaissance de "l'ordre" dans lequel les muons ont traversé les zones de densité différente, diminue. Une mauvaise connaissance des positionnements des détecteurs entraîne une interprétation erronée des régions de l'objet muographié sensibles à leurs axes de visée. Ce phénomène a plus d'impact sur les axes de visée qui traversent une faible épaisseur de matière.

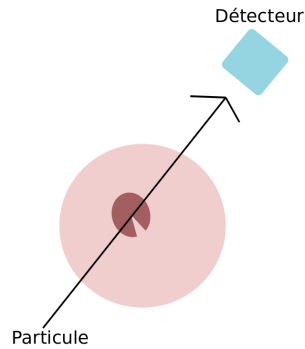


FIGURE 4.7 : Une zone de densité différente est observée dans l'objet d'étude. Le muon se propage dans l'objet et son atténuation est mesurée par le détecteur en sortie.

4.5 Détecteur de muons utilisé pour cette thèse

Les muons peuvent être détectés par des télescopes qui servent à reconstruire la trajectoire d'une particule ou d'une gerbe cosmique. Les détecteurs à muons utilisés dans le cadre de projets ANR (Diaphane, Megamu) enregistrent le passage des muons qui interagissent avec les barreaux de scintillateurs en se dissociant en particules chargées. De là, les détecteurs reconstruisent les trajectoires des muons grâce aux traces laissées lors des émissions de photo-électrons par les électrons excités sur les différents plans du détecteur. Les coordonnées de chaque point du détecteur traversé et le temps de passage sont enregistrés (voir la figure 4.9). C'est la mesure du temps qui permet de conserver les points d'une même trajectoire dans la mesure où ils sont en coïncidence temporelle. Les coïncidences fortuites sont considérées négligeables lorsque les matrices de détection sont supérieures à deux. Elles apparaissent lorsque deux événements non simultanés se produisent par hasard dans un intervalle correspondant au temps de résolution (voir [162]).

La surface du détecteur choisie dépendra donc de la durée de l'expérience et du nombre d'événements à détecter pour que la mesure soit valable. Les détecteurs sont suffisamment grands pour permettre une bonne résolution angulaire et leur géométrie est adaptée aux structures étudiées. Les scintillateurs sont couplés à des photomultiplicateurs adaptés aux conditions extrêmes, excepté au champ magnétique. Un système récupère les données à distance et prévient du bon déroulement de l'acquisition.

Dans cette section, le fonctionnement de la chaîne de détection du télescope est décrit. Puis, les équations mathématiques régissant la muographie sont énumérées. Pour finir, la notion d'acceptance expérimentale et ce qu'elle implique sur la durée d'acquisition est expliquée.

4.5.1 Chaîne de détection

La chaîne de traitement du signal de muons enregistrés est réalisée en plusieurs étapes :

- la détection par les scintillateurs de l'énergie déposée par les muons,
- le transport par des fibres du signal optique créé,
- le photomultiplicateur (PM) transforme les photons créés en signal électrique,
- le signal électrique est géré par une carte électronique,
- l'assimilation des données et leur stockage au laboratoire.

LES SCINTILLATEURS ET LES FIBRES OPTIQUES

Un scintillateur permet d'absorber le rayonnement ionisant et le réémet sous forme de lumière. À l'intérieur, des électrons passent d'un état excité vers un état qui l'est moins en émettant un photon dans l'ultra-violet. Les photons sont collectés par une **fibre WLS** (WaveLength Shifting) qui les réémet dans le vert par fluorescence pour maximiser l'effet photoélectrique des PM. Elle est collée par un ciment optique (améliore le couplage optique) au milieu du barreau de scintillateur et mesure 1 mm de diamètre. Elle permet de conduire la lumière vers une **fibre claire** qui transmet le signal optique directement au **photomultiplicateur** (PM). Un schéma du fonctionnement du scintillateur se trouve sur la figure 4.8. Les matrices des détecteurs de l'IP2I sont généralement constituées de 64×64 scintillateurs, chacun construit avec les deux types de fibres. Entre chaque constituant, des connexions optiques sont placées. Enfin, une peinture réfléchissante appliquée sur le scintillateur permet de limiter les pertes optiques et la transmission de signaux d'un barreau à un autre. Un détecteur à scintillation en cours d'assemblage est photographié sur la figure 4.10.

LE PHOTOMULTIPLICATEUR (PM)

Le PM récolte la lumière issue du scintillateur. Dans les télescopes à muons, le PM collecte les photons par l'intermédiaire d'une fibre optique qui adapte le spectre de scintillation. Les détecteurs utilisés lors de la thèse sont dotés de PM. Ils sont principalement constitués d'un tube à vide en verre contenant une photocathode, plusieurs dynodes et une anode. Un PM détecte des électrons arrachés d'un métal (photocathode) par effet photoélectrique. Puis, les photoélectrons produits dans la photocathode sont accélérés par une différence de potentiel. Le faible courant électrique ainsi généré est amplifié par un étage de dynodes sur lesquels les photoélectrons arrachent systématiquement de nouveaux électrons.

Les avantages de ce type de PM sont leur robustesse, leur faible consommation et leur fiabilité. Ils confèrent une linéarité du signal avec la haute tension d'alimentation et une forte amplification ($10^6 - 10^7$ électrons récoltés sur l'anode du PM).

LE SYSTÈME ÉLECTRONIQUE ET LE STOCKAGE DES DONNÉES

Chaque télescope a son propre **système de traitement du signal et de stockage**. Le système électronique des télescopes à muons est adapté de l'expérience OPERA [103], [161]. Enfin un **Raspberry** collecte les données, les synchronise temporellement et réalise un nouveau traitement. La boîte qui le contient est aussi composée d'une carte *web-relay*, d'une carte de distribution, d'une horloge et de différents capteurs environnementaux (pression, température, humidité) et de tension.

LES SPÉCIFICITÉS MÉCANIQUES

La **structure en balancier** permet de régler l'angle zénithal dans lequel le détecteur est orienté. Des joints d'**étanchéité** et des bâches de protections noires sont installées pour éviter les fuites de lumière et les infiltrations de poussières et d'eau de pluie. En effet, si de la lumière pénètre au niveau des scintillateurs, du bruit sera mesuré dans les données de taux de muons. Les détecteurs peuvent être alimentés avec des panneaux solaires, des éoliennes, des batteries ou directement branchés sur une prise électrique.

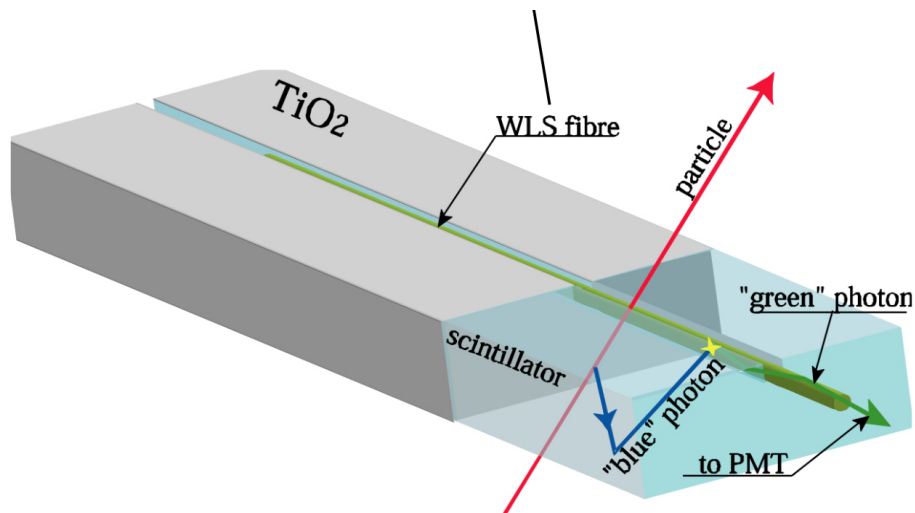


FIGURE 4.8 : Schéma de la génération du signal de scintillation par une particule ionisante (trajectoire rouge) [41]. Elle émet un *blue photon* qui est collecté et converti en signal optique (*green photon*) par la fibre WLS. Ce signal est ensuite envoyé vers le PM à travers une fibre claire.

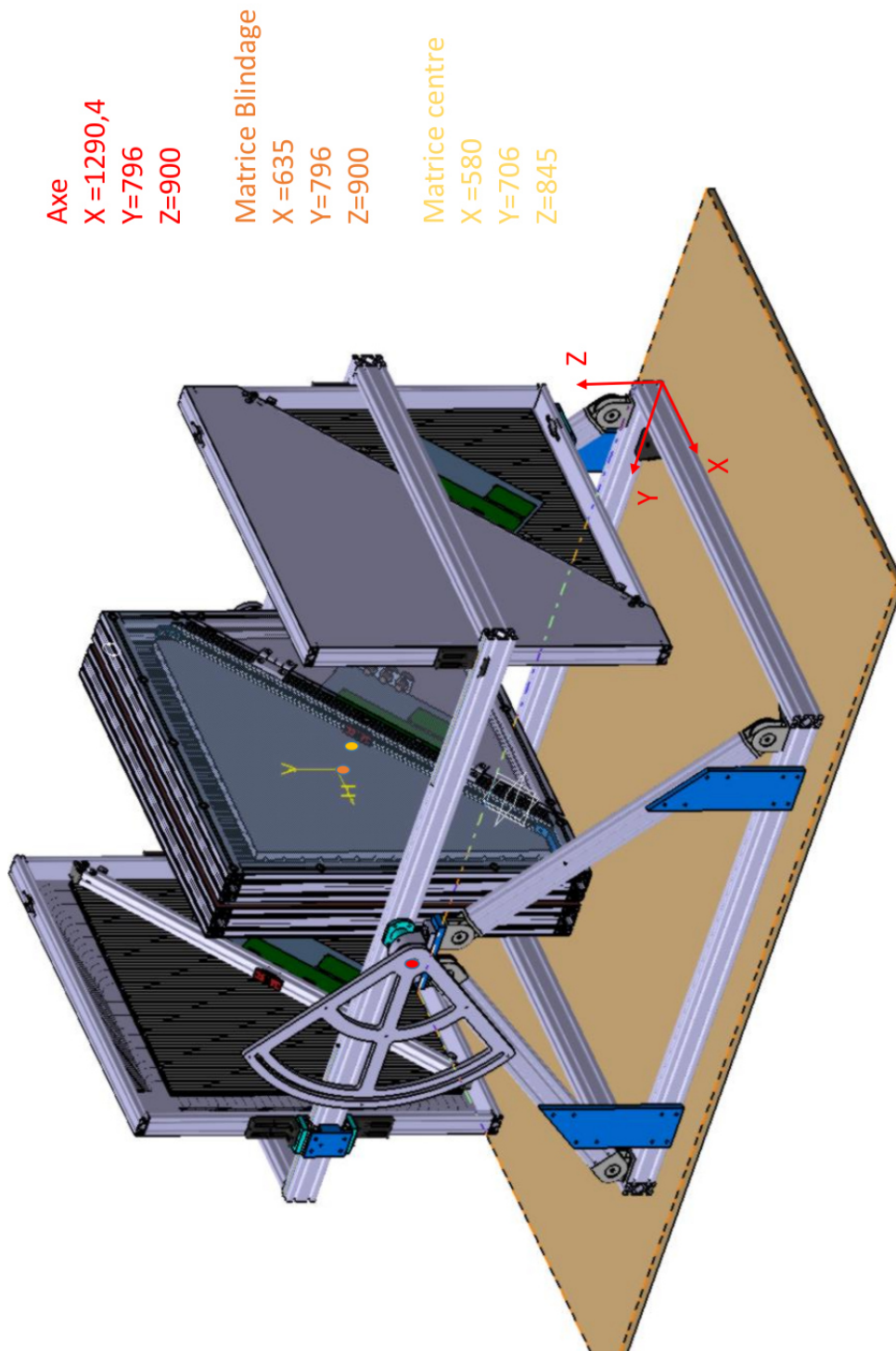


FIGURE 4.9 : Schéma d'un télescope réalisé par Jean-Christophe Ianigro à l'IP2I. Les 3 matrices de détection sont fixées sur un système de balancier. Une matrice de blindage renfermant du plomb et une contenant l'électronique sont situées au milieu.



FIGURE 4.10 : Vues d'un détecteur à scintillateur en cours d'assemblage (*en haut*) et détail de sa connectique optique (*en bas*).

4.5.2 Acceptance expérimentale et durée d'acquisition

La capacité de détection du détecteur, qu'on appelle "**acceptance**" τ , est le produit de la surface de détection S par l'angle solide Ω défini par les différents angles de vue r du télescope :

$$\tau(r) = S(r) \times \Omega(r) \quad (4.7)$$

LA SURFACE DE DÉTECTION du télescope dépend des dimensions du détecteur. Pour un détecteur composé de matrices carrées, la surface de détection est celle de la matrice. Par exemple avec une matrice de 0.8 m de côté, elle vaut 0.64 m^2 .

Le **flux de particules qui traversent un télescope**, placé au point R , $\varphi [\text{jour}^{-1}] = N/T$ avec le nombre de particules N détectées par le télescope pendant T [jour] est, d'après Jourde et al. [132] :

$$N = T \times \int_{4\pi} \partial\varphi(\phi, \theta) \times \Upsilon(\phi, \theta) \times d\Omega \quad (4.8)$$

$\partial\varphi$ est le flux mesuré intégré sur la sphère unité, il dépend de l'acceptance du détecteur Υ (en cm^2) qui interprète les performances de l'instrument et ses propriétés géométriques. ϕ et θ sont les angles azimutaux et zénithaux.

Le détecteur couvre **plusieurs axes d'observations** qui ont chacun une acceptance spécifique Υ_i . Pour un télescope de 32 barreaux de scintillateurs horizontaux et verticaux, il y a $(32 \times 2 - 1)^2 = 63 \times 63$ axes d'observations. Chacun de ces axes d'observation est restreint à son propre angle solide de quelques degrés de large. $\alpha_{cone} = 2 \times \text{atan}(l/L)$ avec l la largeur d'un barreau et L l'écartement entre les matrices externes. Pour $L=120 \text{ cm}$, $\alpha_{cone} = 2.38^\circ$.

L'équation 4.8 devient :

$$N_i = T \times \partial\varphi_i \times \tau_i \quad (4.9)$$

avec $\partial\varphi_i = \partial\varphi(\phi_i, \theta_i) = \partial\varphi(\phi, \theta)$. $\partial\varphi(\phi, \theta)$ le flux capable de traverser une opacité $\varrho(\phi, \theta)$ (définie dans la section 4.6).

τ_i est l'acceptance de l'axe d'observation i intégré sur la sphère unité :

$$\tau_i = \int_{4\pi} \Upsilon_i \times d\Omega \quad (4.10)$$

Chaque axe d'observation est défini par un couple $(\Delta X, \Delta Y)$ où $\Delta X = X_{front} - X_{rear}$ où $rear$ et $front$ sont les deux matrices extrêmes. Une représentation de l'acceptance (théorique) d'une matrice de 32×32 barreaux est représentée sur la figure 4.11 (en haut) en fonction des directions ΔX et ΔY . Elle est maximale au centre.

Finalement, le **flux différencié en énergie de muons passant par R** , $\Phi(\theta, E)$ ne dépend pas de l'angle azimutal ϕ . Il est relié à $\partial\varphi$ par la loi de probabilité de survie de muon dans la matière W défini dans l'équation 4.30. En combinant l'équation 4.8 au développement limité de $\partial\varphi(\phi, \theta, \varrho)$ autour de l'opacité ϱ_i , on a :

$$N_i = C_i + T \times \int_{4\pi} \alpha_i(\phi, \theta) \times \Upsilon(\phi, \theta) \times \int_t \rho(\xi) \times d\xi \times d\Omega \quad (4.11)$$

avec

$$\alpha_i(\phi, \theta) = \frac{\partial \varphi(\phi, \theta, \varrho)}{\partial \varrho}(\varrho_i) \quad (4.12)$$

et

$$C_i = T \times \tau_i \times (\partial \varphi_i - \alpha_i \times \varrho_i) \quad (4.13)$$

L'ACCEPTANCE EXPÉRIMENTALE est calculée en faisant le rapport du flux de muons mesuré (en muons/s) par le flux théorique de muons attendu (en $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$). Elle est réalisée à ciel ouvert pour servir de calibration aux expériences de muographie. De cette façon, le flux mesuré après l'objet est comparé au flux à ciel ouvert. L'acceptance expérimentale est environ 2 fois plus faible que son équivalent théorique. Un argument qui peut expliquer cette différence est le fait qu'elle dépende de facteurs supplémentaires comme l'efficacité de détection de celui-ci. En effet, la qualité de détection du signal optique par les scintillateurs ou leur transport dans les fibres WLS peut être source de bruits faisant suite à un problème de connectique par exemple. Nos calibrations à ciel ouvert permettent de moduler l'acceptance pour tenir compte des différentes pertes.

LA RÉOLUTION SPATIALE est définie par la géométrie du réseau de télescopes autour de l'objet et de l'angle d'ouverture de ces derniers. La configuration des détecteurs est choisie en fonction de l'angle de vue souhaité. Certains angles vont se recouvrir et apporter des contraintes pour la résolution du problème inverse. En fonction de la taille de la structure étudiée, la résolution nécessaire à avoir sur le flux détecté est différente. Il faut alors faire un compromis entre la valeur de l'acceptance et l'ouverture angulaire du télescope pour satisfaire à la résolution. Le temps d'acquisition nécessaire dépend donc de l'acceptance du détecteur, de la résolution souhaitée et du flux de muons attendu.

LA DURÉE MINIMALE D'ACQUISITION dépend de la précision avec laquelle nous voulons observer une variation du flux. À partir de cette durée toutes les fluctuations observées sont considérées comme dues à des variations d'opacité et pas seulement à du bruit poissonien. C'est pourquoi, avant d'installer un détecteur à muons, il est nécessaire d'estimer la faisabilité de l'expérience en évaluant le temps de détection minimal (voir Lesparre et al. [152]). Ce point est une étape importante dans l'analyse du problème direct.

Le nombre de muons détectés par le télescope est directement lié à son acceptance τ , à la durée de l'expérience T et au flux de muons I qui arrive jusqu'à lui.

$$N(\varrho) = T \times \tau \times I(\varrho) \quad (4.14)$$

τ est directement dépendante de la configuration géométrique du détecteur et elle est responsable de la résolution spatiale de l'expérience. L'équation de faisabilité de l'expérience s'écrit :

$$T_{min} \times \tau \times \frac{\Delta I^2(\varrho_0, \delta \varrho)}{I(\varrho_0)} > 1 \quad (4.15)$$

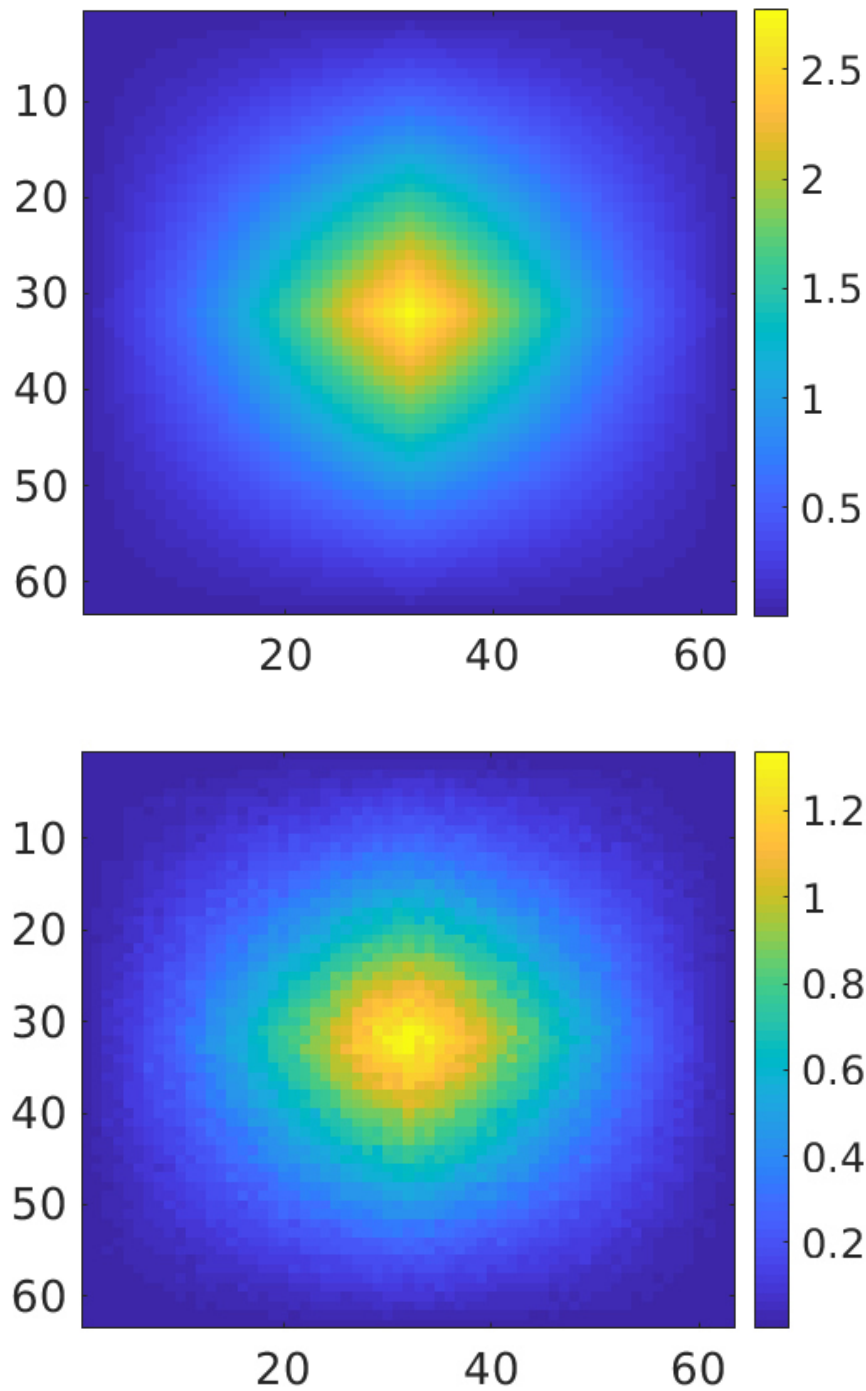


FIGURE 4.11 : *En haut*, l'acceptance théorique (en $\text{cm}^2 \text{sr}$) et *en bas*, l'acceptance expérimentale (en $\text{cm}^2 \text{sr}$) du détecteur au zénith d'un détecteur de 32×32 barreaux de scintillateurs. Les axes représentent les directions ΔX et ΔY . Les matrices extérieures sont éloignées de 120 cm et mesurent 0.8 cm de côté.

L'équation 4.15 permet de relier la durée minimale de l'expérience T_{min} à l'acceptance du télescope τ ainsi qu'à $\Delta I(\varrho_0, \delta\varrho)$, la différence de flux observée lors d'une fluctuation d'opacité $\delta\varrho$ autour de l'opacité ϱ_0 :

$$\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho) = (\alpha_0 \times \delta\varrho \times \varrho)^2 \quad (4.16)$$

avec α_0 l'équivalent de α_i (voir équation 4.12) autour de ϱ_0 .

Le temps d'acquisition nécessaire pour observer une hétérogénéité avec une acceptation donnée du détecteur est ainsi déterminée :

$$T_{min}(\varrho_0, \delta\varrho) > \gamma^2 \frac{I(\varrho_0)}{(\alpha_0 \times \delta\varrho \times \varrho)^2} \times \tau \quad (4.17)$$

γ (= nombre d'écart-types) permet de régler la précision que l'on souhaite obtenir. Par exemple pour une acceptation de 20 cm² sr, l'ouverture angulaire du télescope est de 0.003 sr pour une surface de détection de 0.8 × 0.8 = 0.64 m². τ reste constante alors que $I(\varrho_0)$ décroît avec l'épaisseur de roche traversée. Quand l'épaisseur de roche augmente, l'écart entre les flux $\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)$ croît puis se réduit pour tendre vers 0 quand l'épaisseur tend vers l'infini. Le temps minimal d'acquisition T_{min} suit le même comportement : il décroît avant de croître avec l'épaisseur de roche. Ainsi, si l'hétérogénéité recherchée a une densité proche de celle de la roche avoisinante, le temps d'acquisition devient conséquent. Au contraire, si la densité de l'hétérogénéité est proche de 1 g.cm⁻³, elle peut être distinguée très rapidement. Pour une muographie de volcan par exemple, il faut attendre plusieurs mois pour avoir une image en résolvant le problème inverse associé.

Pour observer une variation d'opacité $\delta\varrho$ de 2%, nous avons calculé le temps d'acquisition nécessaire en fonction du flux intégré de muons disponible. Il est représenté sur la figure 4.12. Par exemple pour un flux mesuré de 10 muons/s avec le détecteur, il faut moins d'un jour d'acquisition pour observer une fluctuation de l'opacité de plus de 2%. Avec un flux 1000 fois plus faible, il faut 10 jours d'acquisition de données. Ce résultat est important parce que proche de l'horizontale (90°), le flux mesuré après l'objet est très faible (voir la figure 4.16) par rapport aux angles verticaux. Le temps d'acquisition nécessaire sera plus important pour mesurer des muons proches de l'horizontale. À haute énergie le processus s'inverse, et les muons proches de la verticale nécessitent plus de temps d'acquisition car ils sont beaucoup moins nombreux que ceux de grand angle. La figure 4.13 explique ce phénomène, $\beta = \delta\varrho$ est la variation d'opacité sur cette figure. $\tau=5$ cm² sr est l'acceptation intégrée d'un télescope à muon pour une résolution angulaire de quelques degrés.

Nous pouvons diminuer le temps d'acquisition en augmentant l'acceptation du détecteur, c'est-à-dire la surface de détection ou l'ouverture angulaire de celui-ci. Trop agrandir l'angle solide de visée diminue la résolution angulaire, il ne faut pas être trop ambitieux sur sa taille. La dernière grandeur qui est ajustable est l'efficacité du détecteur qui peut être augmentée en optimisant la chaîne de détection et de traitement du signal. Nous utilisons ces différentes informations pour définir le temps d'acquisition nécessaire pour les réglages de notre expérience autour d'un haut fourneau, en connaissant son opacité moyenne la plus probable.

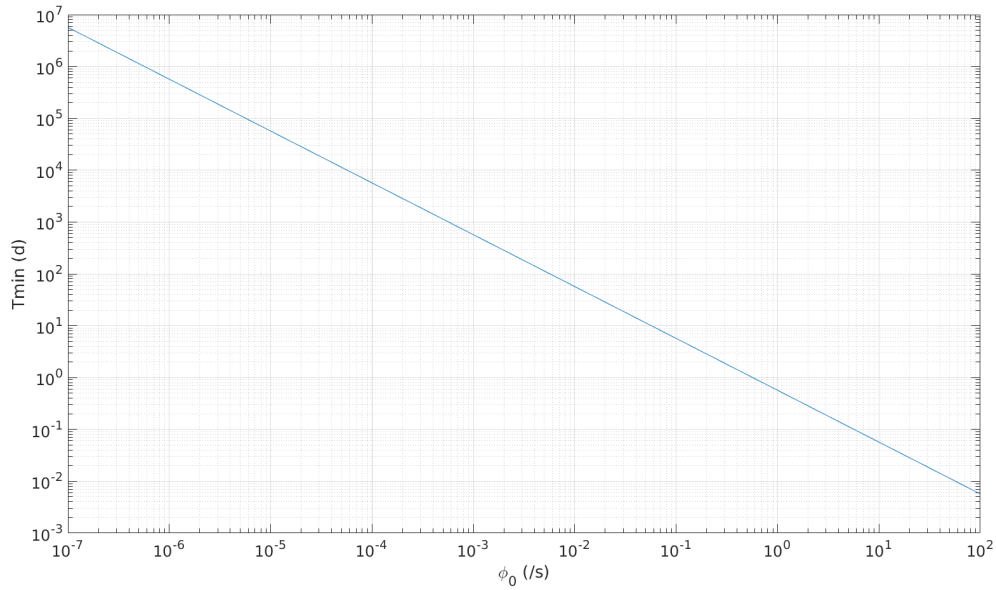


FIGURE 4.12 : Temps minimal d'acquisition T_{min} (en jours) et flux intégré mesuré associé pour observer une variation d'opacité de 2%.

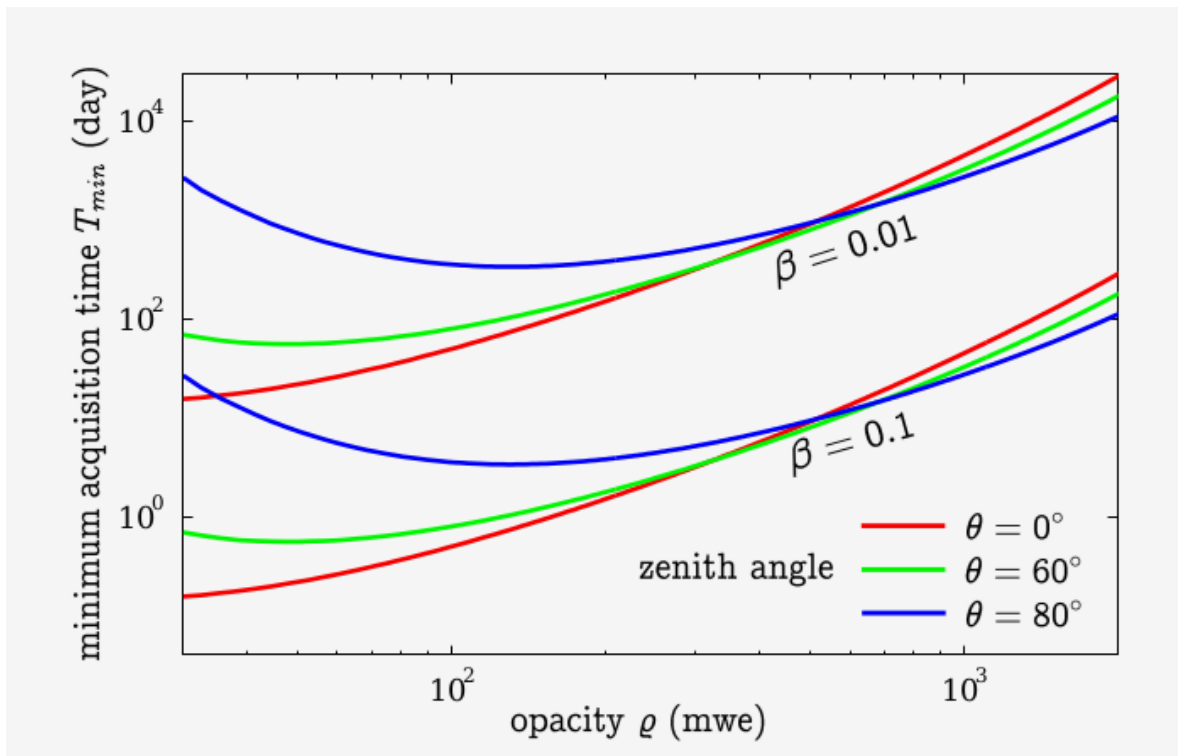


FIGURE 4.13 : Temps d'acquisition minimal T_{min} nécessaire pour déceler une variation de $\beta = [1\%; 10\%]$ en fonction de l'opacité de référence ρ_0 . Le résultat est représenté pour trois angles zénithaux $\theta = [0^\circ; 60^\circ; 80^\circ]$, $\gamma = 2$ et $\tau = 5 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Figure présente dans la thèse de Kévin Jourde [132].

4.6 Propagation des muons dans la matière

Les fluctuations du flux de muons induites par des variations d'opacité sont la clef de la muographie, c'est pourquoi il faut un modèle de perte de flux précis. Les phénomènes de perte d'énergie et leurs équations sont introduits dans cette section. Ensuite, des codes de propagation des muons dans la matière sont présentés et nous montrons nos résultats de simulation de flux de muons en fonction de l'opacité traversée.

4.6.1 Interaction et perte d'énergie dans la matière

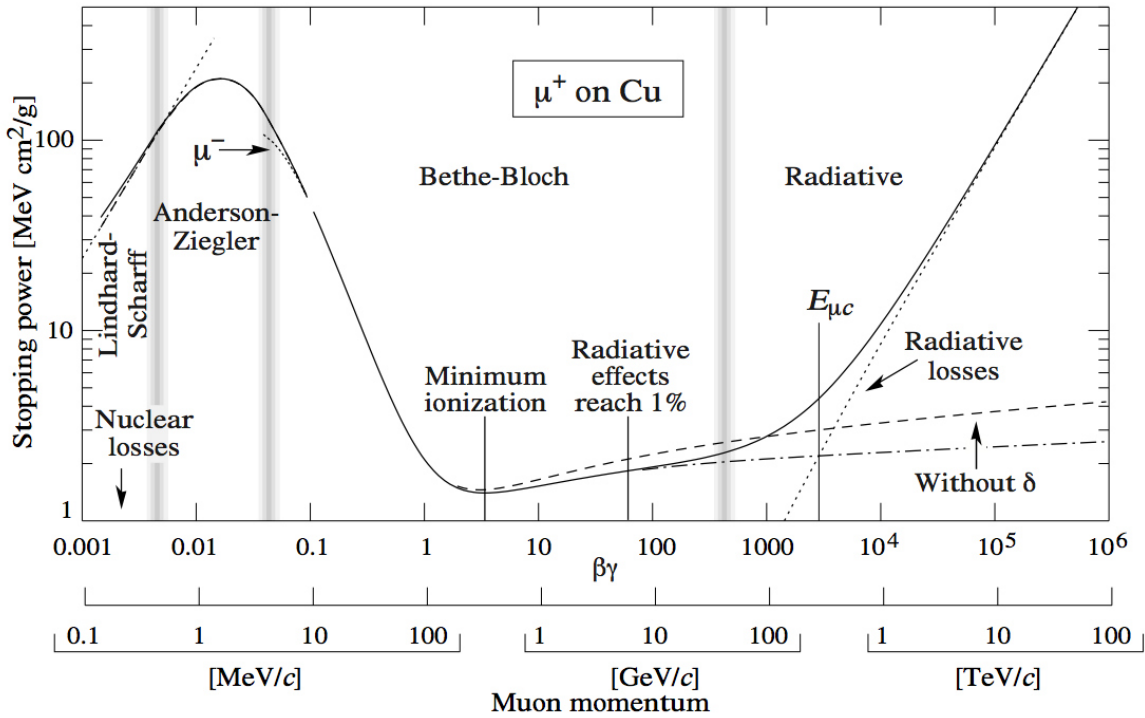


FIGURE 4.14 : Pouvoir d'arrêt des muons dans le cuivre en fonction de l'énergie cinétique. Les lignes continues représentent le pouvoir d'arrêt total (voir [108]).

Les muons sont les seules particules chargées capables de pénétrer profondément dans le sol. Lorsqu'ils traversent la matière, les muons peuvent perdre de l'énergie selon 4 processus différents : par ionisation des atomes avec lesquels ils entrent en collision (formule de Bethe-Bloch), par rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung), par production de paires électron-positron ou par interaction photonucléaire. Les muons de basse énergie subissent des diffusions multiples et des déviations [48]. La figure 4.14 représente le pouvoir d'arrêt (perte moyenne d'énergie par distance parcourue) des muons en fonction de l'énergie. Nous pouvons voir qu'à haute énergie les effets radiatifs (somme des contributions de production de paires, de bremsstrahlung et d'interaction photonucléaire) deviennent prédominants alors qu'à une petite énergie, l'influence des collisions nucléaires est plus grande. La production de paires et le bremsstrahlung dominent la partie radiative de la perte d'énergie pour les muons à des centaines de GeV, tandis que le nombre d'interactions photonucléaires commence à augmenter

à des énergies plus élevées. Dans le cas des processus radiatifs, les muons produisent un flux de particules secondaires, comme des rayons γ et des électrons, en traversant la matière. Par ailleurs, l'ionisation entraîne une diminution continue de l'énergie, qui dépend faiblement de celle du muon, et est généralement supposée constante pour les particules relativistes. Enfin, les muons sont beaucoup moins sujets au rayonnement de freinage que les électrons et leur perte d'énergie par ionisation est minimale.

L'**opacité** ϱ en g/cm^2 est définie comme l'intégration de la masse volumique ρ le long de la trajectoire du muon L :

$$\varrho = \int_L \rho(x) dx \quad (4.18)$$

Elle informe sur la quantité de matière traversée par les muons le long de leur trajectoire. L'opacité peut être exprimée en *metre water equivalent* (mwe) qui est l'équivalent en épaisseur d'eau traversée où la masse volumique de l'eau est d'environ 1 g cm^{-3} . Même une faible variation de l'opacité peut induire une modification importante du flux de muon. C'est pourquoi la mesure de l'atténuation du flux suffit pour remonter à l'opacité et donc à la distribution de la masse volumique (densité) à l'intérieur de la structure étudiée.

D'après la référence [108], la perte d'énergie moyenne est exprimée par le pouvoir d'arrêt (en $\text{GeV g}^{-1} \text{ cm}^2$) :

$$-\frac{dE}{d\varrho} = a(E) + b(E) \times E \quad (4.19)$$

a et b sont des fonctions variant lentement avec E et représentent respectivement les pertes par ionisation et par radiation. Les effets sont comparables à l'énergie critique d'un muon dans un matériau donné d'après la référence [187]. Plus le numéro atomique Z du matériau augmente plus l'énergie critique du muon diminue. Dans la roche standard ($d=2.65 \text{ g cm}^{-3}$), en dessous de 700 GeV les pertes par ionisation sont prépondérantes et stables :

$$-\frac{dE}{d\varrho} \approx 0.20 \text{ GeV/mwe} \quad (4.20)$$

Au dessus de cette énergie, les pertes par radiation sont plus importantes et $b(E) \approx 4.7 \times 10^{-4} \text{ mwe}^{-1}$ donc l'influence de la diffusion multiple dans la roche est négligeable.

$dE/d\varrho$ est sensible au type de matériau rencontré. Pour traverser une épaisseur de matériau d'opacité ϱ , le muon doit avoir une énergie supérieure à E_{min} telle que :

$$\varrho = \int_0^{E_{min}} \left(-\frac{d\varrho}{dE}\right) \times dE \quad (4.21)$$

Avec a constant dans l'équation (4.19) on a :

$$\varrho = \frac{1}{b} \times \ln\left(E_{min} \times \frac{b}{a} + 1\right) \quad (4.22)$$

$$E_{min} = \frac{a}{b} \times (e^{b \times \varrho} - 1) \quad (4.23)$$

Pour des énergies inférieures à 100 GeV on simplifie en :

$$\varrho[\text{mwe}] \approx 5.0 \times (E_{min}[\text{GeV}]) \quad (4.24)$$

$$E_{min} \approx 0.20 \times (\rho[mwe]) \quad (4.25)$$

Connaissant la perte d'énergie des muons due à leur passage dans la roche, il est possible de déterminer l'énergie initiale minimale E_{min} , que doit avoir un muon, pour pouvoir traverser une opacité de roche donnée et atteindre le détecteur de muons. E_{min} est régi par l'équation suivante :

$$E_{min} - \int_0^\rho \frac{dE}{d\rho} d\rho = E_\mu \quad (4.26)$$

où $E_\mu=0.10566$ GeV est l'énergie d'un muon au repos. Les muons doivent donc avoir une énergie suffisante pour traverser des objets larges et de haute densité (par exemple, $E > 10$ TeV pour un volcan de 800 m de large).

Pour évaluer l'énergie des muons au sol on peut la mesurer via leur courbure dans un champ magnétique, par le rayonnement Cherenkov ou par le temps de vol, ce qui nécessite beaucoup de moyens. Avec nos détecteurs nous n'avons accès qu'au taux de comptage des muons détectés pendant un temps donné. En connaissant l'acceptance (en $\text{cm}^2 \text{sr}$, voir section 4.5) des détecteurs, le taux de muons est converti en flux par unité de surface, d'angle solide et de temps. Le flux détecté est un flux intégré en énergie et s'exprime par :

$$I(\theta) = \int_{E_\mu}^\infty \Phi(E_{\mu 0}, \theta) dE_{\mu 0} \quad (4.27)$$

où $E_{\mu 0}$ est l'énergie du muon au niveau du sol. Ce flux est intégré à partir de l'énergie minimale nécessaire à un muon pour traverser une opacité ρ donnée pour faire de la muographie :

$$I(\rho, \theta) = \int_{E_{min}}^\infty \Phi(E_{\mu 0}, \theta) dE_{\mu 0} \quad (4.28)$$

D'après Bilokin [46], les pertes d'énergies étant discontinues, **l'intensité du flux de muons souterrain à une profondeur h** s'écrit :

$$I(h) = \int_{E_{min}}^\infty W(E, h) \Phi(E) dE \quad (4.29)$$

avec Φ le spectre différentiel des muons à la surface.

W est la **probabilité de survie** des muons dans la matière telle que :

$$W(E, \rho) = H(E - E_{min}(\rho)) \quad (4.30)$$

La probabilité de survie se calcule en faisant le rapport de flux entrant sur le flux sortant d'un objet d'opacité connue. La nature de la propagation du muon à travers la matière ne permettant pas de déterminer des solutions analytiques, la simulation Monte Carlo (voir la sous-section 4.6.2) est généralement utilisée pour concevoir un modèle d'interactions entre la roche et le muon [182]. Il existe également des **tables de probabilité de survie** pour différentes opacités dans Bilokon [46]. Les calculer avec les codes de propagation de muons dans la matière présentés dans la sous-section 4.6.2 est une de nos perspectives de travail. Les résultats de nos flux intégrés dans la matière se situent dans la sous-section 4.6.3.

4.6.2 Codes de propagation des muons dans la matière

GEANT4 est principalement employé pour étudier la propagation dans la matière à cause de ses modèles méticuleux de diffusion électromagnétique et de diffusion de Coulomb multiple et de sa capacité à gérer des modèles complexes [13]. Geant4 permet également de connaître les angles de diffusion des particules. Il est possible de considérer la perte d'énergie moyenne calculée tout au long de l'étape de suivi ou d'observer les fluctuations (avec production de rayons ou fonction de fluctuation calculée) [40].

FLUKA peut être utilisé pour étudier la propagation des muons (ou d'autres particules) à travers une grande épaisseur de matière d'après la référence [145]. Les valeurs de sections efficaces sont les mêmes que PROPMU [156] et les fluctuations sont celles dues à l'ionisation et à la production de rayons δ (électrons secondaires produits lors d'une ionisation).

MMC (Muon Monte Carlo [68]) est un outil de simulation précise de la propagation des muons à travers la matière. Il minimise les erreurs de calcul et les seules incertitudes viennent des sections efficaces. L'équation de probabilité d'interaction des muons avec la matière dépend de leur énergie, des sections efficaces et d'un seuil en énergie sous lequel le muon est considéré comme perdu. La distribution totale des pertes d'énergie est une gaussienne.

MUM [209] est également un algorithme Monte Carlo de propagation des muons qui traite précisément la perte d'énergie des muons. Il informe sur les déviations angulaires et latérales des muons et ce à très grande profondeur.

Les codes Monte Carlo peuvent entraîner des erreurs systématiques à cause d'approximations et de traitement simplifié de sections efficaces. L'approximation continue des pertes d'énergie n'est pas un choix valable pour les muons à haute énergie.

4.6.3 Simulations de flux de muons en fonction de l'opacité

À l'aide des équations 4.23, 4.26 et 4.29, le flux différentiel $\Phi(E, \theta)$ est transformé en flux intégré en fonction de l'opacité et l'angle zénithal. Le flux intégré total en fonction de l'opacité est représenté sur la figure 4.15 en utilisant deux flux différentiels au sol différents et une densité de 2.65 g cm^{-3} (densité de la roche). Nous cherchons à tester l'impact du choix du flux théorique sur le flux de muons en fonction de l'opacité. Le premier flux provient des simulations CORSIKA (voir 2.3) et le second a été établi à partir de l'équation analytique de Tang [219] (voir 1.5.2). Le flux intégré diminue de plusieurs ordres de grandeur en fonction de l'opacité pour les deux modèles. À 400 mwe, les flux sont 1000 fois plus faibles qu'à la surface. Tang surestime le flux intégré par rapport à celui obtenu avec CORSIKA.

Sur la figure 4.16, le flux en fonction de l'opacité est représenté pour plusieurs angles zénithaux. À petite opacité, les flux se répartissent sur plusieurs ordres de grandeurs pour les différents angles zénithaux. Rapidement, vers 300 mwe de profondeur les flux sont du même ordre de grandeur. Cependant à grand angle zénithal : 80.5° , le flux est vraiment très faible à la surface mais diminue peu, même avec l'opacité qui augmente.

Sur la figure 4.17, le flux de muons à travers la roche est représenté en fonction de la longueur parcourue et l'angle zénithal. Il est minimal pour une grande distance dans la roche et pour les grands angles zénithaux. Grâce à ce type de carte de flux nous analyserons les flux mesurés en sortie des objets muographiés pour retrouver les distributions de densité.

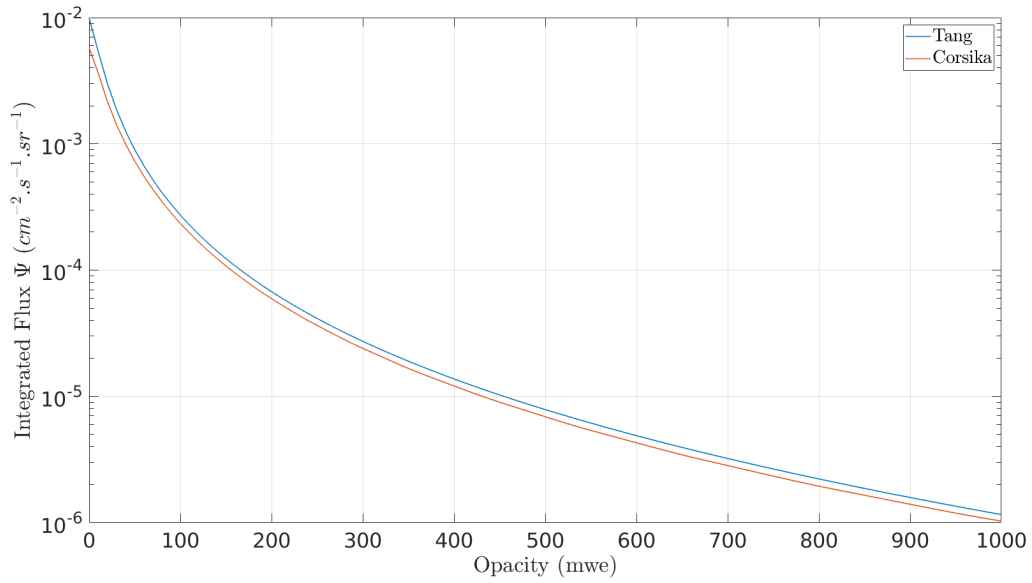


FIGURE 4.15 : Flux de muons intégrés en fonction de l'opacité (en mwe) simulés avec CORSIKA (en rouge) et Tang (en bleu).

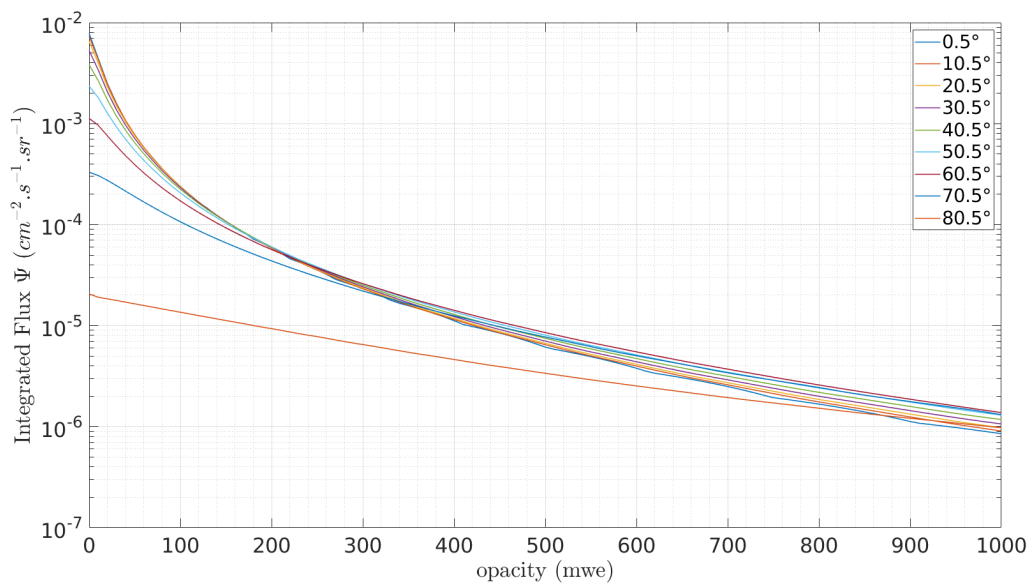


FIGURE 4.16 : Flux de muons intégré simulé avec CORSIKA en fonction de l'opacité pour plusieurs angles zénithaux.

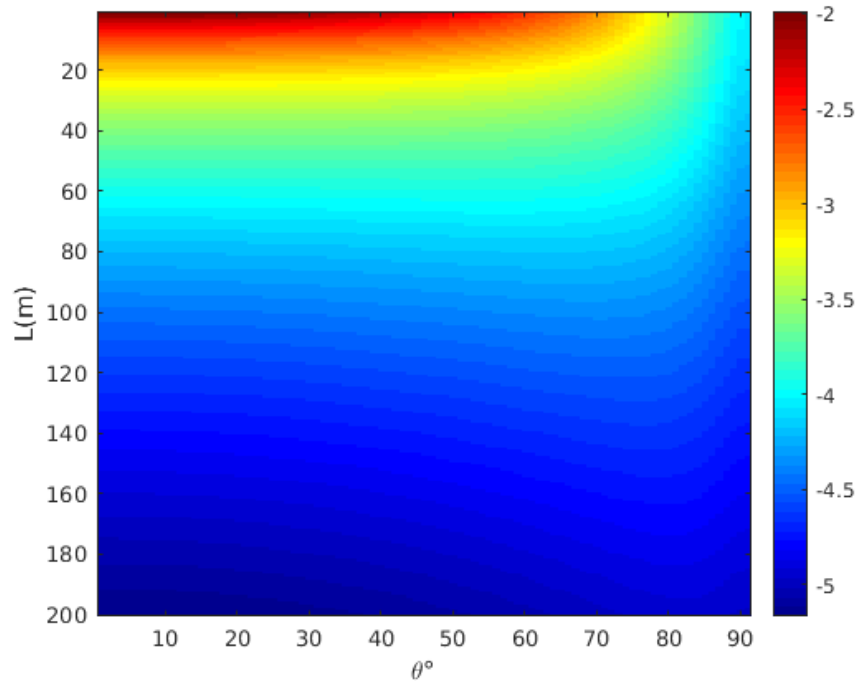


FIGURE 4.17 : Logarithme du flux de muons (en muons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) à travers la roche en fonction de la longueur parcourue et l'angle zénithal.

4.7 Conclusion

La muographie est exploitée pour de nombreuses applications et permet notamment de visualiser la structure interne d'un objet sans y pénétrer. En volcanologie, elle est utilisée pour imager la structure interne des volcans afin d'étudier leurs systèmes hydrothermaux, les remontées de magma ou d'identifier des fissures ou zones fragilisées. Elle a l'avantage d'être non invasive et elle est donc adaptée pour préserver les monuments archéologiques comme les pyramides ou les tumulus pour identifier des chambres ou cavités secrètes. En génie civil, elle peut permettre le suivi temporel des différentes couches géologiques qu'un tunnelier peut rencontrer lors de son avancement.

La muographie par absorption, en particulier, est un bon moyen de réaliser un monitoring du changement de densité ou de volume dans un objet. L'imagerie est possible grâce à l'utilisation d'algorithmes qui relie le taux de muons mesuré à l'image de contrastes de densité. Le problème inverse est couplé à son opposé, qualifié de "direct", pour quantifier des observables avec les informations connues sur la structure observée. Des tables de probabilité de survie dans la matière des muons sont utilisées pour modéliser le flux de muons à une profondeur donnée. Cependant, des codes de propagation des muons dans la matière existent et nous projetons de les utiliser pour remplacer les tables.

La muographie repose sur le comportement qu'ont les muons en traversant la matière. Ils perdent de l'énergie par ionisation dans la matière et c'est sur ce principe que se base la tomographie en général. Tout d'abord parce que la perte d'énergie est liée à l'opacité du milieu

traversé et permet de reconstruire des images de densités différentes. Ensuite, les muons sont détectés en perdant de l'énergie lorsqu'ils pénètrent dans le télescope, et particulièrement dans les barreaux de scintillateurs.

Les détecteurs de l'IP2I sont robustes et facilement transportables. Il est possible de les rendre indépendants énergétiquement par l'utilisation de panneaux solaires et/ou batterie. Leur système d'acquisition électronique est précis et fabriqué localement à l'IP2I. Leur géométrie est modifiable et peut s'adapter à la structure tomographiée, notamment en changeant la distance entre les matrices externes et modifier ainsi l'angle de vue du détecteur. Par ailleurs, la tomographie par muons est limitée à l'étude d'une portion de grandes structures seulement à cause de l'ouverture angulaire restreinte d'un détecteur. Enfin, le temps minimal d'acquisition est lié à la taille de l'objet, à la variation d'opacité recherchée et avec quelle précision. Nous appliquons ces notions pour résoudre nos problématiques dans le Chapitre 6.

CHAPITRE

5

CONTRAINTES DE FONCTIONNEMENT DE L'EXPÉRIENCE

L'objet d'étude de cette thèse est le haut fourneau (HF). Il est considéré comme l'installation industrielle la plus performante pour produire de l'acier. Le haut fourneau sur lequel nous avons travaillé est une structure de 50 m de haut et de 15 m de large environ. Parmi ses ingrédients internes, on trouve du coke et de la fonte avec des densités propres différentes (0.5 t/m^3 et 6.8 t/m^3 respectivement). Son processus de fonctionnement est complexe et donne lieu à plusieurs réactions chimiques et physiques.

Dans une logique d'améliorer la productivité et diminuer les émissions de CO_2 , les opérateurs cherchent à parfaire leur connaissance sur le processus interne du HF avec des méthodes de mesures de plus en plus précises. La zone de fusion est une région importante dans laquelle se trouvent du coke (\sim charbon), de l'aggloméré (matière composée d'oxydes de fer et de gangue, une matière sans valeur qui entoure un minerai) et du laitier. Ce coke permet la distribution du gaz nécessaire à la fusion du métal.

Dans ce chapitre, nous proposons d'introduire le sujet avec une vue d'ensemble. Dans un second temps, nous expliquons comment fonctionne un haut fourneau et les différentes phases qui le composent. Enfin nous précisons comment le processus est contrôlé actuellement et ce qu'apporterait l'utilisation de la muographie aux opérateurs des HF.

The subject of study in this thesis is the blast furnace (BF) considered as the most efficient

industrial installation to produce steel. The blast furnace we worked on is a structure of about 50 m high and 15 m wide. Its internal components include coke and cast iron with different densities (0.5 t/m^3 and 6.8 t/m^3 respectively). Its operating process is complex and involves several chemical and physical reactions.

In an effort to improve productivity and reduce CO₂ emissions, blast furnaces workers are seeking to improve their knowledge of the internal BF process with increasingly accurate measurement methods. The cohesive zone is an important area where coke (\sim coal), sinter (material composed of iron oxides and gangue, a worthless material that surrounds an ore) and slag are present. The coke allows the distribution of the gas needed to melt the metal.

In this chapter, we first introduce the subject with an overview. Then we explain how a blast furnace works and the different phases that make it up. Finally we discuss how the process is currently controlled and what muography would bring to the blast furnace operators.

Sommaire

5.1	Production de l'acier	137
5.2	Fonctionnement du haut fourneau	138
5.2.1	Principe de la combustion	138
5.2.2	Les différentes zones	139
5.2.3	Souffle dans le haut fourneau	141
5.3	Contrôle du processus de fonctionnement	142
5.3.1	La zone de fusion	142
5.3.2	Modèles analytiques	144
5.3.3	Méthodes d'investigation standards	145
5.3.4	Expériences de muographie précédentes	146
5.4	Conclusion	147

5.1 Production de l'acier

L'**acier** est le matériau d'ingénierie le plus utilisé en raison de ses propriétés polyvalentes et de sa facilité de production. C'est un alliage métallique constitué majoritairement de fer et d'une faible quantité de carbone. La présence (entre 0,02% et 2% en masse) de cet élément chimique octroie à l'acier ses propriétés spécifiques. Sa densité est 7.6 t/m^3 .

La production d'acier dépend du fer primaire extrait des minerais de fer. Par exemple, en 2019, 1,3 milliards de tonnes de fer primaire ont été extraits, tandis que 0,6 milliards de tonnes d'acier a été recyclé, soit 1,9 milliards de tonnes d'acier produit. Actuellement, il existe deux voies d'extraction du fer : le **haut fourneau** (HF, *blast furnace (EN)*) et la réduction directe. Environ 90 % du fer primaire produit vient des hauts fourneaux, ce qui en fait une technologie clé.

Le haut fourneau est un réacteur chimique de 50 m de haut qui transforme les minerais de fer solides en **fonte liquide** (voir fig 5.1). Cette dernière est un alliage de fer et de carbone. La teneur en carbone typique de la fonte produite dans les hauts fourneaux modernes est d'environ 4,6%. Si la teneur en carbone est supérieure à 2,14%, cet alliage est appelé fonte, sinon c'est de l'acier. Un HF ne peut en aucun cas transformer du fer en acier. Il est chargé par le haut où des couches de coke et de minerai de fer sont ajoutées alternativement.

De plus, la structure du HF permet la présence constante de **coke** (un résidu de carbone quasi pur obtenu par chauffage du charbon par pyrolyse) dans les zones les plus chaudes du four où le fer fondu absorbe le carbone du coke pour devenir de la fonte. Le HF peut produire une quantité considérable de métal chaud : le plus grand HF du monde, situé à Gwangyang Works (Corée du Sud), a un débit nominal de 15300 thm/jour [158] (thm= tonne de métal). La durée de vie d'un HF est assez longue, dépassant parfois 20 ans. Par exemple, le HF1 d'ArcelorMittal Tubarao a fonctionné 28 ans et 5 mois avec une production cumulée de métal chaud de 94 millions de tonnes [158]. Par ailleurs, le HF est capable de produire du métal chaud de composition variée (en termes de Si, Mn, P etc.) et de qualité constante.



FIGURE 5.1 : Photos du site d'un haut fourneau (ArcelorMittal)

À gauche : vu de l'extérieur,

À droite : vu de l'intérieur du hangar.

5.2 Fonctionnement du haut fourneau

5.2.1 Principe de la combustion

Pour remplir sa fonction, le HF a besoin d'agents réducteurs et de combustibles.

Le **combustible** est nécessaire pour générer de la chaleur qui accélère les réactions chimiques de réduction du fer et fait fondre le fer et la gangue. Le coke en morceaux et le charbon pulvérisé sont les principaux combustibles et ils sont surtout composés de carbone. Le coke est chargé par le haut du four, tandis que le charbon pulvérisé est injecté par les tuyères dans la partie inférieure du four (voir figure 5.3). Dans les hauts fourneaux modernes, environ un tiers de la chaleur nécessaire est fournie par le souffle chaud.

Le principal **agent réducteur** dans le HF est le monoxyde de carbone (CO). C'est une substance capable d'éliminer l'oxygène des minerais de fer. Elle se lie à l'oxygène des oxydes de fer, produisant ainsi du fer métallique et du dioxyde de carbone (CO_2). Une partie du fer est réduite par l'hydrogène qui est également présent dans les gaz du four. Le CO est généré par la combustion partielle du combustible au niveau des tuyères. Au-dessus de $950^\circ C$ environ, le CO_2 devient instable en présence de coke, et il se transforme en deux molécules de CO . On parle de réduction indirecte du minerai à partir de CO par combustion incomplète du coke. Cette réaction procure un meilleur rendement énergétique que la réduction directe à partir du carbone du coke.

Partout à l'intérieur d'un HF les gaz sont toujours réducteurs par rapport au fer (voir la figure 5.2). La seule exception se trouve dans les zones tourbillonnaires (= *raceways*) situées devant les tuyères (voir la figure 5.4). De plus, l'utilisation de couches (coke et minerais de fer) permet une meilleure circulation des gaz à l'intérieur du HF et assure qu'une grande partie du fer soit réduit lorsqu'il atteint le niveau des tuyères. Par ailleurs, l'anhracite a été utilisé à la place du coke mais les résultats n'étaient pas satisfaisants : le coke est plus poreux et il est capable de supporter des charges plus lourdes.

Les **minerais de fer** typiques sont composés d'oxydes de fer et de ce que l'on appelle la gangue (substances chimiques autres que le fer). La gangue est fondue en laitier (= *scories*) liquide. Dans les hauts fourneaux modernes, la fonte ($d=6.8 \text{ t/m}^3$) et le laitier sortent simultanément par le trou situé dans la partie inférieure du fourneau, 8 à 12 fois par jour. La température typique des liquides qui sortent est d'environ $1480^\circ C$. De plus, les matières premières ferrugineuses d'un HF typique comprennent des agglomérés, des boulettes et des additifs. Les opérateurs des HF éliminent autant que possible les poussières de coke et de minerai qui bloquent la circulation de l'air et forment des blocs d'aggloméré produisant de la fonte de mauvaise qualité.

Le **laitier** est un mélange de silicates, aluminates (anion polyatomique contenant un atome d'aluminium en position centrale), chaux et divers oxydes métalliques. Il apparaît lors de l'élaboration des métaux sous forme liquide. Il a une faible densité (2.2 t/m^3) et flotte au-dessus du métal en fusion. Le métal s'en sépare facilement car c'est un composé ionique, non miscible avec le métal en fusion. Pour un minerai riche en fer, il y a de 180 à 350 kg de laitier pour 1 t de fonte produite. Un minerai pauvre en fer augmentera la consommation de coke. Le laitier est ensuite valorisé dans la fabrication du ciment ou du verre (sous forme de granulé ou de sable).

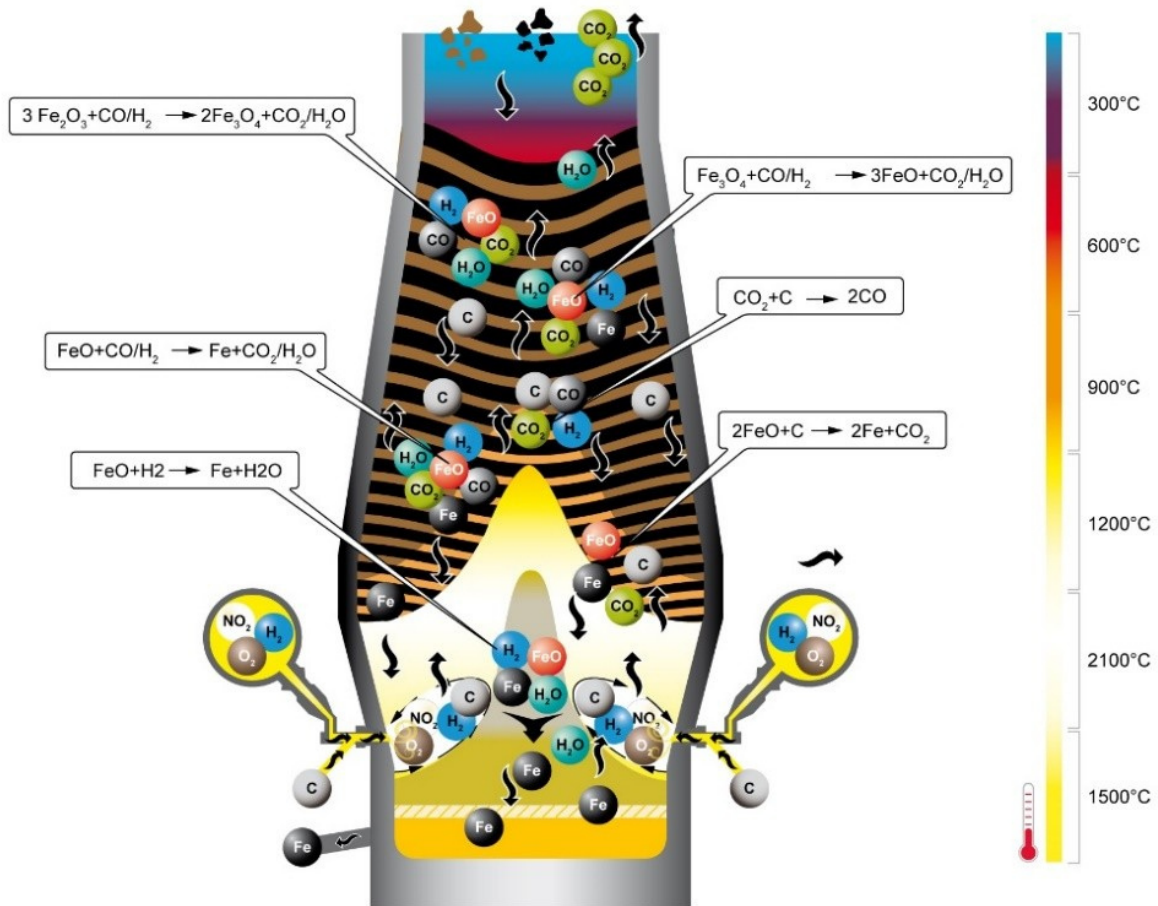


FIGURE 5.2 : Représentation schématique des processus chimiques à l'intérieur d'un haut fourneau (source ArcelorMittal).

5.2.2 Les différentes zones

Le volume interne d'un HF fonctionnant normalement peut être divisé en plusieurs zones, où se déroulent différents processus chimiques et physiques. Du haut du four vers le bas, on peut distinguer les zones suivantes (voir la figure 5.4) :

- La **zone sèche** (= *dry zone*), où la charge ferreuse est chauffée, séchée, et les oxydes de fer supérieurs (hématite et magnétite) sont progressivement réduits en oxydes inférieurs (*wüstite*) et finalement en fer métallique. Dans cette zone, tous les matériaux chargés depuis le haut du four sont à l'état solide. La charge ferreuse et le coke sont descendants et conservent une structure en couches. On trouve une superposition de sous-couches de coke et d'aggloméré avec une densité de 0.7 t/m^3 et de 2 t/m^3 respectivement.
- La **zone de fusion** (= *cohesive zone*), où la charge ferreuse se ramollit et fond. Les couches de charges ferreuses fondues sont presque imperméables aux gaz ascendants. Le coke est le seul matériau solide de cette zone et ses couches jouent le rôle de distributeur de gaz pour toute la zone sèche. Dans cette région on trouve du coke (0.5 t/m^3),

de l'aggloméré ($1.7-2 \text{ t/m}^3$) et du laitier (2.2 t/m^3).

- Les **zones tourbillonnaires** (= *raceways*) où le coke et les combustibles injectés sont brûlés avec l'oxygène du souffle chaud. Elles se forment devant les tuyères en raison de la puissance cinétique du souffle.
- **L'homme mort**, qui est un terme de jargon désignant un dépôt de coke de forme conique dans la partie inférieure du four. Ce coke est retenu dans le four pendant une longue période. La densité dans cette zone est de 0.5 t/m^3 .
- Le **bain de fusion**, dans le creuset (= *hearth*) du four, où s'accumulent et se retirent les produits en fusion (métal chaud et laitier). Le coke qui n'a pas réagi a tendance à flotter au-dessus du bain.

On néglige la présence d'acier dans la zone de fusion et dans le creuset. La paroi du haut fourneau est composée de 60 mm d'acier puis d'une plaque de refroidissement : la stève. Cette dernière est formée de cuivre sur 143 mm de large avec de l'eau à l'intérieur. Au niveau des tuyères se trouvent des conduites, faites de tubes en métal et de SiO_2 de densité 2.65 t/m^3 dont 408 mm de couche réfractaire et une conduite de 15 mm.



FIGURE 5.3 : Photo de tuyères où de l'air chaud est injecté (ArcelorMittal).

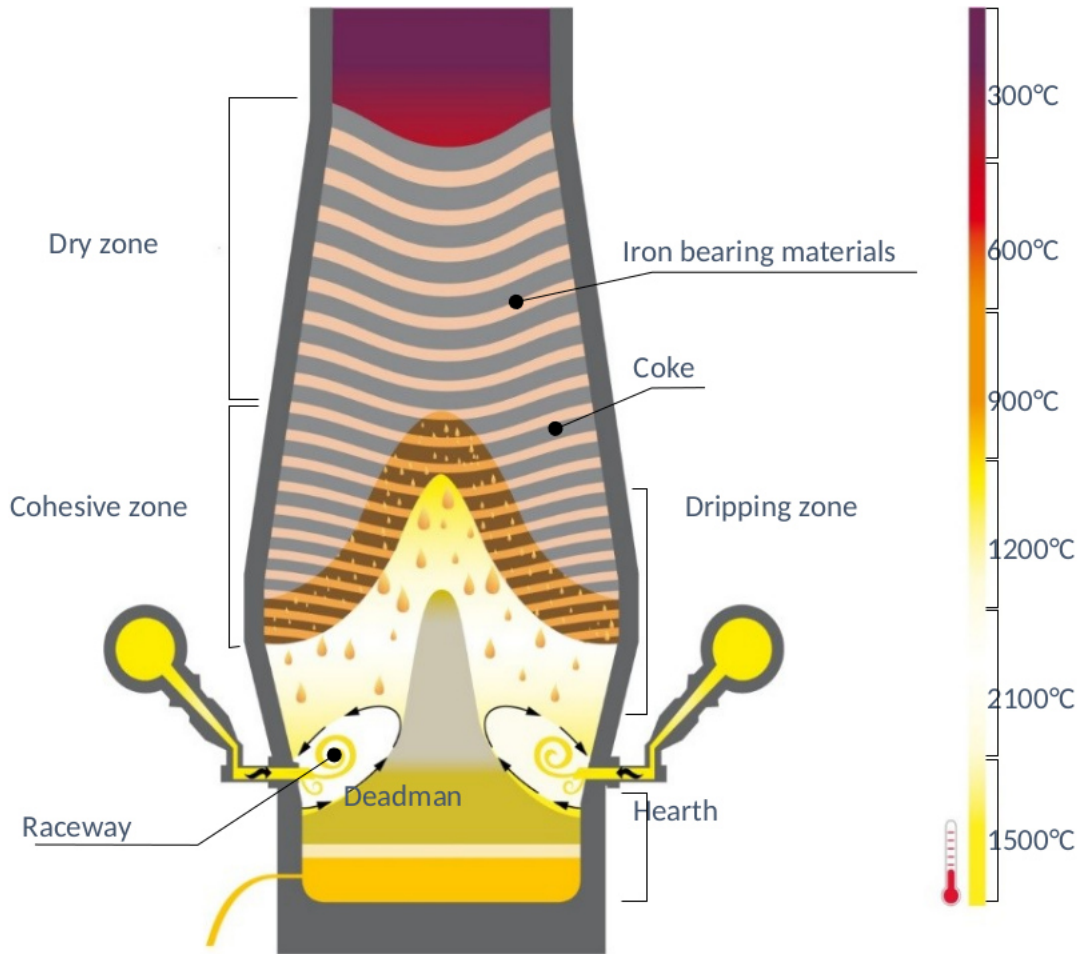


FIGURE 5.4 : Représentation schématique des zones à l'intérieur d'un HF fonctionnant normalement. La température associée à la hauteur est également précisée sur la droite (source ArcelorMittal).

5.2.3 Souffle dans le haut fourneau

James Beaumont Neilson, précédemment contremaître à l'usine à gaz de Glasgow, a inventé le système de préchauffage du souffle d'un fourneau. En 1828, il a découvert qu'en augmentant la température de l'air entrant à 300°F (~ 150 °C), il pouvait réduire la consommation de combustible de 8 tonnes à 5 tonnes de charbon par tonne de fer produit. Le gaz chaud (souffle) entre dans le four par les tuyères de la partie inférieure et brûle les matières carbonées (charbon, coke) pour former un gaz réducteur. En montant, ce gaz réduit et fait fondre les matériaux contenant du fer pour former du fer liquide et des scories dans la zone de fusion [75].

Dans le haut fourneau de Brême, en Allemagne, de l'air est injecté au niveau des tuyères avec une pression (= *blast pressure*) d'environ 2.5 bar (relatif). On trouve donc une colonne de matière de 25-30 m, supportée par de l'air. La charge (coke et aggloméré) est donc suspendue entre 25 et 30 m, non tassée et le gaz est en bas. Quand le HF est stoppé cela signifie que l'injection d'air est arrêtée mais il reste tout de même rempli et le niveau de charge diminue à 23 m. Sans air, la colonne est donc plus tassée et la densité dans le HF augmente. Si le

taux d'accumulation du coke dans le four est supérieur au taux d'épuisement, le mouvement du souffle chaud sera retardé. Il en résulte une fluctuation de la pression qui réduit encore le fonctionnement du HF [76]. La pression de soufflage n'est pas constante dans le temps. L'injection d'air est constante mais est modifiée pour contrôler la perméabilité dans le HF. Quand il y a plus de particules fines, elles bloquent le passage du gaz, ce qui diminue la perméabilité du HF, et dans ce cas, plus d'air est injecté. Cependant la présence de particules fines d'aggloméré à la place du gaz, augmente la densité dans le HF. Plusieurs paramètres peuvent donc affecter la densité : la fraction en particules fines, l'arrêt du HF ou l'ajout de coke. Le comportement des phases multiples affecte directement la stabilité et la productivité du fourneau.

5.3 Contrôle du processus de fonctionnement

5.3.1 La zone de fusion

Les recherches théoriques concernant le processus du HF, basées sur des mesures dans le HF ont commencé en 1838. Le scientifique allemand Robert Bunsen a échantillonné le gaz à différents niveaux à l'intérieur du HF de Veckerhagen, en Allemagne, et a développé le premier bilan thermique connu du processus du HF [56], [78] et [194].

Ses travaux ont été suivis par d'autres études sur la composition des gaz du HF réalisées par le chimiste français Jacques-Joseph Ébelmen [77] et d'autres scientifiques [188]. Depuis, l'échantillonnage de la composition des gaz et de la température (voir figure 5.4) à l'intérieur du four est devenu la mesure directe la plus répandue. De nombreuses études théoriques ultérieures du processus du HF étaient basées sur les résultats de ces mesures [197]. Depuis les années 1960, des recherches intensives ont été entreprises pour caractériser l'état interne d'un HF à l'aide de différentes techniques telles que les études de dissection [184], les mesures in situ, l'expérimentation physique et la modélisation mathématique.

De plus, les études des HF trempés et disséqués menées au Japon dans les années 1970 ont permis de comprendre la structure du volume interne du fourneau, sa relation avec les paramètres du processus et le rôle de la zone de fusion. La forme de la zone de fusion peut être classée en V inverse, W ou V droit, en fonction de la configuration des lignes de courant de gaz, qui dépend à son tour de la distribution de la charge au sommet du four et des propriétés du souffle au niveau de la tuyère [184].

La zone de fusion est composée de couches de matériaux ferreux qui sont ramollis et finalement fondus. Outre les couches de ramollissement-fusion, les couches de coke sont également présentes. Typiquement, la zone de fusion existe dans la gamme de températures 1200-1400°C [98] : les températures inférieures correspondent au début du ramollissement des matériaux ferreux tandis que les températures supérieures sont liées à leur fusion complète. La structure des couches dans la zone de fusion est représentée sur la figure 5.5 et les températures sur la figure 5.4.

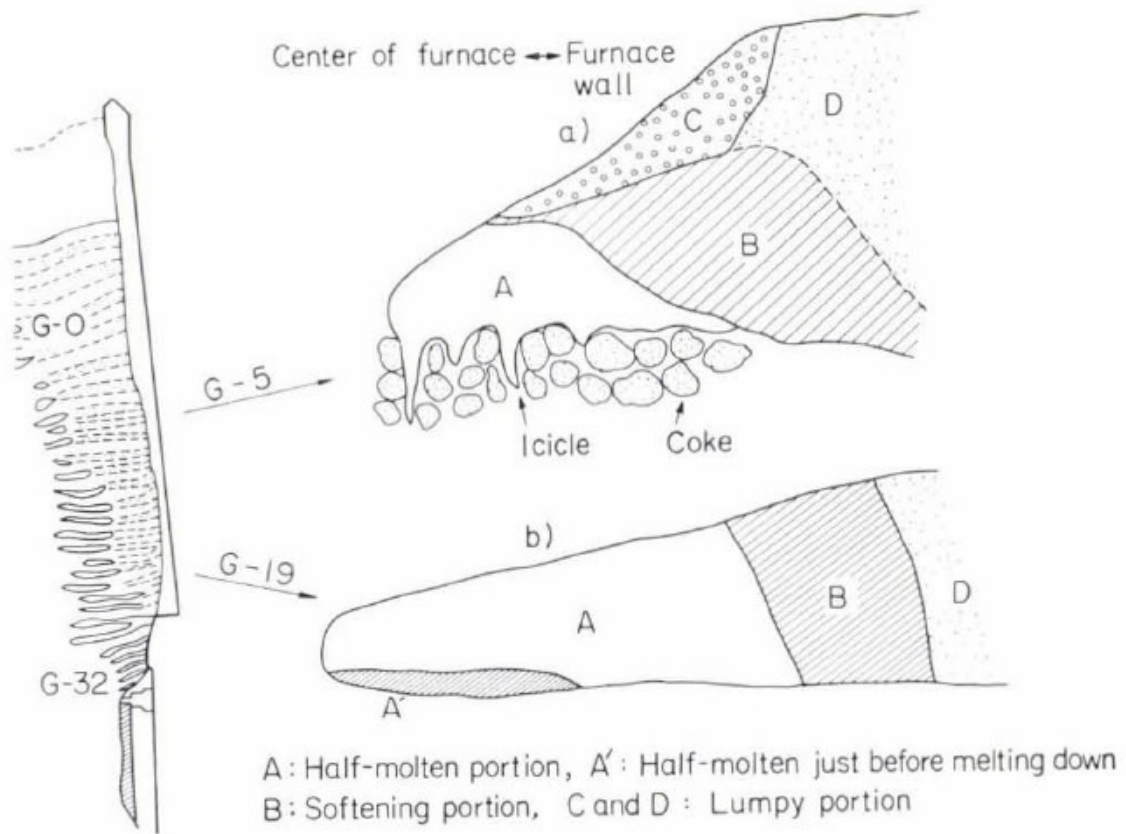


FIGURE 5.5 : Structure des couches (notées G-) de ramollissement-fusion dans la zone de fusion [203].

Par ailleurs, la différence la plus importante entre la zone de fusion et les autres zones du haut fourneau est le gradient de densité des matériaux dans la direction transversale. C'est la conséquence du processus d'écoulement des gaz dans cette zone. En effet, comme les couches ramollies de matériaux ferreux ne sont pas perméables au gaz chaud ascendant, celui-ci passe à travers les couches de coke qui conservent leur état solide. Sur son passage, le gaz transfère sa chaleur aux matériaux ferreux qui deviennent ainsi pâteux. Les matériaux ramollis sont beaucoup plus denses que les matériaux solides, ce qui permet de différencier spatialement le volume interne du four en fonction de la densité. Cette découverte implique un possible retardement des taux de chauffage et de réduction des matériaux ferreux dans la zone de fusion [75].

Enfin, la forme et la position de la zone de fusion peuvent changer de manière significative en fonction des conditions opérationnelles et de sa perméabilité limitée. Le rôle de la zone de fusion dans le processus du haut fourneau est d'une grande importance. En effet, elle sert de distributeur de gaz à l'intérieur du four et devient le facteur clé de l'efficacité du travail chimique et physique du haut fourneau. L'interconnexion de différents paramètres et phénomènes du haut fourneau en relation avec les caractéristiques géométriques de la zone de fusion est illustrée à la figure 5.6. Plus la zone de fusion est étendue (en hauteur et diamétralement) plus elle est considérée comme efficace.

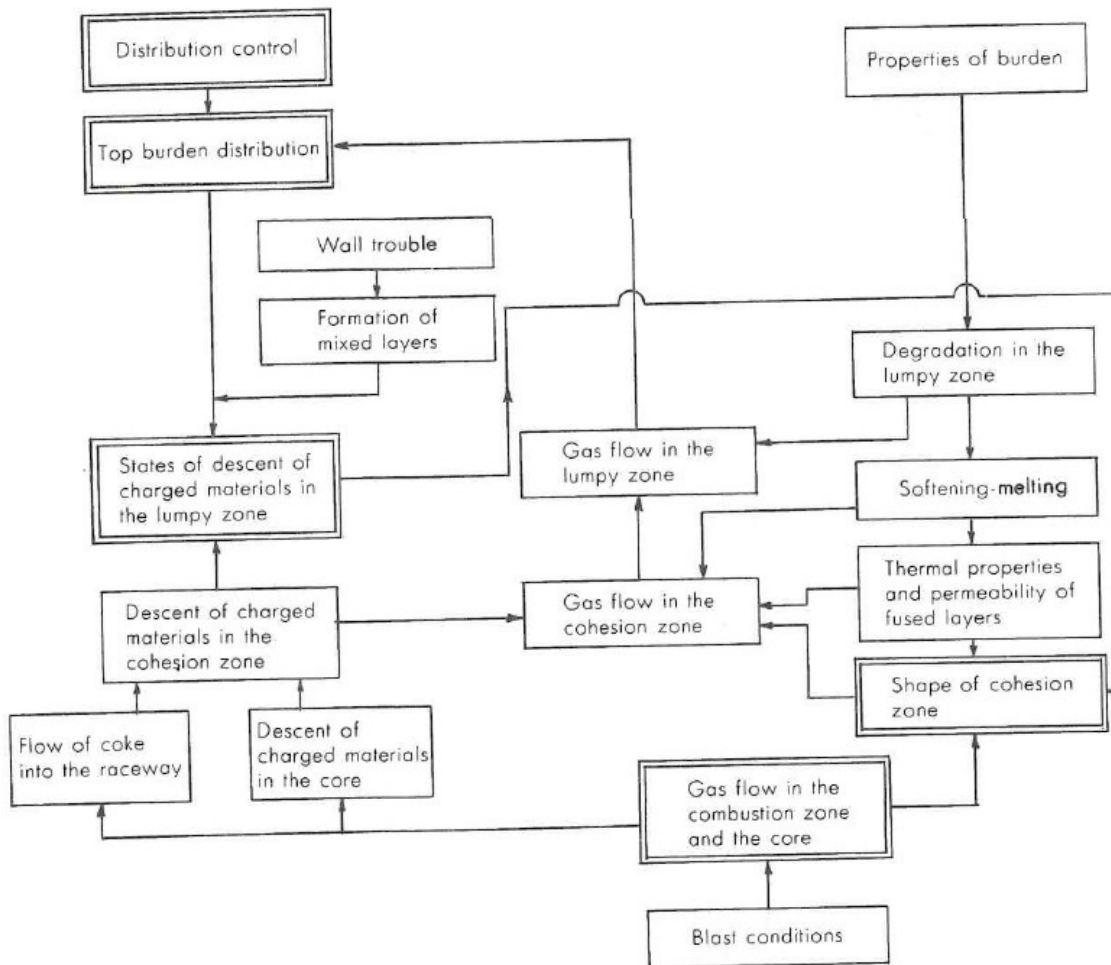


FIGURE 5.6 : Interrelations entre les variables de fonctionnement et la forme résultante de la zone de fusion [184].

5.3.2 Modèles analytiques

Aujourd'hui, il n'existe pas de modèle complet du HF connu qui soit utilisé pour le contrôle en temps réel. Le processus repose sur l'utilisation de certaines espèces chimiques (agent réducteur) pour rompre la liaison chimique entre le fer et l'oxygène. Fondamentalement, cette liaison chimique repose sur l'attraction électrostatique entre les protons et les électrons des noyaux. La réduction du fer est contrôlée indirectement par des actions sur les réactions chimiques. Elles sont régies par de nombreux phénomènes physiques et chimiques qui ont lieu simultanément. Cependant, certains phénomènes physiques ne sont pas bien compris en raison de l'absence d'instruments capables de mesurer des informations de base du fonctionnement du HF (par exemple, la localisation de la zone de fusion). Grâce à l'expérience et aux connaissances accumulées, le HF approche aujourd'hui de son efficacité théorique maximale.

L'objectif ultime du contrôle du processus de HF est un fonctionnement entièrement automatique en boucle fermée. Un tel contrôle peut être réalisé à l'aide de modèles de contrôle [184].

Historiquement, le contrôle repose sur des modèles analytiques, où la solution des équations utilisées pour décrire les changements dans le HF est exprimée comme une fonction mathématique analytique. Les modèles numériques n'ont pas encore trouvé leur application dans le contrôle du processus de HF en raison des limitations du temps de calcul.

Les modèles de contrôle peuvent être dérivés soit de lois physiques, soit d'une analyse statistique. Récemment, avec l'émergence du calcul haute performance et les progrès de l'intelligence artificielle, ainsi que les progrès de l'instrumentation du HF, les modèles statistiques deviennent de plus en plus précis pour dériver les modèles de contrôle du HF. Néanmoins, les modèles basés uniquement sur le bilan thermique et massique restent la solution la plus répandue pour le contrôle du HF. En effet, bien que l'instrumentation moderne de HF fournisse une grande quantité de données diverses, seule une petite fraction de l'information nécessaire pour déterminer pleinement l'état du haut fourneau peut être dérivée de ces données. C'est pourquoi les modèles de contrôle statistique ne sont pas bien développés [235].

L'automatisation des opérations des hauts fourneaux a commencé à la fin du 19^{ème} siècle. Généralement, l'instrumentation est adaptée à un environnement difficile rendant les hauts fourneaux modernes hautement automatisés et informatisés. Des milliers de données de processus sont mesurées en continu. Cependant, les principales décisions relatives à son contrôle sont entre les mains des opérateurs du haut fourneau. La surveillance continue du processus du haut fourneau est effectuée à l'aide d'un ensemble typique de capteurs [98] illustré sur la figure 5.7. Il est important de souligner que la plupart de ces capteurs ne mesurent pas les propriétés des matériaux (solides, gazeux, liquides) à l'intérieur du haut fourneau.

5.3.3 Méthodes d'investigation standards

La trempe/l'arrêt du four en fonctionnement avec la **dissection** qui s'ensuit fournit des informations fructueuses sur les propriétés de la phase solide à différents endroits du HF, tandis que la **sonde verticale multipoint** indique la distribution de la température (voir figure 5.4) et de la composition du gaz à un niveau donné (voir figure 5.2). Ces deux techniques de mesure ont permis d'approfondir considérablement la compréhension des phénomènes du HF. Cependant, elles ne dispensent pas d'une évaluation continue de l'emplacement et de la forme de la zone de fusion. Elles sont plutôt considérées comme un outil d'étude et ne donnent pas d'informations précieuses au contrôle permanent du four.

Des mesures intermittentes de la composition et de la température des gaz à l'intérieur du four par des essais de sondage vertical multipoint [37] permettent d'estimer l'emplacement du bord supérieur de la zone de fusion (généralement supposée à 1200 °C). Cette méthode s'avère très coûteuse. Le plus souvent, la forme et l'emplacement de la zone de fusion sont estimés en traitant les données sur la composition et la température du gaz sur le rayon au sommet du four [112], [91]. Il y a eu des tentatives pour sonder directement l'emplacement de la zone de fusion avec la réflectométrie à domaine temporel [94], qui n'ont pas donné lieu au développement d'une instrumentation standard.

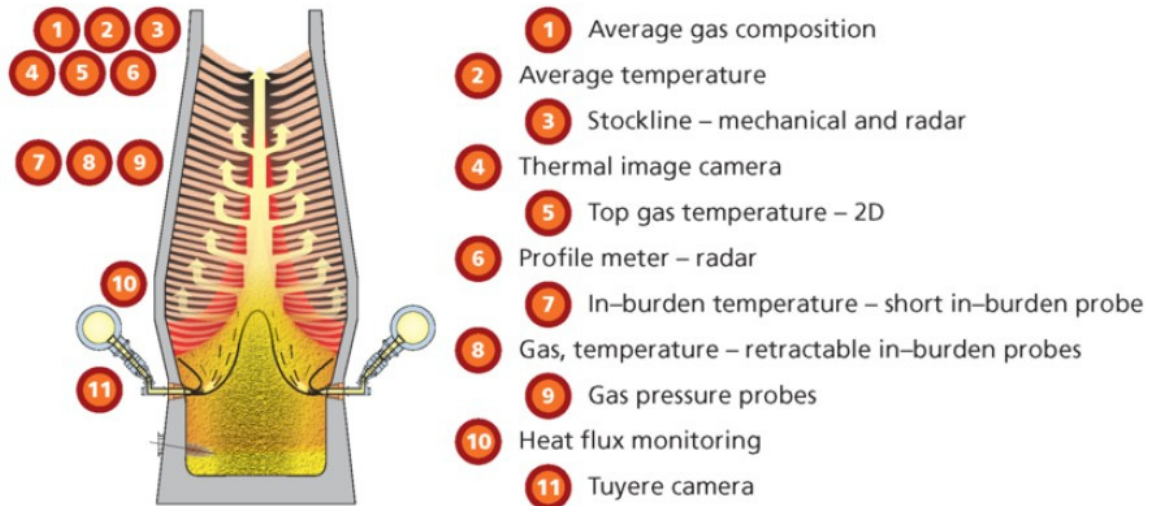


FIGURE 5.7 : Aperçu de l'instrumentation des hauts fourneaux [98].

La recherche par dissection est la manière la plus significative de comprendre les conditions internes du HF parce qu'elle permet d'obtenir des échantillons du foyer après l'arrêt d'un HF. Dans Zhang et al. [234], un HF a été stoppé avec des résidus de fer à l'intérieur. Diverses techniques, telles que la microscopie électronique à balayage et la spectroscopie à dispersion d'énergie (SEM-EDS), la microscopie optique, la diffraction des rayons X (XRD) et la spectroscopie Raman, ont été appliquées pour analyser la morphologie microscopique, la composition des phases et la distribution des propriétés des échantillons de fer résiduel à différentes positions.

Par conséquent, l'instrumentation moderne des hauts fourneaux et l'utilisation de modèles analytiques ne fournissent pas d'informations importantes sur les caractéristiques géométriques de la zone cohésive. Le rôle important de cette zone dans le contrôle du processus du haut fourneau et l'absence de mesure continue de ses caractéristiques les plus fondamentales (emplacement, forme) ont été les deux principaux facteurs qui ont motivé ce travail sur la muographie. Dans la sous-section suivante, des exemples d'utilisation sont cités.

5.3.4 Expériences de muographie précédentes

Des expériences de muographie ont déjà eu lieu sur des HF. Nagamine et al. [173] ont mesuré l'épaisseur de la brique utilisée pour la plaque de base et la paroi latérale en 45 jours. Le but était de prédire la durée de vie du fourneau qui est généralement de 20 ans avec une consommation de briques de quelques mètres d'épaisseur équivalant à près de 1 cm/mois. De plus, la densité locale ($\pm 0,2 \text{ g/cm}^3$) et le comportement en fonction du temps de la partie riche en fer ont été déterminés. Ils ont observé un changement de la structure interne du HF après un arrêt de 1.5 jours de l'alimentation en air chaud.

Hu et al. [129] ont utilisé la muographie pour distinguer les boulettes ferreuses du coke. Ils ont constaté que les densités linéaires de diffusion (LSD) mesurées présentaient une corrélation linéaire avec les densités des matériaux mesurés.

Des expérimentations de muographie ont été menées de février 2017 à mars 2018 auprès des hauts fourneaux (HF) d'ArcelorMittal à Fos/Mer (France) par une collaboration entre ArcelorMittal et des membres de l'IP2I. L'objectif de ces expérimentations était l'étude des performances de la muographie sur un site industriel particulier et la faisabilité de son éventuelle utilisation à différents maillons de la chaîne de production de l'acier (hauts-fourneaux, aciérie, stockage des laitiers etc). Des structures internes du HF ont pu être mises en évidence avec des contrastes de densité assez marqués.

5.4 Conclusion

Tous les hauts fourneaux modernes sont extrêmement sophistiqués et sont les descendants directs d'un foyer commun. En effet, le foyer génère de la chaleur et un agent réducteur (le monoxyde de carbone). Les minerais métalliques facilement réductibles sont placés dans un four suffisamment chaud et le métal peut alors être extrait. En fait, les premiers fours de fusion étaient simplement des trous dans le sol où le feu était suffisamment chaud pour extraire le cuivre. Cette technique apparemment simple, lorsqu'elle est portée à l'échelle industrielle, est rendue difficile pour presque tous les composants. Les matières premières nécessitent une préparation fastidieuse, qui comprend généralement l'enrichissement et l'agglomération des minerais et la production de coke. Les équipements du haut fourneau sont nombreux, de grande taille, et sont tous synchronisés. La commande du haut fourneau est sophistiquée car elle permet d'atteindre pratiquement les limites théoriques de fonctionnement avec un strict minimum de mesures directes.

Malgré 4000 ans d'évolution de la technique d'extraction du fer, son principe de base reste inchangé. Il consiste à traiter simultanément les minerais et le combustible dans le même appareil avec des gaz provenant de l'air soufflé. Cela rend le procédé du haut fourneau extrêmement complexe car une multitude de réactions chimiques et de phénomènes physiques se produisent simultanément dans un même volume. Mais ce principe est paradoxal : pour augmenter la vitesse de séparation du fer de l'oxygène, il faut souffler plus d'oxygène dans le haut fourneau.

De plus, une manière simple d'améliorer la productivité d'un HF est de maîtriser la forme et l'emplacement de la zone de fusion. En effet, le coke présent dans cette région sert de distributeur de gaz. En augmentant la hauteur de la zone de fusion, la consommation de coke pourrait être diminuée. Cet aspect est important pour la diminution du coût du coke, l'émission de CO_2 et donc l'impact de celui-ci sur le réchauffement climatique.

Pour résoudre cette problématique, nous proposons d'appliquer la muographie pour imager la structure interne du haut fourneau, ainsi que la répartition de densité à l'intérieur. Les autres techniques comme la dissection et la sonde multipoint ne sont pas les plus adaptées car elles nécessitent l'arrêt du HF (donc pas de production) ou sont très coûteuses. Cependant, l'utilisation d'une sonde multipoint en simultané permettrait de valider nos résultats. Ce dernier point est en projet mais les délais ont été allongés à cause de la crise du COVID-19.

CHAPITRE

6

OPTIMISATION DU PROBLÈME INVERSE ET APPLICATION SUR UN HAUT FOURNEAU

Nous cherchons à déterminer la répartition de densité de matière à l'intérieur d'un haut fourneau dans le but de répondre aux problématiques du sujet, qui sont pour rappel, de visualiser la zone de fusion et réaliser un suivi dynamique des différentes phases présentes dans le haut fourneau. Pour ce faire la muographie est appliquée pour réaliser une image dynamique pendant le fonctionnement d'un haut fourneau d'ArcelorMittal à Brême en Allemagne (voir figure 6.1). La muographie, technique de radiographie par mesure de l'absorption ou de la déviation de muons cosmiques lors de la traversée de matériaux denses, répond en principe aux exigences imposées par ce contexte particulier. Les muons sont des particules élémentaires qui ont la propriété de traverser, en ligne droite au premier ordre, jusqu'à plusieurs kilomètres de roches standard, et dont l'absorption relative permet de générer des images par densitométrie de contraste, à l'instar d'une radiographie clinique standard. Les données de muons acquises permettent dans un premier temps de réaliser le suivi de densité en fonction du temps au cours des cycles de fonctionnement du haut fourneau. Dans un second temps, l'acquisition d'images 2D, puis la reconstruction en 3D sont accomplies par l'inversion des données de plusieurs points de mesure. Tout ceci dans le but de comprendre les caractéristiques topologiques et la vitesse de formation de la zone de fusion et l'influence de certaines caractéristiques de chargement. Un second objectif est de réussir à juger l'état global du haut fourneau et notamment l'usure de ses parois.

Pour répondre à ces différents points, ce chapitre est construit en 6 parties. La première partie présente les paramètres de simulation d'un haut fourneau et explique comment nous avons construit la méthode de reconstruction 3D. La seconde partie concerne l'inversion de

données virtuelles qui permet de tester les algorithmes d'inversion 3D. Elle est suivie par une section sur la reconstruction du haut fourneau avec des jeux de données réelles cette fois pour visualiser en 2D et en 3D l'intérieur du haut fourneau et les différentes zones de densité. Nous avons complété notre analyse par un suivi de l'activité du haut fourneau en nous appuyant sur l'influence de différents paramètres environnementaux tels que la pression atmosphérique et la température. Nous avons vu dans la première partie de cette thèse que le taux de muons dépendait de l'état de l'atmosphère. Le flux de muons doit alors être corrigé de ces paramètres extérieurs pour éviter que le suivi du chargement du haut fourneau, par exemple, ne soit bruité par des modifications des conditions atmosphériques. La cinquième partie est dédiée aux paramètres liés au fonctionnement du haut fourneau et à leur effet sur le flux de muons mesuré. Nous essayons d'imager le haut fourneau à des périodes particulières de chargement et de réglages. La dernière partie concerne les conclusions des différentes études menées sur le haut fourneau avec notre détecteur de muons et quelles perspectives nous avons pour améliorer nos résultats.

WE seek to determine the distribution of material density inside a blast furnace in order to answer the problems of the subject, which are, as a reminder, to visualise the melting zone and to carry out a dynamic follow-up of the various phases in the blast furnace. To do this, muography is applied to produce a dynamic image during the operation of an ArcelorMittal blast furnace in Bremen, Germany (see figure 6.1). Muography, a radiography technique that measures the absorption or deflection of cosmic muons as they pass through dense materials, meets the requirements. Muons are elementary particles that have the property of passing through standard rocks in a straight line to first order, up to several kilometres away, and whose relative absorption makes it possible to generate images by contrast densitometry, similar to a standard clinical X-ray. The acquired muon data can first be used to monitor density as a function of time during the operating cycles of the blast furnace. In a second step, the acquisition of 2D images and then 3D reconstruction are accomplished by inverting the data from several measurement points. All this is done with the aim of understanding the topological characteristics and the rate of formation of the melt zone and the influence of certain loading characteristics. A second objective is to successfully judge the overall condition of the blast furnace and in particular the wear of its walls.

In order to address these issues, this chapter is divided into 6 parts. The first part presents the simulation parameters of a blast furnace and explains how we developed the 3D reconstruction method. The second part deals with the inversion of virtual data which allows us to test the 3D inversion algorithms. This is followed by a section on the reconstruction of the blast furnace with real data sets, this time to visualise the interior of the furnace and the different density zones in 2D and 3D. We completed our analysis by monitoring the activity of the blast furnace based on the influence of different environmental parameters such as atmospheric pressure and temperature. We have seen in the first part of this thesis that the muon rate depends on the state of the atmosphere. The muon flux must then be corrected for these external parameters so that the monitoring of the blast furnace loading, for example, is not affected by changes in atmospheric conditions. The fifth part is dedicated to the parameters related to the operation of the blast furnace and their effect on the measured muon flux. We

try to image the blast furnace at particular periods of loading and adjustment. The last part concerns the conclusions of the different studies carried out on the blast furnace with our muon detector and what outlooks we have to improve our results.



FIGURE 6.1 : Photos de notre détecteur sur le site d'un haut fourneau (ArcelorMittal). Il est bâché pour être protégé de toutes les poussières et autres substances volatiles.

Sommaire

6.1	Paramètres de simulation d'une acquisition sur haut fourneau	153
6.1.1	Discrétisation 3D de l'objet	153
6.1.2	Modèle de densité	153
6.1.3	Positions du détecteur	154
6.1.4	Méthode de simulation des muons à partir des champs de flux	156
6.1.5	Méthode de reconstruction 3D	157
6.2	Inversion de données virtuelles	158
6.2.1	Champs 2D	158
6.2.2	Champ 3D : répartition de densité après inversion de données virtuelles	163
6.2.3	Analyse de sensibilités diverses	166
6.3	Reconstruction du haut fourneau avec jeux de données réelles	169
6.3.1	Champs 2D	169
6.3.2	Inversion des résultats en 3D	173
6.3.3	Analyse de sensibilités diverses	176
6.4	Suivi de l'activité du haut fourneau : influence des paramètres environnementaux	181
6.4.1	Taux de muons des différentes muographies <i>Tomo</i>	181
6.4.2	Effet de la pression sur le flux de muons	182
6.4.3	Effet de la température sur le flux de muons	185
6.5	Paramètres liés au fonctionnement du haut fourneau	187
6.5.1	Pression de soufflage	188
6.5.2	Taux de coke dans la zone de fusion	189
6.5.3	Ajustement linéaire avec plusieurs paramètres	190
6.5.4	Champ 3D à des périodes précises	191
6.6	Conclusion et perspectives	193

6.1 Paramètres de simulation d'une acquisition sur haut fourneau

Dans cette section, nous expliquons comment nous avons résolu l'algorithme d'inversion en 3D de données de muons acquises autour d'un haut fourneau. Les contraintes de mesures et le réglage des paramètres (maillage, modèle de densité) sont précisés.

6.1.1 Discrétisation 3D de l'objet

Nous commençons par mailler l'intérieur de l'objet 3D *haut fourneau* en cubes dont l'enveloppe externe est dessinée avec des triangles qu'on appelle voxels (voir figure 6.2 à gauche). Cette étape permet d'identifier chaque petite portion du haut fourneau avec une taille de maille ajustable (0.5, 0.25 m, etc ...). La principale contrainte sur la taille choisie est la rapidité d'exécution du problème direct.

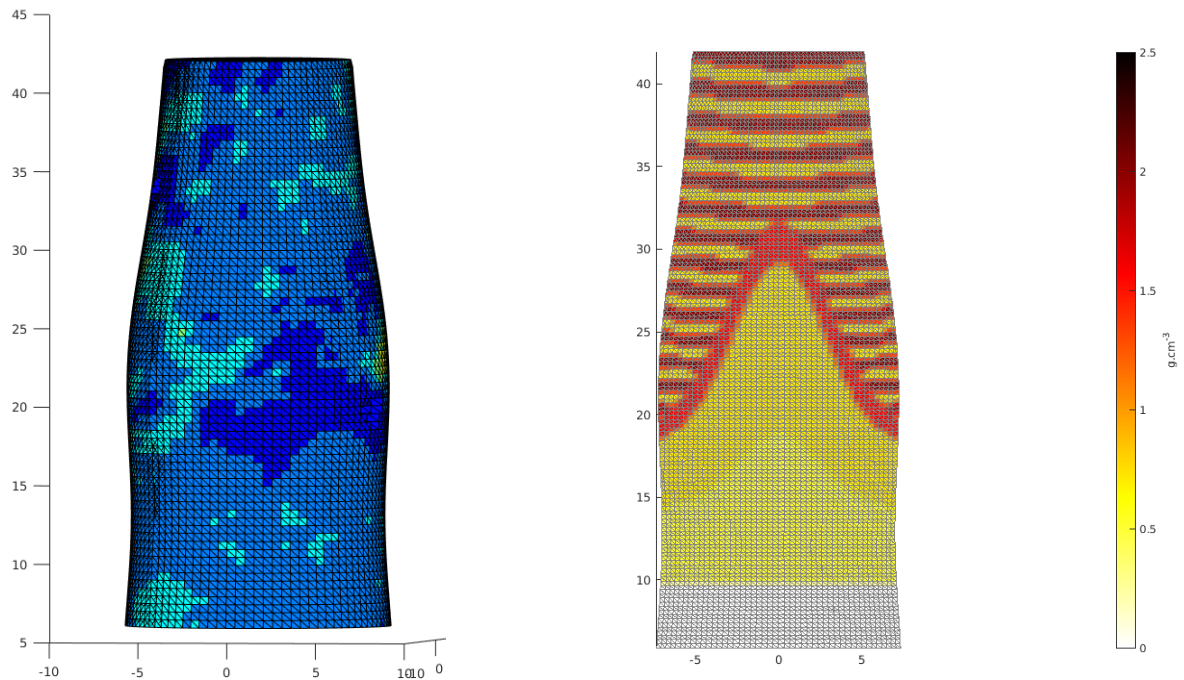


FIGURE 6.2 : À gauche : Maillage du haut fourneau en forme de "pyramide à base carrée". Les couleurs sont arbitraires. Unité des axes XYZ : mètre
À droite : Modèle de densité dans le haut fourneau réparti dans les mailles de celui-ci, et d'après la figure 6.3.

6.1.2 Modèle de densité

Les voxels du haut fourneau sont associés aux densités présentées sur la figure 6.3 pour construire la figure 6.2 de droite. Les mêmes valeurs sont choisies pour toute la symétrie du haut fourneau pour sa représentation en 3 dimensions. Les nuances de densité sont sélectionnées ainsi pour respecter la physique/chimie du haut fourneau présentées dans le chapitre 5. Par

ailleurs, des surfaces gaussiennes qui dépendent de X et Y sont utilisées pour faire les sélections entre les limites supérieure et inférieure d'une zone. Pour la zone du haut, une superposition de fines couches d'aggloméré et de coke est construite. Enfin, les variables qui sont ajustables pour caractériser une zone sont :

- les valeurs des densités de chaque couche
- les altitudes des interfaces de couches (bas de la gaussienne)
- la largeur des gaussiennes
- l'épaisseur des superpositions de couches de la zone sèche (voir figure 6.2 à droite).

Ce sont ces caractéristiques qui définissent la répartition de densité dans le haut fourneau pour le problème direct. Nous avons testé la sensibilité de la résolution du problème inverse à ces paramètres dans la sous-partie 6.3.3.

6.1.3 Positions du détecteur

Dans le but d'obtenir une image en 3D du haut fourneau, nous avons réalisé trois acquisitions de muographie autour de celui-ci. De cette manière nous recoupons un maximum du volume de celui-ci, commun aux champs de vue des trois détecteurs. N'ayant pas eu la possibilité de placer simultanément 3 détecteurs autour de l'objet (à cause de la pandémie de COVID-19) nous avons utilisé un seul détecteur (voir figure 6.1) affecté à plusieurs positions. Sur la figure 6.4, les axes de visée virtuels du détecteur à chaque position sont représentés vus du dessus. Ils permettent de visualiser le champ de vue de chaque emplacement et les zones communes qui sont observées (vue du haut). Les emplacements n'ont pas été choisis au hasard. Premièrement, dans le but d'une reconstruction 3D, nous devions les placer tout autour du HF. Deuxièmement, nous avons des contraintes environnementales : relier le détecteur au réseau électrique, s'adapter aux structures à proximité du HF, ne pas être dans le passage des opérateurs, par exemple.

Les 3 mesures furent réalisées entre fin juillet 2021 et fin mars 2022 avec le détecteur à 3 plans présenté dans le Chapitre 4. L'ajustement de l'angle zénithal/inclinaison du détecteur se fait grâce au système de balancier sur lequel sont fixés les plans. Les inclinaisons ont été choisies de manière à couvrir un maximum de hauteur du HF et se focaliser en particulier sur la zone de fusion. Les caractéristiques des trois acquisitions sont récapitulées dans le tableau 6.1 (avec $Az = 0^\circ$, au nord, $Az = 90^\circ$ à l'est, $Az = 180^\circ$ au sud et $Az = 270^\circ$ vers l'ouest). L'origine du système de coordonnées est fixée au centre et au niveau 0 du haut fourneau et les mesures des distances en XY ont été réalisées par télémétrie laser à partir du centre de la matrice du milieu (voir la figure 4.9, le système de coordonnées jaune est notre référence). Enfin, pour toutes les positions, la distance inter-matrices est gardée constante avec $L_{tot} = 1.2$ m.

Tomogramme	Z_e (°)	Az (°)	X (m)	Y (m)	Z (m)	Dates
1	90-45	51	-7.51	-7.04	11.35	29/07/21 - 20/09/21
2	90-30	144.33	-13.49	9.52	14.55	08/10/21- 21/10/21 et 21/12/21 - 24/01/22
3	90-30	270	15.14	0.24	14.55	03/02/22 - 31/03/22

TABLE 6.1 : Caractéristiques des différentes prises de données de muographie.

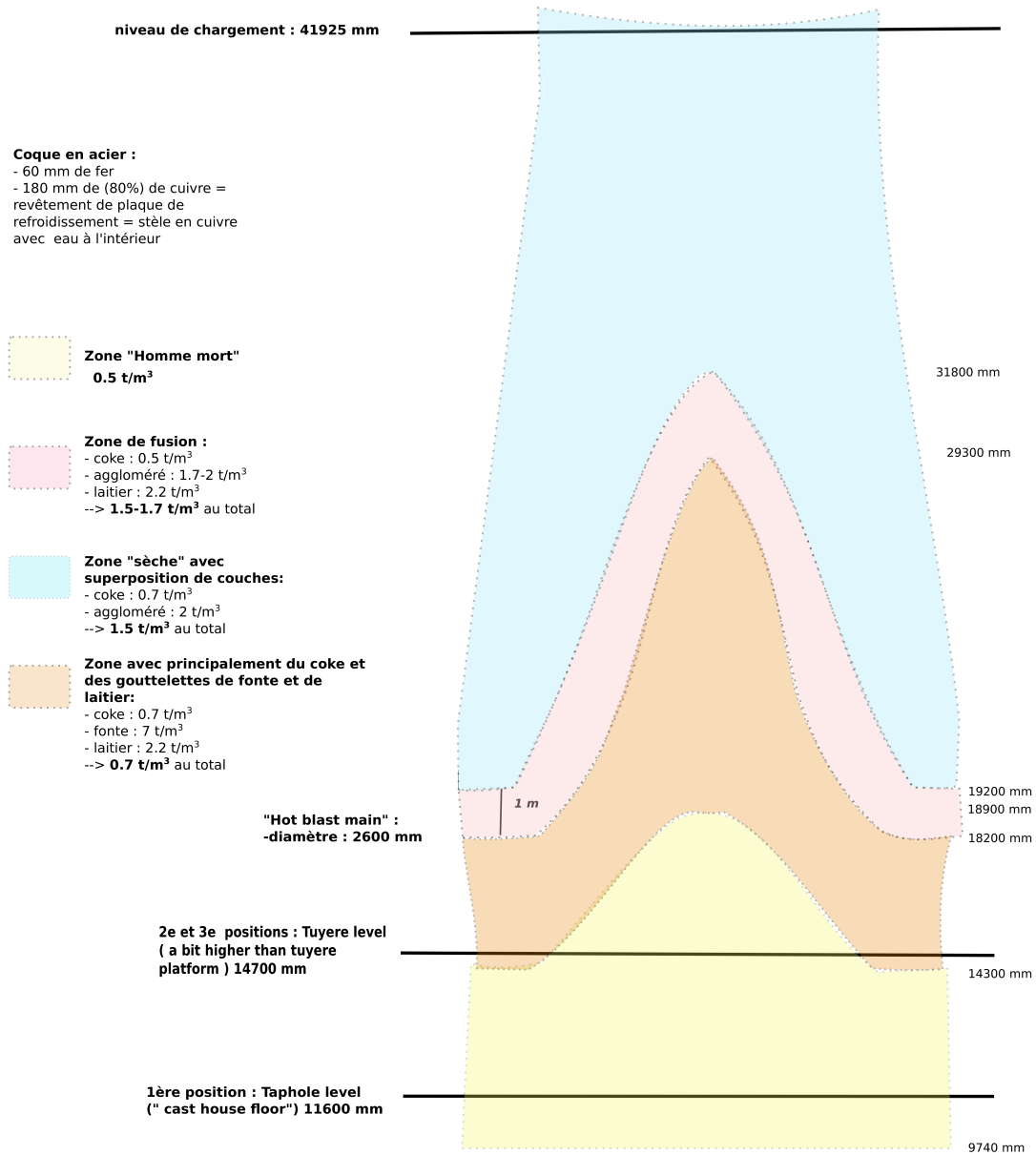


FIGURE 6.3 : Modèle de la répartition des différentes zones de densité dans le haut fourneau, utilisé pour la résolution du problème direct.

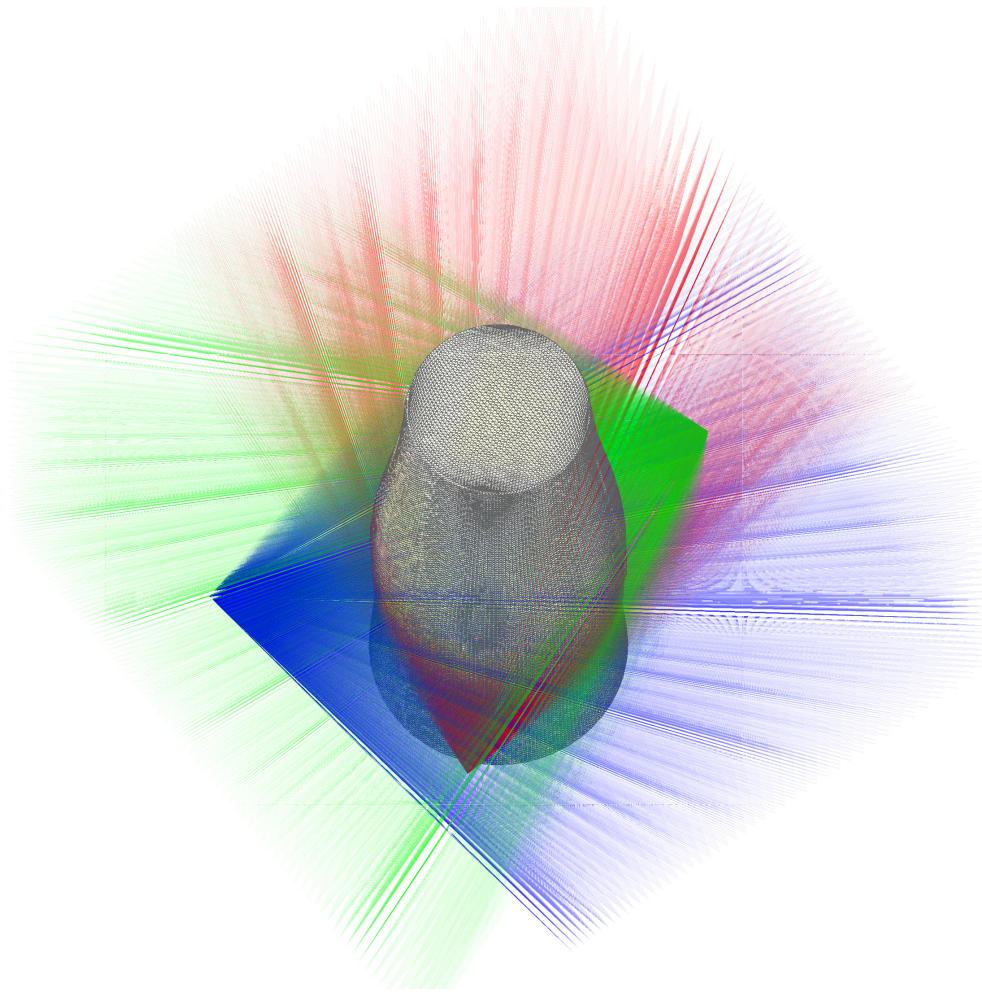


FIGURE 6.4 : Axes de visée virtuels du détecteur à chaque position avec différentes couleurs : position/Tomo 1 (*en rouge*), position 2 (*en bleu*), position 3 (*en vert*).

6.1.4 Méthode de simulation des muons à partir des champs de flux

La première étape de notre reconstruction d'une image du HF consiste à tester l'algorithme avec des champs de données virtuelles. Ils sont créés grâce au problème direct dont les étapes sont rappelées ci-dessous. Dans cette partie, nous parlons de détecteurs, or dans notre expérience ils correspondent à un détecteur déplacé sur plusieurs positions. Après avoir dessiné l'objet haut fourneau, rempli ses mailles de la densité d qui convient et placé le(s) détecteur(s), nous calculons l'opacité théorique ϱ que les détecteurs virtuels sont censés observer avec : $d \times T_L = \varrho$ où *travel length* T_L correspond à l'épaisseur de matière vue par le télescope dans sa configuration d'acquisition.

Avec les valeurs d'opacité et un modèle de perte de flux nous obtenons le flux de muons par heure et par axe de visée du détecteur : on l'appelle le flux "corrigé" de l'acceptance. La perte de flux est calculée en utilisant un modèle de flux théorique (CORSIKA ou Tang [219]) associé au calcul de l'opacité en fonction de l'énergie minimale E_{min} que doit avoir un muon

pour traverser une certaine épaisseur de matière (voir 4.6.1). Tang est le modèle usuellement utilisé par notre équipe et CORSIKA permet de prendre en compte plusieurs paramètres environnementaux, développé dans la première partie de cette thèse.

Nous couplons ce flux par heure et par direction à un générateur de Poisson de données de muons sur la base d'une intensité constante pour reproduire au mieux le comportement des flux de muons. En effet, l'arrivée des muons est un processus aléatoire, qui à toute période de durée T , associe un nombre de réalisation entière N . À chaque instant un tirage de probabilité p aléatoire est réalisé pour savoir si un muon arrive ou non. Ce genre de phénomène peut être modélisé comme un processus de Bernouilli limité sur une durée T mais avec un nombre de tirage infini, suivant une loi de Poisson qui simule un nombre d'événements (N_{muons} , ici) qui arrivent dans une période donnée T et suivant un critère d'intensité moyenne ($N_{muons} = F_B \times T$). Le flux F_B ainsi créé donne des muons et leur temps d'arrivée virtuel au(x) détecteur(s) : c'est ce qu'on appelle le flux "brut" ($=N_{muons}/\text{Durée}$).

Ainsi, nous résolvons le problème direct qui génère des données de muon virtuelles (suivant une loi de Poisson) qui seront elles-mêmes injectées dans le programme d'inversion.

6.1.5 Méthode de reconstruction 3D

Après avoir résolu le problème direct nous devons reconstruire le modèle de densité (3D) du haut fourneau. Nous utilisons un flux de muons avec leur temps d'arrivée comme donnée d'entrée (qu'il soit virtuel/ suivant une loi de Poisson ou provenant de vraies mesures). Ce flux est inversé pour déterminer la répartition de densité. La théorie de l'inversion mise en application est expliquée en 4.4. Des modèles aléatoires de flux, lancés par une méthode de Monte Carlo par chaîne de Markov, vont être comparés aux données réelles. Les flux sont reconstruits à partir de modèles de densité "possibles" et nous cherchons ceux qui sont les plus proches de la réalité.

L'idée générale de l'algorithme est de simuler une série de modèles. Chaque nouveau modèle est généré au moyen de perturbations aléatoires appliquées sur le modèle précédemment testé. Les modèles sont progressivement améliorés pour s'ajuster à un ensemble de données virtuelles ou mesurées (voir Chevalier et al. [66, 65]). C'est ce que nous pouvons voir sur la figure 6.5 où un modèle de flux (en bleu) est comparé à un flux calculé avec de vraies données mesurées (en rouge). Plus les données rouges sont proches d'une droite sur la sous-figure de gauche plus l'ajustement converge. Les modèles de flux enregistrés sont choisis de manière à ce que l'erreur quadratique soit inférieure au bruit moyen mesuré pendant l'acquisition de données.

L'algorithme est arrêté après l'enregistrement de 10^5 modèles, considérés comme suffisants pour un compromis temps de calcul/précision. La simulation reconstruit ainsi la répartition de densité moyenne en 3D en s'appuyant sur celle définie par la médiane des modèles théoriques enregistrés. Une distribution des valeurs de densité échantillonnée est associée à chaque voxel.

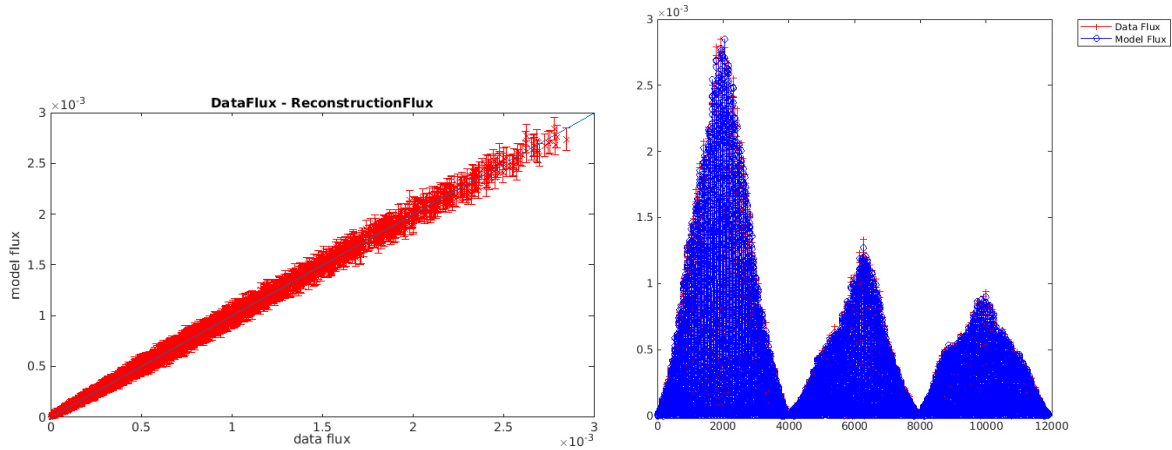


FIGURE 6.5 : Ajustement du modèle aux données. À *gauche* : ajustement linéaire avec 3 échantillons de flux de données et à *droite* les flux reçus par les 3 acquisitions séparément (1 pic = 1 position) avec en abscisse : le n° de la direction (arbitraire). En rouge on a un flux obtenu à partir des données et en bleu un flux modèle généré aléatoirement.

6.2 Inversion de données virtuelles

Afin d'évaluer la capacité de l'algorithme à reconstruire des cibles 3D, une inversion est réalisée avec un ensemble de données virtuelles. Nous évaluons d'abord ce que le détecteur a observé dans chacune des positions en 2D puis les résultats de l'inversion en 3D sont présentés.

6.2.1 Champs 2D

Nous avons représenté en 2D pour chacune des acquisitions/positions (Tomo 1, 2, 3) :

- le *flux de muons virtuel corrigé* F_C de l'acceptance du détecteur (figure 6.6 de droite).
- le *flux brut* F_B virtuel (muons/s) qui atteint le télescope estimé au moyen de l'acceptance intégrée du télescope et du flux corrigé : $F_B = F_C \times \tau$ (figure 6.6 à gauche).
- l'*acceptance* τ virtuelle du détecteur (figure 6.7 à gauche). Elle est calculée en divisant le flux mesuré par le flux théorique (CORSIKA ici).
- les *travel length* T_L (épaisseur de matière vue par le détecteur dans sa configuration d'acquisition, voir figure 6.7 à droite).
- l'*opacité* ϱ virtuelle apparente (en mwe) avec $\varrho = d \times T_L$ (figure 6.8 à gauche).
- la *densité* d virtuelle apparente définie dans le problème direct (figure 6.8 à droite).

Le flux corrigé de l'acceptance est le flux parfait virtuel, avant échantillonnage de Poisson, qu'on devrait enregistrer pour chaque position en connaissant l'environnement du haut fourneau et les positions des détecteurs. Sur la figure 6.6 de droite, nous distinguons aisément la forme du haut fourneau (zones bleues) et les flux de muons à ciel ouvert (qui n'a pas traversé le HF) pour chaque position. Ces derniers sont plus élevés que les flux qui ont traversé le haut fourneau et spécifiquement pour les muons qui arrivent proches du zénith. Les flux bruts, sur la même figure mais à gauche, portent également la trace du haut fourneau en dyssymétrisant le flux : les valeurs de flux les plus hautes ne sont plus parfaitement centrées pour les positions 2 et 3. La même remarque peut être faite pour les figures d'acceptance sur la figure 6.6, sous-figures de droite.

Les *travel length* (figure 6.7 à droite) et opacités apparentes reconstruites (figure 6.8 à gauche) sont plus élevées pour les angles proches du zénith. Les muons mesurés par les télescopes pour ces angles, ont davantage de parcours à faire dans le haut fourneau (très dense), le détecteur étant incliné par rapport au zénith. Nous avons vu dans la sous-partie 4.5.2 que le temps minimal d'acquisition nécessaire dépendait de l'opacité traversée, de l'angle zénithal et de la variation d'opacité recherchée. Les zones de plus forte opacité ($\sim 40 \text{ g/cm}^2$ ou mwe) sont celles traversées par des muons proches du zénith. D'après la figure 4.13, seules quelques heures suffisent pour déceler une variation de 10% dans les zones de plus haute opacité, mais environ 2 mois seront nécessaires pour une variation de 1% de l'opacité. La même durée semble essentielle pour déceler une variation de 10% dans les zones de faible opacité pour des angles zénithaux proches de l'horizontale (avec une précision $\gamma = 2\%$ et $\tau = 5 \text{ cm}^2 \text{ sr}$).

Les figures de densité (figure 6.8 à droite) présentent les mêmes valeurs et couches que sur la figure 6.3. Ces figures 2D sont le reflet des informations qui sont prises en compte par le problème inverse pour déterminer la répartition de densité en 3D présentée dans la sous-partie suivante.

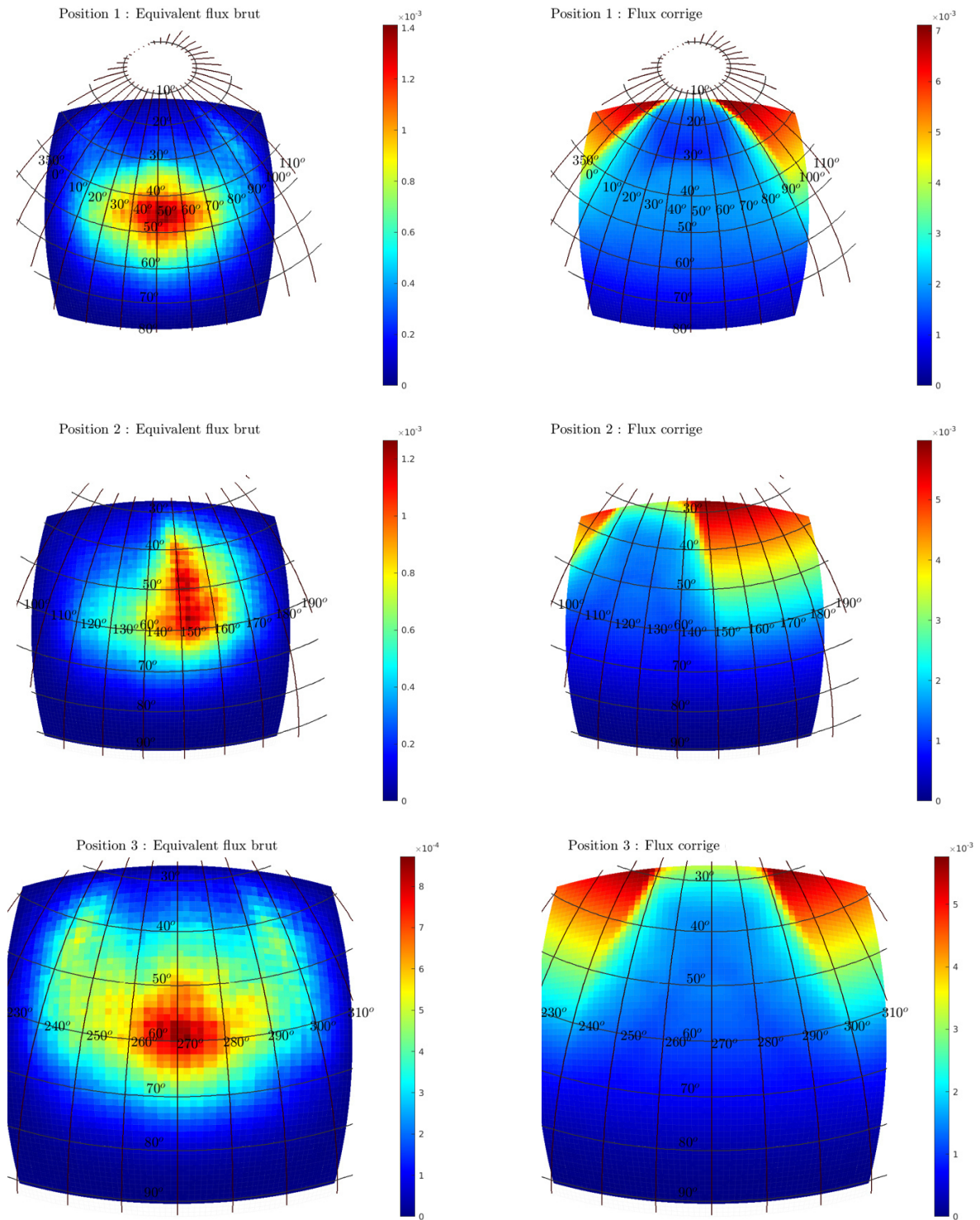


FIGURE 6.6 : À gauche, l'équivalent des flux bruts virtuels de muons (en muons/s) et à droite les flux corrigés virtuels de l'acceptance du détecteur (en muons $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}$) pour chacune des 3 positions. Les axes sont l'azimut et le zénith en $^\circ$.

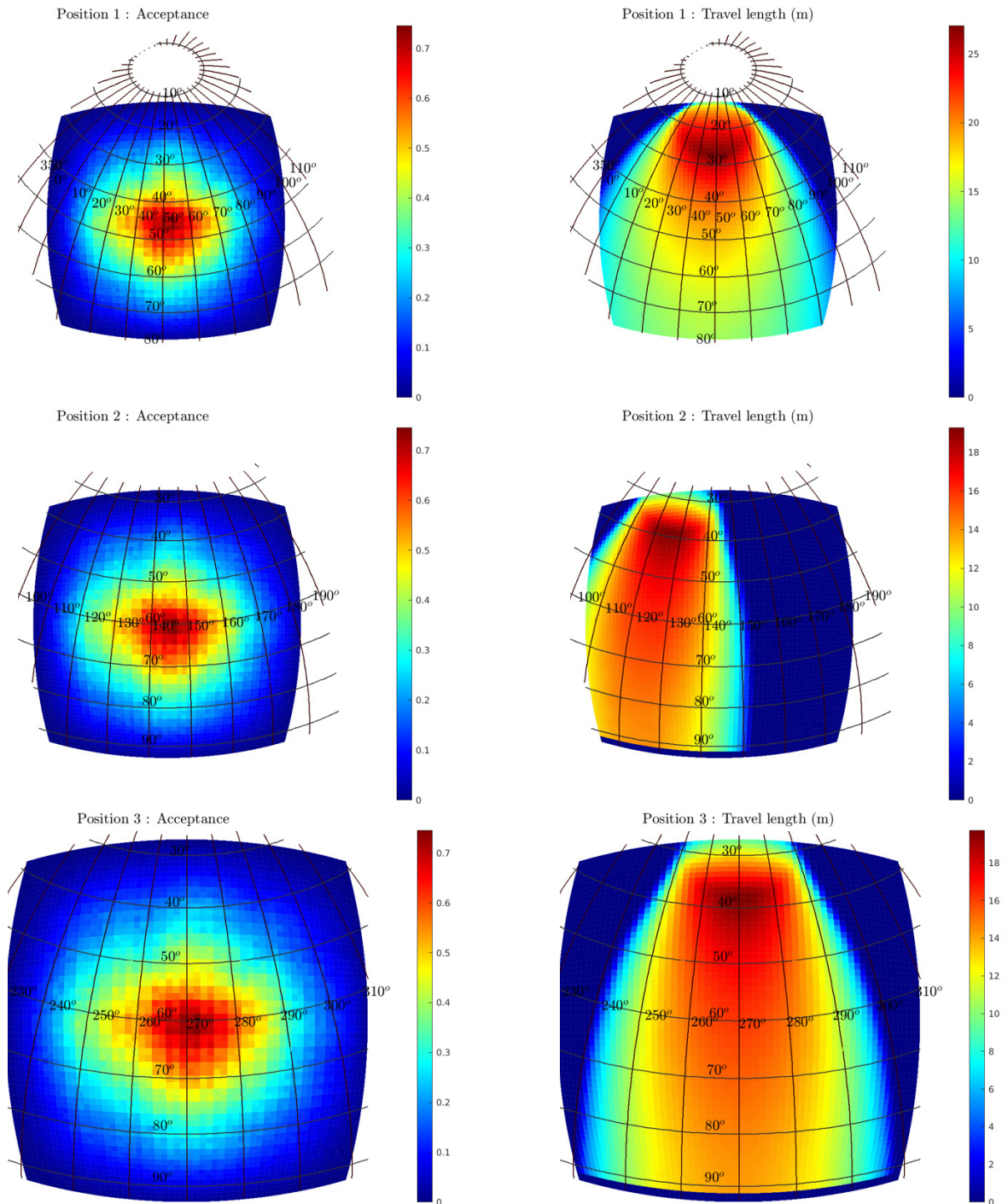


FIGURE 6.7 : À gauche, l'acceptance virtuelle du détecteur (en cm²sr) à une position donnée et à droite les *travel length* (en m) associées. Les axes sont l'azimut et le zénith en °.

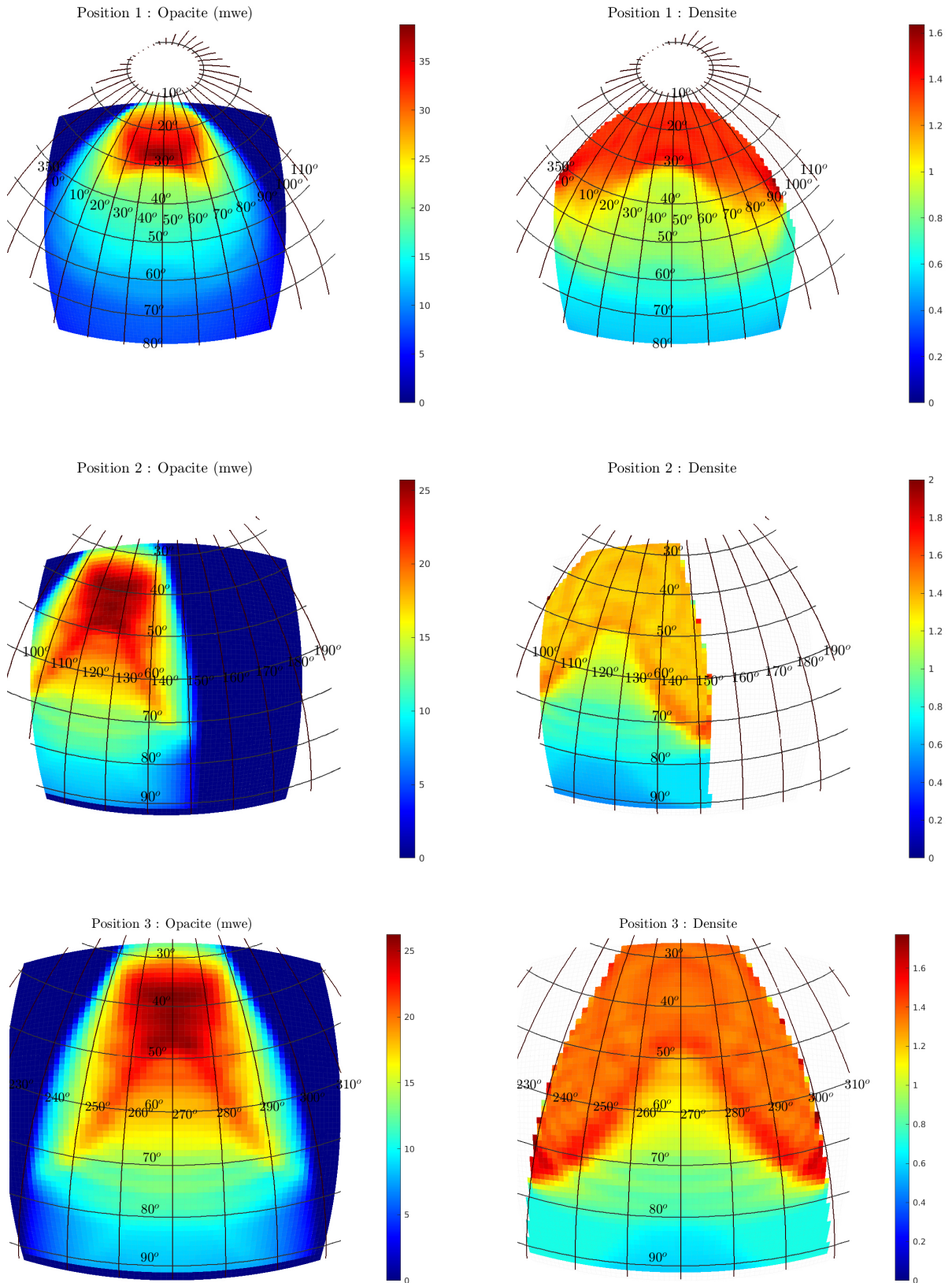


FIGURE 6.8 : À gauche, l'opacité (en mwe) et à droite la densité (en g cm^{-3}) virtuelles reconstruites pour chacune des 3 positions. Les axes sont l'azimut et le zénith en $^{\circ}$.

6.2.2 Champ 3D : répartition de densité après inversion de données virtuelles

Nous avons résolu le problème inverse avec des données virtuelles générées avec une loi de Poisson et avec plusieurs modèles de flux théoriques (Tang [219] et CORSIKA [124]), eux mêmes utilisés pour le calcul de la perte de flux dans le problème direct. Nous cherchions dans un premier temps à tester l'algorithme d'inversion de données. Celui-ci comprend : la réalisation du problème direct et l'inversion des données par la technique de Monte Carlo par Chaines de Markov (MCMC). Dans un second temps, nous évaluons l'effet du choix du modèle de flux théorique sur la répartition de densité moyenne reconstruite.

Sur la figure 6.9, les résultats de l'inversion 3D des données virtuelles générées avec Tang comme modèle de flux théorique sont présentés. La figure du haut représente la répartition de la densité moyenne dans le haut fourneau et celle du bas l'écart-type associé. La figure 6.10 diffère de la précédente uniquement par l'utilisation d'un flux de muons théorique obtenu avec CORSIKA et non par Tang.

Pour les deux figures, les observations sont comparables :

- La résolution est meilleure que pour les données brutes présentées dans la sous-partie précédente 6.2.1 en 2D, notamment grâce au maillage fin que nous avons choisi et à l'algorithme de l'inversion qui permet une continuité de densité entre 2 voxels voisins.
- La densité au centre du HF est plus faible qu'aux extrémités.
- Nous voyons quelques "stries" qui sont un effet de l'acceptance du détecteur en position 1 (car chaque barreau du télescope a un champ de vue restreint).
- La répartition du profil de densité est relativement symétrique par rapport à l'axe du haut fourneau. Elle respecte les informations transmises au problème direct, à savoir les densités de la figure 6.3.
- L'écart-type est plus faible au centre, zone où les 3 champ de vue des détecteurs se recourent le plus.
- La partie du haut fourneau sous 12 m n'est visible par aucune position du détecteur. La répartition de densité à ce niveau dépend essentiellement du modèle utilisé par le problème direct (voir figure 6.3).
- Comme nous n'avons imposé aucune contrainte ni valeur de densité à la paroi du haut fourneau, elle ne se distingue pas sur les figures, aucune zone très dense n'est visible sur les bords du HF reconstruit.

DONNÉES VIRTUELLES ET TANG

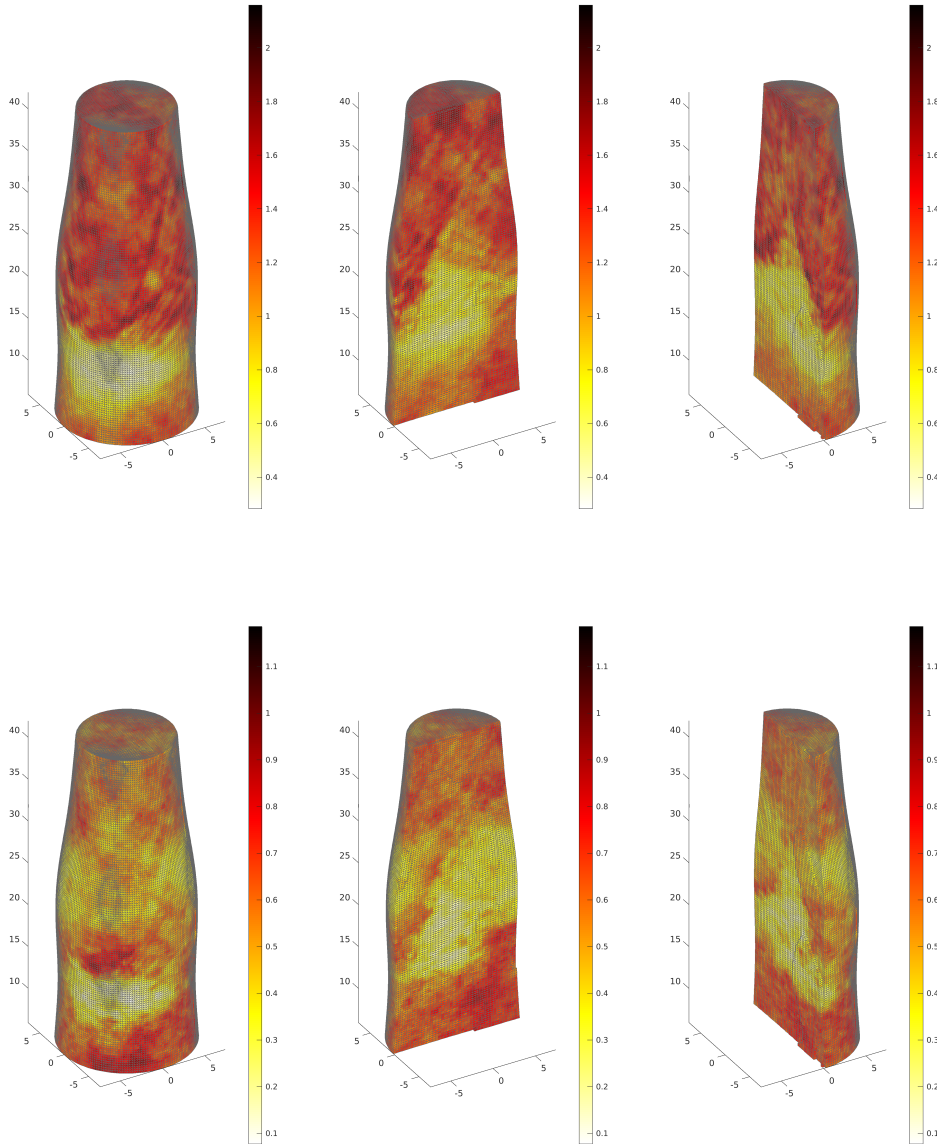


FIGURE 6.9 : Résultats de l'inversion de données fictives générées avec un modèle de Poisson en utilisant un flux théorique modélisé avec Tang [219] pour le calcul de la perte de flux : vue globale et coupes du haut fourneau.

- *en haut* : répartition de la **densité moyenne** dans le haut fourneau,
 - *en bas* : répartition de **l'écart-type de la densité** dans le haut fourneau.
- Les axes (XYZ) sont en mètre et la densité en g cm^{-3} .

DONNÉES VIRTUELLES ET CORSIKA

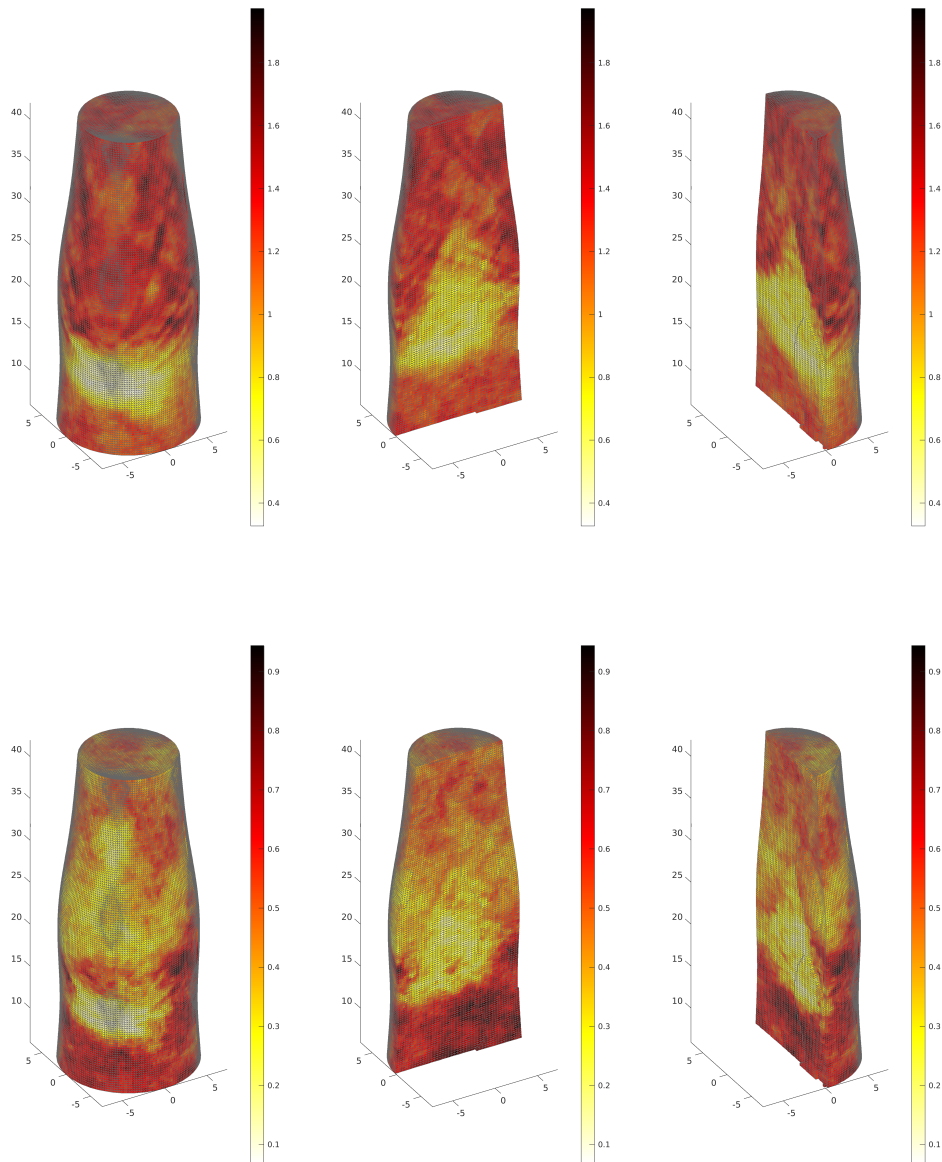


FIGURE 6.10 : Résultats de l'inversion de données fictives générées avec un modèle de Poisson en utilisant un flux théorique modélisé avec CORSIKA à Brême pour le calcul de la perte de flux.

- *en haut* : répartition de la **densité moyenne** dans le haut fourneau,
 - *en bas* : répartition de **l'écart-type de la densité** dans le haut fourneau.
- Les axes (XYZ) sont en mètre et la densité en g cm^{-3} .

6.2.3 Analyse de sensibilités diverses

DIFFÉRENCES DUES AU CHOIX DU MODÈLE THÉORIQUE UTILISÉ POUR LA PERTE DE FLUX

Nous avons vu dans la première partie de cette thèse que les flux de muons générés à partir du modèle de Tang et de CORSIKA avaient des valeurs différentes que ce soit en fonction de l'énergie ou de l'opacité traversée. Nous nous attendons donc à observer quelques différences quant au calcul de la répartition de densité et en particulier aux petits et grands angles zénithaux. Pour ce faire nous avons représenté sur la figure 6.11, la différence relative :

$$\frac{M2 - M1}{M1} \quad (6.1)$$

où le modèle de référence $M1$ est le résultat de la simulation avec des données virtuelles suivant une loi de Poisson et avec CORSIKA, et le modèle $M2$ avec le modèle de Tang.

Les principales différences entre les deux résultats d'inversion se situent au niveau de la coque en bas à droite, sur le panneau de gauche de la figure 6.11. Les effets d'acceptance sont aussi visibles et semblent donc plus accentués avec le modèle de Tang. Les oscillations de densité entre les deux résultats sont comprises entre -0.4 et 0.4 et il semble qu'aucune anomalie de densité ne soit surévaluée avec un des deux modèles.

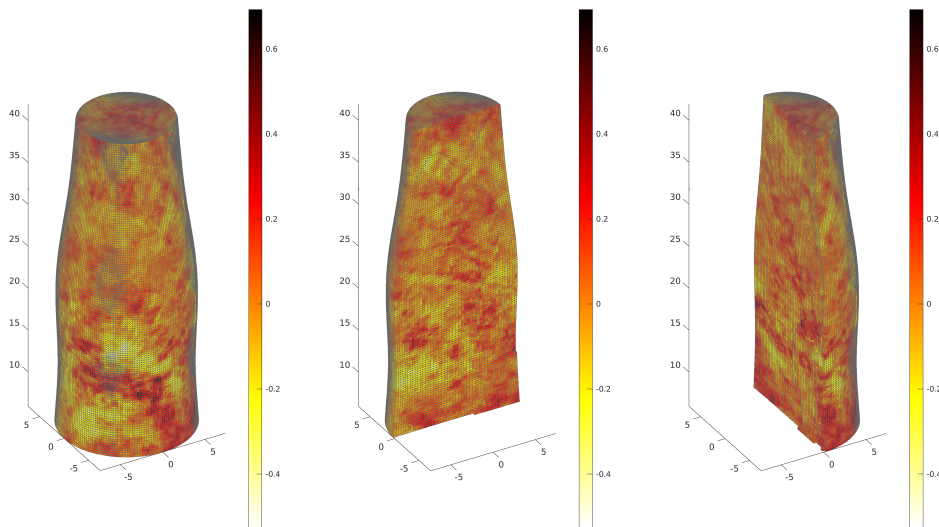


FIGURE 6.11 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée avec Tang et CORSIKA avec des données virtuelles. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

DIFFÉRENCES DUES AUX PHÉNOMÈNES ALÉATOIRES DES DONNÉES VIRTUELLES ET DE LA RECONSTRUCTION 3D

En choisissant deux fois exactement le même modèle en entrée (Poisson + CORSIKA), nous apercevons des différences de répartition de la densité. Elles viennent de la loi de Poisson et de la reconstruction de Monte Carlo qui sont deux phénomènes aléatoires. Il y a un bruit de fond présent dans la reconstruction 3D qui est directement lié aux données en entrée et à l'algorithme de reconstruction qui va amplifier le bruit de données. Ce dernier phénomène est attendu dans les problèmes d'inversion, et c'est la raison pour laquelle on applique des techniques de régularisation. En se focalisant sur les sorties de deux reconstructions initiées par un même modèle, nous pouvons évaluer l'erreur liée à la résolution par MCMC et déterminer le niveau de bruit au-dessus duquel nous accordons notre confiance. Les zones principalement touchées par une incertitude sur la figure 6.12 sont situées à 15 m de haut avec une différence relative de plus de 1. Les effets d'acceptance sont visibles également. Ces zones sont en rouge très foncé correspondent à la limite où l'écart-type devient plus élevé sur la figure 6.10 du bas. Ces zones correspondent à un manque de résolution et donc de données (par exemple, le détecteur en position 2 qui ne voit qu'une partie du haut fourneau).

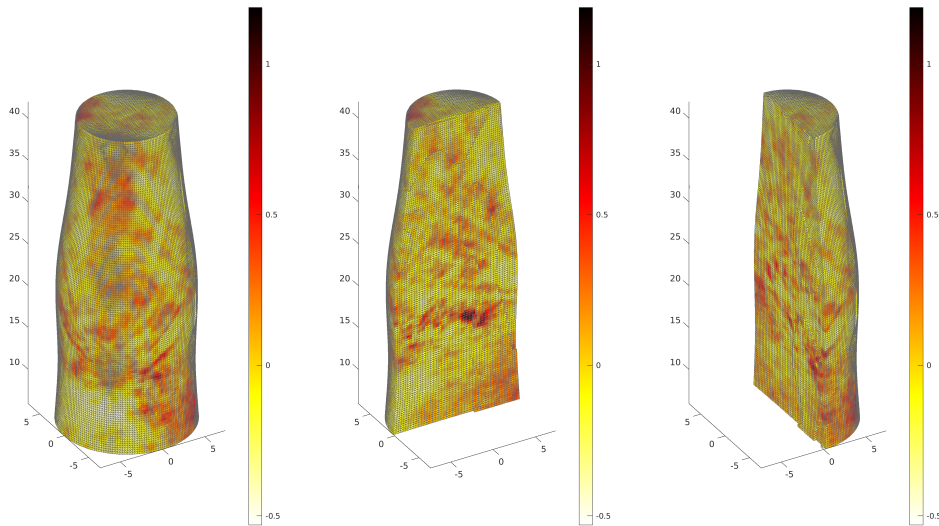


FIGURE 6.12 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau pour deux reconstructions initiées par un même modèle initial avec des données virtuelles et CORSIKA. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

DIFFÉRENCES DUES À UN CHANGEMENT DE DENSITÉ AU NIVEAU DE LA ZONE DE FUSION

Nous essayons d'évaluer les différences que peuvent entraîner un léger changement de la valeur de la densité de la zone de fusion dans le modèle de densité (du problème direct). Pour le modèle de référence $d=1.6 \text{ g/cm}^3$ et pour le modèle n°2 $d=1.7 \text{ g/cm}^3$. Sur la figure 6.13, la différence relative entre les deux modèles est affichée (voir l'équation 6.1). Un léger changement de la valeur de la densité de la zone de fusion dans le modèle pris en entrée ne semble pas affecter la reconstruction 3D globale. Nous pouvons donc évaluer la densité de la zone de fusion à 1.6 g/cm^3 en variant de ± 0.1 sans que cela n'ait de conséquence sur la répartition de densité reconstruite.

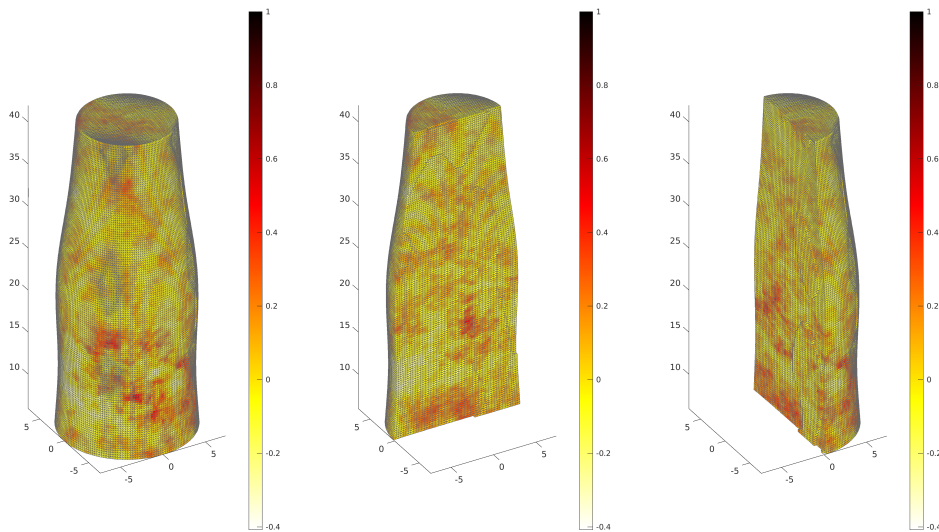


FIGURE 6.13 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée avec CORSIKA pour des données virtuelles. Pour le modèle de référence $d=1.6 \text{ g/cm}^3$ et pour le modèle n°2 $d=1.7 \text{ g/cm}^3$ au niveau de la zone de fusion. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

OPTIMISATION ET PRÉCISION

Pour améliorer la précision de la reconstruction 3D, nous pouvons modifier les valeurs de certains paramètres. Le nombre de modèles aléatoires de flux testés pour correspondre au mieux aux données et à la taille d'une maille du haut fourneau en sont les principaux exemples. Nous avons choisi de tester 10^5 modèles de flux pour obtenir une image précise du haut fourneau. En augmentant le nombre d'échantillons ou en réduisant la taille de la maille, le temps de calcul augmente considérablement (plusieurs jours). Il faut donc un bon compromis entre temps de calcul et précision. De plus, augmenter la taille de la maille diminue la résolution de la reconstruction. Nous allons évaluer les mêmes effets sur les reconstructions des zones de densité à partir de données réelles dans la section suivante.

6.3 Reconstruction du haut fourneau avec jeux de données réelles

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus en utilisant des données réelles mesurées par le télescope aux trois acquisitions décrites au début du chapitre (Tomo 1, 2, 3).

6.3.1 Champs 2D

Sur les figures 6.14, 6.15 et 6.16 en 2D, nous avons représenté pour chacune des acquisitions/positions 1, 2, 3 :

- le *flux brut* F_B mesuré (muons/s) qui atteint le télescope (figure 6.14 à gauche).
- le *flux de muons corrigé* de l'acceptance du détecteur F_C avec $F_C = F_B \times \tau$ (figure 6.14 à droite).
- l'*acceptance* τ du détecteur mesurée (figure 6.15 à gauche). Elle est calculée en divisant le flux mesuré par le flux théorique (CORSIKA ici).
- les "*travel length*" T_L (épaisseur de matière vue par le télescope dans sa configuration d'acquisition, voir figure 6.15 à droite).
- l'*opacité* ρ apparente reconstruite avec un modèle reliant le flux à une perte de flux (figure 6.16 à gauche).
- la *densité* d apparente où $\rho = d \times T_L$ (figure 6.16 à droite).

Les figures sont plus contrastées que leurs équivalentes avec des données virtuelles (figures 6.6, 6.7 et 6.8). Ce sont des figures 2D avant inversion des données. Les informations qu'elles contiennent sont agrégées et inversées pour reconstruire le haut fourneau en 3D et la répartition de la densité à l'intérieur. Les flux bruts et corrigés virtuels et ceux des données réelles ont une distribution semblable mais des amplitudes différentes.

Sur la figure 6.16, panneau de droite, les densités vues par le détecteur à chacune de ses 3 positions sont représentées en 2D, avant inversion. Nous pouvons voir une zone un peu plus dense (en jaune) au milieu des figures. Cette zone semblerait être une projection 2D de la zone de fusion. Les parois du haut fourneau sont bien visibles sur ces résultats. La figure de densité apparente de la position 2 présente une zone plus dense au centre gauche. De plus, les densités reconstruites avec les données réelles n'ont pas la même répartition que celles des données virtuelles et les contrastes sont moins marqués. Les données virtuelles ne tiennent pas compte de la répartition en densité réelle. Comme attendu, aucun muon n'est enregistré sous 75-90° dans les données.

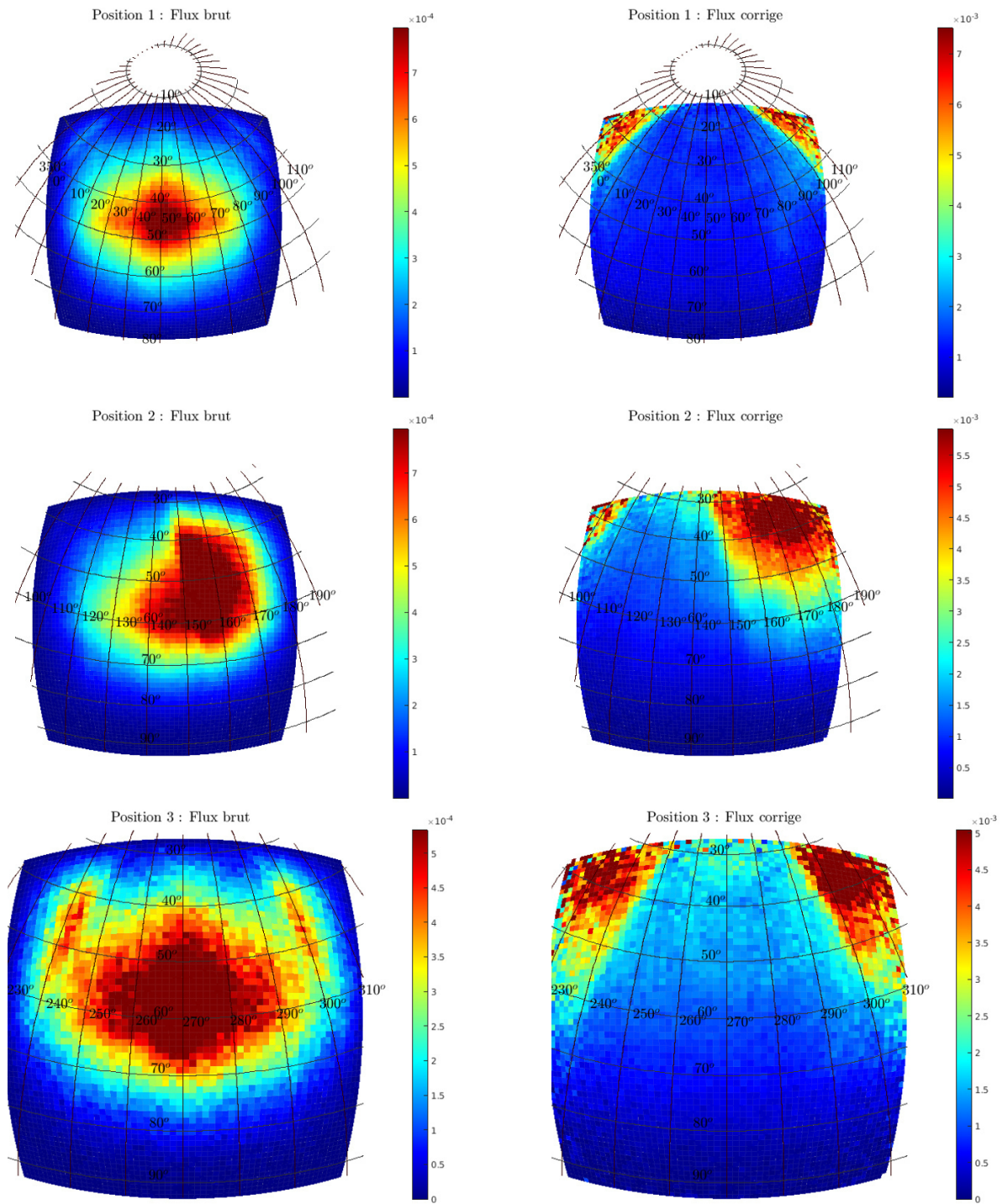


FIGURE 6.14 : À gauche, les flux bruts de muons mesurés (en muons/s) et à droite leurs équivalents corrigés de l'acceptance (en muons s⁻¹m⁻²sr⁻¹) du détecteur pour chacune des 3 positions. Les axes sont l'azimut et le zénith en °.

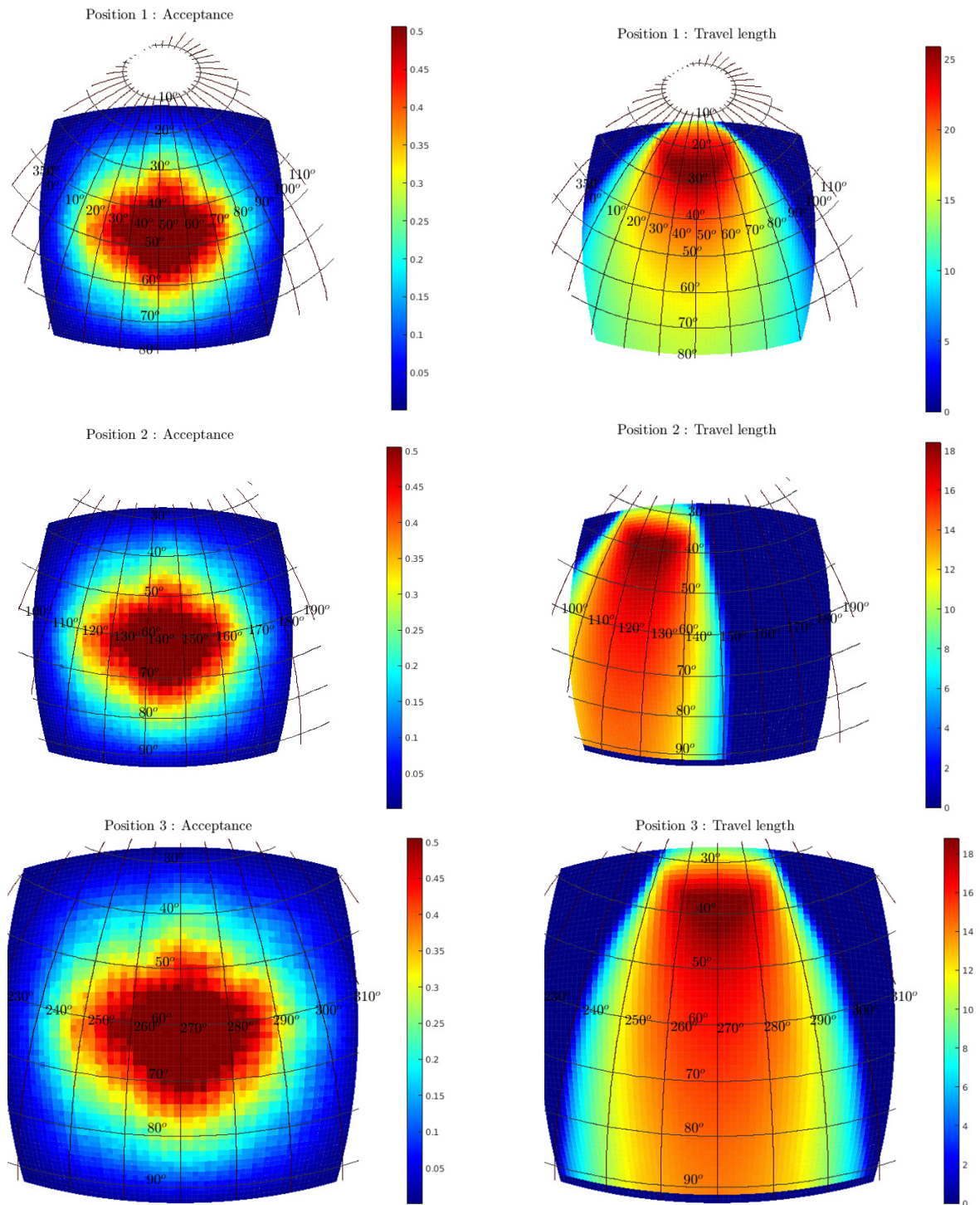


FIGURE 6.15 : À gauche, l'acceptance du détecteur (en cm^2sr) à une position donnée et à droite les *travel length* (en m) associées. Les axes sont l'azimut et le zénith en $^\circ$.

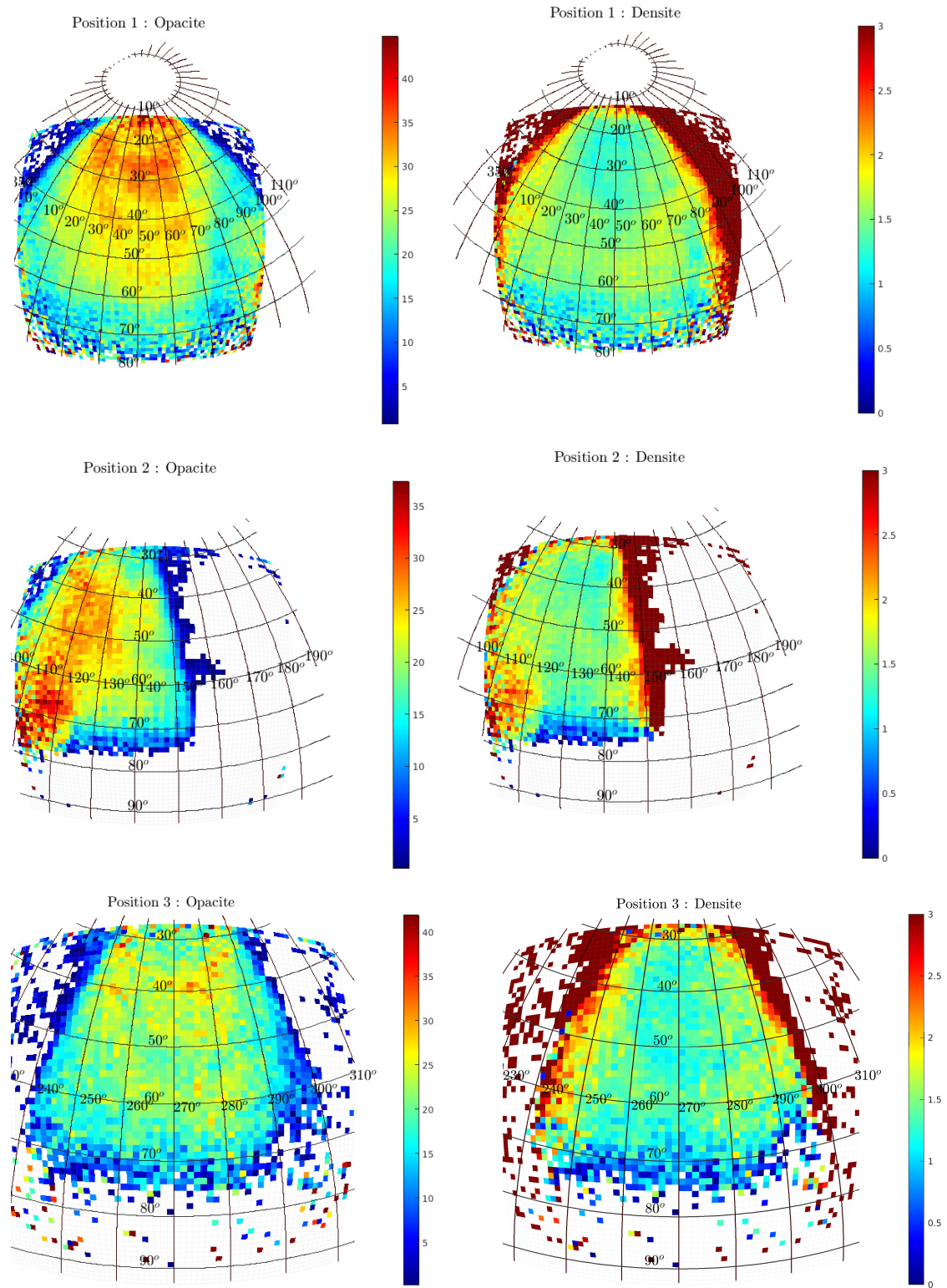


FIGURE 6.16 : À gauche, l'opacité (en mwe) et à droite la densité (en g cm^{-3}) apparentes pour chacune des 3 positions. Les axes sont l'azimut et le zénith en $^{\circ}$.

6.3.2 Inversion des résultats en 3D

Les 3 acquisitions de données de muons ont été réalisées à des périodes différentes (voir le tableau 6.1). C'est pourquoi, la reconstruction 3D de la répartition de densité du haut fourneau, nous donne une "moyenne" de ce que nous pouvons trouver et non une image instantanée des différentes zones et de leur épaisseur.

Dans les figures 6.17 et 6.18, la répartition de la densité moyenne et de l'écart-type de celle-ci sont représentés. Dans la première figure, des données réelles ont été inversées en prenant en compte le modèle théorique de flux de muons de Tang pour le calcul de la perte de flux. Dans la seconde, le flux de CORSIKA a été utilisé. Les observations communes à ces deux figures sont les suivantes :

- La coque du haut fourneau est nettement visible. Elle est très dense : plus de 3 g/cm^3 . Les *travel length* issues du détecteur en position 2 arrivent perpendiculairement à la paroi, nous avons donc directement la valeur de la densité sans avoir à évaluer une densité intégrée sur toute la largeur du haut fourneau.
- Une zone plus claire est perceptible sur la paroi (en bas à gauche des figures de densité moyenne). C'est probablement une zone où les trois positions apportent des informations différentes sur la densité intégrée. Peut-être qu'un des détecteurs ne peut pas apporter de mesures de cette zone, la valeur des écarts-types associés est aussi élevée.
- Nous distinguons, à une hauteur de 15-20 m à l'intérieur du HF, une zone peu dense ($<0.5 \text{ g/cm}^3$) qui contiendrait essentiellement du coke/charbon.
- De cette dernière zone partirait une zone légèrement plus dense en forme de "cheminée". Ce phénomène apparaît lorsque beaucoup de charbon est pulvérisé au centre et il y a peu d'aggloméré. C'est le cas dans le haut fourneau que nous avons imagé.
- La zone de fusion est visible à 20-25 m de hauteur, avec une densité supérieure à 1.5 g/cm^3 . Elle est proche des parois.
- La superposition des matériaux dans la zone sèche n'est pas visible. Cependant on peut voir quelques "traits" surtout en haut de l'image, ce sont les "*travel length*" dues aux effets d'acceptance du détecteur.
- Le bas du haut fourneau n'est pas reconstruit avec des données réelles car aucune des positions ne permettait de voir si bas.

Les résultats de l'inversion en 3D obtenus ici sont très satisfaisants et la zone de fusion a pu être mise en évidence. L'algorithme et la méthode d'inversion ont été testés avec succès sur la structure interne du HF. Nous allons tester la robustesse de l'inversion dans la section suivante.

DONNÉES RÉELLES ET TANG

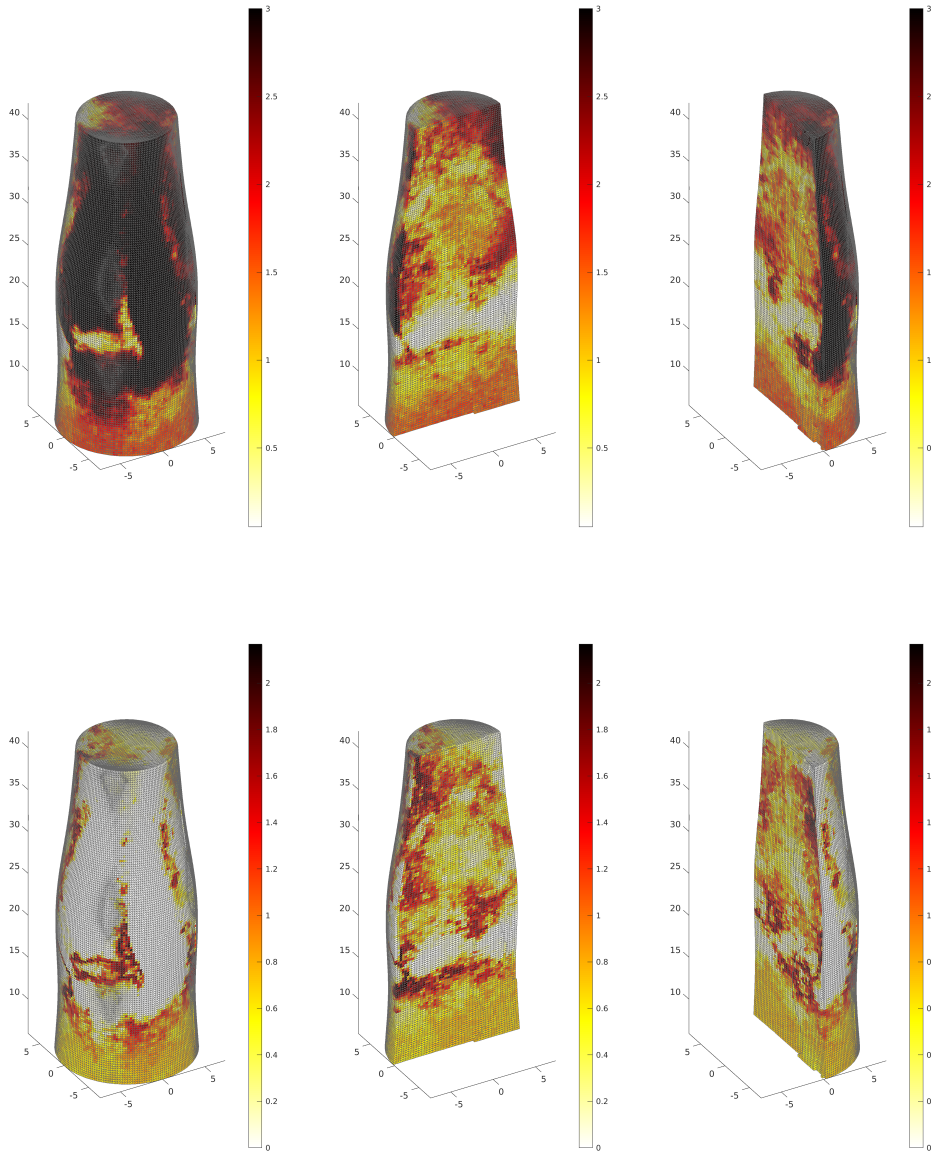


FIGURE 6.17 : Résultats de l'inversion de données réelles en utilisant un flux théorique modélisé avec Tang [219] pour le calcul de la perte de flux.
 - *en haut* : répartition de la **densité moyenne** dans le haut fourneau,
 - *en bas* : répartition de l'**écart-type de la densité** dans le haut fourneau.
 Les axes (XYZ) sont en mètre et la densité en g cm^{-3} .

DONNÉES RÉELLES ET CORSIKA

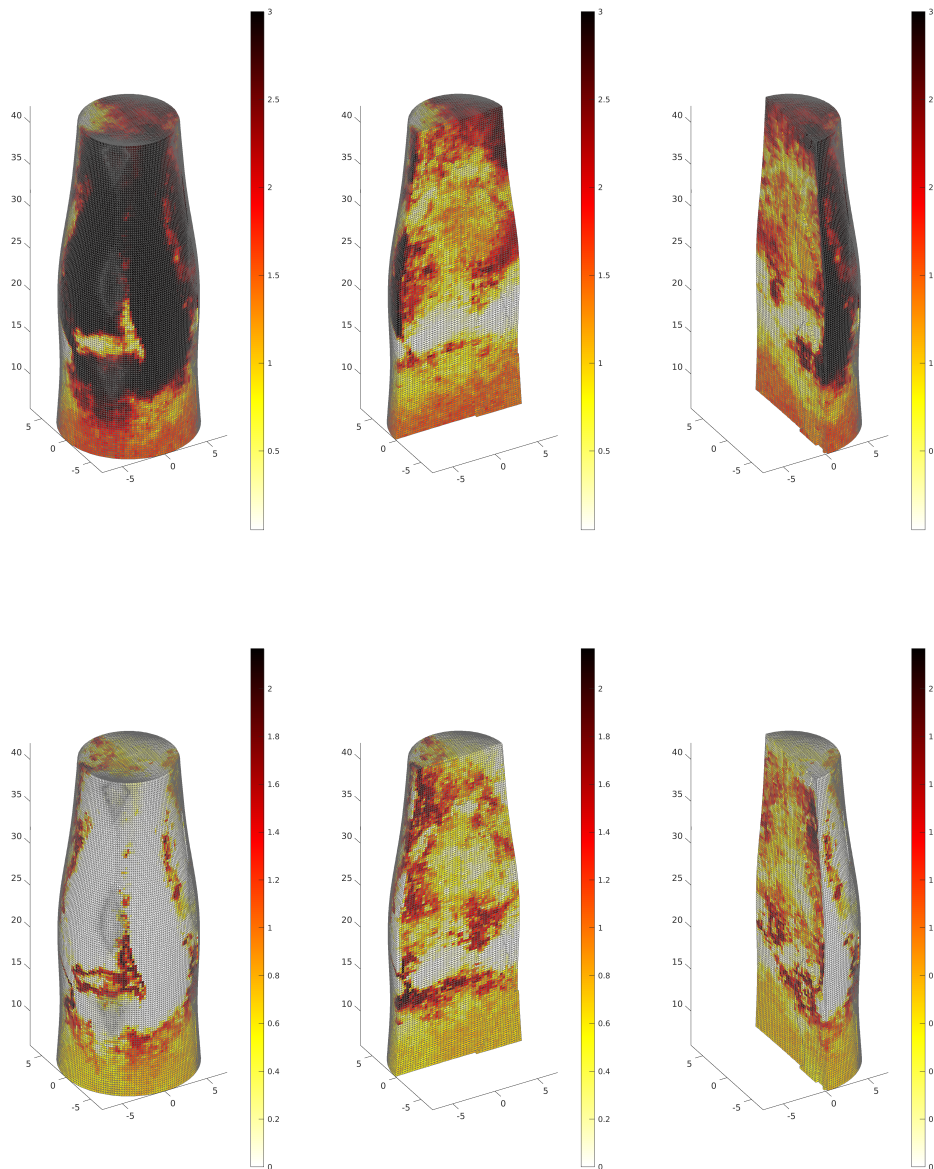


FIGURE 6.18 : Résultats de l'inversion de données réelles en utilisant un flux théorique modélisé avec CORSIKA à Brême pour le calcul de la perte de flux.
 - *en haut* : répartition de la **densité moyenne** dans le haut fourneau,
 - *en bas* : répartition de l'**écart-type de la densité** dans le haut fourneau.
 Les axes (XYZ) sont en mètre et la densité en g cm^{-3} .

6.3.3 Analyse de sensibilités diverses

Dans cette section, nous nous focalisons, en premier lieu, sur les différences observées sur nos reconstructions 3D lorsque nous avons choisi Tang ou CORSIKA comme modèles pour calculer la perte de flux de muons. Tang est le modèle analytique usuellement utilisé dans l'équipe et le flux CORSIKA permet de s'adapter aux conditions environnementales et à la localisation d'une expérience. Nous avons analysé les performances et incertitudes du moteur de reconstruction : quelles sont les différences causées par le caractère aléatoire de l'inversion. Puis nous avons regardé les conséquences du nombre de modèles enregistrés dans l'algorithme MCMC et du caractère aléatoire de l'algorithme lui-même. Nous avons aussi testé ce qu'implique un modèle de densité différent en entrée (densité différente au niveau de la zone de fusion).

DIFFÉRENCES DUES AU CHOIX DU MODÈLE THÉORIQUE DU FLUX

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les modèles de flux théoriques différaient particulièrement aux hauts angles zénithaux. Nous avons commencé par regarder l'effet du choix du modèle théorique sur les champs 2D avant inversion des données. Sur la figure 6.19 sont représentées les opacités de la position 1 avec Tang (à gauche) et CORSIKA (à droite), obtenues à partir des données brutes et donc avant inversion. Les différences principales sont situées aux grands angles zénithaux et par exemple au centre haut des figures où l'amplitude générale de l'opacité reconstruite est hétérogène.

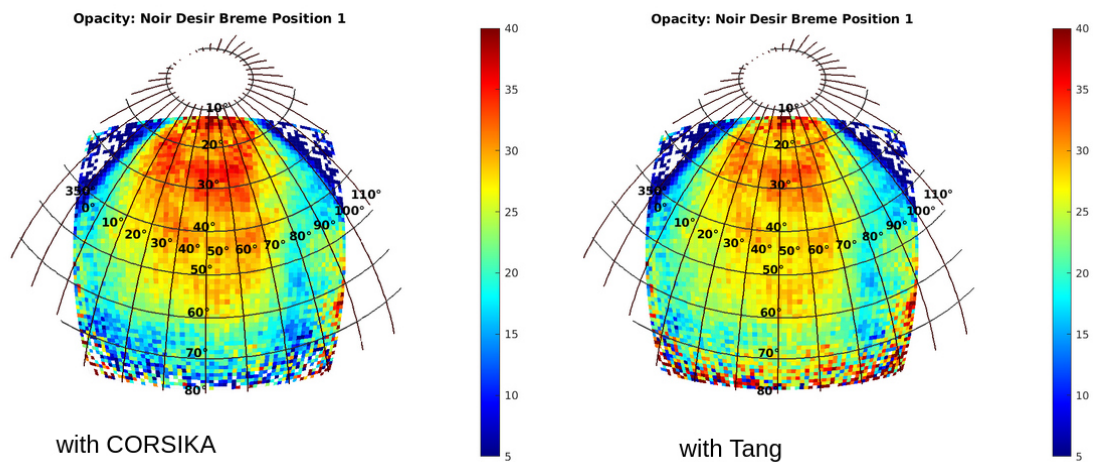


FIGURE 6.19 : Répartition d'opacité en 2D dans le haut fourneau reconstruite en utilisant CORSIKA (à gauche) et Tang (à droite) comme flux théoriques, avant inversion. Les axes sont le zénith et l'azimut. (Noir Desir est le nom du détecteur)

Nous testons quelles sont les différences observées quand la perte de flux est calculée avec Tang ou CORSIKA avec des données réelles. Pour ce faire nous avons représenté sur la figure 6.20 le résultat de l'équation 6.1 où le modèle M1 est le résultat de la simulation avec données réelles et CORSIKA, et le modèle M2 avec le modèle de Tang.

Comme pour l'inversion des données virtuelles, les principales différences entre les deux résultats d'inversion sont situées au niveau de la coque en bas et en haut du haut fourneau. Les effets d'acceptance sont aussi visibles et semblent donc plus accentués avec le modèle de Tang. Les simulations avec CORSIKA seraient donc moins sensibles aux effets d'acceptance. Les oscillations de densité entre les deux résultats sont comprises entre -0.4 et 0.4 et il semble qu'aucune anomalie de densité ne soit surévaluée avec un des deux modèles.

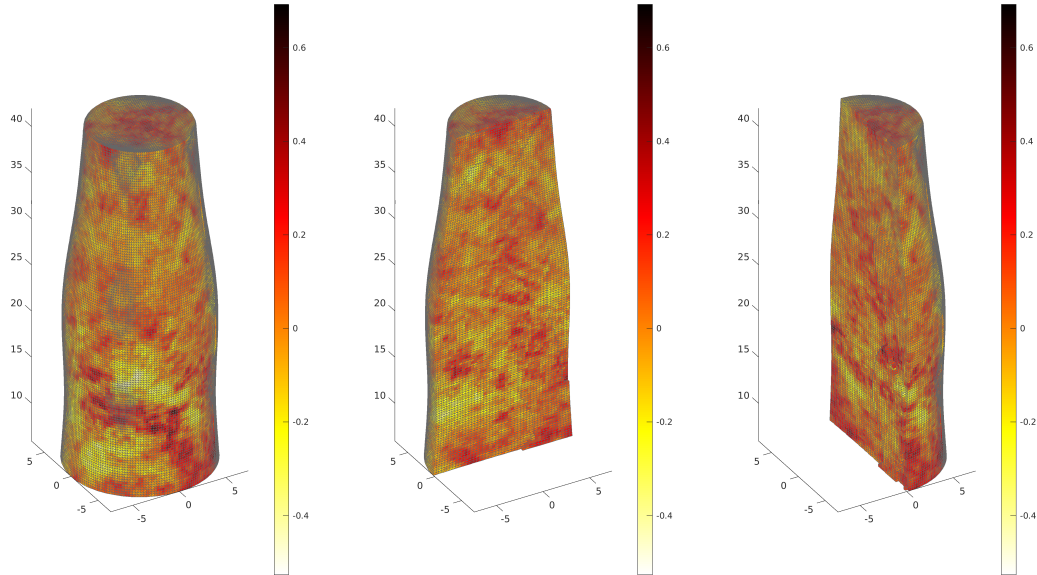


FIGURE 6.20 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée avec Tang et CORSIKA après inversion. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

DIFFÉRENCES DUES AU CARACTÈRE ALÉATOIRE DE L'INVERSION/LA RECONSTRUCTION

Dans ce test, les deux modèles ont été construits avec un flux CORSIKA et des données réelles. Ils ont seulement reçu une inversion différente due au caractère aléatoire de la reconstruction (l'aléatoire du processus de Monte Carlo par chaînes de Markov compris). Sur la figure 6.21, les zones où se trouvent les différences de densité les plus importantes sont situées en bas du haut fourneau (~ 13 m), c'est une zone où peu de données sont collectées donc elle est source de beaucoup de bruit. Au centre haut du haut fourneau il y a aussi quelques zones plus denses. En revanche, les différences sont nulles pour la densité de la coque. Sur l'ensemble du haut fourneau, les différences sont inhomogènes/pas symétriques.

DIFFÉRENCES DUES AU NOMBRE DE MODÈLES ENREGISTRÉS

Dans ce test, les deux modèles ont été construits avec un flux CORSIKA et des données réelles. La seule différence porte sur le nombre de modèles enregistré dans la résolution de la méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC) : simulation n°1 : 10^4 modèles et simulation n°2 : 10^5 modèles. Sur la figure 6.22, les zones où se trouvent les différences de densité les plus importantes sont situées en bas du haut fourneau (~ 15 m) et en haut au centre (~ 32 m). Elles sont plus étendues que sur les figures précédentes (6.21, 6.11). Le nombre de modèles enregistrés par le MCMC est source d'incertitudes et n'affecte pas de la même manière l'ensemble du volume du haut fourneau. Nous devons garder 10^5 modèles pour calculer la répartition de la densité moyenne dans le HF et être plus précis. En augmentant encore le nombre de modèles enregistrés le temps de calcul devient beaucoup trop long (jusqu'à plusieurs semaines avec un ordinateur). Il faut encore une fois faire un compromis entre précision et capacité de calcul disponible.

DIFFÉRENCES DUES AU CARACTÈRE ALÉATOIRE DE LA MÉTHODE DE MONTE CARLO PAR CHAÎNES DE MARKOV

Dans ce test, les deux modèles comparés ont été réalisés avec 10^4 modèles enregistrés. La seule différence porte sur la variabilité de la méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov, seule cette partie est différente entre les deux simulations. Sur la figure 6.23, les zones où se trouvent les différences de densité les plus importantes sont situées en bas du haut fourneau (entre 10 et 15 m), l'algorithme reconstruit aléatoirement la répartition de densité avec très peu d'informations *a priori*. Les observations sont différentes de la figure 6.21. Sur l'ensemble du haut fourneau, les différences sont hétérogènes et sont plus importantes sur le côté gauche du haut fourneau (voir 6.23 panneau du milieu). L'aléatoire de la méthode d'échantillonnage avec distribution de probabilité différente affecte surtout les côtés du haut fourneau.

DIFFÉRENCES DUES À UNE MODIFICATION DE LA DENSITÉ DANS LA ZONE DE FUSION

Dans ce test, les deux modèles ont été construits avec un flux CORSIKA et des données réelles. La seule différence porte sur la valeurs de la densité au niveau de la zone de fusion mise dans le modèle de densité avec pour le modèle n°1 $d = 1.5 \text{ g cm}^{-3}$ et pour le modèle n°2 $d = 1.6 \text{ g cm}^{-3}$. Sur la figure 6.24, les zones où se trouvent les différences de densité les plus importantes sont situées en bas du haut fourneau, c'est une zone où peu de données sont collectées donc elle est source de beaucoup de bruit. Au centre haut du détecteur il y a aussi quelques zones plus denses. En revanche, les différences sont nulles pour la densité de la coque. Sur l'ensemble du haut fourneau, les différences sont inhomogènes. Finalement ces conclusions sont identiques à celles du test précédent et les différences semblent être seulement dues au caractère aléatoire de l'inversion.

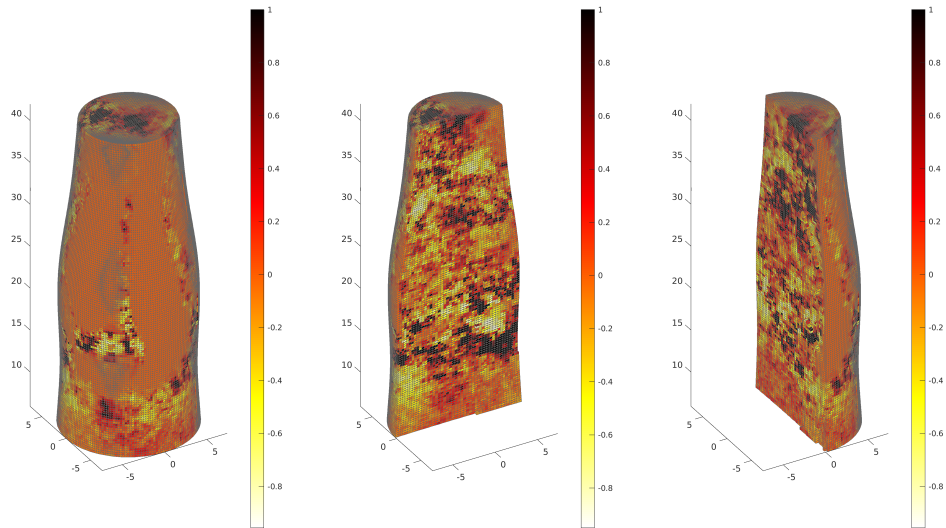


FIGURE 6.21 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée avec deux modèles identiques et le même jeu de données réelles. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

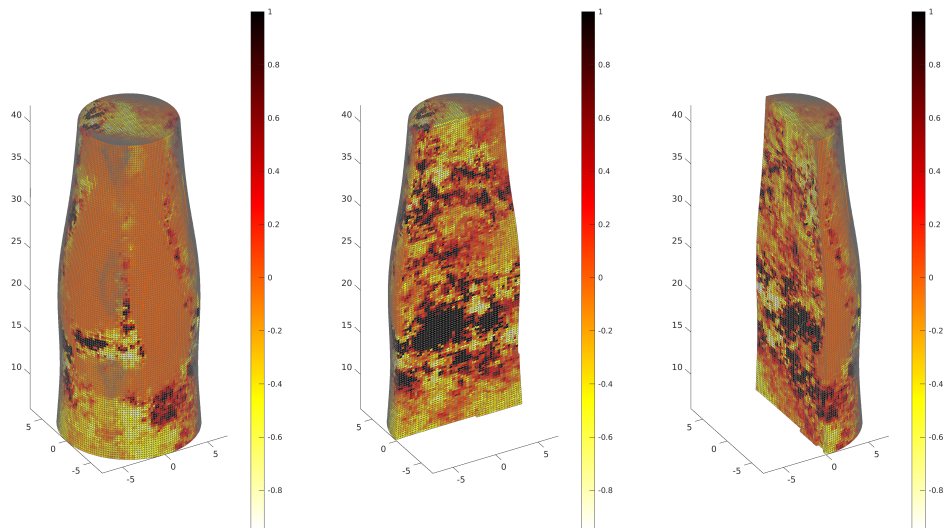


FIGURE 6.22 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée avec une modification du nombre de modèles enregistrés dans la méthode de MCMC pour un même modèle de flux. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

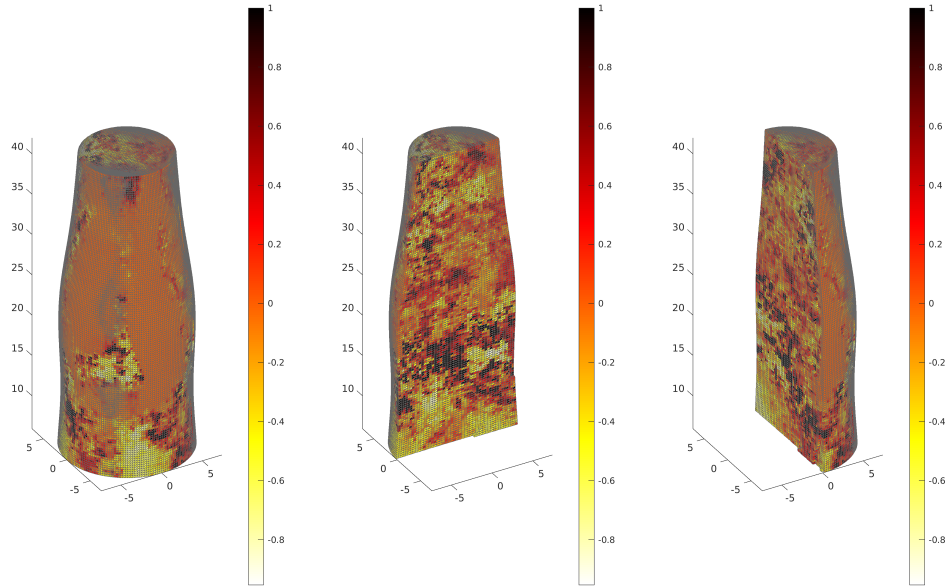


FIGURE 6.23 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée pour tester la variabilité de la méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov avec un même modèle de flux et un même jeu de données. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

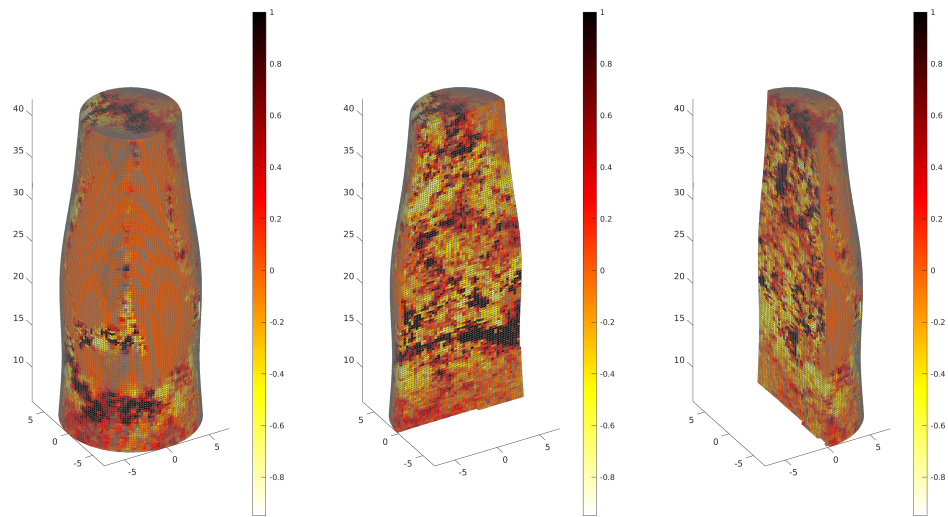


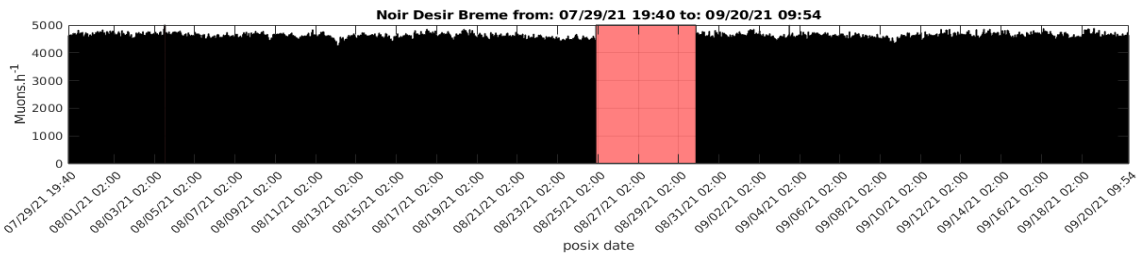
FIGURE 6.24 : Différence relative de la répartition de densité moyenne dans le haut fourneau calculée avec une valeur différente de densité de la zone de fusion pour un même modèle de flux. Les axes (XYZ) sont en mètre et les valeurs en %.

6.4 Suivi de l'activité du haut fourneau : influence des paramètres environnementaux

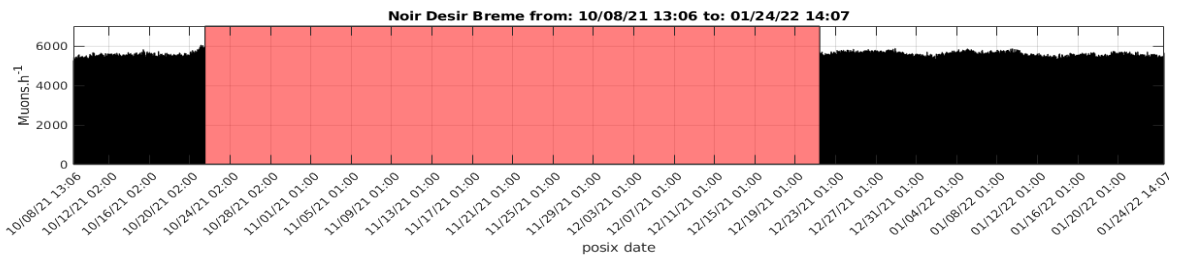
6.4.1 Taux de muons des différentes muographies *Tomo*

Le nombre de muons enregistré par un télescope/détecteur est différent pour chaque position du détecteur. Sur la figure 6.25, les taux de muons enregistrés pour chacune des 3 positions/acquisitions sont présentés pour les Tomo 1-2-3. Pour 4000 muons/h observés soit environ 67 muons/s, d'après la partie 4.5.2, nous pourrions observer une variation de 2% d'opacité au bout de quelques heures avec un flux de cet ordre. Cependant, comme les valeurs des densités sont proches d'une couche à l'autre, un temps de mesure plus important est nécessaire. Par ailleurs, le taux de muons enregistré est supérieur en position 2 à cause de la part importante de flux à ciel ouvert qui a pu être détecté. Pour chaque emplacement, nous avons laissé le télescope en acquisition pendant l'équivalent de deux mois, arrêts compris. La sous-section suivante est dédiée à l'estimation de l'influence des paramètres atmosphériques sur nos flux de muons mesurés.

Position 1 :



Position 2 :



Position 3 :

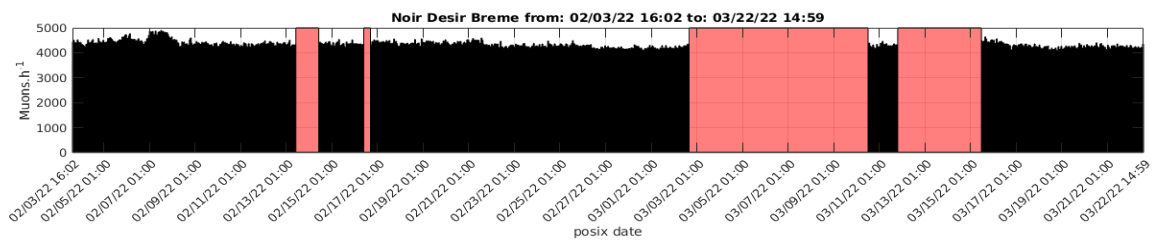


FIGURE 6.25 : Taux de muons enregistrés pour chacune des 3 positions : Tomo 1-2-3. Les zones roses correspondent à des périodes sans données

6.4.2 Effet de la pression sur le flux de muons

Les variations de la pression, comme celle d'opacité de l'atmosphère affectent le flux de muons mesuré au sol en augmentant les probabilités de désintégration des particules parentes. En effet, dans Jourde et al. [136] une expérience menée sur un château d'eau (de faible opacité) a montré que les variations de flux étaient anti-corrélées à celles de la pression.

L'influence de la pression atmosphérique sur le flux relatif de muons se modélise au premier ordre par :

$$\frac{\phi - \phi_0}{\phi_0} = \beta_p \times (P - P_0) \quad (6.2)$$

où le membre de gauche représente le flux de muons relatif, P la pression, P_0 la pression moyenne sur toute la durée de l'expérience et β_p un coefficient linéaire en hPa^{-1} .

Dans le cas de notre expérience à ArcelorMittal de Brême en Allemagne, nous avons eu accès aux mesures de la pression locale sur toute la durée des expériences. Il est aussi possible de télécharger les données de pression d'ERA5 de Copernicus. Sur la figure 6.29 (en bas), la pression P à Brême en Allemagne est tracée en fonction du temps. Les variations ne sont pas constantes sur l'ensemble des mois présentés et peuvent atteindre jusqu'à plusieurs dizaines de mbar.

Nous avons choisi de calculer les corrélations pression/flux pour chaque position séparément parce que les détecteurs ne sont pas sensibles à la même opacité d'un emplacement à un autre. En réalisant un ajustement linéaire entre les données de flux et celles de pression au sol, nous obtenons les coefficients barométriques β_p (hPa^{-1}), leur erreur ainsi que le coefficient de corrélation de l'ajustement dans le tableau 6.2. Les valeurs de corrélations entre la pression et le flux varient dans le temps d'après le tableau 6.2 : elle est forte pour Tomo 2 au mois d'octobre mais faible en décembre.

Tomographie (Tomo n°)	β_p hPa^{-1}	Erreur (RMS)	Coefficient de corrélation
1- Totale	-0.0011	1.3%	0.77
2- Totale	- 0.0015	0.9%	0.80
2- Décembre + Janvier	- 0.0011	1.1%	0.81
2- Octobre	- 0.0019	0.9%	0.93
2- Décembre	- 0.00090	0.9%	0.55
2- Janvier	- 0.0012	0.87%	0.89
3 - Totale	- 0.0018	1%	0.47

TABLE 6.2 : Coefficients barométriques des différentes expériences de tomographie autour du HF.

Un résultat de l'ajustement linéaire est tracé sur la figure 6.26 et nous avons réalisé le même travail pour toutes les positions (et mois) afin d'évaluer les coefficients β_p . Une augmentation

de la pression atmosphérique entraîne une baisse du flux de muons relatif dans toutes les tomographies "Tomo". Pour une diminution de 10 hPa en octobre, le flux augmente de 2%, alors qu'en décembre ce n'est que de 0.8% et de 1.2 % en janvier. Pour la Tomo 2, la sensibilité du flux à la pression est plus importante en octobre qu'en décembre par exemple. Or nous pouvons voir sur la figure 6.29 (en bas) que la pression ambiante est haute mi-octobre et basse fin décembre. La sensibilité du flux de muons à la variation de pression apparaît plus importante dans des épisodes de haute pression.

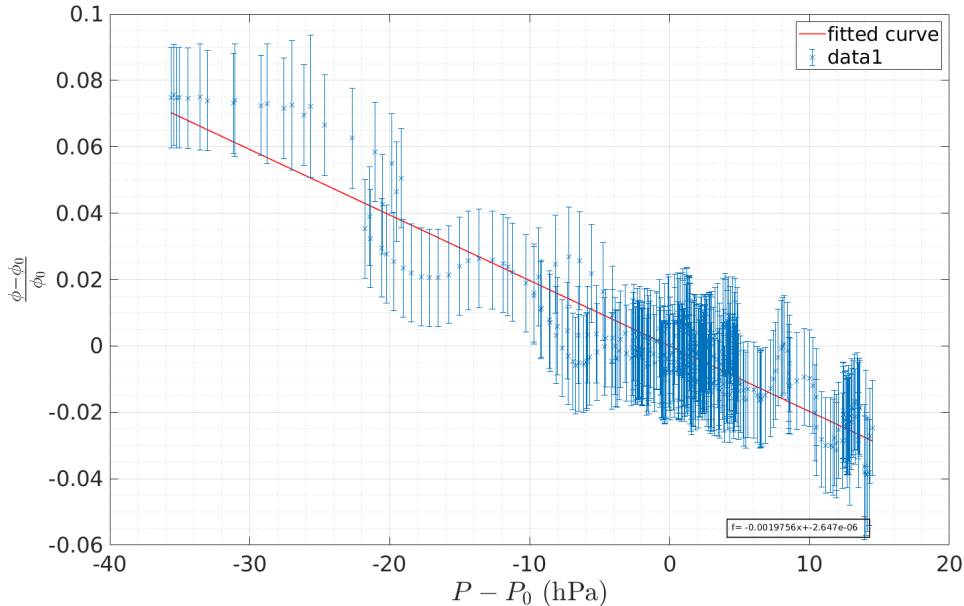


FIGURE 6.26 : Ajustement linéaire de la pression et du flux de muons de la Tomo 2 du mois d'octobre. $P - P_0$ est l'écart à la moyenne de la pression. Les erreurs associées aux flux sont des écarts-types fixés à 2σ .

FLUX DE MUONS CORRIGÉ DE LA PRESSION

Pour étudier la corrélation entre le flux de muons et d'autres paramètres liés au fonctionnement du haut fourneau, nous corrigeons le flux de la pression. En ne tenant pas compte du coefficient β_p dans notre flux, un biais s'impose dans la résolution du problème inverse et l'opacité est faussée. Dans la situation de Tomo 2 nous avons vu sur la figure 6.16, par exemple, que le détecteur ne ciblait pas le centre du haut fourneau. Une part importante du flux de muons enregistré par le détecteur est à ciel ouvert c'est-à-dire qu'aucun obstacle n'est traversé par ces muons. Seul le flux de muons qui a traversé le HF nous intéresse pour étudier la corrélation entre le flux et les paramètres de fonctionnement du HF. En réalisant une régression linéaire sur le flux à ciel ouvert de Tomo 2 du mois d'octobre, nous trouvons un coefficient $\beta_p = -0.0011$ contre $\beta_p = -0.0027$ pour les muons ayant traversé le haut fourneau. Il faut donc corriger indépendamment les flux de muons des deux catégories : avec et sans la condition à ciel ouvert. Sur la figure 6.27, nous avons tracé sur le même graphe le flux de muons sans correction (en bleu) et celui corrigé de la pression (en rouge) avec le flux à ciel ouvert (sous-figure du haut) et le flux qui a traversé le haut fourneau (sous-figure du bas) pour la Tomo 2 au mois d'octobre. Le flux à ciel ouvert semble moins sensible aux grandes

variations de pression, comme celles mesurées le 21 octobre sur la figure du bas 6.27. Les flux corrigés et mesurés divergent ce jour à cause d'une grande et soudaine variation de pression.

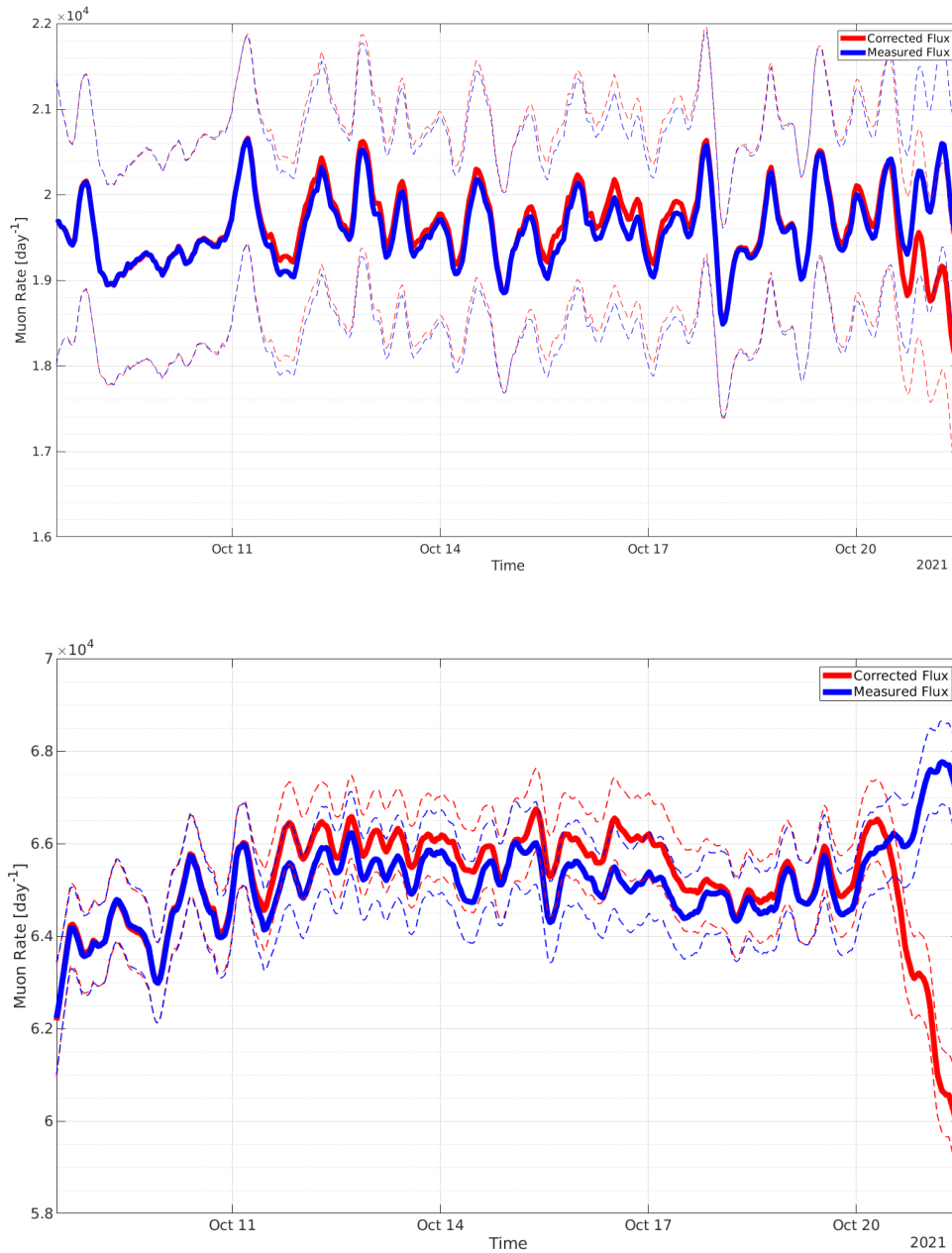


FIGURE 6.27 : Flux de muons mesurés (en bleu) et corrigés de la pression (en rouge). Les erreurs associées aux flux sont des écarts-types fixés à 2σ .

En haut : partie du flux mesurée à ciel ouvert

En bas : partie du flux qui a traversé le haut fourneau

6.4.3 Effet de la température sur le flux de muons

Dans Tramontini et al. [223], le flux de muons est corrélé à des changements de température au niveau de la stratosphère. Cela conduit à des intensités de production de muons variables avec l'altitude. Les couches les plus chaudes de l'atmosphère, donc moins denses, produisent davantage de muons.

Le flux de muons souterrain, ayant traversé une forte opacité, montre une dépendance avec la température de la stratosphère. Une augmentation de la température dans cette couche entraîne une baisse du profil de densité. Cette dernière a pour conséquence de diminuer la probabilité des pions et des kaons d'interagir avec les particules de l'atmosphère. Davantage de mésons vont se désintégrer pour produire plus de muons énergétiques. L'hiver, l'effet est contraire, les mésons vont davantage interagir avec les molécules de l'atmosphère et engendrer des muons de plus basse énergie [233]. De plus, si l'atmosphère est plus chaude, les muons seront créés plus haut en altitude et leur temps de parcours dans l'atmosphère va augmenter. L'énergie moyenne des muons va avoir tendance à diminuer. Enfin, les variations de température à long terme (comme la SSW : basse température aux latitudes moyennes) et court terme peuvent affecter le flux de muons, même pour de basses latitudes.

TEMPÉRATURE EFFECTIVE

L'influence des différentes couches est théorisée sous la forme d'une température dite effective. Elle est définie dans Grashorn et al. [106] comme la température "apparente" d'une atmosphère isotherme qui produirait la même intensité de pions/kaons qu'une atmosphère réelle. La température effective se calcule ainsi :

$$T_{eff} = \frac{\int_0^\infty W(X)T(X)dX}{\int_0^\infty W(X)dX} \quad (6.3)$$

où $T(X)$ est la température mesurée en fonction de la profondeur atmosphérique X (la masse d'air d'une colonne d'air à un niveau donné). $W(X)$ est la part relative de production des muons pour une profondeur atmosphérique. Ces poids dépendent d'une énergie seuil décrite par une équation de diffusion de production de muons dans l'atmosphère. L'énergie seuil est l'énergie requise pour qu'un muon traverse un objet d'opacité donnée avant d'atteindre le détecteur. T est établi pour les niveaux de pression définis dans le modèle *ERA5*. T_{eff} varie en fonction de l'angle zénithal et peut être affectée par des erreurs systématiques [10].

L'influence de la température effective sur le flux relatif de muons s'écrit au premier ordre :

$$\frac{\phi - \phi_0}{\phi_0} = \beta_{T_{eff}} \frac{T_{eff} - \langle T_{eff} \rangle}{\langle T_{eff} \rangle} \quad (6.4)$$

En réalisant un ajustement linéaire entre les données de flux et celles de la température effective calculée avec des données ERA5, nous évaluons $\beta_{T_{eff}}$. La température n'a d'effet sur le flux enregistré que si l'opacité de l'objet muographié est importante.

Sur la figure 6.28 (au milieu), la température effective relative de Brême est tracée en fonction du temps en octobre 2021 (Tomo 2). Sur cette même figure (en bas), la variation

de pression $P - P_0$ est représentée et les deux paramètres ajustent le flux de muons sur la sous-figure du haut.

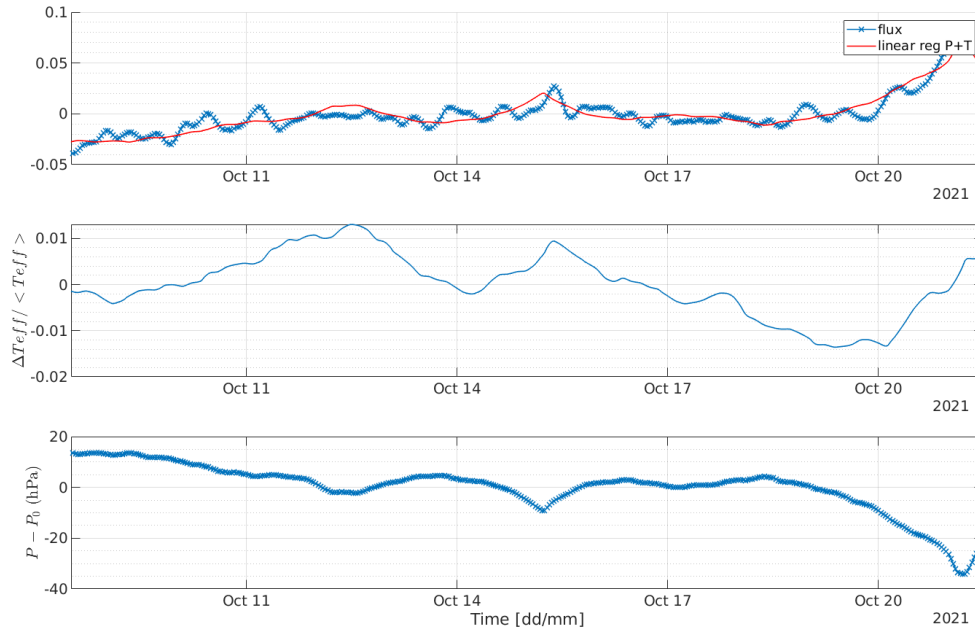


FIGURE 6.28 : Flux relatif de muons (*en haut*), variation de pression $P - P_0$ (*en bas*), et température effective relative (*au milieu*) en fonction du temps pour la Tomo 2 au mois d'octobre. En rouge sur la sous-figure du *haut*, un ajustement linéaire avec les deux paramètres est tracé.

Les ajustements linéaires réalisés avec la température ne sont pas concluants et nos flux de muons ne semblent pas sensibles aux variations de température de la haute atmosphère sur les périodes étudiées. Ils sont donc davantage affectés par les variations de pression. Ce résultat est cohérent avec les valeurs d'opacité rencontrées, au maximum de 50 mwe, donc faibles (inférieures à celles de Tramontini et al.[223] : 700 mwe). Pour améliorer le résultat de l'ajustement linéaire, il faudrait étudier seulement des muons qui ont traversé une très grande opacité pour ne conserver que les muons énergétiques considérés comme corrélés aux variations de la T_{eff} . D'après Grashorn et al[106], une opacité minimale de 50 mwe serait nécessaire pour filtrer les muons de plus basse énergie. En effet, ils citent également un effet de température anticorrélé avec le flux de muons de basse énergie. Ces muons ont si peu d'énergie qu'ils se désintègrent rapidement, produisant un déficit de muons anticorrélés aux changements positifs de température. Par ailleurs, dans Jourde et al.[136], ils utilisent le coefficient barométrique β_p pour tenir compte des effets de température (au niveau de production donc différent de la T_{eff}) et de pression simultanément. Nous pouvons considérer ce β_p comme un coefficient qui tient compte de la "densité" de l'atmosphère (donc de la pression et de la température). Notre expérience ne permet pas de filtrer les muons de basse énergie du fait de la faible opacité de la structure. C'est pourquoi, nous affirmons que l'effet de pression décrit ci-dessus (anticorrélé au flux) est dominant sur l'effet de la température effective, elle-même seulement corrélée aux muons de haute énergie.

6.5 Paramètres liés au fonctionnement du haut fourneau

Même si nos flux de muons mesurés apparaissent majoritairement sensibles aux variations de pression, d'autres paramètres tels que le taux de coke au niveau de la zone de fusion et la pression de soufflage dans le haut fourneau varient pendant nos prises de mesures (voir la figure 6.29). Un haut fourneau est considéré en fonctionnement quand de l'air est injecté dans celui-ci, mesuré par la valeur de la pression de soufflage (voir sous-section 5.2.3). À l'arrêt, la densité dans le HF est plus grande et la "colonne" intérieure plus tassée. De plus, quand la pression de soufflage augmente, de fines particules d'aggloméré prennent la place du gaz et la densité dans le HF augmente. Par ailleurs, une fraction importante de coke au niveau de la zone de fusion signifie que la densité associée est plus faible qu'à l'accoutumée. Plusieurs paramètres peuvent donc affecter le flux de muons en modifiant la densité à l'intérieur : la fraction de particules fines, l'arrêt du HF et l'ajout de coke. Nous avons testé leur effet sur le taux de muons mesuré.

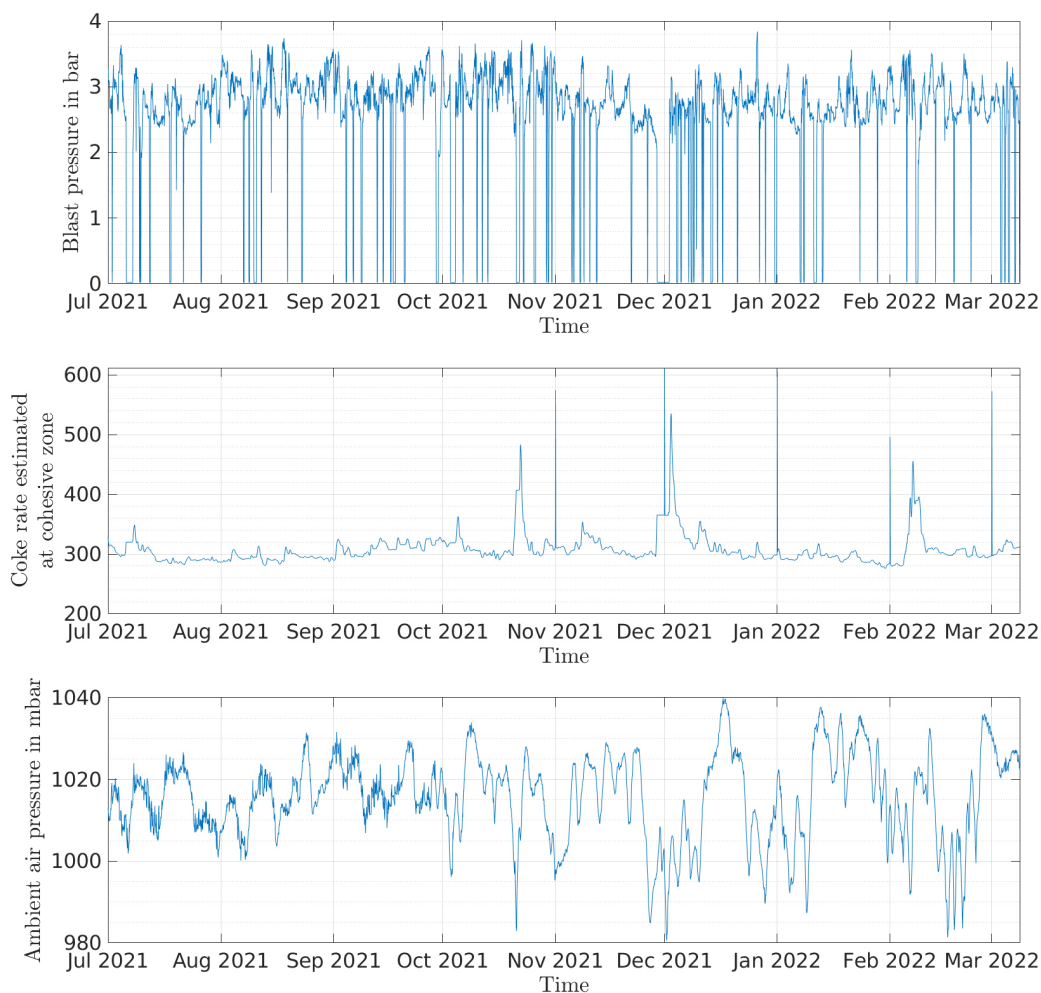


FIGURE 6.29 : Pression de soufflage (*en haut*), taux de coke estimé au niveau de la zone de fusion (*au milieu*) et pression ambiante (*en bas*) à ArcelorMittal Brême en Allemagne pendant la durée de nos expériences.

6.5.1 Pression de soufflage

Lorsque la pression dite de "soufflage" est à 0 bar, le haut fourneau est considéré comme à l'arrêt. L'injection d'air est suspendue mais la matière dans le HF se tasse (voir la sous-section 5.2.3). Sur la figure 6.30, nous avons tracé le taux de muons par jour qui a traversé le HF (en bleu), son homologue corrigé de la pression (en noir) et la pression de soufflage (en rouge) pour la Tomo 2 en octobre (en haut) et en janvier (en bas).

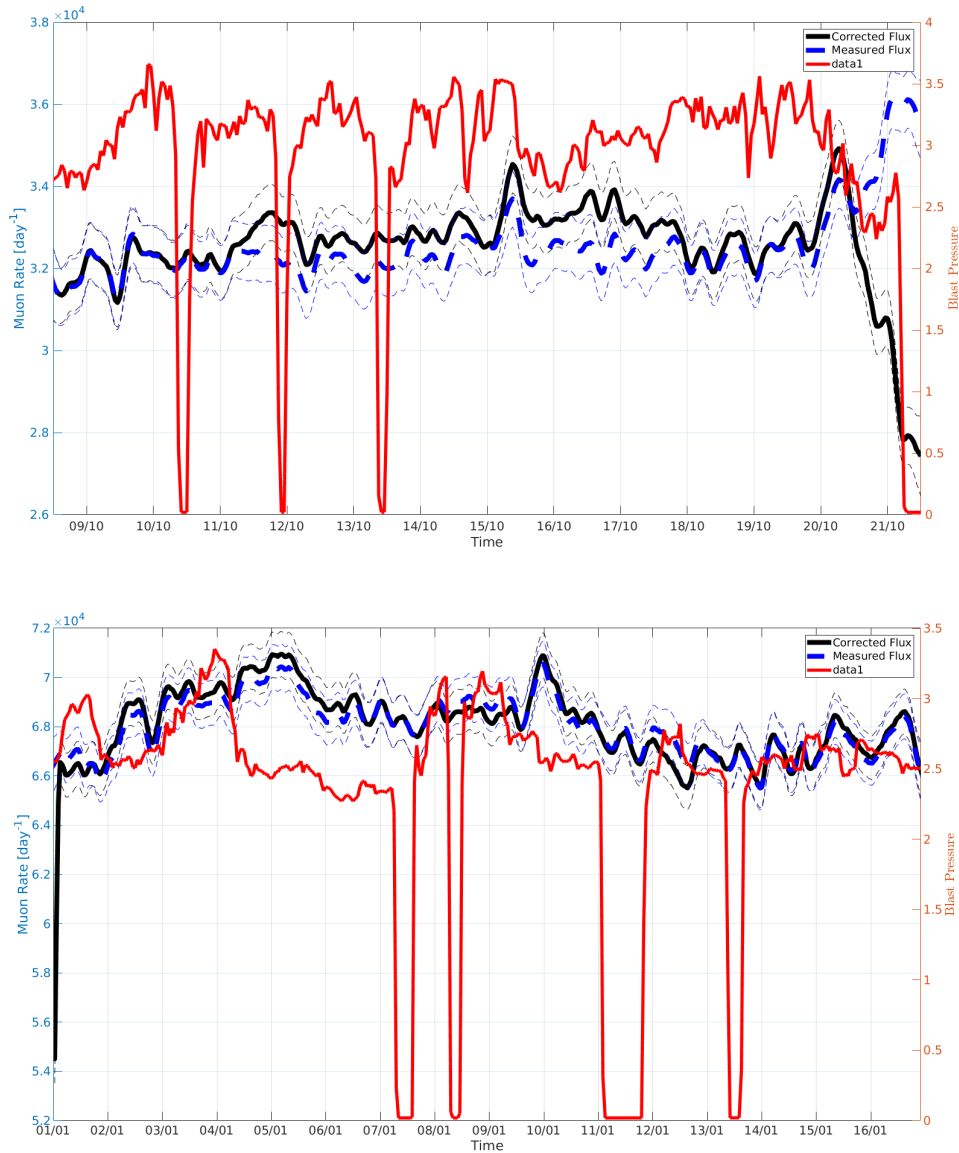


FIGURE 6.30 : Taux de muons par jour, le flux de muons corrigé de la pression ambiante et la pression de soufflage (axe en Y à droite) en fonction du temps :
 - *en haut* : Tomo 2 (octobre),
 - *en bas* : Tomo 2 (janvier).

Au mois d'octobre le haut fourneau a été à l'arrêt plusieurs fois de manière brève sans qu'un sursaut du taux de muons ne soit visible sur la figure. La tendance de la courbe de pression de soufflage ne semble pas suivre celle des muons. Nous allons cependant essayer d'ajouter ce paramètre à l'ajustement linéaire du flux de muons avec variables multiples (voir sous-section 6.5.3) pour améliorer la précision.

6.5.2 Taux de coke dans la zone de fusion

Nous testons la sensibilité du flux de muons (corrigeé de la pression) qui a traversé le haut fourneau au taux de coke estimé dans la zone de fusion CR avec un ajustement linéaire comme fait précédemment avec la pression et la température sur la figure 6.31 pour la Tomo 2 au mois d'octobre. Le coefficient de linéarité γ_{CR} est défini par :

$$\frac{\phi - \phi_0}{\phi_0} = \gamma_{CR} \frac{CR - \langle CR \rangle}{CR} \quad (6.5)$$

En octobre, nous trouvons $\gamma_{CR} = -0.013 (\pm 1\%)$ avec un coefficient de corrélation de 0.76. Le taux de coke dans la zone de fusion et le flux de muons corrigé de la pression semblent anti-corrélés l'un à l'autre : quand le taux de coke augmente le flux de muons diminue. Nous pensions à première vue qu'avec plus de coke dans la zone de fusion, le flux de muons augmenterait, donc que les deux quantités seraient corrélées. Cependant, quand le taux de coke est haut, le haut fourneau est stoppé et les matériaux descendent, tout comme la zone de fusion donc la densité dans le haut fourneau augmente.

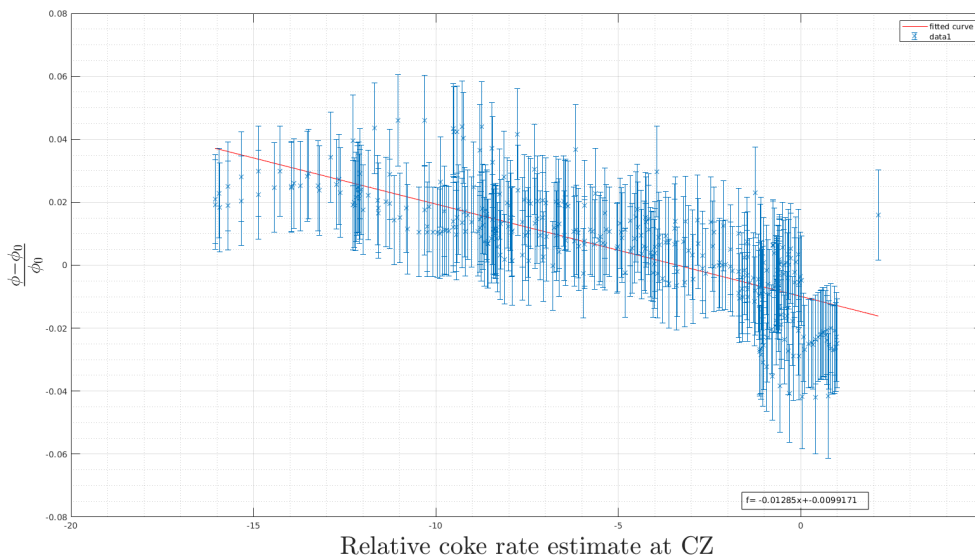


FIGURE 6.31 : Ajustement du flux relatif de muons qui a traversé le haut fourneau et corrigé de la pression, avec le taux de coke estimé relatif dans la zone de fusion pour la Tomo 2 (octobre).

Pour les autres mois et positions, les corrélations ne sont pas aussi prononcées, surtout pour les mois de décembre et janvier où le coefficient de corrélation est inférieur à 0.5. Nous allons cependant essayer d'ajouter ce paramètre à l'ajustement linéaire avec variables multiples pour gagner en précision (voir sous-section 6.5.3).

6.5.3 Ajustement linéaire avec plusieurs paramètres

Nous avons effectué des ajustements linéaires à variables multiples sur le flux relatif de muons en commençant par tester la pertinence d'un ajustement avec pression ambiante et température effective. Puis nous avons ajouté le taux de coke au niveau de la zone de fusion (voir figure 6.32) pour finir sur un ajustement à 4 variables en complétant par la pression de soufflage. Les régressions linéaires ne semblent pas être différentes à vue d'œil.

Nous avons évalué la pertinence de nos ajustements avec le coefficient de détermination linéaire de Pearson, noté R^2 qui mesure la qualité de la prédiction d'une régression linéaire. Ces coefficients sont présentés dans le tableau 6.3. Ils augmentent quand nous ajoutons des variables supplémentaires à la pression dans la régression linéaire avec le flux de muons, mais pas de manière significative (seulement quelques pour cents).

La pression apparaît être le paramètre qui influence le plus le taux de muons mesuré au sol. En octobre, en période de haute pression le taux de coke dans la zone de fusion semble pourtant bien corrélé au flux de muons corrigé de la pression. La section suivante comporte des tests de résolution de problème inverse à des périodes particulières où il y a un pic de taux de coke par exemple (voir 6.29 (milieu) où ces pics sont visibles).

Tomo	Coefficient de Pearson Pression + Teff	Coefficient de Pearson pression + Teff + coke	Coefficient de Pearson pression + Teff + coke + pression de soufflage
1- Totale	0.45	0.45	0.571
2- Octobre	0.831	0.861	0.867
2- Décembre	0.572	0.626	0.648
2- Janvier	0.753	0.755	0.759
3 - Totale	0.786	0.788	0.791

TABLE 6.3 : Coefficients de Pearson des différentes Tomo avec un nombre croissant de variables présentes dans la régression linéaire faite avec le flux de muons relatif.

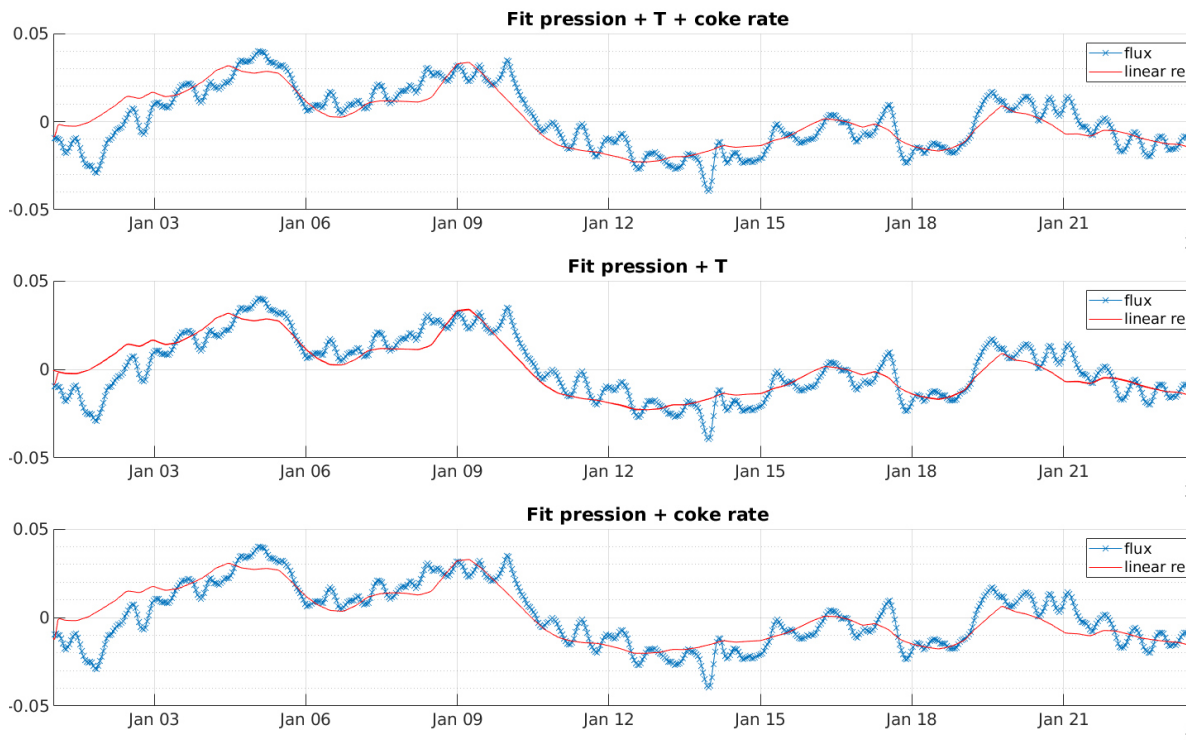


FIGURE 6.32 : Régression linéaire (en rouge) du flux relatif de muons qui ont traversé le haut fourneau (en bleu) avec plusieurs variables pour la Tomo 2 (janvier) :

- *en haut* : pression, température effective et taux de coke estimé dans la zone de fusion,
- *au milieu* : pression et température effective,
- *en bas* : pression et taux de coke estimé dans la zone de fusion.

6.5.4 Champ 3D à des périodes précises

Nous avons sélectionné des périodes dans chacune des acquisitions avec un comportement semblable (voir figure 6.29) :

1. pour des périodes de basse pression
2. à des moments où des pics de taux de coke sont visibles

Ces deux conditions ont été testées dans des inversions séparément.

PÉRIODES AVEC PICS DE TAUX DE COKE

Ce test n'était pas concluant, peut-être parce que les périodes sélectionnées sont trop courtes ou que le phénomène est trop rapide pour être vu avec la muographie. Les images de répartitions de densité sont beaucoup trop bruitées car trop peu de muons sont mesurés et certaines zones ne peuvent être reconstruites.

PÉRIODES DE BASSE PRESSION

Les résultats présentés sur la figure 6.33 sont sensiblement les mêmes que sur la figure 6.18 (sans sélection temporelle). Les seules différences observées, comme par exemple au niveau de la zone de basse densité visible sur la coque, sont expliquées par le choix restreint de période de temps : moins de données sont inversées donc le bruit associé augmente. Nous pourrions réaliser ce test sur une acquisition en simultané de 3 détecteurs autour du haut fourneau pour en voir les effets.

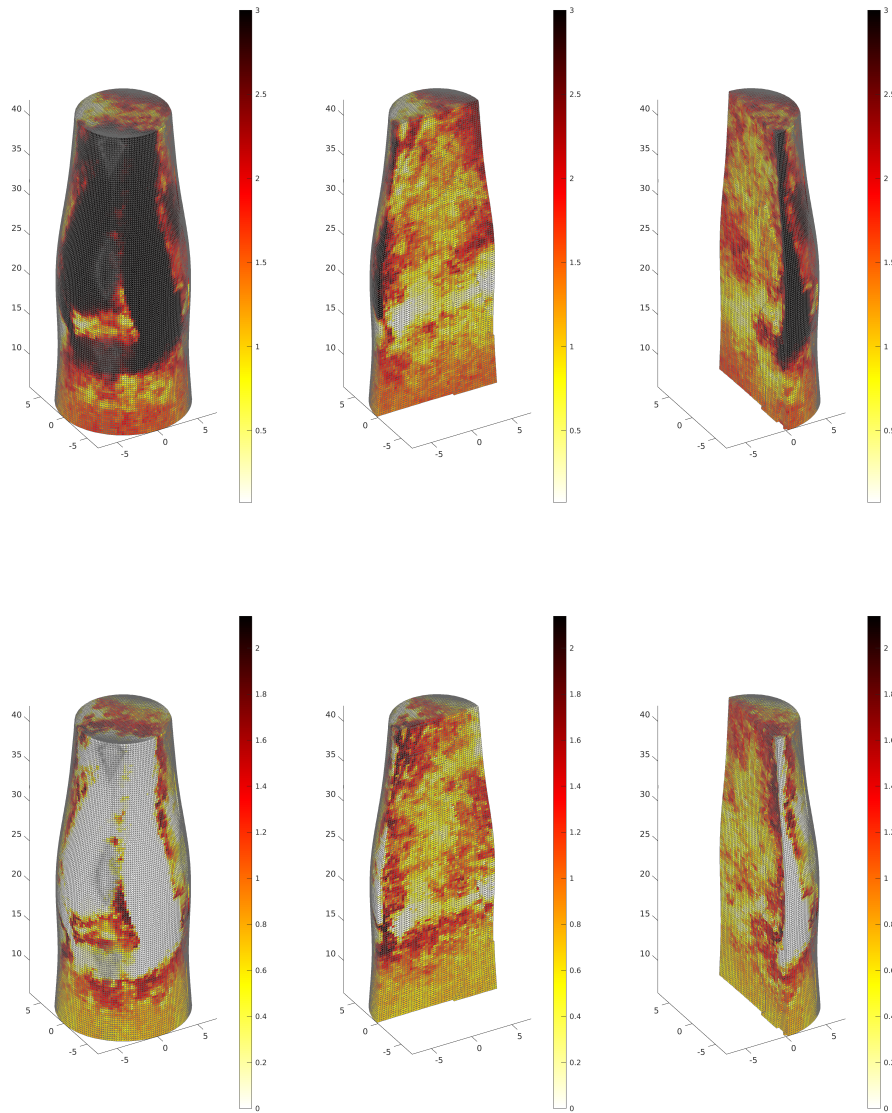


FIGURE 6.33 : Résultats de l'inversion de données réelles en période de basse pression en utilisant un flux théorique modélisé avec CORSIKA à Brême pour le calcul de la perte de flux.

- *en haut* : répartition de la **densité moyenne** dans le haut fourneau,
- *en bas* : répartition de l'**écart-type** de la densité dans le haut fourneau.

6.6 Conclusion et perspectives

Nous avons réalisé une expérience de muographie sur un haut fourneau d'ArcelorMittal à Brême en Allemagne. Nous avions pour objectif d'imager la structure interne de cette structure. Nous espérons pouvoir distinguer clairement l'emplacement de la zone de fusion qui s'avère être la pièce maîtresse de la productivité d'un fourneau. La reconstruction en 3D de la répartition de la densité a été un franc succès. À cause de retards multiples liés à la crise sanitaire du COVID-19, nous n'avons utilisé qu'un seul détecteur que nous avons positionné à 3 endroits autour du HF. Nous nous sommes servis d'un programme d'inversion sur nos données de muons mesurées par la méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC). Cet algorithme se montre stable (peu de variations entre 2 modèles identiques) et plutôt rapide même avec un nombre de modèles enregistrés conséquents. Les résultats de l'inversion 3D avec l'utilisation de CORSIKA ou Tang montrent que les estimations de l'opacité sont fortement influencées dans les régions d'angle zénithal compris entre 70 et 90° et spécialement pour les zones de faible opacité. Nous validons encore une fois l'intérêt de la simulation de flux précis développée dans la partie 1 avec CORSIKA qui augmente la précision du flux aux hauts angles zénithaux. Pour rappel, le flux théorique de CORSIKA est aussi dépendant des conditions atmosphériques et doit être adapté à la saison où les acquisitions ont été réalisées. Une incertitude de 10% sur le flux entraîne une erreur de 4% sur l'opacité.

Les images 3D obtenues ne sont qu'une moyenne de la répartition de la densité mais sont tout à fait réalistes et validées par les opérateurs des hauts fourneaux d'ArcelorMittal à Brême et de Maizières Research. Les contrastes de densité sont flagrants et tout particulièrement pour la coque et la zone de fusion qui se distinguent clairement. Une reconstruction 3D avec 3 détecteurs en acquisition synchrone permettrait de distinguer la zone de fusion et sa forme en simultané.

Dans la même logique, nous pourrions effectuer un suivi de l'activité à l'intérieur du HF. En effet, nous avons évalué l'effet de la variation de pression atmosphérique sur le flux de muons mesuré et nous sommes capables de le corriger de cet impact. Le flux mesuré et corrigé semble sensible aux variations de taux de coke au niveau de la zone de fusion. Tous ces éléments liés à la composition ou à la forme de la zone de fusion permettront aux opérateurs des hauts fourneaux d'adapter leur chargement de matériaux en fonction de l'état de cette zone.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La muographie est une technique d'imagerie basée sur l'absorption différentielle d'un flux de particules incidentes, les muons, par la cible étudiée. Les muons sont des particules élémentaires qui ont la propriété de traverser des matériaux (de faible Z) en ligne droite au premier ordre, jusqu'à plusieurs kilomètres de distance, et dont l'absorption relative permet de générer des images par densitométrie de contraste, comme une radiographie clinique standard. Cette technique permet de déduire la densité d'un objet en suivant le nombre de muons reçus par un détecteur, avant et après avoir traversé une structure. La quantité de densité rencontrée par un muon sur son chemin minimise sa probabilité de survie de manière prévisible, diminuant ainsi le flux moyen reçu par un détecteur [198]. La direction incidente (définie par l'angle zénithal) des muons détectés est reconstruite au moyen d'un détecteur composé de 3 panneaux de scintillateurs [164], [154], permettant de produire des images de densité 2D (ou 3D).

Pour évaluer le degré d'absorption causé par la densité des structures, il y a deux éléments clés : (1) le flux d'entrée (flux à ciel ouvert) qui est déduit théoriquement, et (2) le flux de sortie, mesuré par un détecteur. Cependant, en raison de la diversité des conditions d'observation possibles (altitude, longitude, latitude, vents solaires, conditions météorologiques, champ géomagnétique...) du flux à ciel ouvert, il est difficile de l'estimer correctement. Dans la partie 1 de cette thèse, nous avons amélioré la manière actuelle dont cette estimation est faite pour l'appliquer à l'imagerie d'une structure industrielle. Nous avons fait appel à CORSIKA, un modèle d'interaction nucléo-hadronique piloté par Monte Carlo, utilisé pour la simulation des gerbes cosmiques [124]. Nous avons simulé l'influence des conditions atmosphériques sur la production des muons, ainsi que l'effet du champ géomagnétique et de l'altitude du détecteur. Ces deux approches permettent de surmonter les problèmes liés aux angles zénithaux extrêmes. L'inter-comparaison des modèles analytiques, des flux CORSIKA et des mesures en laboratoire a été utilisée comme moyen de valider notre simulation numérique CORSIKA.

Dans la seconde partie, nous avons appliqué la muographie sur une structure industrielle : le haut fourneau. Jusqu'à maintenant aucune méthode d'imagerie ou de contrôle continu, non invasive et non destructive, n'était utilisée dans ce contexte. Cette imagerie doit permettre de

contraindre les modèles dynamiques de production de l'acier à différents stades. Une expérience de faisabilité de la muographie a été menée en 2017 à ArcelorMittal de Fos/mer par l'IP2I de Lyon. Elle a permis de mettre en évidence d'importants contrastes de densité et de valider l'intérêt de l'application de la méthode. Nous avons renouvelé l'expérience de juillet 2021 à mars 2022 en mesurant le flux de muons à partir de 3 positions autour du haut fourneau d'ArcelorMittal de Brême en Allemagne. Nous avons obtenu une image 3D de la structure interne d'un haut fourneau en utilisant un algorithme de résolution du problème inverse par méthode de Monte Carlo par Chaines de Markov (MCMC) à partir de données de flux de muons. La stabilité et la précision de la technique ont été évaluées et nous avons pu très clairement distinguer la position et la forme de la zone de fusion, élément clef de la productivité d'un haut fourneau. Les flux de muons théoriques développés dans la première partie de la thèse ont été appliqués. Ils nous ont permis de tenir compte des effets géodésiques et atmosphériques sur le flux de muons et ils ont ainsi contribué à l'amélioration de la précision dans la reconstruction de l'opacité (quantité de matière traversée le long d'une trajectoire). En effet, l'estimation de l'opacité semble fortement influencée dans la région des angles zénithaux de 70 à 90°, en particulier pour les zones à faible opacité. Enfin, nous avons aussi pu réaliser un suivi du haut fourneau et de certains de ses paramètres de fonctionnement (pression de soufflage, taux de coke dans la zone de fusion, etc...) en corrigeant le flux des paramètres environnementaux comme la pression atmosphérique.

Par ailleurs, notre outil de simulation avec CORSIKA sera utilisé conjointement avec l'algorithme d'inversion MCMC dans de multiples applications pour obtenir des images de contrastes de densité précises. En outre, nous avons mis en évidence le profit de l'application de la méthode de muographie sur un haut fourneau cependant nos analyses peuvent encore être améliorées. À cause de multiples retards liés à la crise sanitaire du COVID-19, nous n'avons utilisé qu'un seul détecteur (prêté par l'IP2I) que nous avons positionné à plusieurs endroits autour du haut fourneau. Une acquisition conjointe de plusieurs détecteurs permettrait d'améliorer la capacité d'imagerie structurelle et fonctionnelle. On développerait ainsi un instrument de mesure et de contrôle de la zone de fusion. Ceci permettrait aux opérateurs des hauts fourneaux d'adapter les chargements en coke, d'augmenter la productivité et de diminuer les émissions de CO_2 . Cette perspective n'est pas négligeable et elle est digne d'intérêt dans une période de crise climatique ...

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RU Abbasi, T Abu-Zayyad, M Allen, Y Arai, R Arimura, E Barcikowski, JW Belz, DR Bergman, SA Blake, I Buckland, et al. Observation of variations in cosmic ray single count rates during thunderstorms and implications for large-scale electric field changes. *arXiv preprint arXiv :2111.09962*, 2021.
- [2] Aous A Abdo, Markus Ackermann, WB Atwood, R Bagagli, Luca Baldini, Jean Ballet, DL Band, Guido Barbiellini, Matthew G Baring, J Bartelt, et al. Fermi large area telescope observations of the Vela pulsar. *The Astrophysical Journal*, 696(2) :1084, 2009.
- [3] B Abi, R Acciarri, MA Acero, M Adamowski, C Adams, D Adams, P Adamson, M Adinolfi, Z Ahmad, CH Albright, et al. The DUNE far detector interim design report volume 1 : physics, technology and strategies. *arXiv preprint arXiv :1807.10334*.
- [4] Babak Abi, T Albahri, S Al-Kilani, D Allspach, LP Alonzi, A Anastasi, A Anisenkov, F Azfar, K Badgley, S Baeßler, et al. Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.46 ppm. *Physical Review Letters*, 126(14) :141801, 2021.
- [5] J Abrahams, JMS Coppens, SJ de Jong, Heino Falcke, S Grebe, JR Hörandel, A Horneffer, S Jiraskova, H Schoorlemmer, and C Timmermans. The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. 2010.
- [6] P Abreu, M Aglietta, M Ahlers, EJ Ahn, I F M Albuquerque, D Allard, I Allekotte, J Allen, P Allison, A Almela, et al. Description of atmospheric conditions at the pierre auger observatory using the global data assimilation system (GDAS). *Astroparticle Physics*, 35(9) :591–607, 2012.
- [7] P Achard, O Adriani, M Aguilar-Benitez, M Van Den Akker, J Alcaraz, G Alemanni, J Allaby, A Aloisio, MG Alviggi, H Anderhub, et al. Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20 to 3000 GeV. *Physics Letters B*, 598(1-2) :15–32, 2004.

-
- [8] R Acquafredda, T Adam, N Agafonova, P Alvarez Sanchez, M Ambrosio, A Anokhina, S Aoki, A Ariga, T Ariga, L Arrabito, et al. The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam. *Journal of Instrumentation*, 4(04) :P04018, 2009.
- [9] M Actis, G Agnetta, Felix Aharonian, A Akhperjanian, J Aleksić, E Aliu, D Allan, I Allekotte, F Antico, LA Antonelli, et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA : an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy*, 32(3) :193–316, 2011.
- [10] P Adamson, I Anghel, A Aurisano, G Barr, M Bishai, A Blake, GJ Bock, D Bogert, SV Cao, CM Castromonte, et al. Observation of muon intensity variations by season with the minos near detector. *Physical Review D*, 90(1) :012010, 2014.
- [11] M Ageron, JA Aguilar, I Al Samarai, A Albert, F Ameli, M André, M Anghinolfi, G Anton, S Anvar, M Ardid, et al. ANTARES : the first undersea neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 656(1) :11–38, 2011.
- [12] M Aglietta, B Alpat, ED Alyea, P Antonioli, Giovanni Badino, G Bari, M Basile, VS Berezinsky, F Bersani, M Bertaina, et al. Upper limit on the prompt muon flux derived from the LVD underground experiment. *Physical Review D*, 60(11) :112001, 1999.
- [13] S Agostinelli, J Allison, K al Amako, J Apostolakis, H Araujo, P Arce, M Asai, D Axen, S Banerjee, G 2 Barrand, et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, 2003.
- [14] F Aharonian, AG Akhperjanian, AR Bazer-Bachi, M Beilicke, W Benbow, D Berge, K Bernlöhr, C Boisson, O Bolz, V Borrel, et al. The HESS survey of the inner galaxy in very high energy gamma rays. *The Astrophysical Journal*, 636(2) :777, 2006.
- [15] Jens Ahrens, X Bai, G Barouch, SW Barwick, RC Bay, T Becka, K-H Becker, D Bertrand, A Biron, J Booth, et al. Search for supernova neutrino bursts with the AMANDA detector. *Astroparticle Physics*, 16(4) :345–359, 2002.
- [16] EN Alexeyev, LN Alexeyeva, IV Krivosheina, and VI Volchenko. Detection of the neutrino signal from SN 1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope. *Physics Letters B*, 205(2-3) :209–214, 1988.
- [17] T Alexopoulos, G Iakovidis, and G Tsipolitis. Study of resistive micromegas detectors in a mixed neutron and photon radiation environment. *Journal of Instrumentation*, 7(05) :C05001, 2012.
- [18] R Alfaro, E Belmont-Moreno, A Cervantes, V Grabski, JM López-Robles, L Manzanilla, A Martínez-Dávalos, M Moreno, and A Menchaca-Rocha. A muon detector to be installed at the Pyramid of the Sun. *Revista mexicana de física*, 49 :54–59, 2003.
- [19] I Allekotte, AF Barbosa, P Bauleo, C Bonifazi, B Civit, CO Escobar, B García, G Guedes, M Gómez Berisso, JL Harton, et al. The surface detector system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 586(3) :409–420, 2008.

-
- [20] WWM Allison, GJ Alner, DS Ayres, WL Barrett, C Bode, PM Border, CB Brooks, JH Cobb, DJA Cockerill, RJ Cotton, et al. Measurement of the atmospheric neutrino flavour composition in soudan 2. *Physics Letters B*, 391(3-4) :491–500, 1997.
- [21] L W Alvarez, J A Anderson, F El Bedwei, J Burkhard, A Fakhry, A Girgis, A Goneid, F Hassan, D Iverson, G Lynch, et al. Search for hidden chambers in the pyramids. *Science*, 167(3919) :832–839, 1970.
- [22] G Ambrosi, F Ambrosino, R Battiston, A Bross, S Callier, F Cassese, G Castellini, R Ciaranfi, F Cozzolino, R D’Alessandro, et al. The MU-RAY project : Volcano radiography with cosmic-ray muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 628(1) :120–123, 2011.
- [23] A Anastasio, F Ambrosino, D Basta, L Bonechi, M Brianzi, A Bross, S Callier, F Cassese, G Castellini, R Ciaranfi, et al. The MU-RAY experiment. an application of sipm technology to the understanding of volcanic phenomena. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 718 :134–137, 2013.
- [24] G Anbarjafari, A Anier, E Avots, A Georgadze, A Hektor, M Kiisk, M Kutateladze, Tõnu Lepp, Märt Mägi, Vitali Pastuk, et al. Atmospheric ray tomography for low-Z materials : implementing new methods on a proof-of-concept tomograph. *arXiv preprint arXiv :2102.12542*, 2021.
- [25] C D Anderson and S H Neddermeyer. *The Production and Properties of Positrons...* PA Norstedt & Söner, 1937.
- [26] WD Apel, JC Arteaga, K Bekk, M Bertaina, J Blümer, H Bozdog, IM Brancus, P Buchholz, C Büttner, E Cantoni, et al. Muon production height studies with the air shower experiment kascade-grande. *Astroparticle Physics*, 34(6) :476–485, 2011.
- [27] WD Apel, T Asch, AF Badea, L Bahren, K Bekk, A Bercuci, M Bertaina, PL Biermann, J Blumer, H Bozdog, et al. Progress in air shower radio measurements : Detection of distant events. *Astroparticle Physics*, 26(4-5) :332–340, 2006.
- [28] A Ariga, T Ariga, A Ereditato, S Käser, A Lechmann, D Mair, R Nishiyama, C Pistillo, P Scampoli, F Schlunegger, et al. A nuclear emulsion detector for the muon radiography of a glacier structure. *Instruments*, 2(2) :7, 2018.
- [29] R Arnold, C Augier, AM Bakalyarov, J Baker, A Barabash, Ph Bernaudin, M Bouchel, V Brudanin, AJ Caffrey, J Cailleret, et al. Technical design and performance of the NEMO 3 detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 536(1-2) :79–122, 2005.
- [30] H Arslan and M Bektasoglu. Angular and energy distribution for parent primaries of cosmic muons at the sea level using Geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 778 :1–5, 2015.

-
- [31] D Atri. Hadronic interaction models and the angular distribution of cosmic ray muons. *arXiv :1309.5874 [astro-ph]*, September 2013. arXiv : 1309.5874.
- [32] P Auger, P Ehrenfest, Maze, J Daudin, and R A Fréon. Extensive cosmic-ray showers. *Reviews of modern physics*, 11(3-4) :288, 1939.
- [33] P Auger and L L Ringuet. Variation du rayonnement cosmique suivant la latitude. *Nature*, 133(3352) :138–139, 1934.
- [34] T Avgitas, S Elles, C Goy, Y Karyotakis, and J Marteau. Muography applied to archaeology. *arXiv preprint arXiv :2203.00946*, 2022.
- [35] DS Ayres, GR Drake, MC Goodman, JJ Grudzinski, VJ Guarino, RL Talaga, A Zhao, P Stamoulis, E Stiliaris, G Tzanakos, et al. The NOvA technical design report. Technical report, Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL (United States), 2007.
- [36] G Baccani, L Bonechi, D Borselli, R Ciaranfi, L Cimmino, V Ciulli, R D’Alessandro, C Fratticioli, B Melon, P Noli, et al. The MIMA project. design, construction and performances of a compact hodoscope for muon radiography applications in the context of archaeology and geophysical prospections. *Journal of Instrumentation*, 13(11) :P11001, 2018.
- [37] J-L Bailly, J-P Bolsigner, M Picard, D Sert, A Succuro, C Petit, and J-L Eymond. Design and utilization of the multi-points vertical probing on SOLLAC blast furnaces. In *60 th Ironmaking Conference*, pages 391–404, 2001.
- [38] C Baixeras, Magic Collaboration, et al. The magic telescope. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 114 :247–252, 2003.
- [39] B Baret. *Simulation et détection du rayonnement cosmique : Production d’antimatière dans l’atmosphère et étude de l’imageur Cherenkov annulaire de l’expérience AMS*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2004.
- [40] G Battistoni, A Ferrari, C Forti, and E Scapparone. Simulation of muon transport at high energy : Comparison of few different codes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 394(1-2) :136–145, 1997.
- [41] François Beauducel, A Bross, S Buontempo, L d’Auria, Y Déclais, G De Lellis, G Festa, P Gasparini, D Gibert, K Hoshina, et al. The MU-RAY project : Summary of the round-table discussions. *Earth, planets and space*, 62(2) :145–151, 2010.
- [42] IA Belolaptikov, LB Bezrukov, BA Borisovets, NM Budnev, EV Bugaev, AG Chensky, IA Danilchenko, J-AM Djilkibaev, VI Dobrynin, GV Domogatsky, et al. The Baikal underwater neutrino telescope : Design, performance, and first results. *Astroparticle Physics*, 7(3) :263–282, 1997.
- [43] S Béné, P Boivin, E Busato, C Cârloganu, C Combaret, P Dupieux, F Fehr, P Gay, P Labazuy, I Laktineh, et al. Air shower simulation for background estimation in muon tomography of volcanoes. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 2(1) :11–15, 2013.

-
- [44] VS Berezinsky, GT Zatsepin, VA Kudryavtsev, OG Ryazhskaya, and G Cini-Castagnoli. DUMAND-A detector of both neutrinos and gamma rays. *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, 12 :707–715, 1986.
- [45] DP Bhattacharyya. Effect of solar modulation on the low energy sea level muon spectrum near the geomagnetic equator. *Australian Journal of Physics*, 31(5) :451–454, 1978.
- [46] H Bilokon, A Castellina, G Mannocchi, P Picchi, S Vernetto, et al. Underground survival probabilities of high energy muons in the depth range 3100–10 100 hg/cm² of standard rock. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 303(2) :381–392, 1991.
- [47] TT Bohlen, F Cerutti, MPW Chin, Alberto Fasso, Alfredo Ferrari, PG Ortega, Andrea Mairani, Paola R Sala, G Smirnov, and V Vlachoudis. The FLUKA code : developments and challenges for high energy and medical applications. *Nuclear data sheets*, 120 :211–214, 2014.
- [48] L Bonechi, F Ambrosino, L Cimmino, R D’Alessandro, G Macedonio, B Melon, N Mori, P Noli, G Saracino, P Strolin, et al. The MURAVES project and other parallel activities on muon absorption radiography. In *EPJ Web of Conferences*, volume 182, page 02015. EDP Sciences, 2018.
- [49] L Bonechi, R D’Alessandro, and A Giammanco. Atmospheric muons as an imaging tool. *Reviews in Physics*, 5 :100038, 2020.
- [50] K Borozdin, T Asaki, R Chartrand, M Galassi, A Greene, N Hengartner, G Hogan, A Klimenko, Cr Morris, W Priedhorsky, et al. Cosmic-ray muon tomography and its application to the detection of high-Z materials. In *Proceedings of the 46th Annual Meeting, Institute of Nuclear Materials Management*, pages 1–8, 2005.
- [51] K Borozdin, S Greene, Z Lukić, E Milner, H Miyadera, C Morris, and J Perry. Cosmic ray radiography of the damaged cores of the Fukushima reactors. *Physical review letters*, 109(15) :152501, 2012.
- [52] S Bouteille, D Attié, P Baron, D Calvet, P Magnier, I Mandjavidze, S Procureur, M Riallot, and M Winkler. A Micromegas-based telescope for muon tomography : The WatTo experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 834 :223–228, 2016.
- [53] F Brenguier, N M Shapiro, M Campillo, A Nercessian, and journal=Geophysical research letters volume=34 number=2 year=2007 publisher=Wiley Online Library Ferrazzini, V. 3-D surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations.
- [54] G Budetta and D Carbone. Temporal variations in gravity at Mt. Etna (Italy) associated with the 1989 and 1991 eruptions. *Bulletin of volcanology*, 59(5) :311–326, 1998.
- [55] E V Bugaev, A Misaki, V A Naumov, T S Sinegovskaya, S I Sinegovsky, and N Takahashi. Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater. *Physical Review D*, 58(5), July 1998.

-
- [56] R Bunsen. Ueber die gasförmigen Producte des Hohofens und ihre Benutzung als Brennmaterial. *Annalen der Physik*, 122(2) :193–227, 1839.
- [57] S Béné. Imagerie tomographique d’un volcan à l’aide des muons atmosphériques. page 142.
- [58] F Cadoux, F Cervelli, V Chambert-Hermel, G Chen, H Chen, G Coignet, S Di Falco, JM Dubois, E Falchini, A Franzoso, et al. The AMS-02 electromagnetic calorimeter. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 113(1-3) :159–165, 2002.
- [59] D Carbone, G Budetta, F Greco, and H Rymer. Combined discrete and continuous gravity observations at Mount Etna. *Journal of volcanology and geothermal research*, 123(1-2) :123–135, 2003.
- [60] D Carbone, L Zuccarello, G Saccorotti, and F Greco. Analysis of simultaneous gravity and tremor anomalies observed during the 2002–2003 Etna eruption. *Earth and Planetary Science Letters*, 245(3-4) :616–629, 2006.
- [61] C Cârloganu. Density imaging of volcanoes with atmospheric muons using GRPCs. In *International Europhysics Conference on High Energy Physics-HEP 2011*, pages 5–p, 2011.
- [62] L Cazon, R Conceicao, M Pimenta, and E Santos. A model for the transport of muons in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 36(1) :211–223, August 2012.
- [63] S Cecchini and M Spurio. Atmospheric muons : experimental aspects. *arXiv :1208.1171 [astro-ph]*, August 2012. arXiv : 1208.1171.
- [64] P A Cherenkov. Visible light from clear liquids under the action of gamma radiation. *Comptes Rendus (Doklady) de l’Académie des Sciences de l’URSS*, 2(8) :451–454, 1934.
- [65] A Chevalier. *Imagerie 2-D/3-D de la teneur en eau en milieu hétérogène par méthode RMP : biais et incertitudes*. PhD thesis, Grenoble, 2014.
- [66] A Chevalier, Anatoli Legchenko, J-F Girard, and Marc Descloitres. Monte Carlo inversion of 3-D magnetic resonance measurements. *Geophysical Journal International*, 198(1) :216–228, 2014.
- [67] A Chevalier, M Rosas-Carbajal, D Gibert, A Cohu, B Carlus, J-C Ianigro, F Bouvier, and J Marteau. Using mobile muography on board a tunnel boring machine to detect man-made structures. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 2019, pages NS43B–0839, 2019.
- [68] D Chirkin and W Rhode. Propagating leptons through matter with Muon Monte Carlo (MMC). *arXiv preprint hep-ph/0407075*, 2004.
- [69] J Clay. Penetrating radiation ii. In *Proceedings of the royal academy of sciences amsterdam*, volume 31, pages 1091–1097, 1928.
- [70] High Resolution Fly’s Eye Collaboration, RU Abbasi, T Abu-Zayyad, M Allen, JF Amman, G Archbold, K Belov, JW Belz, SY Ben Zvi, DR Bergman, et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression. *Physical review letters*, 100(10) :101101, 2008.

-
- [71] A Dar. Atmospheric neutrinos and astrophysical neutrinos in proton decay experiments. In *Fourth Workshop on Grand Unification*, pages 101–114. Springer, 1983.
- [72] P De Sloovere, B Carlus, A Chevalier, J Marteau, D Gilbert, M Rosas-Carbajal, et al. How to Detect Disorders During Tunnel Digging with a Muons Telescope Mounted on a TBM. In *24th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*, volume 2018, pages 1–5. European Association of Geoscientists & Engineers, 2018.
- [73] D d’Enterria, T Pierog, and G Sun. Impact of QCD jets and heavy-quark production in cosmic-ray proton atmospheric showers up to 10^{20} eV. *arXiv :1809.06406 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :hep-ph, physics :nucl-ex, physics :nucl-th]*, September 2018. arXiv : 1809.06406.
- [74] M Dobrowolska, Jaap Velthuis, Leonor Frazão, and D Kikoła. A novel technique for finding gas bubbles in the nuclear waste containers using muon scattering tomography. *Journal of Instrumentation*, 13(05) :P05015, 2018.
- [75] XF Dong, AB Yu, S J Chew, and P Zulli. Modeling of blast furnace with layered cohesive zone. *Metallurgical and Materials Transactions B*, 41(2) :330–349, 2010.
- [76] S W Du and W H Chen. Numerical prediction and practical improvement of pulverized coal combustion in blast furnace. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33(3) :327–334, 2006.
- [77] J-J Ebelmen. Recherches sur la composition des gaz des hauts-fourneaux, et sur le parti qu’on peut en tirer comme combustible. *Annales des mines, Troisième série*, Tome XVI(136) :545–581, 1839.
- [78] G J Emptoz. Chemistry, energy and industrialization : Coke and coke production in france (1800-1870). *Archives Internationales d’Histoire des Sciences*, 46(136) :84–94, 1996.
- [79] Ralph Engel, Dieter Heck, and Tanguy Pierog. Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61(1) :467–489, November 2011.
- [80] GK Fanourakis, T Geralis, K Kousouris, K Zachariadou, I Giomataris, N Giokaris, G Loudos, M Lebessi, and E Stiliaris. The use of the Micromegas technology for a new imaging system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 527(1-2) :62–67, 2004.
- [81] A Fedynitch. Matrix Cascade Equation (MCEq) Documentation. page 49.
- [82] A Fedynitch, R Engel, T K. Gaisser, F Riehn, and T Stanev. MCEq - numerical code for inclusive lepton flux calculations. In *Proceedings of The 34th International Cosmic Ray Conference PoS(ICRC2015)*, page 1129, The Hague, The Netherlands, August 2016. Sissa Medialab.
- [83] A Fedynitch, R Engel, T K. Gaisser, F Riehn, and Todor Stanev. Calculation of conventional and prompt lepton fluxes at very high energy. *arXiv :1503.00544 [astro-ph, physics :hep-ph]*, March 2015. arXiv : 1503.00544.

-
- [84] Anatoli Fedynitch, Julia Becker Tjus, and Paolo Desiati. Influence of hadronic interaction models and the cosmic ray spectrum on the high energy atmospheric muon and neutrino flux. *Physical Review D*, 86(11), December 2012.
- [85] Anatoli Fedynitch, Hans Dembinski, Ralph Engel, Thomas K. Gaisser, Felix Riehn, and Todor Stanev. A state-of-the-art calculation of atmospheric lepton fluxes. page 1019, Bexco, Busan, Korea, August 2017. Sissa Medialab.
- [86] Felix Fehr, Tomuvol Collaboration, et al. Density imaging of volcanos with atmospheric muons. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 375, page 052019. IOP Publishing, 2012.
- [87] Enrico Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical review*, 75(8) :1169, 1949.
- [88] J Flygare, A Bonneville, R Kouzes, J Yamaoka, and A Lintereur. Muon borehole detector design for use in 4-D density overburden monitoring. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 65(10) :2724–2731, 2018.
- [89] Vincent Français. Description and simulation of physics of Resistive Plate Chambers. *Journal of Instrumentation*, 11(05) :C05023, 2016.
- [90] L Frazão, JJ Velthuis, S Maddrell-Mander, and C Thomay. High-resolution imaging of nuclear waste containers with muon scattering tomography. *Journal of Instrumentation*, 14(08) :P08005, 2019.
- [91] CRG Fuentealba, RC Ametrano, PR Etchevarne, and JL Zubimendi. Determination of the cohesive zone of the blast furnace. In *AISTECH-CONFERENCE PROCEEDINGS-*, volume 1, page 419. ASSOCIATION FOR IRON & STEEL TECHNOLOGY, 2004.
- [92] S Fukuda, Y Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, M Ishitsuka, Y Itow, T Kajita, J Kameda, K Kaneyuki, S Kasuga, et al. The Super-Kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2-3) :418–462, 2003.
- [93] Masataka Fukugita and Tsutomu Yanagida. *Physics of Neutrinos : and Application to Astrophysics*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [94] Tsutomu FUKUSHIMA, Takeshi FURUKAWA, Yutaka YAMADA, Takeo YAMADA, and Teiji SHIBUYA. Development of measuring technique for cohesive zone and its application process in ohgishima blast furnace, nippon kokan kk. *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan*, 22(10) :807–810, 1982.
- [95] T K Gaisser, R Engel, and E Resconi. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, 2016.
- [96] Thomas K Gaisser, Todor Stanev, and Serap Tilav. Cosmic ray energy spectrum from measurements of air showers. *Frontiers of Physics*, 8(6) :748–758, 2013.
- [97] TK Gaisser et al. *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge, UK : Univ, 1990.
- [98] M Geerdes, R Chaigneau, and O Lingardi. *Modern Blast Furnace Ironmaking : An Introduction (2020)*. Ios Press, 2020.

-
- [99] EP George. Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer*, 455, 1955.
- [100] Andrea Giammanco, Sofia Andringa, Eduardo Cortina Gil, and Michael Tytgat. Resistive plate chambers in muography. *Muography : Exploring Earth's Subsurface with Elementary Particles*, pages 253–265, 2022.
- [101] Dominique Gibert, François Beauducel, Yves Déclais, Nolwenn Lesparre, Jacques Marteau, Florence Nicollin, and Albert Tarantola. Muon tomography : Plans for observations in the Lesser Antilles. *Earth, planets and space*, 62(2) :153–165, 2010.
- [102] WB Gilboy, PM Jenneson, SJR Simons, SJ Stanley, and D Rhodes. Industrial radiography with cosmic-ray muons : A progress report. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 580(1) :785–787, 2007.
- [103] C Girerd, S Gardien, J Burch, S Katsanevas, and J Marteau. Ethernet network-based DAQ and smart sensors for the OPERA long-baseline neutrino experiment. In *2000 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (Cat. No. 00CH37149)*, volume 2, pages 12–111. IEEE, 2000.
- [104] R J Glauber. Theory of high energy hadron-nucleus collisions. In *High-energy physics and nuclear structure*, pages 207–264. Springer, 1970.
- [105] H Gómez. Muon tomography using micromegas detectors : From archaeology to nuclear safety applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 936 :14–17, 2019.
- [106] EW Grashorn, JK De Jong, MC Goodman, A Habig, Marvin L Marshak, S Mufson, S Osprey, and P Schreiner. The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods. *Astroparticle Physics*, 33(3) :140–145, 2010.
- [107] VN Gribov. Renormalization of the vertex part in pseudoscalar meson theory. *SOVIET PHYSICS JETP*, 36(9), 1959.
- [108] D Groom, N Mokhov, and Striganov S. Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(2) :183–356, 2001.
- [109] Particle Data Group, PAea Zyla, RM Barnett, J Beringer, O Dahl, DA Dwyer, DE Groom, C-J Lin, KS Lugovsky, E Pianori, et al. Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8) :083C01, 2020.
- [110] Mengyun Guan, Ming-Chung Chu, Jun Cao, Kam-Biu Luk, and Changgen Yang. A parametrization of the cosmic-ray muon flux at sea-level. *arXiv :1509.06176 [hep-ex, physics :physics]*, September 2015. arXiv : 1509.06176.
- [111] Elena Guardincerri, Charlotte Rowe, Emily Schultz-Fellenz, Mousumi Roy, Nicolas George, Christopher Morris, Jeffrey Bacon, Matthew Durham, Deborah Morley, Kenie Plaud-Ramos, et al. 3D cosmic ray muon tomography from an underground tunnel. *Pure and Applied Geophysics*, 174(5) :2133–2141, 2017.

-
- [112] Mriganshu Guha. Revealing cohesive zone shape and location inside blast furnace. *Ironmaking & Steelmaking*, 45(9) :787–792, 2018.
- [113] Kaito Hagiwara, K Abe, C Bronner, Y Hayato, M Ikeda, H Ito, J Kameda, Y Kataoka, Y Kato, Y Kishimoto, et al. Search for astronomical neutrinos from blazar TXS 0506+056 in Super-Kamiokande. *The Astrophysical Journal Letters*, 887(1) :L6, 2019.
- [114] CA Haggmann, DJ Lange, and DM Wright. Monte Carlo simulation of proton-induced cosmic ray cascades in the atmosphere. Technical report, Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States), 2007.
- [115] Chris Haggmann, David Lange, Jerome Verbeke, and Doug Wright. Cosmic-ray shower library (CRY). *Lawrence Livermore National Laboratory document UCRL-TM-229453*, 2012.
- [116] KK Hamamatsu Photonics. Photomultiplier tubes. *Basics and applications*, page 47, 2007.
- [117] R Han, Q Yu, Z Li, J Li, Y Cheng, B Liao, L Jiang, S Ni, Z Yi, T Liu, et al. Cosmic muon flux measurement and tunnel overburden structure imaging. *Journal of Instrumentation*, 15(06) :P06019, 2020.
- [118] M M Hansen, E E Nielsen, D Bekkevold, and K-L D Mensberg. Admixture analysis and stocking impact assessment in brown trout (*salmo trutta*), estimated with incomplete baseline data. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, 58(9) :1853–1860, 2001.
- [119] Thomas Hebbeker and Charles Timmermans. A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level. *Astroparticle Physics*, 18(1) :107–127, 2002.
- [120] D. Heck. Extensive Air Shower Simulations with CORSIKA and the Influence of High-Energy Hadronic Interaction Models. *arXiv :astro-ph/0103073*, March 2001. arXiv : astro-ph/0103073.
- [121] D Heck. The CURVED version of the air shower simulation program CORSIKA. Technical report, 2004.
- [122] D Heck. *Air shower simulation with Corsika at arbitrary direction of incidence*. Citeseer, 2006.
- [123] D Heck and T Pierog. Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA : A User’s Guide (Version 7.6300 from September 22, 2017).
- [124] Dieter Heck, G Schatz, J Knapp, T Thouw, and JN Capdevielle. CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Technical report, 1998.
- [125] W Heitler. The quantum theory of radiation Oxford univ, 1944.
- [126] J R Hoerandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 19(2) :193–220, 2003.

-
- [127] M Holma, Z Zhang, P Kuusiniemi, K Loo, and T Enqvist. Future prospects of muography for geological research and geotechnical and mining engineering. *Muography : Exploring Earth's Subsurface with Elementary Particles*, pages 199–219, 2022.
- [128] M Honda, T Kajita, K Kasahara, S Midorikawa, and T Sanuki. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev.*, D75 :043006, 2007.
- [129] Xianfeng Hu, Lena Sundqvist Ökvist, Elin Åström, Fredrik Forsberg, Paolo Checchia, Germano Bonomi, Irene Calliari, Piero Salvini, Antonietta Donzella, Eros Faraci, et al. Exploring the capability of muon scattering tomography for imaging the components in the blast furnace. *ISIJ International*, pages ISIJINT–2017, 2017.
- [130] Hu Jiang and Cheng Huang. MSISE90 atmospheric density model and its application to the gps radio. *Publications of the Yunnan Observatory*, 2 :26–30, 2001.
- [131] T H Johnson. Cosmic-ray intensity and geomagnetic effects. *Reviews of Modern Physics*, 10(4) :193, 1938.
- [132] K Jourde. Un nouvel outil pour mieux comprendre les systèmes volcaniques : la tomographie par muons, application à la soufrière de guadeloupe, 2015.
- [133] K. Jourde, D. Gibert, and J. Marteau. Improvement of density models of geological structures by fusion of gravity data and cosmic muon radiographies. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 4 :177–188, 2014.
- [134] K Jourde, D Gibert, and J Marteau. Joint inversion of muon tomography and gravimetry - a resolving kernel approach. November 2014.
- [135] K. Jourde, D. Gibert, J. Marteau, J. de Bremond d’Ars, S. Gardien, C. Girerd, J.-C. Ianigro, and D. Carbone. Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes : UPWARD GOING COSMIC PARTICLES. *Geophysical Research Letters*, 40(24) :6334–6339, December 2013.
- [136] K Jourde, D Gibert, J Marteau, J de Bremond d’Ars, S Gardien, C Girerd, and JC Ianigro. Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography : a calibration experiment using a water tower. *Scientific Reports*, 6(1), 2016.
- [137] K Jourde, D Gibert, J Marteau, J de Bremond d’Ars, and JC Komorowski. Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière of Guadeloupe volcano. *Scientific Reports*, 6 :33406, September 2016.
- [138] Takaaki Kajita et al. Atmospheric neutrino results from Super-Kamiokande and Kamiokande—evidence for $\nu \mu$ oscillations. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 77(1-3) :123–132, 1999.
- [139] Piotr Kalaczyński, KM3NeT Collaboration, et al. Comparison of the measured atmospheric muon rate with Monte Carlo simulations and sensitivity study for detection of prompt atmospheric muons with KM3NeT. *Journal of Instrumentation*, 16(09) :C09035, 2021.

-
- [140] Oleg Kamaev, Evan T Rand, Bryan M van der Ende, Martin Thompson, Steve Livingstone, and Victor V Golovko. Complementary non-destructive detection of nuclear materials with passive neutron and gamma-ray detectors, and a large-volume muon tomography system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 944 :162503, 2019.
- [141] Ulrich F Katz. KM3NeT : Towards a km³ mediterranean neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 567(2) :457–461, 2006.
- [142] Bianca Keilhauer, J Blümer, R Engel, HO Klages, and M Risse. Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation : atmospheric density and primary mass reconstruction. *Astroparticle Physics*, 22(3-4) :249–261, 2004.
- [143] Stefan Klepser. Extensive Air Shower Simulation. page 29.
- [144] D Jason Koskinen. IceCube-DeepCore-PINGU : Fundamental neutrino and dark matter physics at the South Pole. *Modern Physics Letters A*, 26(39) :2899–2915, 2011.
- [145] V.A. Kudryavtsev. Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics. *Computer Physics Communications*, 180(3) :339–346, March 2009.
- [146] AA Lagutin, AV Pljasheshnikov, and VV Uchaikin. The radial distribution of electromagnetic cascade particles in the air. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7, page 18, 1979.
- [147] C MG Lattes, H Muirhead, G PS Occhialini, and C F Powell. Processes involving charged mesons. *Nature*, 159(4047) :694–697, 1947.
- [148] I Lázaro Roche. A compact muon tracker for dynamic tomography of density based on a Thin Time Projection Chamber with Micromegas Readout. *Particles*, 4(3) :333–342, 2021.
- [149] LB Leipuner, RC Larsen, LW Smith, RK Adair, H Kasha, CM Ankenbrandt, RJ Stefanski, and PJ Wanderer Jr. Production of prompt muons by the interaction of 28-GeV protons. *Physical Review Letters*, 34(2) :103, 1975.
- [150] N. Lesparre, J. Cabrera, and J. Marteau. 3-D density imaging with muon flux measurements from underground galleries. *Geophysical Journal International*, 208(3) :1579–1591, March 2017.
- [151] N. Lesparre, D. Gibert, and J. Marteau. Bayesian dual inversion of experimental telescope acceptance and integrated flux for geophysical muon tomography. *Geophysical Journal International*, 188(2) :490–497, February 2012.
- [152] N Lesparre, D Gibert, J Marteau, Y Déclais, D Carbone, and Emmanuelle Galichet. Geophysical muon imaging : feasibility and limits. *Geophysical Journal International*, 183(3) :1348–1361, 2010.
- [153] N Lesparre, D Gibert, J Marteau, JC Komorowski, F Nicollin, and O Coutant. Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano : comparison with geological,

-
- electrical resistivity and gravity data. *Geophysical Journal International*, 190(2) :1008–1019, August 2012.
- [154] N Lesparre, J Marteau, Y Déclais, Dominique Gibert, B Carlus, Florence Nicollin, and Bruno Kergosien. Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography. page 11, 2012.
- [155] John Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV. *Physical Review Letters*, 10(4) :146, 1963.
- [156] P Lipari and T Stanev. Propagation of multi-TeV muons. *Physical Review D*, 44(11) :3543, 1991.
- [157] L Lopes, P Assis, A Blanco, N Carolino, MA Cerda, R Conceição, O Cunha, M Ferreira, P Fonte, R Luz, et al. Outdoor field experience with autonomous rpc based stations. *Journal of Instrumentation*, 11(09) :C09011, 2016.
- [158] HB Lungen, V Peters, and P Schmole. Ironmaking in western Europe-Status Quo and Future Trends Text. In *Proceedings of the 7th International Congress of Ironmaking Technologies*. AISTech, volume 1, pages 1481–1549, 2015.
- [159] Kais Manai. *Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA*. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon I ; Universite Tunis El-Manar, 2007.
- [160] J Marteau, B Carlus, D Gibert, JC Ianigro, K Jourde, B Kergosien, and P Rolland. Muon tomography applied to active volcanoes. *arXiv :1510.05292 [hep-ex, physics :physics]*, October 2015. arXiv : 1510.05292.
- [161] J Marteau, Opera Collaboration, et al. The OPERA global readout and GPS distribution system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 617(1-3) :291–293, 2010.
- [162] J Marteau, J B d’Ars, D Gibert, K Jourde, S Gardien, C Girerd, and JC Ianigro. Implementation of sub-nanosecond time-to-digital convertor in field-programmable gate array : applications to time-of-flight analysis in muon radiography. *Measurement Science and Technology*, 25(3) :035101, March 2014.
- [163] J. Marteau, J. de Bremond d’Ars, D. Gibert, K. Jourde, J.-C. Ianigro, and B. Carlus. DIAPHANE : muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology. *Journal of Instrumentation*, 12(02) :C02008, 2017.
- [164] J. Marteau, D. Gibert, N. Lesparre, F. Nicollin, P. Noli, and F. Giacoppo. Muons tomography applied to geosciences and volcanology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 695 :23–28, December 2012.
- [165] Jacques Marteau, Jean de Bremond d’Ars, Bruno Carlus, Antoine Chevalier, Amélie Cohu, Thierry Descombes, Dominique Gibert, Jean-Christophe Ianigro, Kevin Jourde, Bruno Kergosien, et al. Development of scintillator-based muon detectors for muography. *Muography : Exploring Earth’s Subsurface with Elementary Particles*, pages 237–252, 2022.

-
- [166] James Matthews. A heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5-6) :387–397, 2005.
- [167] C. Meurer et al. Muon production in extensive air showers and its relation to hadronic interactions. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56(S1) :A211–A219, September 2006.
- [168] Pragati Mitra, Arthur Corstanje, Antonio Bonardi, Stijn Buitink, Heino Falcke, Brian M. Hare, Joerg R. Hoerandel, Katharine Mulrey, Anna Nelles, Joerg P. Rachen, Laura Rossetto, Pim Schellart, Olaf Scholten, Sander ter Veen, Satyendra Thoudam, Thi Ngoc Gia Trinh, and Tobias Winchen. The effect of the atmospheric refractive index on the radio signal of extensive air showers using Global Data Assimilation System (GDAS). page 325, Bexco, Busan, Korea, August 2017. Sissa Medialab.
- [169] B. Mitrica, M. Petcu, A. Saftoiu, I.M. Brancus, O. Sima, H. Rebel, A. Haungs, G. Toma, and M. Duma. Investigation of cosmic ray muons with the WILLI detector compared with the predictions of theoretical models and with semi-analytical formulae. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 196 :462–465, December 2009.
- [170] Kunihiro Morishima, Mitsuaki Kuno, Akira Nishio, Nobuko Kitagawa, Yuta Manabe, Masaki Moto, Fumihiko Takasaki, Hirofumi Fujii, Kotaro Satoh, Hideyo Kodama, et al. Discovery of a big void in khufu’s pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature*, 552(7685) :386–390, 2017.
- [171] Klaus Mosegaard and Albert Tarantola. Monte Carlo sampling of solutions to inverse problems. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B7) :12431–12447, 1995.
- [172] K Nagamine, M Iwasaki, K Shimomura, and K Ishida. Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 356(2-3) :585–595, 1995.
- [173] Kanetada Nagamine, Hiroyuki KM Tanaka, Satoshi N Nakamura, Katsuhiko Ishida, Misao Hashimoto, Akihiko Shinotake, Masaaki Naito, and Asao Hatanaka. Probing the inner structure of blast furnaces by cosmic-ray muon radiography. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 81(7) :257–260, 2005.
- [174] Kenzo Nakamura, K Hagiwara, K Hikasa, H Murayama, M Tanabashi, T Watari, C Am- sler, M Antonelli, DM Asner, H Baer, et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 37(7 A) :075021, 2010.
- [175] G Navarra, T Antoni, WD Apel, F Badea, K Bekk, A Bercuci, M Bertaina, H Blümer, H Bozdog, IM Brancus, et al. KASCADE-Grande : a large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to 1018ev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 518(1-2) :207–209, 2004.
- [176] Walter Ralph Nelson, Hideo Hirayama, and D WO Rogers. EGS4 code system. Technical report, Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, CA (USA), 1985.

-
- [177] Aleksandr Nesterenok. Numerical calculations of cosmic ray cascade in the Earth's atmosphere -Results for nucleon spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 295 :99–106, January 2013.
- [178] A Nishio, K Morishima, K Kuwabara, and M Nakamura. Development of nuclear emulsion detector for muon radiography. *Physics Procedia*, 80 :74–77, 2015.
- [179] R Nishiyama, S Miyamoto, and N Naganawa. Experimental study of source of background noise in muon radiography using emulsion film detectors. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 3(1) :29–39, 2014.
- [180] Ryuichi Nishiyama, Akitaka Ariga, T Ariga, S Käser, Alessandro Lechmann, David Mair, P Scampoli, Mykhailo Vladymyrov, Antonio Ereditato, and F Schlunegger. First measurement of ice-bedrock interface of alpine glaciers by cosmic muon radiography. *Geophysical Research Letters*, 44(12) :6244–6251, 2017.
- [181] Ryuichi Nishiyama, Akitaka Ariga, Tomoko Ariga, A Lechmann, David Mair, C Pistillo, P Scampoli, PG Valla, M Vladymyrov, Antonio Ereditato, et al. Bedrock sculpting under an active alpine glacier revealed from cosmic-ray muon radiography. *Scientific reports*, 9(1) :1–11, 2019.
- [182] Ryuichi Nishiyama, Akimichi Taketa, Seigo Miyamoto, and Katsuaki Kasahara. Monte Carlo simulation for background study of geophysical inspection with cosmic-ray muons. *Geophysical Journal International*, 206(2) :1039–1050, 2016.
- [183] László Oláh and Dezsó Varga. Investigation of soft component in cosmic ray detection. *Astroparticle Physics*, 93 :17–27, 2017.
- [184] Yasuo Omori. Blast furnace phenomena and modelling. *Committee on reaction within blast furnace*, 1987.
- [185] P Papini, Catia Grimani, and SA Stephens. An estimate of the secondary-proton spectrum at small atmospheric depths. *Il Nuovo Cimento C*, 19(3) :367–387, 1996.
- [186] E Paquet and M-T Laval. Operation feedback and prospects of EDF cosmic-ray snow sensors ; retour d'expérience et perspectives d'exploitation des nivomètres à rayonnement cosmique d'edf. *Houille Blanche*, 2006.
- [187] JS Useche Parra and CA Avila Bernal. Estimation of cosmic-muon flux attenuation by Monserrate Hill in Bogota. *Journal of Instrumentation*, 14(02) :P02015, 2019.
- [188] John Percy. *Metallurgy : The Art of Extracting Metals from Their Ores, and Adapting Them to Various Purposes of Manufacture : with Illustrations, Chiefly from Original Drawings, Carefully Laid Down to Scale*. J. Murray, 1864.
- [189] S Pethuraj, VM Datar, G Majumder, NK Mondal, KC Ravindran, and B Satyanarayana. Measurement of azimuthal dependent cosmic muon flux by 2mx2m RPC stack near Equator at IICHEP-Madurai. *arXiv preprint arXiv :1905.00739*, 2019.

-
- [190] D Petry, SM Bradbury, A Konopelko, and J Fernandez. Detection of VHE gamma-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov telescopes. *arXiv preprint astro-ph/9606159*, 1996.
- [191] J Poirier. Calculation of Atmospheric Muons from Cosmic Gamma Rays. Technical Report SLAC-PUB-11092, 839832, April 2005.
- [192] D Poulson, J Matthew Durham, Elena Guardincerri, CL Morris, Jeffrey Darnell Bacon, K Plaud-Ramos, D Morley, and Adam A Hecht. Cosmic ray muon computed tomography of spent nuclear fuel in dry storage casks. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 842 :48–53, 2017.
- [193] S Procureur and D Attié. Development of high-definition muon telescopes and muography of the Great Pyramid. *Comptes Rendus Physique*, 20(6) :521–528, 2019.
- [194] A.N. Ramm. Modern blast furnace process. . *Metallurgy*, 304 :17, 1980.
- [195] D Reyna. A simple parameterization of the cosmic-ray muon momentum spectra at the surface as a function of zenith angle. *arXiv preprint hep-ph/0604145*, 2006.
- [196] Harrison RG, Nicoll KA, and Aplin KL. Vertical profile measurements of lower troposphere ionisation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 119 :203–210, 2014.
- [197] A Rist, P Dancoisne, and R Jon. Connaissance du haut fourneau. *Revue de Métallurgie*, 64(2) :97–118, 1967.
- [198] M. Rosas-Carbaljal, Kevin Jourde, Jacques Marteau, Sébastien Deroussi, Jean-Christophe Komorowski, and Dominique Gibert. Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data. *Geophysical Research Letters*, 44(13) :6743–6751, July 2017.
- [199] B Rossi. Method of registering multiple simultaneous impulses of several Geiger’s counters. *Nature*, 125(3156) :636–636, 1930.
- [200] B Rossi. Directional measurements on the cosmic rays near the geomagnetic equator. *Physical Review*, 45(3) :212, 1934.
- [201] M Sambridge and K Mosegaard. Monte Carlo methods in geophysical inverse problems. *Reviews of Geophysics*, 40(3) :3–1, 2002.
- [202] Giulio Saracino, Fabio Ambrosino, Lorenzo Bonechi, Alan Bross, Luigi Cimmino, Roberto Ciaranfi, Raffaello D’Alessandro, Flora Giudicepietro, Giovanni Macedonio, Marcello Martini, et al. The MURAVES muon telescope : technology and expected performances. *Annals of Geophysics*, 60(1) :0103, 2017.
- [203] M Sasaki, K Ono, A Suzuki, Y Okuno, and K Yoshizawa. Formation and melt-down of softening-melting zone in blast furnace. *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan*, 17(7) :391–400, 1977.

-
- [204] Tatsuhiko Sato. Analytical model for estimating terrestrial cosmic ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world : Extension of PARMA/EXPACS. *PLoS one*, 10(12) :e0144679, 2015.
- [205] J Sauerwald, A Franzen, A Fischer, T Buhles, and J Janz. Investigation of the coke network and cohesive zone by muon tomography. *Stahl und Eisen*, 134 :29–40, 2012.
- [206] L J Schultz. *Cosmic ray muon radiography*. Portland State University, 2003.
- [207] L J Schultz, K N Borozdin, J J Gomez, G E Hogan, JA McGill, CL Morris, WC Priedhorsky, A Saunders, and ME Teasdale. Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 519(3) :687–694, 2004.
- [208] P Shukla and S Sankrith. Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth. *International Journal of Modern Physics A*, 33(30) :1850175, 2018.
- [209] I A Sokalski, E V Bugaev, and S I Klimushin. MUM : flexible precise Monte Carlo algorithm for muon propagation through thick layers of matter. *Physical Review D*, 64(7) :074015, 2001.
- [210] Pierre Sokolsky, HiRes Collaboration, et al. Final results from the High solution Flys Eye (HiRes) Experiment. *Nuclear Physics B-proceedings supplements*, 212 :74–78, 2011.
- [211] Maurizio Spurio. The cosmic rays and our galaxy. In *Particles and Astrophysics*, pages 23–54. Springer, 2015.
- [212] Todor Stanev. Ultrahigh energy cosmic rays : Review of the current situation. *arXiv preprint arXiv :1210.0927*, 2012.
- [213] S Stefanescu, Conrad Schlumberger, and Marcel Schlumberger. Sur la distribution électrique potentielle autour d’une prise de terre ponctuelle dans un terrain à couches horizontales, homogènes et isotropes. *Journal de Physique et le Radium*, 1(4) :132–140, 1930.
- [214] J Steinberger, Wo K H Panofsky, and J Steller. Evidence for the production of neutral mesons by photons. *Physical Review*, 78(6) :802, 1950.
- [215] GW Sullivan, IceCube Collaboration, et al. Results from the Icecube experiment. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 235 :346–351, 2013.
- [216] H Tanaka, K Nagamine, N Kawamura, SN Nakamura, K Ishida, and K Shimomura. Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal-structure of a volcano. *Hyperfine interactions*, 138(1) :521–526, 2001.
- [217] H KM Tanaka, T Kusagaya, and H Shinohara. Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano. *Nature Communications*, 5(1) :1–9, 2014.
- [218] HKM Tanaka, T Nakano, S Takahashi, J Yoshida, and K Niwa. Development of an emulsion imaging system for cosmic-ray muon radiography to explore the internal structure of a volcano, mt. asama. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section*

-
- A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 575(3) :489–497, 2007.
- [219] 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.
- [220] A Tapia, D Dueñas, J Rodriguez, J Betancourt, and DA Caicedo. First Monte Carlo simulation study of galeras volcano structure using muon tomography. 2016.
- [221] Albert Tarantola. *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. SIAM, 2005.
- [222] LF Thompson, JP Stowell, SJ Fargher, CA Steer, KL Loughney, EM O’Sullivan, JG Gluyas, SW Blaney, and RJ Pidcock. Muon tomography for railway tunnel imaging. *Physical Review Research*, 2(2) :023017, 2020.
- [223] Matias Tramontini, Marina Rosas-Carbajal, Christophe Nussbaum, Dominique Gibert, and Jacques Marteau. Middle-atmosphere dynamics observed with a portable muon detector. *Earth and Space Science*, 6(10) :1865–1876, 2019.
- [224] SE Tzamarias. NESTOR : a deep-sea neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 502(1) :150–154, 2003.
- [225] I G. Usoskin and G A. Kovaltsov. Cosmic ray induced ionization in the atmosphere : Full modeling and practical applications. *Journal of Geophysical Research*, 111(D21), November 2006.
- [226] PIY Velinov and A Mishev. Cosmic ray induced ionization in the atmosphere estimated with CORSIKA code simulations. *Comptes rendus- Académie Bulagre des Sciences*, 60(5) :493, 2007.
- [227] Steven S Vogt, Steven L Allen, Bruce C Bigelow, L Bresee, William E Brown, T Cantrell, Albert Conrad, M Couture, C Delaney, Harland W Epps, et al. HIRES : the high-resolution echelle spectrometer on the Keck 10-m Telescope. In *Instrumentation in Astronomy VIII*, volume 2198, pages 362–375. International Society for Optics and Photonics, 1994.
- [228] J. Wentz, I. M. Brancus, A. Bercuci, D. Heck, J. Oehlschlager, H. Rebel, and B. Vulpesco. Simulation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes with CORSIKA. *Physical Review D*, 67(7), April 2003. arXiv : hep-ph/0301199.
- [229] B Wiebel-Sooth, P L Biermann, and H Meyer. Cosmic rays VII. individual element spectra : prediction and data. *arXiv preprint astro-ph/9709253*, 1997.
- [230] Charles Thomson Rees Wilson. On an expansion apparatus for making visible the tracks of ionising particles in gases and some results obtained by its use. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 87(595) :277–292, 1912.

-
- [231] Theodor Wulf. Beobachtungen über strahlung hoher durchdringungsfähigkeit auf dem eiffelturm. *Physikalische Zeitschrift*, 11 :811–813, 1910.
- [232] H Yukawa. On the interaction of elementary particles. *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series*, 17 :48–57, 1935.
- [233] C Zhang and D-M Mei. Atmospheric charged k/π ratio and measurement of muon annual modulation with a liquid scintillation detector at soudan. *The European Physical Journal C*, 79(10) :1–7, 2019.
- [234] Lei Zhang, Jianliang Zhang, Kexin Jiao, and Cui Wang. Phase composition and properties distribution of residual iron in a dissected blast furnace hearth. *ISIJ International*, pages ISIJINT–2019, 2020.
- [235] Bo Zhou, Hao Ye, Haifeng Zhang, and Mingliang Li. Process monitoring of iron-making process in a blast furnace with PCA-based methods. *Control engineering practice*, 47 :1–14, 2016.



NOMENCLATURE ET ABRÉVIATIONS

NOMENCLATURES :

Symbole	Unité	Définition
B, B_x, B_y	μT	Champ magnétique terrestre et ses composantes horizontale et verticale.
E	GeV	Énergie cinétique d'une particule.
$E_{min}(\varrho)$	GeV	Énergie minimale nécessaire à une particule pour traverser une opacité ϱ .
ϕ, θ	$^\circ$	Angles azimutal et zénithal.
ρ	g/cm^3	Masse volumique de la matière = "densité" d
ϱ	mwe ou g/cm^2	Opacité ou quantité de matière le long d'une trajectoire t ($1 \text{ mwe} = 100 \text{ g/cm}^2$).
N	s.u.	Nombre de particules détectées au cours d'une expérience.
φ	s^{-1}	Flux de particules mesuré au cours d'une expérience de tomographie par muons. $\varphi = N/T$
$\Phi(\theta, \phi)$	$\frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s} \cdot \text{GeV}}$	Flux de particules différencié en énergie à ciel ouvert en fonction de l'angle zénithal.

Ψ ou $I(\theta, \phi)$	$\frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}}$	Flux intégré en énergie (de particules dont l'énergie est supérieure à E , à ciel ouvert, et en fonction de l'angle zénithal).
$J(E)$	$\frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s} \cdot \text{GeV}}$	Flux différencié en énergie de nucléons (primaires) entrant dans l'atmosphère.
$W(E, \rho)$	s.u.	Probabilité de survie d'une particule d'énergie E après la traversée d'une opacité ρ .
$\tau(\theta, \phi)$	cm^2	Acceptance angulaire de l'instrument de tomographie par muons.
Υ	$\text{cm}^2 \text{ sr}$	Acceptance angulaire intégrée sur la sphère unité. $\Upsilon = 4\pi\tau \times d\Omega$
Γ	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	Géopotentiel.
P	GeV c^{-1}	Quantité de mouvement.
T_L	m	Travel length (= épaisseur de matière vue par le télescope dans sa configuration d'acquisition.)
F_B	μs^{-1}	Flux brut enregistré par un télescope.
F_C	$\frac{\mu}{\text{scm}^2 \text{sr}}$	Flux brut corrigé de l'acceptance du détecteur.

ABRÉVIATIONS :

AMMR : ArcelorMittal Maizières Research

HF : haut fourneau

BF : blast furnace

RC : rayonnement cosmique

GZK : Greisen-Zatsepin-Kuzmin (limite)

MCMC : Monte Carlo par Chaines de Markov

CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

PARTICIPATION À DES CONFÉRENCES :

- AGU (American Geophysical Union), 2019, Cohu Amélie, Chevalier Antoine et Marteau Jacques, *Comparison of several theoretical muon flux with real data*
- International Workshop on Cosmic-Ray Muography, 2021, Cohu Amélie, Tramontini Matias, Chevalier Antoine, Ianigro Jean-Christophe et Marteau Jacques, *Atmospheric & geodesic controls on muon rate : a numerical study based on Corsika*
- 27e édition de la Réunion des Sciences de la Terre, 2021, Goy Corinne, Marteau Jacques, Chevalier Antoine, Karyotakis Yannis, Elles Sabine, Cohu, Amélie, Chefdeville Maximilien, Carjabal Marina Rosas et Avgitas, Theodoros, *Muographie d'un tumulus : problématiques liées à la simulation de l'ensemble expérimental*
- EGU (European Geosciences Union) General Assembly, 2022, Cohu Amélie, Tramontini Matias, Chevalier Antoine, Ianigro Jean-Christophe et Marteau Jacques, *Impact of Atmosphere fluctuations on Absorption Muon Tomography opacity estimates*

PUBLICATIONS :

- Cohu Amélie, Tramontini Matias, Chevalier Antoine, Ianigro Jean-Christophe et Marteau Jacques, *Atmospheric & geodesic controls on muon rate : a numerical study based on Corsika*, DOI : 10.31526/JAIS.2022.250, (2021)
- Marteau Jacques et al., *Development of Scintillator-Based Muon Detectors for Muography dans Muography : Exploring Earth's Subsurface with Elementary Particles*, <https://doi.org/10.1002/9781119722748.ch17>, (2022)
- Cohu Amélie, Tramontini Matias, Chevalier Antoine, Ianigro Jean-Christophe et Marteau Jacques, *Atmospheric and Geodesic Controls of Muon Rates : A Numerical Study for Muography Applications*, DOI = 10.3390/instruments6030024, (2022)

ARTICLE EN COURS :

- à propos de la muographie 3D d'un haut fourneau

AUTRE :

- Participation à l'évènement "Ma thèse pour les nuls" (2021)

