



**HAL**  
open science

# Influence de l'Atmosphère sur la Détection Spatiale des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie

Sylvain Moreggia

► **To cite this version:**

Sylvain Moreggia. Influence de l'Atmosphère sur la Détection Spatiale des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT : . tel-00160282

**HAL Id: tel-00160282**

**<https://theses.hal.science/tel-00160282>**

Submitted on 5 Jul 2007

**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.

**UNIVERSITE JOSEPH-FOURIER - GRENOBLE I**

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH-FOURIER**

**Spécialité : Astroparticules**

préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

présentée et soutenue publiquement

par

**Sylvain MOREGGIA**

le 21 Juin 2007

**Influence de l'Atmosphère sur la Détection Spatiale  
des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie**

**JURY :**

Eric PLAGNOL	rapporteur (APC)
Pierre BILLOIR	rapporteur (LPNHE)
Tiina SUOMIJARVI	examineur (IPNO)
Christophe FURGET	examineur (LPSC)
Corinne BERAT	directrice de thèse (LPSC)
Anne STUTZ	co-directrice de thèse (LPSC)



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier *Johann Collot* et *Serge Kox*, respectivement ancien et actuel directeur du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, pour m'avoir donné l'opportunité d'effectuer ma thèse de doctorat au sein du laboratoire. Je remercie *Dy-Holm Koang* de m'avoir accueilli dans son équipe de recherche, me permettant ainsi de participer à l'étude du concept pionnier de détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Je remercie chaleureusement mes deux directrices *Corinne Bérat* et *Anne Stutz* pour leur encadrement ainsi que leur soutien constant au cours de ma thèse. Malgré l'arrêt du projet EUSO et la nécessaire réorientation de l'équipe vers de nouvelles activités, j'ai toujours pu compter sur leur intérêt et leurs conseils pour guider mon travail jusqu'à son terme. La clarté du manuscrit doit aussi beaucoup à leur relecture attentive et minutieuse.

Je remercie *Eric Plagnol*, *Pierre Billoir*, *Tiina Suomijarvi* et *Christophe Furget* pour avoir accepté d'être membres du jury, et tout particulièrement *Eric Plagnol* et *Pierre Billoir* en leur qualité de rapporteurs.

Je tiens à remercier *Didier Lebrun*, *Joël Chauvin* et *Patrick Stassi* de m'avoir permis de participer aux campagnes de mesures de l'expérience ULTRA, au Mont-Cenis durant mon stage de DEA, puis sur le terrain de foot du laboratoire pendant ma thèse. Merci aussi à tout le groupe pour la bonne ambiance de travail et les discussions autour d'un café ou d'un repas. J'ai beaucoup appris à leur contact, et pas seulement dans le domaine de la physique.

Mes remerciements vont ensuite à *Marco Pallavicini*, coordinateur du logiciel ESAF, pour son soutien et l'intérêt porté à ce travail. Je pense également aux autres développeurs *Alessandro Thea*, *Dmitry Naumov*, *Sergio Bottai* et *Roberto Pesce* pour la qualité de nos échanges et de nos rencontres. Les quelques excursions en Italie à l'occasion de réunions ou de conférences m'ont toujours été très agréables.

Un grand merci au service informatique, en particulier à *Christine Gondrand*, *Frédéric Melot*, *Bernard Bouterin*, *Pascal Meyrand* et *Joseph Piarulli*. Du fait de leur grande disponibilité, de leur patience et de leur compétence, je n'ai jamais été ralenti par des problèmes d'ordre informatique, quels qu'ils soient. Merci aussi à *Olivier Méplan*, *Annick Billebaud*, *Olivier Laulan*, *Marie-Anne Cagnet* et *Nicolas Thiollière* pour leurs conseils en informatique.

Je remercie *Claudine Tur* pour son aide précieuse en matière de recherche bibliographique. Sans sa collaboration, je n'aurais sans doute pas eu accès à quelques-uns des articles essentiels à

l'étude du transfert radiatif dans l'atmosphère. Merci aussi aux différents personnels du laboratoire, leur sympathie voire leur soutien en cette fin de thèse ont participé à la bonne ambiance de travail.

J'ai une pensée particulière pour les amis avec qui j'ai partagé un bout de chemin durant ces années grenobloises. Les séances de groove, de foot, et les soirées interminables autour d'un quelconque spiritueux sont autant de bons moments qui ont égayés ce parcours.

Les chaarlus comptent à présent leur second docteur, et leur amitié de longue date m'est très chère. Merci à Nav et Du, nos lyonnais à présent parisiens, d'être venus célébrer l'évènement.

Je remercie enfin ma famille et mes proches pour leur soutien et leurs encouragements. Merci à Céline avec qui je partage ma vie et qui m'a permis de surmonter mes doutes et mes inquiétudes dans ces dernier mois de dur labeur. Merci à mes parents, tantes, oncle et grand-parents d'avoir toujours cru en mes capacités et de m'avoir apporté leur soutien. Je pense aussi à ma soeur Claire ainsi qu'à Marianne qui comptent beaucoup pour moi. Merci à Françoise et Michel ainsi qu'à leurs enfants et nièces pour leur amitié et leurs qualités humaines exceptionnelles.

Je terminerai en insistant sur le rôle de ma mère Chantal Angogna qui m'a toujours incité et encouragé dans mes études. Je lui dédie ce manuscrit, ainsi qu'à celui qui aurait été si fier de me savoir docteur et qui nous a quitté prématurément, mon père Jean-Pierre Moreggia.





# Table des matières

<b>1 Les Rayons Cosmiques d’Ultra-Haute Energie</b>	<b>17</b>
1.1 Le rayonnement cosmique . . . . .	17
1.1.1 Historique . . . . .	17
1.1.2 Spectre en énergie du rayonnement cosmique . . . . .	18
1.2 Origine et propagation des RCUHE . . . . .	20
1.2.1 Mécanismes de production . . . . .	21
1.2.1.1 Processus d’accélération - Mécanisme de Fermi . . . . .	21
1.2.1.2 Sources astrophysiques dans le scénario “Bottom-Up” . . . . .	22
1.2.1.3 Modèles exotiques - Scénarios “Top-Down” . . . . .	23
1.2.2 Coupure GZK . . . . .	24
1.2.3 Champs magnétiques et astronomie RCUHE . . . . .	27
1.3 Observations des RCUHE . . . . .	28
1.3.1 Expériences passées . . . . .	29
1.3.1.1 Détection des particules au sol . . . . .	29
1.3.1.2 Détecteurs de fluorescence . . . . .	29
1.3.1.3 Détection hybride : Observatoire Pierre Auger . . . . .	30
1.3.2 Résultats expérimentaux : Extrémité du spectre . . . . .	30
1.3.3 Résultats expérimentaux : Anisotropies . . . . .	31
1.3.4 Résultats expérimentaux : Composition du rayonnement . . . . .	34
1.3.5 Expériences futures . . . . .	36
1.3.5.1 Détection spatiale : le projet EUSO . . . . .	36
1.3.5.2 Radiodétection . . . . .	37
<b>2 EUSO et la détection spatiale des RCUHE</b>	<b>41</b>
2.1 Principe de la détection spatiale . . . . .	41
2.2 Le projet EUSO . . . . .	45
2.2.1 Description du détecteur . . . . .	45
2.2.1.1 Système optique diffractif . . . . .	46
2.2.1.2 Photo-détecteurs . . . . .	48
2.2.1.3 Système de déclenchement . . . . .	49
2.2.1.4 Contrôle de l’atmosphère - LIDAR . . . . .	50
2.2.2 Orbite de la Station Spatiale Internationale . . . . .	50
2.3 Description de l’atmosphère . . . . .	51
2.3.1 Propriétés générales de l’atmosphère . . . . .	52

2.3.2	Modèles d'atmosphère . . . . .	54
2.3.2.1	Atmosphère US-Standard 1976 . . . . .	54
2.3.2.2	Modèle empirique NRLMSIS-00 (MSISE) . . . . .	55
2.3.3	Couverture nuageuse et couches d'aérosols . . . . .	56
2.3.4	Réfectivité des sols . . . . .	57
2.4	ESAF – Logiciel de simulation et d'analyse de EUSO . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Développement des gerbes atmosphériques</b>	<b>65</b>
3.1	Modèles phénoménologiques . . . . .	65
3.1.1	Cascade électromagnétique . . . . .	66
3.1.2	Cascade hadronique . . . . .	67
3.2	Interactions à haute énergie et modélisations . . . . .	71
3.2.1	Incertitudes sur les interactions à haute énergie . . . . .	71
3.2.2	Interactions électromagnétiques – Effet LPM . . . . .	72
3.2.3	Interactions hadroniques . . . . .	73
3.2.3.1	Inélasticité des interactions hadroniques . . . . .	73
3.2.3.2	Section efficace inélastique proton-air . . . . .	74
3.2.4	Simulation des gerbes et optimisation du temps de calcul . . . . .	75
3.3	Gerbes atmosphériques et propriétés de la particule primaire . . . . .	76
3.3.1	Intégrale du profil longitudinal . . . . .	76
3.3.2	Nombre de particules chargées au maximum du profil . . . . .	77
3.3.3	Quantité d'air traversée au maximum du profil . . . . .	78
3.3.3.1	Primaires hadroniques . . . . .	78
3.3.3.2	Photons . . . . .	79
3.3.3.3	Neutrinos . . . . .	80
3.4	Descriptions paramétrées du développement des gerbes . . . . .	81
3.4.1	Profil longitudinal . . . . .	81
3.4.2	Distribution latérale des électrons . . . . .	83
3.4.3	Spectre en énergie des électrons . . . . .	85
3.5	Impact du profil de densité sur le développement des gerbes . . . . .	86
3.5.1	Altitude du maximum de développement . . . . .	87
3.5.2	Largeur du profil longitudinal en distance $N(L)$ . . . . .	88
3.6	Interprétation du profil longitudinal et erreurs systématiques associées . . . . .	89
3.6.1	Cadre de l'étude . . . . .	89
3.6.2	Conséquences d'une erreur sur l'angle zénithal . . . . .	90
3.6.3	Conséquences d'une erreur sur l'altitude du maximum . . . . .	92
3.6.4	Conséquences de la méconnaissance du profil de densité . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Génération des photons</b>	<b>99</b>
4.1	Emission des photons de fluorescence . . . . .	99
4.1.1	Éléments théoriques . . . . .	100
4.1.1.1	Excitation et désexcitation : systèmes de bandes . . . . .	100
4.1.1.2	Désexcitation et facteurs d'inhibition dans l'air . . . . .	101
4.1.2	Rendement de fluorescence dans l'air . . . . .	104
4.1.2.1	Expériences dédiées à la mesure du rendement . . . . .	104

4.1.2.2	Spectre en longueur d'onde . . . . .	105
4.1.2.3	Dépendance en énergie . . . . .	106
4.1.2.4	Dépendances en pression-température – Rendement en fonction de l'altitude . . . . .	107
4.1.3	Fluorescence émise par les gerbes . . . . .	108
4.1.3.1	Modélisation de l'émission de fluorescence dans ESAF . . . . .	108
4.1.3.2	Caractéristiques du rayonnement de fluorescence émis par les gerbes	111
4.1.4	Erreurs systématiques associées à l'émission de fluorescence . . . . .	113
4.1.4.1	Statut actuel des mesures en laboratoire . . . . .	113
4.1.4.2	Impact d'une méconnaissance des profils de pression et température	115
4.2	Emission du rayonnement Cerenkov . . . . .	117
4.2.1	Formulation analytique de l'effet Cerenkov . . . . .	117
4.2.2	Rendement Cerenkov dans l'air . . . . .	119
4.2.3	Cerenkov émis par les gerbes . . . . .	120
4.2.3.1	Modélisation de l'émission Cerenkov dans ESAF . . . . .	120
4.2.3.2	Intensité du rayonnement Cerenkov émis par les gerbes . . . . .	121
4.2.3.3	Distribution angulaire des photons Cerenkov . . . . .	123
<b>5</b>	<b>Propagation des photons dans l'atmosphère</b>	<b>127</b>
5.1	Interactions des photons dans l'atmosphère : processus physiques . . . . .	128
5.1.1	Diffusion Rayleigh . . . . .	128
5.1.2	Diffusion Mie dans les nuages . . . . .	133
5.1.3	Diffusion Mie dans les couches d'aérosols . . . . .	136
5.1.4	Absorption moléculaire . . . . .	140
5.1.5	Réfraction . . . . .	142
5.1.6	Réflexion à la surface de la Terre . . . . .	144
5.1.7	Transfert radiatif et détection spatiale des rayons cosmiques . . . . .	147
5.1.7.1	Composantes du signal associé à une gerbe . . . . .	147
5.1.7.2	Transmission du signal et spécificité de la détection spatiale . . . . .	148
5.2	Algorithme de propagation par paquets . . . . .	150
5.2.1	Fluorescence directe . . . . .	151
5.2.2	Diffusion simple et réflexion du Cerenkov . . . . .	151
5.2.3	Exemple de signal associé à une gerbe en ciel clair . . . . .	154
5.2.4	Diffusion multiple du Cerenkov dans les nuages . . . . .	156
5.2.5	Limites de la méthode . . . . .	157
5.3	Algorithme de propagation Monte-Carlo : "ray-tracing" . . . . .	158
5.3.1	Principe du calcul . . . . .	158
5.3.2	Exemple de signal associé à une gerbe en ciel clair . . . . .	161
5.3.3	Avantages et limites de la méthode . . . . .	163
5.3.3.1	Approximation analytique de la fonction de phase . . . . .	164
5.3.3.2	Approximation du pic de la fonction de phase . . . . .	165
5.3.4	Exemple de signal en présence d'aérosols et de nuages . . . . .	165
5.4	Comparaison et validation des algorithmes . . . . .	168
5.4.1	Comparaison des deux algorithmes en ciel clair . . . . .	168
5.4.2	Comparaison des deux algorithmes en présence d'un nuage . . . . .	169

5.4.3	Source ponctuelle et albédo des nuages (McKee et al.) . . . . .	171
5.4.4	Tirs Lidar et diffusion multiple dans les nuages (MUSCLE) . . . . .	173
<b>6</b>	<b>Caractéristiques du signal collecté par la lentille</b>	<b>179</b>
6.1	Signal de base en conditions de ciel clair . . . . .	179
6.1.1	Fluorescence directe . . . . .	180
6.1.1.1	Trace dans le champ de vue . . . . .	180
6.1.1.2	Vitesse angulaire . . . . .	181
6.1.1.3	Durée du signal . . . . .	183
6.1.1.4	Intensité du signal . . . . .	186
6.1.2	Cerenkov réfléchi au sol . . . . .	189
6.1.2.1	Temps d'arrivée du pic Cerenkov . . . . .	189
6.1.2.2	Intensité du signal Cerenkov réfléchi au sol . . . . .	191
6.1.2.3	Amplitude du pic Cerenkov réfléchi au sol . . . . .	194
6.1.2.4	Intensité du signal Cerenkov réfléchi sur les océans . . . . .	196
6.1.3	Exploitation du signal de base . . . . .	198
6.1.3.1	Reconstruction de la direction de la gerbe . . . . .	198
6.1.3.2	Référence en altitude et reconstruction de la trajectoire . . . . .	200
6.1.3.3	Reconstruction du profil longitudinal . . . . .	201
6.2	Composante diffusée en conditions de ciel clair . . . . .	203
6.2.1	Intensité de la composante diffusée . . . . .	203
6.2.2	Intrication temporelle avec le signal de fluorescence directe . . . . .	205
6.2.3	Répartition des photons diffusés dans le champ de vue . . . . .	207
6.2.4	Intrication spatiale et temporelle avec le signal de base . . . . .	209
6.3	Signal en présence d'aérosols ou de nuages . . . . .	211
6.3.1	Transmission du signal de base en présence d'aérosols ou de nuages . . . . .	211
6.3.2	Contribution essentielle de la diffusion multiple . . . . .	212
6.3.3	Amplitude du pic de multi-diffusion en présence d'aérosols . . . . .	215
6.3.4	Amplitudes des pics de multi-diffusion en présence de nuages . . . . .	218
<b>7</b>	<b>Performances d'un détecteur spatial</b>	<b>225</b>
7.1	Sources et intensité du bruit de fond . . . . .	225
7.1.1	Nuits sans lune et cycle utile . . . . .	226
7.1.2	Composante diffuse du bruit de fond lumineux . . . . .	226
7.1.2.1	Flux direct : le <i>Nightglow</i> . . . . .	226
7.1.2.2	Albédo de la Terre et flux diffusé . . . . .	227
7.1.3	Autres composantes du bruit de fond . . . . .	230
7.1.3.1	Sources d'origine anthropique . . . . .	230
7.1.3.2	Phénomènes naturels transitoires . . . . .	231
7.2	Simulation simplifiée du détecteur . . . . .	232
7.2.1	Efficacités du détecteur . . . . .	233
7.2.2	Discrétisation du signal . . . . .	234
7.2.3	Simulation du bruit de fond . . . . .	235
7.2.4	Simulation du déclenchement . . . . .	236
7.3	Acceptance d'un détecteur spatial . . . . .	237

7.3.1	Acceptance géométrique . . . . .	238
7.3.1.1	Calcul analytique . . . . .	238
7.3.1.2	Simulation numérique . . . . .	239
7.3.2	Acceptance de référence . . . . .	242
7.3.3	Couverture nuageuse . . . . .	244
7.3.4	Efficacité de déclenchement . . . . .	247
7.3.4.1	Efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie . . . . .	248
7.3.4.2	Acceptance de déclenchement en fonction de l'angle zénithal . . . . .	249
7.3.5	Sélection des évènements et acceptance effective . . . . .	250
7.4	Taux de comptage . . . . .	254
7.4.1	Spectre des rayons cosmiques au sommet de l'atmosphère . . . . .	254
7.4.2	Nombre d'évènements détectés sur 3 ans . . . . .	255
7.5	Effets du signal diffusé sur l'estimation de $E$ et $X_{max}$ . . . . .	257
7.5.1	Cadre de l'étude . . . . .	258
7.5.2	Influence sur l'estimation de l'énergie . . . . .	258
7.5.3	Influence sur l'estimation de l'altitude et de la profondeur du maximum . . . . .	260
7.5.3.1	Décalage en temps du pic Cerenkov en conditions de ciel clair . . . . .	260
7.5.3.2	Durée du signal de fluorescence directe . . . . .	262
7.6	Déformation du signal en présence de nuages et d'aérosols . . . . .	263
<b>A Distributions en latitude et longitude des positions de l'ISS</b>		<b>i</b>
<b>B Section efficace proton-air à haute énergie</b>		<b>iv</b>



# Introduction

Le rayonnement cosmique fut découvert en 1912 par Victor Hess. Majoritairement constitué de particules chargées, il frappe l'atmosphère terrestre de manière continue. Son flux, sa composition et la distribution de ses directions d'incidence ont été mesurés sur une large gamme en énergie. Plusieurs expériences ont mis en évidence l'existence de rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV. L'origine de ces particules, qualifiées de *Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie* (RCUHE), reste encore mal comprise.

Le manque de données expérimentales à ces énergies est un des principaux facteurs limitant. A  $10^{20}$  eV, le flux du rayonnement cosmique est extrêmement faible, de l'ordre d'une particule par kilomètre carré et par siècle. Sa détection directe n'est pas envisageable. A son impact sur l'atmosphère, le rayon cosmique interagit avec les noyaux de l'air et génère une cascade de particules secondaires, nommée *gerbe atmosphérique*. L'observation des gerbes atmosphériques permet une mesure indirecte du rayonnement cosmique. Il existe principalement deux méthodes pour observer ces gerbes. La première repose sur la détection des particules de la gerbe lors de son impact au sol. La seconde consiste à observer le rayonnement de fluorescence émis par l'azote de l'air suite au passage des particules chargées de la cascade.

Les réseaux actuels de détecteurs au sol dédiés à l'étude des RCUHE s'étendent sur plusieurs milliers de kilomètres carrés, et augmenter de manière significative la surface couverte par ces réseaux semble difficile. C'est pourquoi une détection des RCUHE depuis l'espace a été envisagée. Observer le rayonnement de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques depuis un télescope à grand angle d'ouverture placé en orbite autour de la Terre permet de couvrir une surface au sol de plusieurs centaines de milliers de kilomètres carrés.

L'atmosphère terrestre fait partie intégrante du procédé de détection. L'atmosphère est la cible du rayonnement cosmique et joue un triple rôle dans la formation du signal observable par le télescope. A la fois calorimètre et scintillateur, elle est à l'origine du développement des gerbes et de l'émission de fluorescence. Elle est aussi le milieu dans lequel se propage le signal lumineux. La variation rapide des conditions atmosphériques dans le champ de vue du télescope est une caractéristique nouvelle, associée à la détection spatiale des RCUHE. Estimer l'impact de l'atmosphère sur les performances de ce nouveau type d'observation est essentiel.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre du projet EUSO (*Extreme Universe Space Observatory*). Dédié à la mesure du rayonnement cosmique au-delà de  $10^{20}$  eV, son principe consiste à observer le rayonnement de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques depuis un télescope

embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale. L'objectif de cette thèse est d'estimer les performances de ce concept de détection, par la mise en oeuvre et l'utilisation d'un programme de simulation détaillé. On étudiera en particulier l'impact de l'atmosphère sur les performances d'une telle expérience.

Dans le premier chapitre, on présentera l'état actuel des connaissances relatives au rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie.

Le chapitre 2 est consacré au dispositif expérimental du projet EUSO. Ce projet constitue le cadre des études menées dans les chapitres suivants. Après la description du détecteur, on présentera les caractéristiques principales de l'atmosphère, ainsi que les modèles qui seront utilisés par la suite pour estimer son impact sur la détection spatiale des RCUHE. On fera une présentation d'ensemble du logiciel de simulation ESAF (*Euso Simulation and Analysis Framework*) développé pour étudier les performances de ce nouveau concept de détection.

Les chapitres 3 à 5 sont consacrés aux trois processus impliqués dans la formation du signal lumineux détecté par le télescope, à savoir : le développement de la gerbe, l'émission des photons de fluorescence et Cerenkov, et leur propagation dans l'atmosphère. Dans chacun des chapitres, on présentera les modèles développés dans ESAF pour simuler ces processus.

Les caractéristiques du signal lumineux simulé à l'entrée du télescope seront présentés au chapitre 6. On indiquera comment ce signal peut être exploité pour reconstruire les caractéristiques de la gerbe. Dans le chapitre 7, une simulation du détecteur sera introduite en vue d'estimer les performances de l'instrument conçu pour EUSO.





# Chapitre 1

## Les Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie

Après une présentation générale du rayonnement cosmique, on donne quelques éléments des modèles théoriques de production et de propagation des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. On présente ensuite les résultats expérimentaux concernant la partie haute énergie du spectre, la recherche d'anisotropies dans la distribution des directions d'incidence du rayonnement, et la composition des particules cosmiques.

### 1.1 Le rayonnement cosmique

#### 1.1.1 Historique

Au début du vingtième siècle, une "ionisation résiduelle" des gaz fut mise en évidence par l'observation de la décharge d'électroscopes, pourtant protégés au préalable de tous les rayonnements connus à l'époque. Toutes les protections, si épaisses furent-elles, ne purent réduire cette ionisation à moins de 2 ions par centimètre cube par seconde. L'hypothèse fut faite qu'une nouvelle radiation, très pénétrante, émise par la radioactivité naturelle du sol, pouvait en être à l'origine. Des appareils formés de l'association d'une chambre d'ionisation et d'un électroscope furent envoyés à haute altitude à bord de ballons. En interposant ainsi un écran d'air de plus en plus épais entre l'appareil de mesure et la source, on pouvait s'attendre à une décroissance de l'ionisation avec l'altitude. Ce fut en 1912, avec un vol en ballon jusqu'à 5000 *m* d'altitude, que Victor Hess mit en évidence l'effet inverse. L'ionisation augmentait avec l'altitude et le rayonnement associé était vraisemblablement d'origine extra-terrestre : le *rayonnement cosmique* était découvert.

Les développements techniques ultérieurs conduisirent à de nouvelles avancées, notamment en physique des particules. Les chambres à brouillard de Wilson permirent de visualiser les traces des rayons cosmiques lors de leur traversée du détecteur. C'est ainsi que fut découvert le positron, l'anti-électron, dont l'existence avait été prédite par Dirac quelques années auparavant. L'observation du rayonnement cosmique permit aussi la découverte des muons, des pions et d'autres particules élémentaires.

A la fin des années trente, grâce à des progrès dans la technique de mesure des coïncidences

temporelles, le physicien français Pierre Auger mit en évidence le phénomène de *gerbe atmosphérique* [1]. Le rayon cosmique primaire interagit dans l'atmosphère et génère une cascade de particules secondaires, détectées en coïncidence à leur arrivée au sol par des compteurs Geiger-Müller. Des rayons cosmique d'énergie estimée à  $10^{15}$  eV ont été détectés avec un tel dispositif.

Les réseaux de compteurs Geiger-Müller ne pouvaient néanmoins fournir la direction d'incidence du rayon cosmique à partir de ces mesures. Il fallut attendre le milieu des années cinquante pour qu'un groupe du *Massachusetts Institute of Technology* utilise un réseau de scintillateurs pour reconstruire la direction d'incidence et le maximum de densité du front de particules secondaires [2]. Le spectre en énergie fut mesuré de  $3 \cdot 10^{15}$  à  $10^{18}$  eV.

Le premier réseau géant de scintillateurs (*Volcano Ranch*,  $8 \text{ km}^2$  [3]) fut installé au Nouveau Mexique au début des années soixante, et permit d'étendre la mesure du spectre aux ultra-hautes énergies ( $E > 10^{18}$  eV). Ce fut la première expérience à observer un évènement d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV, soit huit ordres de grandeur au-delà des énergies atteintes auprès des accélérateurs de particules.

Depuis, de nombreuses expériences ont été menées pour étudier le rayonnement cosmique sur plus de dix ordres de grandeur en énergie. Jusqu'à  $10^{14}$ - $10^{15}$  eV, le flux est suffisant pour permettre une détection directe du rayonnement par satellite ou vol ballon. A plus haute énergie, la mesure du flux est nécessairement indirecte, et repose sur la détection des gerbes atmosphériques générées suite à l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre.

### 1.1.2 Spectre en énergie du rayonnement cosmique

Environ 1000 particules cosmiques par mètre carré et par seconde frappent l'atmosphère terrestre de manière continue. Environ 90% d'entre elles sont des protons, 9% des noyaux d'hélium, le reste étant constitué de noyaux plus lourds. La figure 1.1 (haut) présente le spectre en énergie du rayonnement cosmique, établi à partir d'une compilation des mesures entre  $10^9$  eV et  $10^{20}$  eV [4]. Le flux différentiel suit approximativement une loi de puissance d'indice spectral égal à 3 et s'étend sur trente ordres de grandeurs. La figure 1.1 (bas) est établie à partir des mêmes mesures, mais la représentation permet de mettre en évidence les changements de pente du spectre [5]. On observe ainsi trois points d'inflexion du spectre, nommés successivement *genou* ( $\sim 10^{15.5}$  eV), *second genou* ( $\sim 10^{17.6}$  eV) et *cheville* ( $\sim 10^{18.8}$  eV). Le spectre peut être décrit par une succession de loi de puissance  $E^{-\gamma}$  :

- $\gamma \sim 2.7$  pour  $10^{10}$  eV  $< E < 10^{15.5}$  eV,
- $\gamma \sim 3.1$  pour  $10^{15.5}$  eV  $< E < 10^{17.6}$  eV,
- $\gamma \sim 3.2$  pour  $10^{17.6}$  eV  $< E < 10^{18.8}$  eV,
- $\gamma \sim 2.7$  pour  $10^{18.8}$  eV  $< E < 10^{19.6}$  eV.

La forme du spectre à plus haute énergie reste incertaine par manque de statistique. Jusqu'aux alentours de la cheville, les rayons cosmiques sont d'origine galactique. Comme on le verra en section 1.2.1, l'accélération par front de choc au sein des supernovae est le mécanisme de production privilégié à ces énergies. Au-delà de quelques  $10^{18}$  eV, le rayonnement cosmique est vraisemblablement d'origine extra-galactique.

#### Spectre au “genou”

Le changement de pente du spectre aux alentours de  $10^{15}$  eV reste encore mal compris. La décroissance du flux correspondrait à l'énergie maximale acquise par les particules cosmiques dans

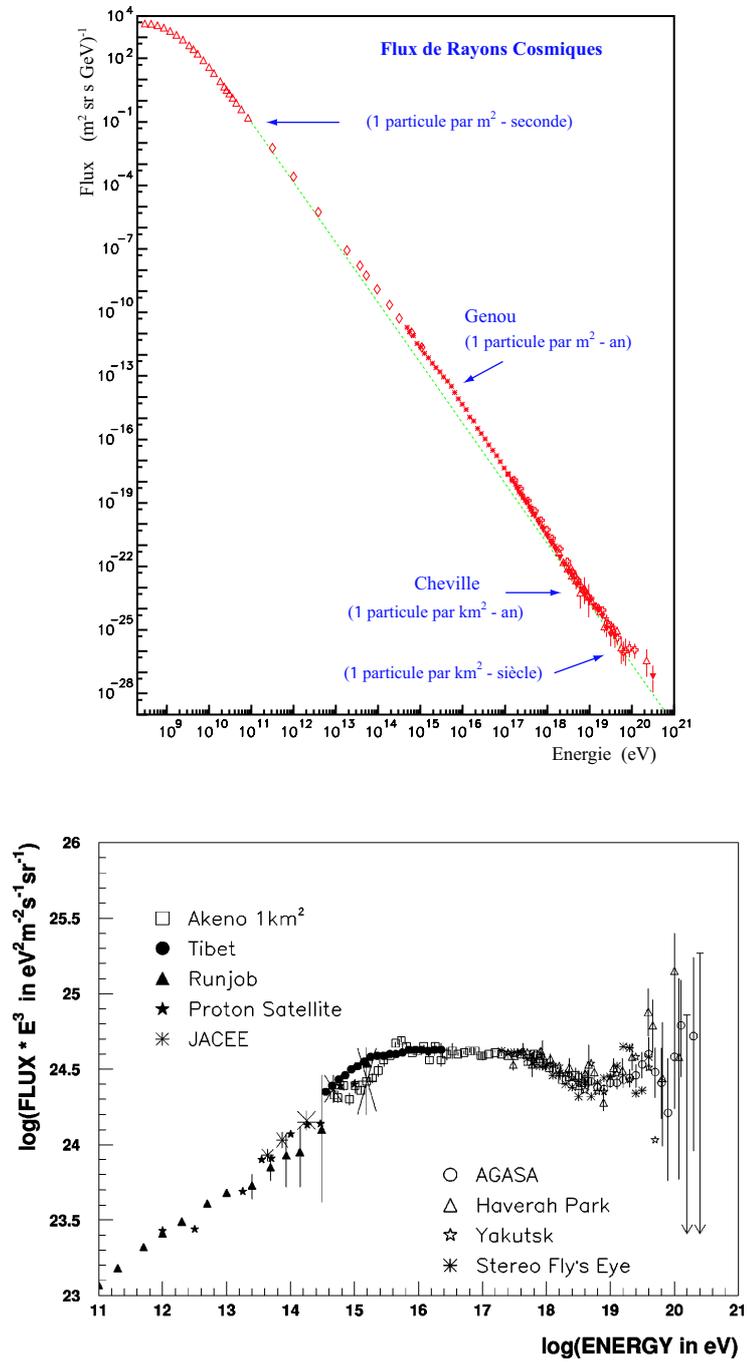


FIG. 1.1 – (*haut*) Compilation des mesures du spectre différentiel en énergie des rayons cosmiques, la droite en pointillé représentant une loi de puissance en  $E^{-3}$ . Les ordres de grandeur du flux intégré (par stéradian) sont aussi indiqués [4]; (*bas*) Représentation du spectre en “ $Flux \times E^3$ ”, les données de Fly’s Eye et Yakutsk étant normalisées au spectre d’Akeno 1 km<sup>2</sup> [5]

les sites d'accélération galactiques. L'énergie maximale variant proportionnellement à la charge du noyau (c.f. section 1.2.1), la fin du spectre galactique devrait consister en une succession de coupures s'échelonnant selon la charge des particules cosmiques [6]. Le rapport entre l'énergie maximale du spectre galactique et le début de la décroissance devrait être de l'ordre du rapport entre les charges du noyau de fer et du proton, i.e. un facteur 30. Mais comme l'indique la figure 1.1, la décroissance observée s'étend sur un intervalle plus large en énergie.

Différentes hypothèses ont été envisagées pour palier à cette incompatibilité [7]. Elles reposent généralement sur l'un des aspects suivants : des processus d'accélération plus complexes, la fuite des particules hors de la galaxie, l'interaction du rayonnement avec le fond galactique ou l'effet de nouvelles interactions sur le développement des gerbes atmosphériques.

Les mesures actuelles de la composition du rayonnement autour du genou (e.g. KASCADE [8]) indiquent que la rupture de pente varie avec le type de particule primaire et semblent favoriser une dépendance avec la charge des noyaux. La mesure de la composition est indirecte à ces énergies et dépendante des modèles hadroniques du développement des gerbes utilisés pour interpréter les données. Elle reste encore trop imprécise pour fournir une explication définitive de la forme du spectre au-delà du genou. L'extension de la mesure *directe* du spectre jusqu'à  $10^{15}$  eV par des vols ballon de longue durée (CREAM [9]) devrait fournir des informations précieuses sur la composition du rayonnement à ces énergies.

### Spectre à la “cheville”

A  $10^{19}$  eV, le rayon de Larmor d'un proton dans le champ magnétique galactique devient comparable aux dimensions de la galaxie. Le flux observé étant isotrope, il est communément admis que son origine est extra-galactique à ces énergies. Le second genou marquerait la fin du spectre galactique, et le durcissement du spectre à la cheville serait l'empreinte de la transition entre les spectres galactique et extra-galactique. La cheville correspondrait à l'énergie où la composante extra-galactique devient prépondérante.

Une autre hypothèse consiste à dire que le spectre extra-galactique devient prédominant à plus basse énergie, autour de  $10^{17.5}$  eV. La cheville résulterait alors de l'interaction du rayonnement extra-galactique avec le fond diffus cosmologique,  $p + \gamma_{CMB} \rightarrow e^+ e^-$  pour un flux constitué de protons [10] (section 1.2.2).

Ici encore, c'est la composition du rayonnement qui permettra d'infirmer ou de confirmer les différents modèles. Si la cheville correspond à la transition galactique / extra-galactique, le flux doit être constitué majoritairement de noyaux lourds en-deçà de quelques  $10^{18}$  eV. Si la transition galactique / extra-galactique se situe à plus basse énergie, le flux est majoritairement composé de noyaux légers en-deçà de quelques  $10^{18}$  eV. L'imprécision des mesures actuelles ne permet pas de favoriser l'un ou l'autre des scénarios.

## 1.2 Origine et propagation des RCUHE

On réserve par la suite le terme *Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie* (RCUHE) aux particules cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{18}$  eV. Les mécanismes d'accélération astrophysique (scénario classique, dit *Bottom-Up*) rendent compte de la forme du spectre à plus basse énergie, mais il est difficile d'expliquer l'existence de particules au-delà de  $10^{20}$  eV. Des scénarios exotiques, qualifiés de *Top-Down*, ont alors été proposés. Ils envisagent la possibilité pour les RCUHE d'être produits par la désintégration de particules super-massives.

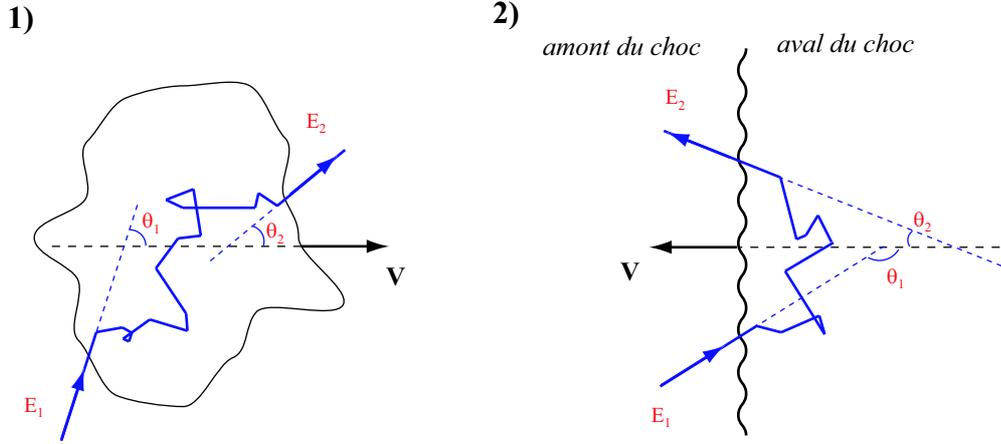


FIG. 1.2 – 1) Accélération d'une particule chargée par un nuage de plasma se déplaçant à une vitesse  $V$ ; 2) Accélération d'une particule chargée à sa traversée du front plan d'un choc se propageant dans un plasma.  $V$  est ici la vitesse relative du gaz en aval du choc (déjà traversé par le front) par rapport au gaz en amont du choc (pas encore traversé par le front)

Pour que les données expérimentales puissent fournir des informations sur l'origine du rayonnement, il est nécessaire de comprendre comment le flux est affecté durant sa propagation. Si le flux est d'origine extra-galactique, les interactions inélastiques des RCUHE sur le fond diffus cosmologique devrait entraîner une suppression du spectre observable au-delà de  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ . La déflexion des particules chargées dans le champ magnétique inter-galactique contraint quant-à-elle la capacité à localiser les sources.

## 1.2.1 Mécanismes de production

### 1.2.1.1 Processus d'accélération - Mécanisme de Fermi

Le mécanisme de Fermi est le modèle d'accélération le plus simple qui reproduit la décroissance observée du spectre en énergie du rayonnement cosmique selon une loi de puissance d'indice  $\gamma \sim 3$ . Ce mécanisme d'accélération met en jeu la diffusion de particules chargées dans un milieu magnétique turbulent. La première formulation de ce processus par E. Fermi [11] impliquait des nuages de plasma en mouvement. Un autre cas a aussi été envisagé, mettant en jeu la propagation du front plan d'un choc à travers un plasma. Les deux types de processus sont illustrés sur la figure 1.2. Dans les deux cas, la particule chargée est diffusée par le champ magnétique régnant dans le plasma (diffusion élastique). Dans le premier cas, une "traversée" correspond à l'entrée et à la sortie de la particule du nuage magnétique. Dans le second, une *traversée* correspond à un aller-retour de la particule à travers le front du choc.

En supposant la particule chargée relativiste, on peut exprimer la variation relative de son énergie  $\frac{\Delta E}{E}$  lors d'une traversée [12] :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.1)$$

où  $\beta = \frac{V}{c} < 1$  ( $V$ ,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont définis sur la figure 1.2). En moyennant sur les différentes valeurs possibles de  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , on trouve dans le cas des nuages de plasma :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta^2 \quad (1.2)$$

et dans le cas du front de choc :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta \quad (1.3)$$

Ces deux relations ne sont valables que pour des vitesses non-relativistes des nuages ou du front de choc ( $\beta \ll 1$ ).

Les processus d'accélération par front de choc et par nuages magnétiques s'appellent respectivement *accélération de Fermi au premier ordre* et *accélération de Fermi au second ordre*. L'accélération par front de choc est plus efficace car une traversée se traduit toujours par un gain d'énergie (éq. 1.1). Ce n'est pas le cas du processus au second ordre, où la particule peut aussi perdre de l'énergie lors d'une traversée (e.g.  $\theta_1 = 0$  et  $\theta_2 = \pi$ ).

Alors que le modèle d'accélération au second ordre prévoit un indice spectral dépendant des propriétés des nuages de plasma, celui du premier ordre prédit un indice universel, indépendant des propriétés du plasma et du choc. L'accélération au premier ordre prévoit un indice spectral du flux différentiel de l'ordre de 2. Pour un taux d'échappement des particules cosmiques hors de la galaxie proportionnel à l'énergie, cet indice spectral est compatible avec l'indice du spectre observé ( $\gamma \sim 3$ , section 1.1.2).

### 1.2.1.2 Sources astrophysiques dans le scénario "Bottom-Up"

Il est généralement admis que le processus d'accélération par choc présenté précédemment est à l'origine du flux de rayons cosmiques jusqu'à environ  $10^{15}$  eV. Les supernovae sont reconnues comme les sites les plus probables d'accélération à ces énergies. En faisant l'hypothèse que ce même processus d'accélération est aussi responsable du flux à plus haute énergie, on peut montrer que l'énergie maximale  $E_{max}$  pouvant être acquise par une particule de charge  $Z$  dépend de la taille  $R$  de la source, du champ magnétique  $B$  dans la région du choc et de la vitesse  $\beta c$  du choc [5] :

$$E_{max} = kZeBR\beta c \quad (1.4)$$

où  $k$  est un facteur inférieur à 1, relié au temps d'accélération. Dans le cas où le temps d'accélération est limité par l'âge du choc plutôt que par le temps caractéristique d'échappement des particules émises, ce facteur est de l'ordre de  $3/20$ . La présence du terme  $ZBR$  dans l'équation 1.4 reflète la contrainte pour la particule en accélération d'avoir un rayon de Larmor inférieur à la taille de la source. En considérant le cas limite où  $k = 1$  et  $\beta = 1$ , on peut reformuler l'équation précédente :

$$E_{max} = 0.9 \times ZBR \quad (1.5)$$

où  $E$  est exprimée en  $EeV$ ,  $B$  en  $\mu G$  et  $R$  en  $kpc$ .

Le diagramme de Hillas positionne les sites astrophysiques potentiels d'accélération des RCUHE en fonction de leur taille et leur champ magnétique (figure 1.3). Les lignes diagonales représentent les limites supérieures du couple  $BR$  au-delà desquelles les objets astrophysiques considérés ne sont plus capables d'accélérer les particules à des énergies supérieures à celles indiquées sur le diagramme. Dans cette représentation les pertes d'énergie suite à l'interaction des particules avec les champs à proximité des sites d'accélération ne sont pas prises en compte. On peut constater que peu de sites astrophysiques ont les capacités d'accélérer des particules au-delà de  $10^{20}$  eV, et ce même en considérant les valeurs les plus optimistes des paramètres impliqués dans l'équation 1.4. Ainsi, les objets astrophysiques actuellement identifiés permettent difficilement d'expliquer l'existence de rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV.

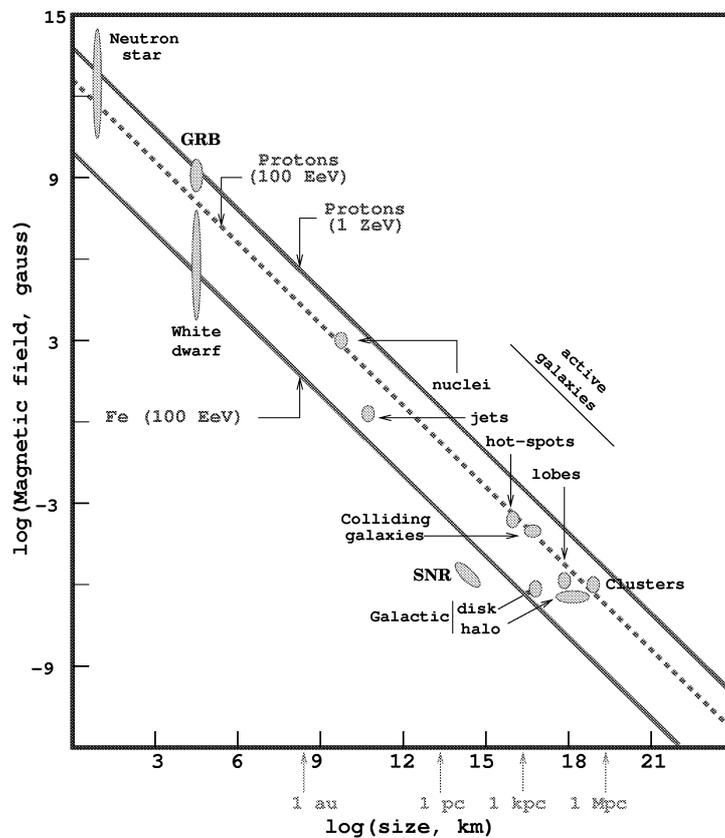


FIG. 1.3 – Diagramme de Hillas indiquant le pouvoir d'accélération des sites susceptibles d'être à l'origine des RCUHE. La taille des sources est représentée en fonction de leur champ magnétique. Les objets situés sous les lignes diagonales ne sont pas capables d'accélérer les particules au-delà de l'énergie indiquée [13]

### 1.2.1.3 Modèles exotiques - Scénarios "Top-Down"

Du fait de ces difficultés, des modèles dits *Top-Down* ont été proposés. Leur principe commun est de postuler l'existence de particules super-massives, dont la désintégration produirait des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV. Ces particules super-massives auraient été générées par des processus de haute-énergie dans l'univers primordial.

On peut imaginer deux types de scénarii pour que ces particules soient à l'origine du flux de RCUHE observé aujourd'hui :

- si elles sont de courte durée de vie, elles doivent être produites de manière continue. Elles seraient générées par l'annihilation de défauts topologiques formés lors des transitions de phase de l'univers primordial.
- si leur durée de vie est comparable à l'âge de l'univers, elles pourraient être des particules relictuelles de l'univers primordial, contribuant en partie à la densité de matière noire. La présence d'un halo de ces particules super-massives autour de la galaxie devrait se traduire par une anisotropie apparente du flux. Ce scénario prévoit l'absence de coupure GZK (section 1.2.2).

Les deux types de scénarii prédisent un flux de RCUHE constitué d'une part significative (voire dominante) de photons et de neutrinos.

### 1.2.2 Coupure GZK

Pour comprendre les mécanismes de production à l'origine du flux de rayons cosmiques détecté sur Terre, les interactions susceptibles d'affecter la propagation des particules dans le milieu extra-galactique doivent aussi être prises en compte.

Un an après la découverte du fond diffus cosmologique (CMB, *Cosmic Microwave Background*) par Penzias et Wilson en 1965 [14], Greisen d'une part [15], Zatsepin et Kuz'min d'autre part [16], prédirent une suppression du flux du rayonnement cosmique au-delà de  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ , provoquée par l'interaction des particules cosmiques avec le CMB. Du nom des trois auteurs, la chute du spectre à ces énergies est nommée *coupure GZK*.

#### Protons

Les principales interactions d'un proton avec les photons du fond diffus ( $\gamma_{2.7K}$ ) sont :



Le seuil en énergie de la production de paire se situe autour de  $10^{18} \text{ eV}$  avec un libre parcours moyen d'environ  $1 \text{ Mpc}$ . Bien que la photo-production de pions ne débute qu'à  $10^{19.6} \text{ eV}$  avec un libre parcours moyen de  $6 \text{ Mpc}$ , la perte d'énergie par interaction ( $\sim 20\%$ ) est 200 fois supérieure à celle de la création de paires, et la production de pions domine aux plus hautes énergies. La longueur d'atténuation associée est de l'ordre de  $100 \text{ Mpc}$  à  $10^{20} \text{ eV}$  (figure 1.4 (gauche)).

Le neutron produit suite à l'interaction d'un proton avec le fond diffus a une grande probabilité de s'être désintégré en proton avant la prochaine interaction, puisque sa longueur de désintégration est de l'ordre de  $1 \text{ Mpc}$  à  $10^{20} \text{ eV}$ .

#### Noyaux

La photo-désintégration et la production de paire sont les deux interactions dominantes des noyaux plus lourds (de masse  $A$ ) avec le fond diffus :



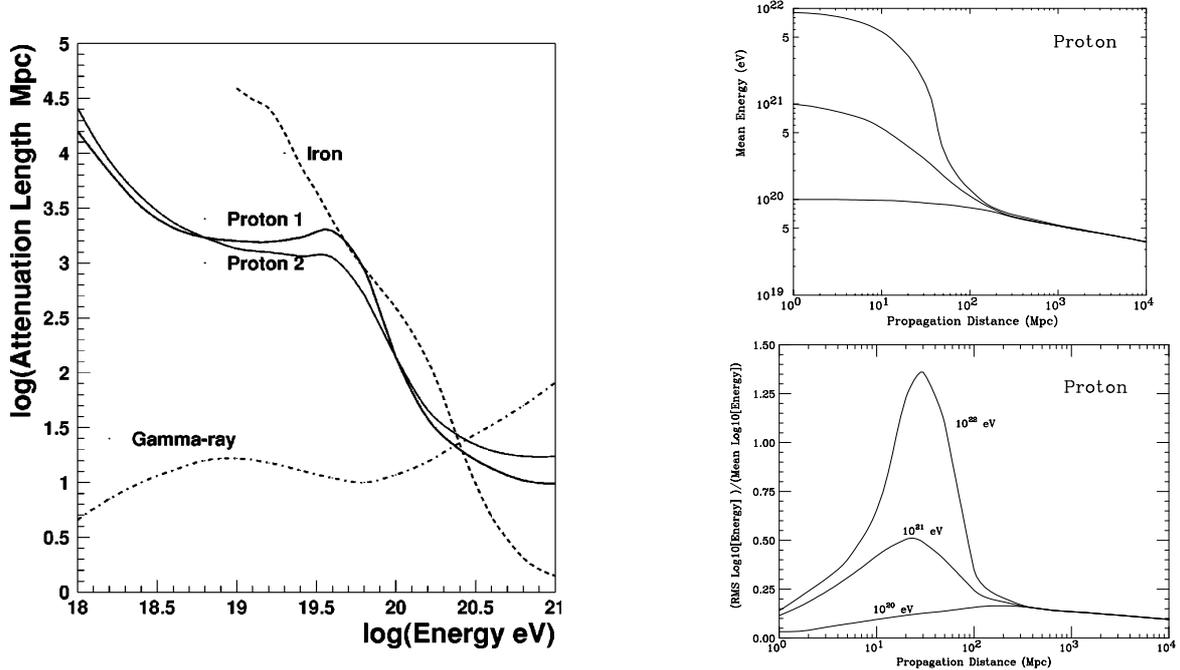


FIG. 1.4 – Interactions des rayons cosmiques avec le fond diffus cosmologique : (*gauche*) Longueurs d’atténuation en fonction de l’énergie pour un proton, un fer et un gamma dans les fonds micro-onde, infra-rouge et radio (extrait de [5]) (“Proton 1” est la courbe obtenue par Yoshida et Teshima [17], et “Proton 2” celle obtenue par Protheroe et Johnson [18]); (*droite-haut*) Energie *moyenne* d’un proton en fonction de la distance parcourue dans le CMB depuis la source, pour différentes énergies à l’émission [19]; (*droite-bas*) Fluctuations de l’énergie d’un proton se propageant dans le CMB [19]

où  $N$  est un nucléon. La perte d’énergie associée à l’émission de deux nucléons est un ordre de grandeur inférieure à celle de l’émission d’un seul nucléon. L’interaction avec le fond infra-rouge n’est effective qu’en-deçà de  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  et l’interaction avec le fond micro-onde est la plus significative au-delà de  $2 \times 10^{20} \text{ eV}$ . L’effet de la création de paire sur la perte d’énergie des noyaux est le plus notable entre  $5 \times 10^{19}$  et  $2 \times 10^{20} \text{ eV}$ .

Le nombre de nucléons  $A$  d’un noyau lourd diminue au cours de sa propagation. Ainsi, bien que la longueur d’atténuation d’un fer soit de l’ordre de  $500 \text{ Mpc}$  à  $10^{20} \text{ eV}$ , elle diminue au fur et à mesure que le noyau devient plus léger.

### Gammas

Lors de leur propagation dans le fond diffus, les gammas perdent de l’énergie par création de paires dès  $4 \times 10^{14} \text{ eV}$  :

$$\gamma + \gamma_{2.7K} \longrightarrow e^+ + e^- \quad (1.8)$$

Au-delà de  $2 \times 10^{19} \text{ eV}$ , c’est l’interaction avec le fond diffus radio qui devient dominante. La longueur d’atténuation des gammas est représentée en fonction de l’énergie sur la figure 1.4 (*gauche*) avec les autres types de primaires.

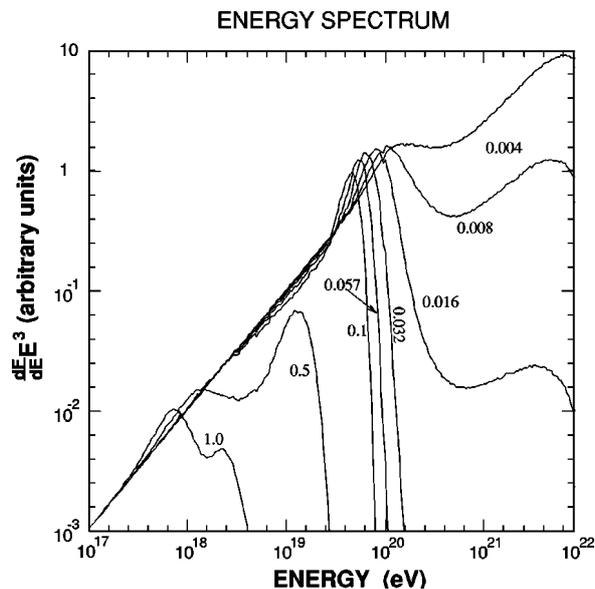


FIG. 1.5 – Spectres en énergie simulés pour des sources à différents red-shift ( $Flux \times E^3$ ). Le spectre à l'émission suit une loi de puissance d'indice égal à 2, sans coupure à haute énergie [17] (extrait de [5])

### “Horizon” GZK

La coupure GZK ne consiste pas en une coupure au sens où le *flux émis* au-dessus de quelques  $10^{19}$  eV ne serait plus détectable. Les particules sont toujours observables, mais à une énergie inférieure à celle dont elles étaient pourvues à l'émission. La perte d'énergie étant progressive, l'énergie à laquelle sont détectées les particules dépend de la distance de la source. La figure 1.4 (haut-droite) représente la variation de l'énergie moyenne des protons au cours de leur propagation dans le fond diffus, pour différentes valeurs de l'énergie d'émission.

Même pour une valeur aussi élevée que  $10^{22}$  eV, un proton émis à plus de 200 *Mpc* ne pourra être détecté qu'à une énergie inférieure à  $10^{20}$  eV. Ainsi, à énergie *observable* fixée, l'univers devient opaque au rayonnement cosmique au-delà de  $10^{20}$  eV dans un rayon d'environ 100 *Mpc*. On peut aussi formuler cela en notant qu'un proton détecté à  $10^{20}$  eV n'a qu'une probabilité de 10% d'avoir été émis à une distance supérieure à 50 *Mpc*, et une probabilité de 1% d'avoir été émis à une distance supérieure à 100 *Mpc* [19].

### Caractéristiques de la coupure

La perte d'énergie sur le fond diffus est un processus stochastique. Aussi, plusieurs particules émises à la même énergie depuis la même source peuvent être détectées chacune à des énergies différentes. Ces fluctuations en énergie sont représentées sur la figure 1.4 (bas-droite) en fonction de la distance parcourue, et pour différentes énergies à l'émission. Par conséquent, l'interaction avec le fond diffus se traduit par des fluctuations intrinsèques du spectre observable supérieures à celles existant à plus basse énergie [20].

La figure 1.5 présente les spectres moyens du rayonnement cosmique autour de la coupure GZK, simulés pour des sources situées à différents red-shift [17]. On peut observer que la suppression du

flux observable est d'autant moins prononcée que la source est proche. Le renflement du spectre juste avant la coupure correspond à la fraction du flux émis à plus haute énergie et ramené à plus basse énergie par les interactions successives des particules avec le fond diffus.

L'intensité, l'indice spectral et l'énergie maximale du flux émis par les sources ont aussi une influence sur la forme du spectre. Par exemple, plus le spectre à l'émission est plat, moins la suppression du flux est prononcée. Aussi, déterminer les caractéristiques de la coupure GZK devrait permettre de contraindre les paramètres d'émission et la distribution des sources.

On notera enfin que l'intensité et la géométrie du champ magnétique intergalactique sont aussi susceptibles de modifier la forme de la coupure. La diffusion des rayons cosmiques par le champ magnétique pourrait induire un allongement significatif de leur parcours, dépendant de l'énergie, et amplifiant ainsi l'effet du fond diffus sur l'énergie des particules cosmiques.

Certains mécanismes ont été proposés pour expliquer une éventuelle absence de coupure GZK. Un flux de RCUHE produit par la désintégration de particules super-massives situées autour de la galaxie (section 1.2.2) serait peu sensible aux interactions avec le fond diffus du fait de la proximité des sources. Une violation de la symétrie de Lorentz pourrait aussi réduire - voire supprimer - l'interaction inélastique du rayonnement hadronique d'ultra-haute énergie avec le fond diffus cosmologique.

### 1.2.3 Champs magnétiques et astronomie RCUHE

L'analyse des directions d'incidence du rayonnement permet de localiser les sources à condition que les particules cosmiques ne soient pas trop déviées pendant leur propagation. Au-delà de  $10^{19}$  eV, le rayon de Larmor d'un proton dans le champ magnétique galactique est trop grand pour induire une déviation significative de la trajectoire. Il ne devrait donc pas avoir d'impact majeur sur la direction d'incidence d'un flux d'origine extra-galactique.

Les caractéristiques du champ magnétique extra-galactique restent mal connues. Une limite supérieure sur le champ inter-galactique de l'ordre de  $1$  nG a pu être établie à partir de la rotation de Faraday de signaux radio émis par des galaxies lointaines [21]. L'intensité du champ magnétique est susceptible d'être plus élevée à l'intérieur des galaxies et des amas de galaxies, de l'ordre de  $0.1$ - $1$   $\mu$ G. Cependant, ces structures n'occupent qu'une petite fraction du volume de l'univers ( $\sim 10^{-5}$ ) et il paraît peu probable qu'elles puissent affecter le parcours des particules cosmiques.

Si l'on décrit la géométrie du champ magnétique inter-galactique par un ensemble de cellules de taille  $\lambda$ , où règne un champ d'intensité  $B$  dont la direction dans une cellule est aléatoirement distribuée, la déflexion angulaire  $\theta(E)$  d'un proton d'énergie  $E$  se propageant dans le milieu inter-galactique sur une distance  $d$  vaut approximativement [5] :

$$\theta(E) \simeq 0.025^\circ \left(\frac{d}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\lambda}{10 \text{ Mpc}}\right) \left(\frac{B}{10^{-11} \text{ G}}\right) \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}}\right)^{-1} \quad (1.9)$$

Ainsi, un proton émis à une distance de  $20$  Mpc avec une énergie de  $3 \times 10^{19}$  eV (resp.  $10^{20}$  eV) est dévié d'environ  $4^\circ$  (resp.  $1^\circ$ ). La figure 1.6 illustre bien qu'en-deçà de quelques  $10^{18}$  eV, la direction d'incidence d'un proton n'est plus que faiblement corrélée à la position de la source (voire

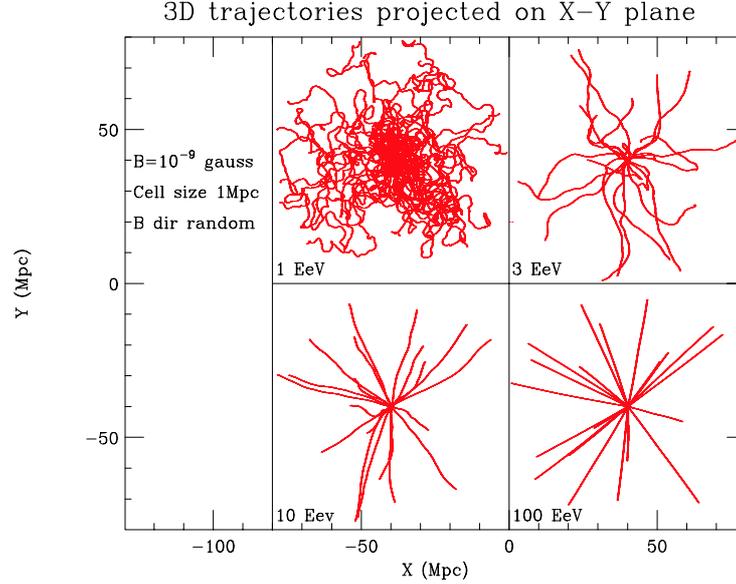


FIG. 1.6 – Illustration de la déflexion des particules chargées dans le champ magnétique inter-galactique : projection dans le plan X-Y de 20 trajectoires de protons propagés sur une distance de  $40 Mpc$ , et émis à différentes énergies ( $B = 1nG$  par cellule de  $1 Mpc$ , direction distribuée de manière aléatoire dans chaque cellule) [19]

décorrélée à  $10^{18} eV$ ) [19].

En-deçà de la coupure GZK, la longueur d'atténuation des protons et des noyaux excède  $1000 Mpc$  et une origine extra-galactique du rayonnement devrait se traduire par une isotropie à ces énergies. Au-delà de la coupure, la longueur d'atténuation est de l'ordre de quelques  $10 Mpc$  et l'on peut s'attendre à une corrélation de la direction d'incidence du flux avec les structures locales (e.g. amas de la Vierge à  $\sim 20 Mpc$ ).

Le neutrino serait le candidat le plus intéressant pour une astronomie à ultra-haute énergie. Les neutrinos ne sont pas déviés par le champ magnétique et n'interagissent pas de manière significative avec le fond diffus. Leur trajectoire pointe par conséquent dans la direction de la source et les neutrinos permettent de sonder l'univers sur les plus grandes distances. Les scénarii de type Top-Down prédisent des flux de neutrinos à ultra-haute énergie. La production de neutrinos au sein de sources astrophysiques par interaction des protons accélérés sur la matière environnante nécessite un pouvoir d'accélération encore plus grand que celui reporté sur le diagramme de Hillas pour les noyaux. Cette éventualité semble donc peu probable.

### 1.3 Observations des RCUHE

On a décrit le contexte théorique relatif à la production et la propagation des RCUHE. On s'intéresse à présent aux expériences dédiées à l'étude des RCUHE, ainsi qu'à l'état actuel des observations concernant le spectre en énergie, la recherche d'anisotropies et la composition du rayonnement.

### 1.3.1 Expériences passées

#### 1.3.1.1 Détection des particules au sol

A très haute énergie, le flux est insuffisant pour une détection directe du rayonnement. A son impact sur l'atmosphère, la particule cosmique interagit avec les noyaux de l'air et génère une cascade de particules secondaires, nommée *gerbe atmosphérique*. La détection de ces particules secondaires à leur arrivée au sol fournit des informations sur la direction, l'énergie et la nature du rayon cosmique primaire. La phénoménologie du développement des gerbes atmosphériques sera traitée au chapitre 3, et l'on présente ici l'expérience la plus récente utilisant la détection des particules au sol.

**AGASA (1990-2004)** Le détecteur *Akeno Giant Air-Shower Array* [22] se situe au Japon et couvre une surface de  $100 \text{ km}^2$ . Le réseau est constitué de 111 scintillateurs séparés de  $1 \text{ km}$ , et 27 d'entre eux sont couplés à un détecteur de muons. AGASA a détecté 7 événements au-delà de  $10^{20} \text{ eV}$ , dont le plus énergétique atteint  $1.5 \times 10^{20} \text{ eV}$ . La résolution en énergie est estimée à  $\pm 30\%$ .

Au sud-est du réseau géant, un sous-réseau plus dense couvrant  $1 \text{ km}^2$  collecte des données depuis 1979 (*Akeno-1 km<sup>2</sup>*). La section efficace proton-air, le spectre en énergie du rayonnement, et le spectre en énergie des muons y ont été mesurés entre  $3 \times 10^{14}$  et  $3 \times 10^{18} \text{ eV}$ .

#### 1.3.1.2 Détecteurs de fluorescence

La seconde méthode de détection des gerbes atmosphériques consiste à détecter les photons de fluorescence émis par l'azote de l'air suite au passage des particules chargées dans l'atmosphère. La surface focale des télescopes étant pixellisée, cette observation fournit une image du profil longitudinal de la gerbe à chaque événement. La détection des gerbes par la fluorescence de l'air sera détaillée dans les chapitres suivants. On fait ici l'inventaire des expériences qui ont utilisé cette méthode pour la détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

**Fly's Eye (1981-92)** Située en Utah (USA), l'expérience Fly's Eye était constituée de deux détecteurs [23]. Le premier (FE I) était composé de 67 miroirs de  $1.6 \text{ m}$  de diamètre. Sur la surface focale étaient disposés 12 ou 14 photo-multiplicateurs permettant d'observer tout le ciel. Le second détecteur (FE II), placé à  $3.4 \text{ km}$  du premier, était composé de 36 miroirs et 464 photo-multiplicateurs au total. Il ne pouvait observer que la moitié du ciel, et pointait vers le premier détecteur. L'analyse d'un événement se faisait en "monoculaire" si seul FE I était utilisé, en "stéréo" si FE II avait aussi détecté l'évènement. Bien que le nombre d'évènements détectés en mode monoculaire fût sept fois supérieur à celui en mode stéréo, la résolution expérimentale en mode stéréo était bien meilleure. Cette expérience détient toujours le record de l'évènement le plus énergétique, à  $3 \times 10^{20} \text{ eV}$ .

**HiRes (depuis 1998)** Le détecteur *High Resolution Fly's Eye* [24] est le successeur de Fly's Eye. HiRes est composé de deux télescopes distants de  $12.5 \text{ km}$ . Les deux télescopes sont constitués respectivement de 42 et 22 miroirs, 256 photo-multiplicateurs étant associés à chacun des miroirs. Une meilleure résolution expérimentale est obtenue grâce à une ouverture angulaire des photo-multiplicateurs réduite d'un facteur 5 et une surface de collection des photons supérieure à celle de

Fly's Eye (miroirs de  $2\text{ m}$  de diamètre). Sa meilleure sensibilité lui permet de détecter des gerbes jusqu'à une distance de  $20$  à  $30\text{ km}$ . L'acceptance moyenne de HiRes est ainsi augmentée de près d'un facteur 6 par rapport à Fly's Eye.

Le prototype de HiRes a aussi été couplé avec un réseau de scintillateurs enterrés  $3\text{ m}$  sous le sol, dédié à la détection des muons de la gerbe à son impact au sol (*Michigan Muon Array, HiRes-MIA*). L'utilisation conjointe du télescope et du réseau de scintillateurs permet une meilleure reconstruction de la direction d'incidence de la gerbe. L'observation simultanée de la fluorescence et du nombre de muons fournit en outre une information redondante sur la masse du primaire.

### 1.3.1.3 Détection hybride : Observatoire Pierre Auger

L'Observatoire Pierre Auger est un détecteur hybride associant les deux méthodes de détection [25]. Situé en Argentine, il comprend deux instruments : le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence. Le nombre d'évènements détectés de l'Observatoire Pierre Auger a déjà dépassé celui des expériences passées.

Le détecteur de surface s'étend sur  $3000\text{ km}^2$ . Il est constitué de  $1600$  cuves d'eau cylindriques séparées les unes des autres par une distance de  $1.5\text{ km}$ . L'intérieur de chaque cuve est observé par  $3$  photo-multiplicateurs, détectant les photons Cerenkov émis par le passage des particules chargées dans l'eau.

Le détecteur de fluorescence est constitué de  $4$  stations, situées en bordure du détecteur de surface. Une station est composée de  $6$  télescopes couvrant un champ angulaire de  $30^\circ \times 30^\circ$ . Ainsi chaque station couvre un champ de  $180^\circ$  en azimut - en direction du détecteur de surface - avec une élévation maximale au-dessus de l'horizon de  $30^\circ$ . Chaque télescope est constitué d'un miroir sphérique d'une surface de  $12\text{ m}^2$ , qui focalise les photons sur un ensemble de  $440$  photo-multiplicateurs, d'ouverture angulaire  $1.5^\circ$ .

L'objectif de la détection hybride est de tirer profit des qualités respectives des deux types de détection. Le détecteur de fluorescence entoure le réseau de surface et pointe vers son centre pour favoriser l'observation simultanée de la fluorescence et du contenu en particules chargées des gerbes à leur arrivée au sol. La détection hybride devrait permettre de réduire les erreurs systématiques associées à chaque type de détection. La méthode de fluorescence mesure précisément l'énergie du primaire mais le cycle utile associé (nuits sans lune) reste un ordre de grandeur inférieur à celui du réseau de surface. Le mode de détection hybride est ainsi limité en statistique, et c'est le détecteur de surface seul qui assure la collection du plus grand nombre d'évènements.

La construction d'un détecteur similaire dans l'hémisphère nord est en projet. Il devrait permettre à l'Observatoire Pierre Auger de couvrir tout le ciel.

### 1.3.2 Résultats expérimentaux : Extrémité du spectre

La figure 1.7 présente les spectres en énergie [26] mesurés par les deux expériences les plus récentes : AGASA et HiRes. Alors que la seconde semble indiquer une baisse importante du flux au-delà de  $10^{20}\text{ eV}$ , la première reste compatible avec un spectre en loi de puissance d'indice

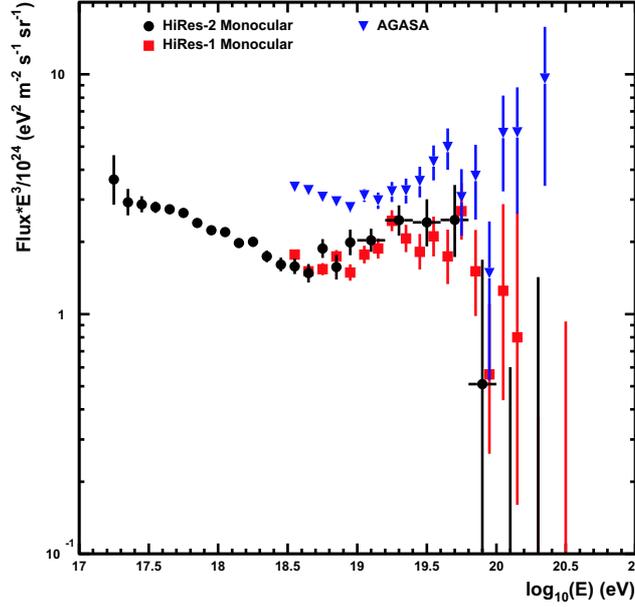


FIG. 1.7 – Spectres mesurés par AGASA et HiRes (le flux est multiplié par  $E^3$ ) [26]

$\gamma \sim 2.75$ . Durant la propagation des particules cosmiques dans le milieu intergalactique, la photoproduction de pions sur le fond diffus cosmologique devrait se traduire par une chute importante du flux au-delà de  $10^{20}$  eV (coupure GZK, section 1.2.2). Cette hypothèse semble confirmée par les résultats de HiRes, et infirmée par ceux d'AGASA.

On peut aussi noter un décalage entre les deux spectres à plus basse énergie. Les deux expériences utilisent deux méthodes de détection différentes, qui souffrent toutes deux d'erreurs systématiques de l'ordre de 20-30%. Aussi, si l'on corrige les spectres mesurés par AGASA et HiRes en supposant que le flux est respectivement surestimé et sous-estimé de 15%, les deux spectres s'ajustent de manière satisfaisante [20]. Cette correction reste ici arbitraire mais illustre l'importance d'atteindre une résolution expérimentale optimale à ces énergies. L'Observatoire Pierre Auger, qui associe les deux types de détection en mode hybride, devrait permettre une meilleure compréhension des erreurs systématiques relatives à chaque méthode.

Au-delà de  $10^{20}$  eV, les deux expériences manquent toutes deux de statistique, et l'écart entre les spectres de HiRes et AGASA est de l'ordre de  $2-3\sigma$  [20]. Par conséquent, la situation reste aujourd'hui ouverte et seul un échantillon statistique plus important pourra permettre de conclure sur l'existence ou non d'une coupure GZK.

### 1.3.3 Résultats expérimentaux : Anisotropies

La recherche d'anisotropies dans la distribution des directions d'incidence du flux est une analyse fondamentale pour comprendre l'origine des RCUHE. Elle permet de localiser les sources du rayonnement, voire de les identifier si le rayonnement est peu défléchi durant sa propagation (section 1.2.3).

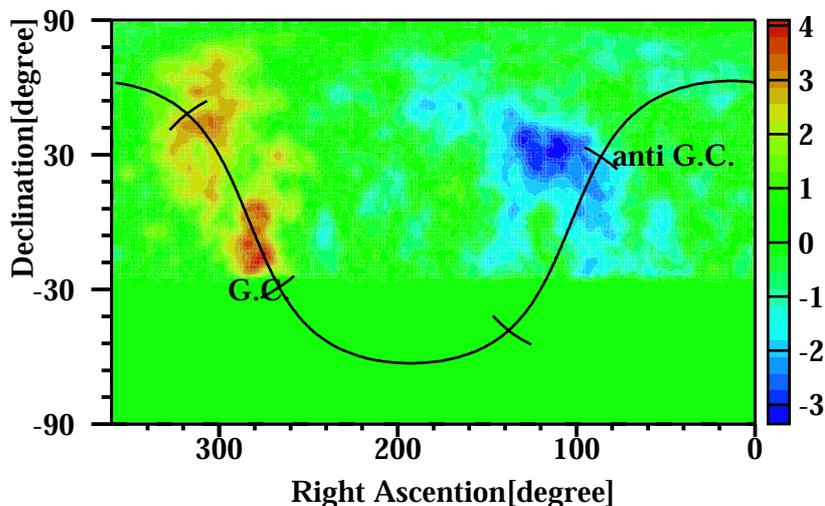


FIG. 1.8 – Carte de la déviation statistique par rapport à une distribution uniforme des événements détectés par AGASA entre  $10^{18}$  et  $10^{18.5}$  eV (coordonnées équatoriales). Le centre (GC) et l'anticentre (anti GC) galactiques sont positionnés le long du plan galactique (courbe trait plein) [27]

#### Autour de $10^{18}$ eV

La transition entre les composantes galactique et extra-galactique se situe vraisemblablement entre  $10^{17}$  et  $10^{19}$  eV. Si une proportion significative du rayonnement est constitué de protons d'origine galactique dans cet intervalle, on devrait observer une anisotropie des directions d'incidence en faveur du centre galactique. Le rayon de Larmor diminuant quand l'énergie augmente, cette anisotropie devrait s'accroître à plus haute énergie. La rigidité magnétique diminuant quand la charge augmente, une proportion significative de noyaux lourds devrait au contraire fortement atténuer ces anisotropies. Certains modèles prévoient aussi un flux de neutrons en provenance du centre galactique [5].

Autour de  $10^{18}$  eV, l'expérience AGASA a reporté une anisotropie à grande échelle correspondant à une modulation dipolaire en ascension droite de 4% d'amplitude, avec un maximum autour du centre galactique et un déficit dans la direction de l'anti-centre galactique (figure 1.8). Le surplus d'événements d'environ 20% dans la région du centre galactique peut sembler statistiquement significatif ( $\sim 4\sigma$ ).

L'analyse récente des données de l'Observatoire Pierre Auger ne confirme pas l'excès proche du centre galactique observé par AGASA [29]. Auger est situé dans l'hémisphère sud où le centre galactique est directement observable, et l'expérience a déjà accumulé plus de données que toutes les expériences précédentes. La recherche d'anisotropies à grande échelle devrait prochainement infirmer ou confirmer celle reportée par AGASA. Une limite supérieure sur le flux de neutrons en provenance directe du centre galactique a été déterminée. Elle a déjà permis de rejeter un certain nombre de modèles théoriques qui prévoient un flux supérieur à cette limite. L'augmentation de la statistique dans les années à venir permettra une sélection plus fine encore des modèles.

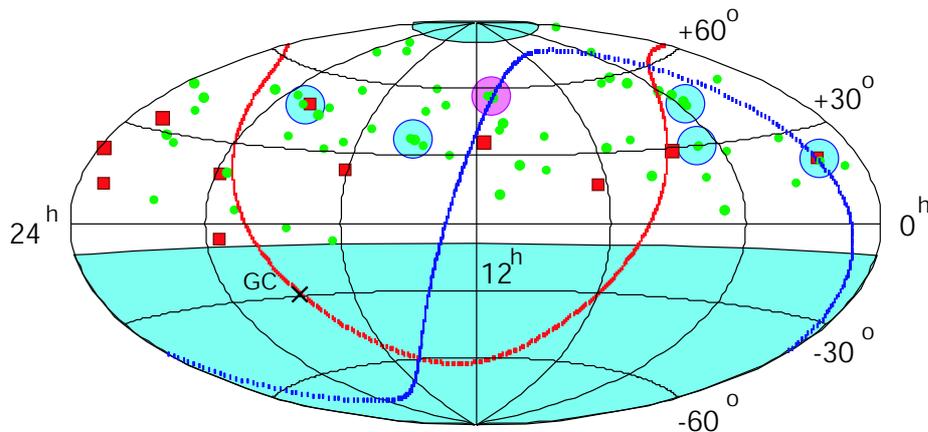


FIG. 1.9 – Directions d'arrivée des événements détectés par AGASA et Akeno (A20) en coordonnées équatoriales. Les points verts et les carrés rouges représentent respectivement les rayons cosmiques d'énergie comprise entre  $4 \times 10^{19}$  et  $10^{20}$  eV, et ceux d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV. Les plans galactique (trait rouge) et super-galactique (trait bleu) sont indiqués. Les cercles indiquent les événements regroupés dans un intervalle angulaire de  $2.5^\circ$ , de l'ordre de la résolution expérimentale (5 doublets en bleu, un triplet en violet). Les régions coloriées en bleu indiquent les régions du ciel non-observées (rejet des événements d'angle zénithal  $> 45^\circ$ ) [28]

### Au-delà de $10^{19}$ eV

Aux énergies supérieures à  $10^{19}$  eV, le rayon de Larmor d'un proton est de l'ordre de  $10$  kpc, large comparé à l'épaisseur de la galaxie. Ainsi, un flux de protons à ces énergies serait vraisemblablement d'origine extra-galactique, et par conséquent isotrope à grande échelle. Des anisotropies à petites échelles pourraient indiquer la présence de sources proches. S'ils sont produits dans le disque galactique, des noyaux plus lourds pourraient être confinés suffisamment longtemps pour être détectés, et l'on pourrait observer des anisotropies.

L'analyse des directions d'incidence du rayonnement cosmique pour des énergies supérieures à  $4 \times 10^{19}$  eV a été étendue à l'ensemble des données des expériences Volcano Ranch, Haverah Park [31], Yakutsk [32], Fly's Eye et AGASA, regroupant ainsi plus d'une centaine d'événements. Il résulte de cette analyse que le rayonnement cosmique est largement isotrope et n'est pas corrélé aux plans galactique et super-galactique [33]. Cependant, une anisotropie à petite échelle a été reportée par AGASA [34], bien que des analyses ultérieures indiquent qu'elle ne soit pas statistiquement significative [19]. Ce résultat était l'hypothèse d'un flux extra-galactique.

Un certain nombre de doublets et de triplets ont été détectés dans les données à haute énergie. Un groupe d'événements (doublet ou triplet) est identifié quand les angles entre les différentes directions d'incidence sont inférieures à la résolution expérimentale. AGASA a reporté 5 doublets et 1 triplet (figure 1.9), et l'analyse étendue aux données de Volcano Ranch, Haverah Park, Yakutsk et AGASA présente 8 doublets et 2 triplets. La probabilité que ces groupes d'événements émergent d'une distribution uniforme est de 10%. On ne peut donc pas conclure à une anisotropie. Néanmoins, certains des doublets et triplets se situent au voisinage du plan super-galactique ( $\pm 10^\circ$  autour du plan). La probabilité d'une telle occurrence est inférieure à 1% pour une distribution

uniforme [33], et semble suggérer qu'une partie au moins des rayons cosmiques sont corrélés à la structure super-galactique. Un échantillon statistique plus important devrait permettre dans le futur d'infirmier ou confirmer cette tendance.

### 1.3.4 Résultats expérimentaux : Composition du rayonnement

Rappelons qu'à très haute énergie, l'observation du rayonnement cosmique est indirecte et repose sur la détection des gerbes atmosphériques. Déterminer la composition des RCUHE reste par conséquent une tâche difficile. Deux caractéristiques des gerbes sont utilisées pour inférer le type de primaire : le contenu en muons et la profondeur du maximum de développement. On décrira de manière plus précise le comportement des deux estimateurs en fonction de la masse du primaire au chapitre 3. En résumé, lorsque la masse augmente, le nombre de muons croît et la profondeur du maximum décroît.

Le premier estimateur est utilisé par les détecteurs de particules au sol, le second par les télescopes de fluorescence. Les fluctuations intrinsèques du développement de la gerbe limitent la résolution sur la masse du primaire. De l'ordre de l'écart proton-fer, elles ne permettent pas de déterminer la masse d'un primaire hadronique événement par événement. Seul un échantillon statistique suffisant peut fournir une estimation de la composition moyenne des RCUHE. Les incertitudes associées aux modèles hadroniques à haute énergie rendent par ailleurs difficile l'interprétation précise des mesures en terme de composition du rayonnement.

#### Flux de photons à ultra-haute énergie

Les mécanismes de production des RCUHE de type *top-down* (à l'opposé des processus d'accélération, dits *bottom-up*, section 1.2.1) prévoient en général un flux important de gammas aux plus hautes énergies. Les estimateurs de la composition mentionnés précédemment permettent une meilleure séparation entre gammas et hadrons qu'entre proton et fer. En particulier, si l'on considère la profondeur du maximum  $X_{max}$ , l'effet LPM amplifie ce pouvoir de séparation aux plus hautes énergies, comme l'indique la figure 1.10. On donnera plus en détails sur l'effet LPM au chapitre 3.

L'expérience Haverah Park a pu fixer une limite supérieure sur la proportion de gammas : les photons ne représentent pas plus de 50% du flux au-delà de  $10^{19}$  eV (niveau de confiance à 95%) [35]. L'expérience AGASA a abaissé cette limite à 28% [36], et établi une limite de 65% pour les énergies supérieures à  $1.25 \times 10^{20}$  eV [37]. C'est aujourd'hui le seul résultat de ce type à si haute énergie. Plus récemment, l'Observatoire Pierre Auger a établi une limite de 16% pour les énergies supérieures à  $10^{19}$  eV [38]. Ces résultats excluent ainsi une proportion dominante de gammas aux ultra-hautes énergies.

#### Rayonnement hadronique

La transition entre les spectres galactique et extra-galactique doit vraisemblablement se traduire par une proportion plus importante de noyaux lourds dans un premier temps (fin du spectre galactique), suivie d'une baisse de la masse moyenne du rayonnement (début du spectre extra-galactique). Les données de différentes expériences présentées sur la figure 1.10 corroborent cette hypothèse. A partir du genou, la proportion de noyaux lourds augmente, et le rayonnement semble être constitué majoritairement de noyaux de fer autour de  $10^{17}$  eV. Dans un second temps, entre

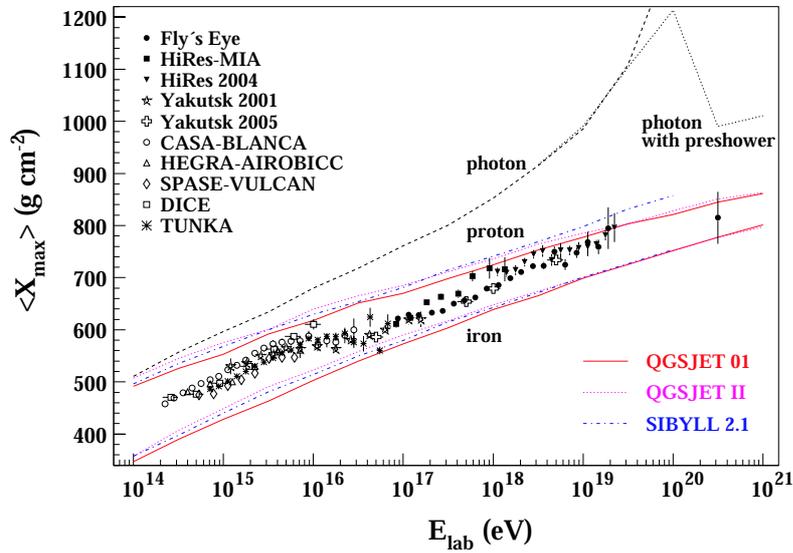


FIG. 1.10 – Profondeur moyenne du maximum de développement  $\langle X_{max} \rangle$  en fonction de l'énergie du primaire. Les prédictions théoriques (photon, proton, fer) de plusieurs modèles sont superposées aux données expérimentales [38]

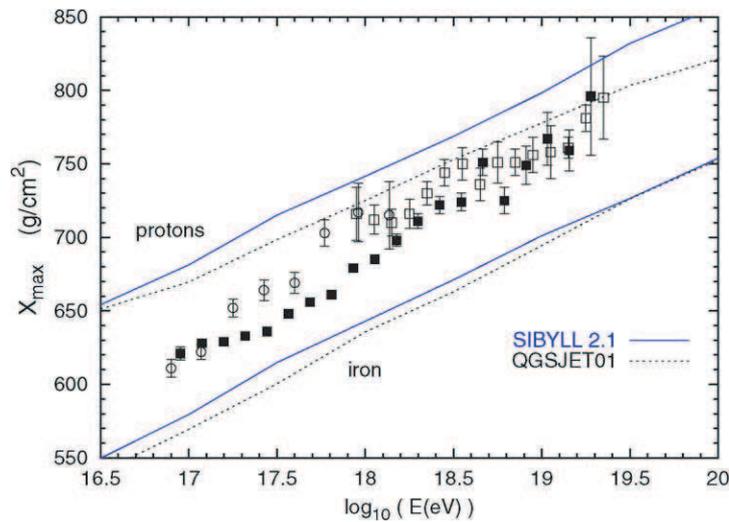


FIG. 1.11 – Profondeur moyenne du maximum de développement en fonction de l'énergie du primaire. Les prédictions théoriques (proton et fer) de SYBILL et QGSJET sont superposées aux données des expériences Fly's Eye (carré plein), HiRes-MIA (cercle ouvert) et HiRes (carré ouvert) [6]

$10^{17}$  et  $10^{18}$  eV, la composition semble s'alléger, pour devenir essentiellement constituée de protons au-delà de  $10^{19}$  eV.

La position précise de la transition entre noyaux lourds et légers aux alentours de la cheville reste encore mal connue. Les données des expériences Fly's Eye, HiRes-MIA (prototype de HiRes avec le réseau de détecteurs de muons) et HiRes sont superposées sur la figure 1.11. Alors que Fly's Eye indique une transition lourd-léger progressive entre  $10^{17.5}$  et  $10^{19}$  eV, les résultats de HiRes-MIA présentent une transition plus rapide, avec un flux majoritaire en protons dès  $10^{18}$  eV. Les résultats de Fly's Eye semblent ainsi corroborer l'hypothèse selon laquelle la cheville résulte de la transition galactique - extra-galactique, tandis que HiRes-MIA indique une transition à plus basse énergie, la cheville reflétant alors l'interaction de protons extra-galactiques avec le fond diffus cosmologique. Une analyse des erreurs systématiques des deux expériences indique que les résultats deviennent similaires après un décalage raisonnable de  $13 g.cm^{-2}$  [39]. La transition lourd-léger se situerait alors aux alentours de  $10^{18} - 3 \times 10^{18}$ .

Les mesures de la profondeur du maximum  $X_{max}$  indiquent une proportion de noyaux légers qui augmente avec l'énergie. En analysant le contenu de la gerbe en muons, AGASA aboutit cependant à un résultat contradictoire, et n'observe pas une telle transition [40]. La détection simultanée de la fluorescence et des muons par l'expérience HiRes-MIA aboutit aussi à des résultats équivoques. Bien que les deux estimateurs semblent indiquer une baisse de la masse moyenne du rayonnement avec l'énergie, le nombre moyen de muons est toujours supérieur à celui prédit par QGSJET pour le fer [41], suggérant ainsi que les modèles hadroniques actuels sous-estiment le contenu muonique des gerbes à ultra-haute énergie.

### 1.3.5 Expériences futures

#### 1.3.5.1 Détection spatiale : le projet EUSO

Atteindre une acceptance supérieure à celle des expériences actuelles est un véritable challenge. Il semble difficile d'augmenter encore la surface couverte par les réseaux de détecteurs au sol, au-delà de celle de l'Observatoire Pierre Auger par exemple. Une solution envisageable consiste à observer la fluorescence émise par les gerbes atmosphériques depuis un télescope placé en orbite autour de la Terre. Ce concept a été formulé pour la première fois par John Linsley il y a presque trente ans [42].

Le projet *Extreme Universe Space Observatory* est né de cette idée. Le principe est d'observer l'atmosphère terrestre depuis l'espace à l'aide d'un télescope à grand angle d'ouverture. Pour un télescope situé à  $430 km$ , avec un angle de demi-ouverture de  $30^\circ$ , le champ de vue projeté au sol représente une surface de près de  $200\,000 km^2$ . Bien que la détection de fluorescence impose un cycle utile un ordre de grandeur inférieur à celui de la détection des particules au sol, on voit là le gain potentiel en acceptance associé à ce nouveau type de détection.

Bien qu'aujourd'hui abandonné, le projet EUSO reste le plus avancé en la matière. Soumis pour la première fois à l'Agence Spatiale Européenne (ESA) fin 1999, en réponse à l'appel de missions "*Call for missions proposals for two flexi-missions (F2 and F3)*", le projet prit en mars 2001 la forme définitive d'un télescope embarqué sur le module européen *Colombus* de la *Station*

*Spatiale Internationale* (ISS). La phase A de la mission (phase de conception) s'est achevée fin 2003. Le rapport de fin de phase A qui en a résulté ("*Red Book*" [43]) présente la conception de l'instrument, les contraintes associées à sa mise en place programmée sur l'ISS et les premières estimations des performances de la mission.

EUSO représente l'aboutissement de plusieurs projets de détection spatiale, qui débutèrent avec *SOCRAS* (J. Linsley) en 1979, suivi de *MASS* (Y. Takahashi 1995), puis de *OWL* (Orbiting Wide-angle Light-collectors, NASA) et *AirWatch* (Europe). Quelques projets subsistent encore :

- la proposition japonaise *JEM-EUSO* s'inscrit dans la continuité du projet EUSO. Avec une sensibilité supérieure à celle prévue pour EUSO, ce télescope pourrait être installé sur le module Japonais *JEM* de l'ISS aux alentours de 2012 [44]
- le projet russe *KLYPVE* [45] pourrait aussi être embarqué sur l'ISS. Le télescope est formé d'un miroir d'environ  $10\text{ m}^2$ . Cette grande surface de collection des photons permettrait d'abaisser le seuil en énergie. Néanmoins, le champ de vue associé est plus étroit ( $\sim 10^\circ$  demi-ouverture) et son acceptation est plus faible que celle de *JEM-EUSO*. Le projet *TUS* est une sorte de prototype de *KLYPVE*, de conception similaire mais avec une surface de collection beaucoup plus faible ( $1.4\text{ m}^2$ )

### 1.3.5.2 Radiodétection

La détection des ondes radio émises par les gerbes atmosphériques semble être une méthode prometteuse. Actuellement en développement, elle pourrait concilier les avantages respectifs de la détection des particules chargées (cycle utile proche de 100%) et de la détection de fluorescence (information calorimétrique sur le développement de la gerbe). De moindre coût que les télescopes de fluorescence, l'utilisation d'antennes pourrait permettre de couvrir une surface plus importante que les réseaux actuels.

Les ondes radio seraient émises principalement par deux processus : l'effet Askaryan et le rayonnement géosynchrotron. Le premier résulte de l'asymétrie de charge des gerbes atmosphériques, induite par l'annihilation des positrons d'une part, de l'effet Compton et de l'émission de  $\delta$ -électrons d'autre part. Les effets respectifs des charges positives et négatives sur le rayonnement Cerenkov ne s'annulent pas, et donnent naissance à un signal détectable. Le rayonnement synchrotron provient quant-à-lui de la déviation des électrons et positrons dans le champ magnétique terrestre.

Deux expériences étudient la faisabilité de ce type de détection : *CODALEMA* (COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas) et *LOPES* (LOFAR Prototype Station). La première se situe en France, à l'Observatoire de Nançay, où un réseau de scintillateurs est couplé à un ensemble de onze antennes log-périodiques [46]. La seconde est le prototype d'un projet de réseau beaucoup plus étendu, LOFAR (Low Frequency Array). LOPES est constitué de 30 antennes dipolaires [47], installées à Karlsruhe auprès du réseau de scintillateurs KASCADE.

Le spectre du rayonnement cosmique s'étend sur dix ordres de grandeur en énergie, et suit approximativement une loi de puissance d'indice égal à 3. Il est vraisemblablement d'origine galactique jusqu'aux environs de la cheville (quelques  $10^{18}$ ). La forme du

spectre entre le genou et la cheville est encore mal comprise. A  $10^{19}$  eV, l'isotropie du rayonnement et l'augmentation de la proportion de noyaux légers suggèrent un flux d'origine extra-galactique. L'énergie pour laquelle la composante extra-galactique devient dominante reste incertaine. Un flux dominant de gammas est exclu à ultra-haute énergie.

Au-delà de  $5 \times 10^{19}$  eV, un rayonnement d'origine extra-galactique devrait se traduire par une suppression du flux suite à l'interaction des particules cosmiques avec le fond diffus cosmologique. Les données des expériences AGASA et HiRes semblent à ce sujet contradictoires. La première ne voit pas de coupure, contrairement à la seconde. L'écart entre les deux spectres mesurés n'est cependant pas statistiquement significatif. Une collection plus large d'évènements devrait permettre à l'Observatoire Pierre Auger de confirmer ou infirmer l'existence d'une telle coupure.

Déterminer les caractéristiques de la coupure GZK permettrait de contraindre la distribution et les propriétés des sources. Par ailleurs, la suppression du flux étant moins forte pour les sources les plus proches, des anisotropies pourraient être observées à partir de la coupure. L'étude des RCUHE au niveau de la coupure GZK nécessite un échantillon statistique le plus large possible. Le principe d'une détection depuis l'espace pourrait permettre d'atteindre l'acceptance requise pour ce type d'étude.





## Chapitre 2

# EUSO et la détection spatiale des RCUHE

EUSO est un projet de détection spatiale du rayonnement cosmique d’ultra-haute énergie. Il constitue le cadre des études qui seront menées dans les chapitres suivants. On décrit le principe de la détection spatiale dans la première partie de ce chapitre.

L’instrument principal du détecteur est un télescope embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale, pointant vers la Terre pour observer les rayonnements lumineux émis par les gerbes atmosphériques. La description du télescope du projet EUSO fait l’objet de la deuxième partie de ce chapitre.

Avec un triple rôle de calorimètre, scintillateur et milieu de transfert du signal, l’atmosphère peut être considérée comme une partie du détecteur. On décrit en troisième partie de ce chapitre ses principales caractéristiques, ainsi que les modèles qui seront utilisés au cours des chapitres suivants pour estimer son impact sur les performances d’une détection depuis l’espace. On présente dans la dernière partie le logiciel de simulation développé pour estimer ces performances.

### 2.1 Principe de la détection spatiale

#### Détection de la fluorescence

Lorsqu’un rayon cosmique pénètre dans l’atmosphère, il génère une cascade de particules secondaires, que l’on nomme *gerbe atmosphérique*. Le front de particules se déplace dans l’atmosphère à la vitesse de la lumière selon la direction d’incidence du rayon cosmique. Les particules chargées de la cascade excitent sur leur passage les molécules d’azote de l’air, qui se dés excitent en émettant un rayonnement de fluorescence. La gerbe atmosphérique prend donc l’aspect d’un front lumineux se déplaçant dans l’atmosphère à la vitesse de la lumière. La détection de ce signal lumineux par un télescope permet de remonter aux caractéristiques de la gerbe atmosphérique. Comme on le verra au chapitre 3, ces caractéristiques permettent de déduire l’énergie du rayon cosmique et fournissent des informations sur sa nature. Pour cela, la structure temporelle du signal lumineux et sa trace dans le champ de vue sont nécessaires. La surface focale du télescope doit donc être pixellisée, et le signal discrétisé en temps.

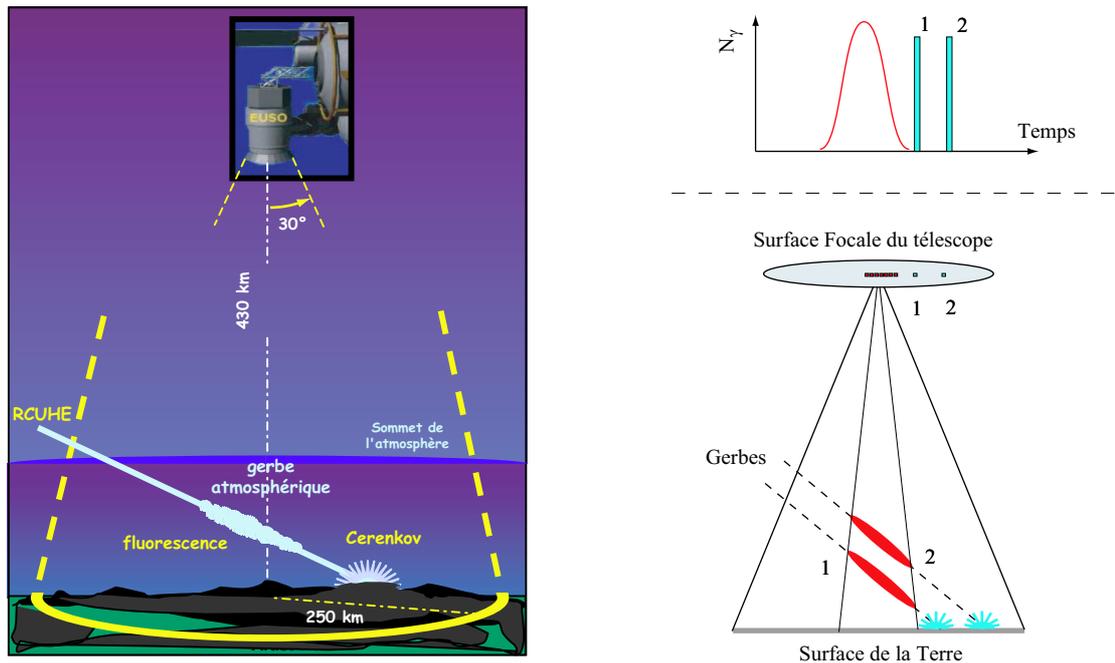


FIG. 2.1 – Principe de la détection spatiale des RCUHE : détection en mode monoculaire du signal lumineux émis par les gerbes atmosphériques. Le rayonnement de fluorescence fournit une image du profil longitudinal des particules chargées. La réflexion du Cerenkov à la surface de la Terre indique l'impact de la gerbe au sol, et lève l'indétermination sur l'altitude de développement de la gerbe

Le principe de la détection spatiale des RCUHE est illustré sur la figure 2.1, et consiste à observer le rayonnement de fluorescence depuis un télescope placé en orbite autour de la Terre.

### Détection en mode monoculaire

On montrera au chapitre 3 que la position de la gerbe dans l'atmosphère doit être connue pour reconstruire au mieux les propriétés du rayon cosmique. Or l'utilisation d'un seul télescope correspond à un mode de détection *monoculaire*. Contrairement à la stéréoscopie, ce mode de détection ne permet pas de déterminer la distance à laquelle se trouve une source de lumière. Comme illustré sur la figure 2.1, cela se traduit par une indétermination sur l'altitude de développement de la gerbe. Cette indétermination peut être levée si l'on dispose d'une référence en altitude.

Les particules chargées de la cascade sont ultra-relativistes et émettent un rayonnement Cerenkov focalisé selon l'axe de la gerbe. Ces photons se propagent à la même vitesse que les particules de la gerbe. Aussi, la réflexion au sol des photons Cerenkov indique la position d'impact de la gerbe à la surface de la Terre. Comme indiqué sur la figure 2.1, le décalage en temps entre le pic Cerenkov et le signal de fluorescence permet de distinguer deux gerbes d'altitude différente. Cette référence en altitude lève alors l'indétermination sur la distance gerbe-détecteur, et par conséquent sur la position de la gerbe dans l'atmosphère.

### Quelques ordres de grandeur du projet EUSO

L'expérience EUSO (*Extreme Universe Space Observatory*) est un projet de détection du rayonnement cosmique en mode monoculaire. Placé à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS), un télescope à grand angle d'ouverture observe l'atmosphère terrestre les nuits sans lune (figure 2.1). Situé à 430 km d'altitude avec un champ de vue de 60°, la surface couverte au sol est de l'ordre de 200 000 km<sup>2</sup>. C'est un gain de plus d'un facteur 60 par rapport aux plus grands réseaux de détection déployés au sol jusqu'à présent. C'est l'attrait principal de cette méthode de détection. D'autres facteurs doivent néanmoins être pris en compte pour estimer l'acceptance d'une telle expérience. Par exemple, l'observation restreinte aux nuits sans lune réduit le temps effectif d'observation à environ 20% de la durée totale de la mission. On reviendra plus en détails sur l'acceptance d'un détecteur spatial au chapitre 7.

Comme on le verra au chapitre 4, une gerbe atmosphérique d'énergie 10<sup>20</sup> eV génère sur son parcours quelques 10<sup>15</sup> photons de fluorescence, émis de manière isotrope. Pour un télescope situé à une altitude  $H$  et muni d'une lentille de rayon  $R$ , la fraction  $f$  des photons qui sont émis dans la direction du télescope est donnée par le rapport :

$$f = \frac{\pi R^2}{4\pi H^2}$$

Avec  $H = 430$  km et  $R = 1.25$  m, cette fraction est égale à  $2 \times 10^{-12}$ , et l'on devrait détecter environ 2000 photons. Avec un facteur de transmission dans l'atmosphère de l'ordre de 50% et une efficacité du détecteur d'environ 10%, une gerbe de 10<sup>20</sup> eV correspond à un signal d'une centaine de photo-électrons. L'intensité du signal est relativement faible, et c'est pourquoi la détection spatiale est réservée aux plus hautes énergies.

### Particularités de la détection spatiale

Outre une acceptation géométrique élevée, l'observation de la fluorescence depuis l'espace possède d'autres avantages :

- L'orbite de l'ISS est inclinée de 51° par rapport à l'équateur, et permet une détection des RCUHE dans les deux hémisphères. EUSO peut ainsi couvrir tout le ciel, caractéristique essentielle pour la recherche d'anisotropies.
- La haute altitude du télescope réduit les effets de proximité. Le nombre de photons produits sur la lentille par une source située à une distance  $D$  dépend du terme d'angle solide  $\Omega_{euso} = \frac{S_{euso}}{D^2}$ , où  $S_{euso}$  est la surface de la lentille. Ainsi, indépendamment des effets de transmission, deux sources respectivement situées au niveau de la mer et à 10 km d'altitude donneront des signaux d'intensités comparables, puisque le terme d'angle solide ne varie que de :

$$\frac{\Delta\Omega_{euso}}{\Omega_{euso}} = \frac{430^2}{420^2} - 1 \sim 5\% \quad (2.1)$$

Contrairement à la détection depuis le sol, ce terme d'angle solide varie peu dans le champ de vue d'un télescope spatial.

- Une détection depuis l'espace minimise l'atténuation du signal lumineux lors de son parcours dans l'atmosphère. En effet, la densité de l'air décroît avec l'altitude et les couches traversées par les photons pour atteindre le détecteur spatial sont les moins denses. Les aérosols sont cantonnés aux basses couches de l'atmosphère et devraient affecter de manière marginale la détection de la fluorescence depuis l'espace. De plus, comme on le verra en section 5.1.7.2, la transmission du signal dans l'atmosphère est relativement homogène dans le champ de vue du télescope, contrairement aux détecteurs observant la fluorescence depuis le sol.
- Le rayonnement Cerenkov émis est focalisé selon l'axe de la gerbe. Dirigés vers le bas, les photons Cerenkov ne peuvent pas être détectés en vision directe depuis l'espace. Cette composante, qui réduit l'acceptance des détecteurs de fluorescence au sol, ne perturbe pas la détection de la fluorescence depuis l'espace.

Pour un détecteur de fluorescence au sol, l'angle solide et la transmission dans l'atmosphère diminuent lorsqu'on s'éloigne du détecteur. A énergie fixée, il existe une distance limite à partir de laquelle le signal n'est plus assez intense pour être détecté. Cette distance - et par conséquent l'acceptance - augmentent avec l'énergie. Ce n'est pas le cas pour un détecteur spatial. Les effets combinés de l'angle solide et de la transmission reste faibles. Une fois le seuil en énergie atteint, l'acceptance se stabilise et ne dépend plus de l'énergie.

Un télescope spatial soulève aussi de nouveaux problèmes :

- L'atmosphère est impliquée dans le développement de la gerbe, l'émission des photons et leur transmission jusqu'au télescope. Il est donc nécessaire de connaître les conditions atmosphériques pour reconstruire les propriétés du rayon cosmique avec une résolution optimale. La position de l'ISS parcourant l'intervalle de latitude  $[-51^\circ, +51^\circ]$  en 45 minutes, les conditions atmosphériques varient rapidement dans le champ de vue du télescope. Aussi, un sondage de l'atmosphère doit être effectué à chaque fois qu'un évènement est détecté.
- La présence de nuages peut atténuer - voire masquer complètement - le signal lumineux émis par une gerbe. Les nuages sont un facteur de réduction important de l'acceptance. Afin d'estimer l'acceptance instantanée d'un télescope spatial, il est nécessaire de contrôler en permanence l'aspect de la couverture nuageuse dans le champ de vue.
- Les cirrus sont des nuages de haute altitude et de faible profondeur optique. Sans masquer le signal d'une gerbe, ils en atténuent l'intensité. Difficilement décelables par un dispositif de sondage de l'atmosphère, ils sont susceptibles de dégrader la résolution en énergie.
- Un télescope placé en orbite est sensible au rayonnement UV de la haute atmosphère (le *Nightglow*, section 7.1.2). Ce rayonnement constitue une fraction majeure du bruit de fond et limite la sensibilité du détecteur.

## 2.2 Le projet EUSO

Le projet EUSO est une expérience de nouvelle génération, dédiée à l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Pour apporter une réponse aux problématiques soulevées au chapitre 1, les objectifs scientifiques suivants ont été définis [43] :

- Etendre la mesure du spectre en énergie au-delà de  $10^{20} \text{ eV}$  ;
- Comparer la valeur absolue du flux de RCUHE aux résultats obtenus au sol, grâce à un seuil de détection aux alentours de  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  ;
- Etablir une carte des directions d'incidence du rayonnement, étendue à tout le ciel (hémisphères nord et sud) ;
- Etudier la composition du rayonnement ;
- Observer un flux éventuel de neutrinos d'ultra-haute énergie ;
- Effectuer un contrôle systématique de l'état de l'atmosphère.

Pour les satisfaire, les objectifs expérimentaux suivants ont été définis :

- *Etude du spectre dans la région GZK* : résolution en énergie  $\frac{\Delta E}{E} \leq 30\%$  ;
- *Identification des sources* : résolution angulaire  $\Delta\alpha \leq 2^\circ$  ;
- *Etude de la composition* : résolution sur la profondeur de pénétration des gerbes  $\Delta X_{max} \leq 35 \text{ g.cm}^{-2}$ .

Le détecteur conçu pour EUSO est constitué d'un télescope UV détectant les photons émis par les gerbes atmosphériques entre 300 et 400 nm et d'un dispositif de sondage de l'atmosphère. L'ensemble doit être arrimé au module Columbus à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS). Dans cette section, on décrit dans un premier temps les différents éléments constituant le télescope. On présentera ensuite les caractéristiques de l'orbite de l'ISS, et son impact sur la distribution en latitude et longitude de la position du télescope autour du globe.

### 2.2.1 Description du détecteur

Le détecteur EUSO est composé de deux instruments : le télescope UV pour l'observation des RCUHE et le dispositif de sondage de l'atmosphère (LIDAR). La conception du télescope a été élaborée pour satisfaire les objectifs expérimentaux définis précédemment, en tenant compte des fortes contraintes de poids et de puissance imposées par les caractéristiques du module Columbus (masse inférieure à 1200 kg, puissance inférieure à 800 W).

Une vue d'ensemble du détecteur est représentée sur la figure 2.2. Le télescope est constitué de deux lentilles de Fresnel, focalisant les photons sur une surface focale couverte de photomultiplicateurs. On présente ci-dessous les caractéristiques du détecteur. On trouvera plus de détails dans le rapport de phase A du projet EUSO [43].

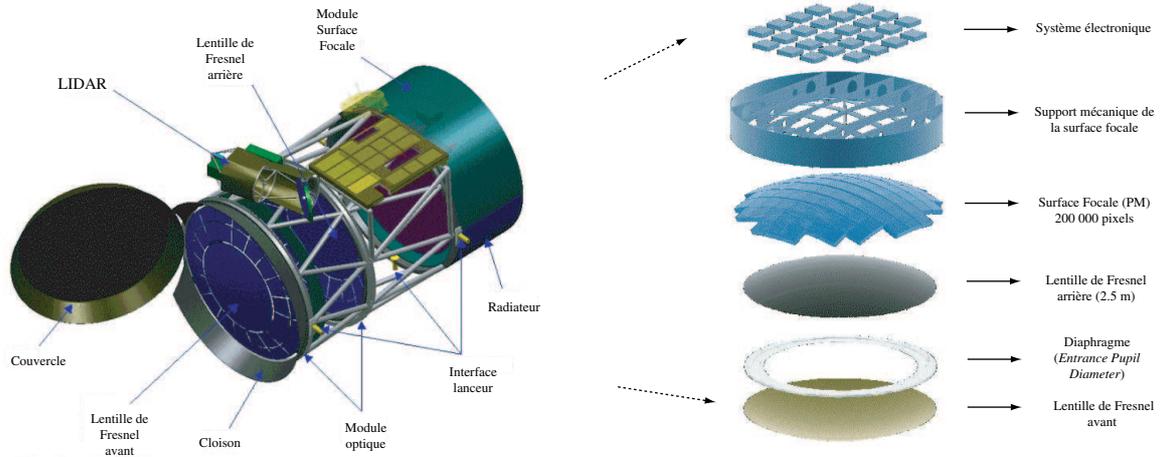


FIG. 2.2 – (*gauche*) Vue d'ensemble du détecteur EUSO ; (*droite*) Vue en “éclaté” du télescope

### 2.2.1.1 Système optique diffractif

#### Dispositif

L'attrait majeur de la détection spatiale réside en sa capacité à atteindre une acceptance supérieure à celle des détecteurs au sol. Dans cette perspective, il est essentiel de réaliser un télescope à grand angle d'ouverture. Pour parvenir à un angle d'ouverture de  $60^\circ$  (plein angle) tout en conservant une courte distance focale et une masse en accord avec les contraintes associées à l'installation du télescope sur l'ISS, un système optique diffractif constitué de deux lentilles de Fresnel double face a été retenu (figure 2.3). D'un diamètre externe de  $2.5\text{ m}$ , les deux lentilles sont distantes de  $2\text{ m}$  et focalisent les rayons lumineux sur la surface focale, située  $1.5\text{ m}$  après la seconde lentille.

#### Efficacité de traversée de l'optique

L'efficacité totale de traversée de l'optique (*Total Throughput Efficiency*) est définie par la fraction

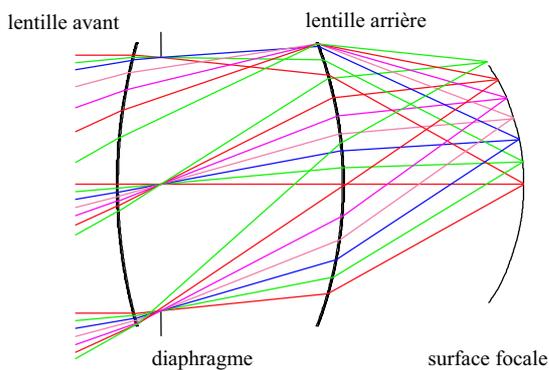


FIG. 2.3 – (*gauche*) Système optique diffractif constitué de deux lentilles de Fresnel ; (*droite*) Prototype de lentille ( $1\text{ m}$  de diamètre) [48]

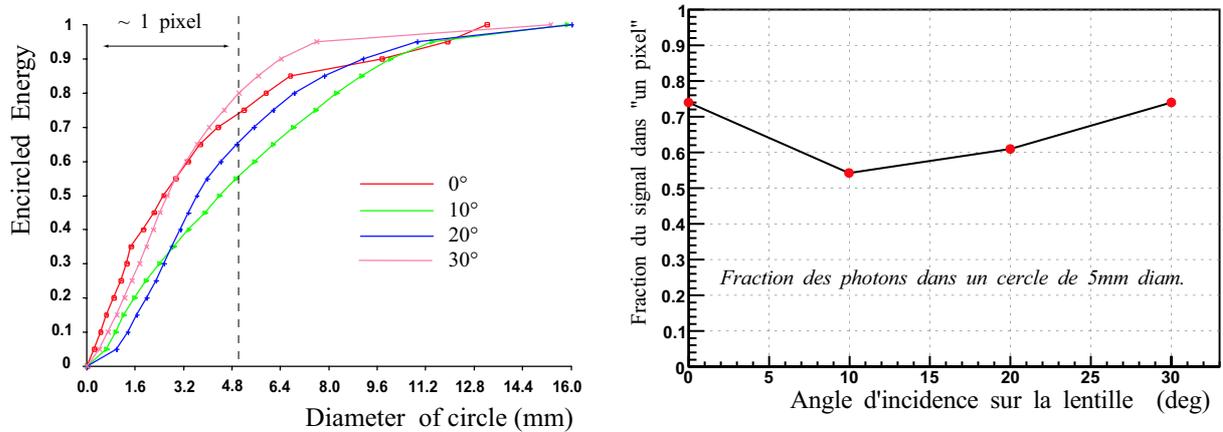


FIG. 2.4 – Effet des aberrations optiques : (*gauche*) Fraction des photons contenus dans un cercle centré sur le point de focalisation idéal, en fonction du diamètre du cercle (extrait de [48]) ; (*droite*) Fraction des photons contenus dans un cercle de 5 mm de diamètre ( $\sim 1$  pixel), en fonction de l’angle d’incidence des photons sur la lentille

du flux lumineux collecté par la lentille qui atteint la surface focale. Pour un flux non-aligné avec l’axe optique, cette définition inclut l’effet de surface projetée. De 53% pour une incidence normale à la lentille, l’efficacité totale de traversée est égale à 39% pour une incidence de 30° [48].

### Qualité de focalisation

Le principe d’un système optique est de faire correspondre à un angle d’incidence fixé une position unique sur la surface focale. L’utilisation de lentilles de Fresnel pour réduire la masse et raccourcir la distance focale du système optique a un prix : celui de la qualité de l’optique. Les aberrations optiques dégradent la qualité de focalisation et des photons d’incidence parallèle sur la lentille donnent lieu à une “tâche” sur la surface focale. Pour limiter les aberrations optiques, un diaphragme est interposé entre les deux lentilles. Son diamètre (*Entrance Pupil Diameter*) fixe la surface de collection effective des photons.

Avec un diaphragme de 2.3 m de diamètre, la surface de collection est d’environ 4.2 m<sup>2</sup>. L’effet des aberrations optiques associées à un tel diaphragme est illustré sur la figure 2.4. La fraction des photons contenus dans un cercle dessiné autour de la position moyenne de l’impact sur le plan focal est représentée en fonction du rayon du cercle, pour différentes directions d’incidence. Quelque soit la direction d’incidence, plus de la moitié des photons sont contenus dans un cercle de 5 mm de diamètre.

Un cercle de 5 mm de diamètre correspond approximativement à la taille d’un pixel. Aussi, pour une position de focalisation idéale centrée sur un pixel, les photons non inclus dans ce cercle seront distribués dans les pixels voisins. Comme on le verra par la suite, l’enregistrement des données n’est pas continu, mais *déclenché* lorsqu’un signal candidat est détecté. L’intensité du signal *par pixel* est un des critères utilisés pour “reconnaître” un signal de gerbe. Les aberrations optiques réduisent l’intensité du signal *par pixel*, et la qualité de focalisation participe à l’efficacité de déclenchement du détecteur.

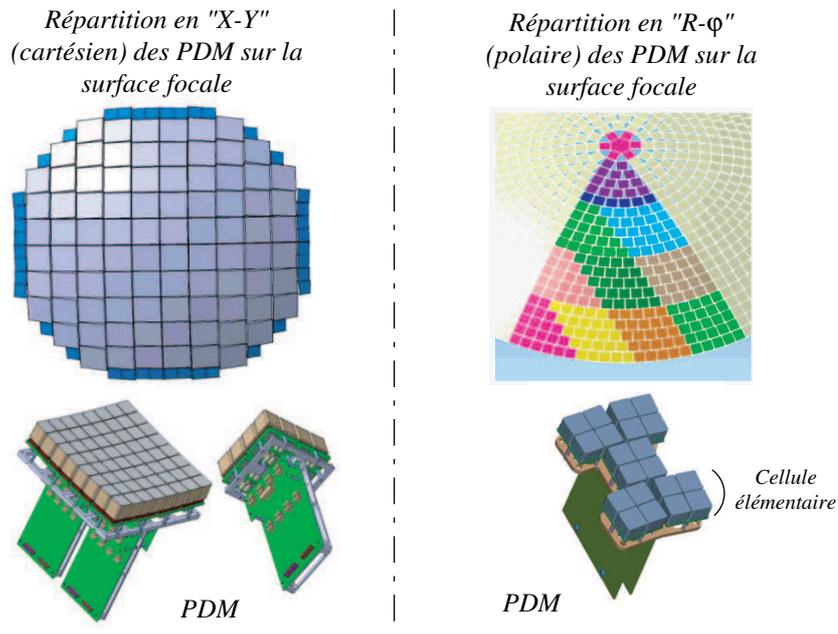


FIG. 2.5 – Répartition des PDM sur la surface focale, pavée en “ $X$ - $Y$ ” (cartésien) ou en “ $R$ - $\varphi$ ” (polaire). Pour chaque configuration, des exemples d’assemblage des photo-multiplieurs en PDM sont représentés

### 2.2.1.2 Photo-détecteurs

Les modules de photo-détection (*Photo-Detector Module*, *PDM*) sont répartis sur la surface focale. Chacun des modules est divisé en cellules élémentaires, elles-mêmes composées de 4 photo-multiplieurs multi-anodes (*Multi-Anode Photo-Multiplier Tube*, *MAPMT*). Deux configurations ont été envisagées pour répartir les modules sur la surface focale (figure 2.5). La répartition en “ $X$ - $Y$ ” (cartésien) permet une meilleure couverture de la surface focale, avec 6272 MAPMT au total. La répartition en “ $R$ - $\varphi$ ” (polaire) couvre moins bien la surface focale, avec 5544 MAPMT. Le nombre total de pixels est d’environ 200 000. La surface couverte au sol par un pixel est de l’ordre de 0.8 km au nadir.

#### Photo-multiplieurs

Les MAPMT sont des R8900-03-M36 (Hamamatsu) constitués de  $6 \times 6$  pixels, de format carré de 25.7 mm de côté. La zone sensible des MAPMT correspond à 83% de leur surface totale. L’emploi d’adaptateurs optiques devrait permettre d’augmenter la surface de collection jusqu’à 95%. Le spectre d’efficacité quantique des photo-multiplieurs multi-anodes Hamamatsu R8900-03-M36 est représenté sur la figure 2.6. D’environ 25% à 350 nm, c’est un facteur de réduction important de la statistique du signal. L’efficacité de collection des photo-multiplieurs est approximativement indépendante de la longueur d’onde et égale à 70%.

#### Filtre en longueur d’onde

Le rayonnement de fluorescence émis par les gerbes est essentiellement compris entre 300 et 400 nm (chapitre 4). Pour réduire le bruit de fond lumineux, des filtres optiques BG3 sont déposés sur les

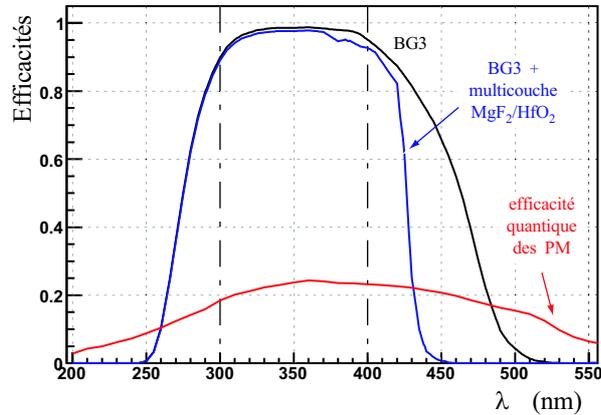


FIG. 2.6 – Spectre d'efficacité quantique des photo-multiplieurs multi-anodes Hamamatsu R8900-03-M36, et spectres du filtre BG3 avec et sans enduit  $MgF_2/HfO_2$

MAPMT pour restreindre le domaine de longueur d'onde autour de cet intervalle. La figure 2.6 présente le spectre du filtre BG3, retenu initialement pour EUSO. L'atténuation aux longueurs d'onde supérieures à  $400\text{ nm}$  n'étant pas assez prononcée, une amélioration a été apportée en revêtant le filtre d'un enduit multi-couche  $MgF_2/HfO_2$ . Le spectre résultant est superposé sur la figure 2.6 : il présente une coupure plus prononcée au-delà de  $400\text{ nm}$ , tout en conservant une transmission satisfaisante aux plus petites longueurs d'onde.

### Electronique *Front-End*

L'électronique *Front-End* traite les signaux provenant des photo-multiplieurs. Basée sur la technologie *ASIC* (*Application Specific Integration Circuit*), elle amplifie les faibles signaux délivrés par les MAPMT. A chaque unité de temps (*Gate Time Unit, GTU = 2.5 μs*), elle dénombre les photons détectés dans chaque pixel avec une résolution de  $10\text{ ns}$ .

Ce comptage numérique est complété par un traitement analogique du signal. L'intégration de charge et l'utilisation du signal de dynode permettent d'étendre la dynamique depuis le simple photo-électron jusqu'à quatre mille photo-électrons. Ce mode permet de gérer les signaux les plus intenses, provenant des gerbes de haute énergie ou du pic Cerenkov réfléchi.

#### 2.2.1.3 Système de déclenchement

Un mode de détection en continu a été adopté. A chaque GTU, l'information est temporairement stockée dans des mémoires cycliques. Toute cette information n'est pas définitivement enregistrée, car le flux de données correspondant aux 200 000 pixels serait de plusieurs centaines de Giga-octets par seconde. L'information pertinente n'est enregistrée que si la prise de données est *déclenchée*.

L'objectif du système de déclenchement est de discriminer un signal de gerbe du bruit de fond ambiant. Constituée de *Macrocellules*<sup>1</sup>, la structure de ce système est modulaire. Chaque Macrocellule est un module autonome, avec sa propre électronique, qui regroupe un certain nombre de MAPMT en une unité logique. Ces Macrocellules sont associées à des mémoires annulaires (*ring*

<sup>1</sup>les concepts de modules de photo-détection et de macrocellules sont a priori distincts

*memories*). Chaque pixel peut être identifié par ses coordonnées  $X$ - $Y$  (ligne-colonne) dans la macrocellule. Ce traitement des pixels à l'échelle de la macrocellule permet de réduire la quantité d'information à enregistrer.

Pour distinguer un signal du bruit de fond aléatoire, l'algorithme de déclenchement tire parti de la persistance temporelle et spatiale du signal de gerbe. Le système de déclenchement comporte plusieurs niveaux :

1. A GTU fixée, quand le nombre de photo-électrons détectés par un pixel devient supérieur à un seuil prédéfini  $N_{seuil}$ , le pixel est considéré *touché*. La position  $(X,Y)$  du pixel est enregistrée dans la mémoire annulaire de la Macrocellule correspondante.
2. A GTU fixée, si le nombre total de photo-électrons détectés dans une Macrocellule est supérieur à un seuil prédéfini  $N_{macro}$ , la Macrocellule est considérée *touchée*.
3. On dénombre alors les GTU *consécutives* pendant lesquelles des pixels adjacents sont touchés. Si ce nombre dépasse un seuil prédéfini  $N_{pers}$ , la prise de données est déclenchée.

Un algorithme rapide de recherche de trace est enfin appliqué pour rejeter les "faux déclenchements", susceptibles de se produire en présence d'un bruit de fond trop intense.

#### 2.2.1.4 Contrôle de l'atmosphère - LIDAR

Comme on le verra plus en détail dans les chapitres suivants, l'atmosphère fait partie intégrante du procédé de détection. Connaître ses caractéristiques est donc essentiel pour une reconstruction optimale des paramètres de la gerbe. C'est pourquoi un instrument de sondage de l'atmosphère devait être embarqué avec le télescope spatial. Le système retenu est de type *LIDAR* (*Light Detection And Ranging*). Son principe consiste à émettre un tir laser dans l'atmosphère et de détecter les photons rétro-diffusés avec un receveur à petit champ de vue. La distribution en temps des photons rétro-diffusés fournit des informations sur le profil des constituants atmosphériques. Son objectif premier est de mettre en évidence la présence de nuages et de couches d'aérosols<sup>2</sup>.

Le type de LIDAR retenu est constitué d'un laser fonctionnant à  $1064\text{ nm}$  en mode pulsé (fréq.  $100\text{ Hz}$ ). Il permet de détecter la présence de nuages de faible profondeur optique<sup>3</sup>, jusqu'à une valeur de 0.12, avec une précision en altitude de  $150\text{ m}$ . Avec un temps d'intégration suffisant ( $5\text{ s}$ ), il permet aussi de déduire le profil de densité de l'atmosphère. Lorsqu'une gerbe est détectée, le laser est pointé dans sa direction et l'atmosphère est sondée dans la région où la cascade s'est développée.

L'installation d'une caméra infra-rouge sur le détecteur a aussi été envisagée [49]. Elle permettrait de contrôler l'aspect de la couverture nuageuse dans tout le champ de vue du télescope, et d'estimer l'acceptance effective instantanée.

#### 2.2.2 Orbite de la Station Spatiale Internationale

Dans le cadre du projet EUSO, le télescope doit être arrimé au module européen Columbus à bord de la Station Spatiale Internationale (figure 2.7 (gauche)). Pointant vers le bas, le télescope

<sup>2</sup>particules en suspension dans l'air

<sup>3</sup> $T$  étant la transmission et  $\tau$  la profondeur optique,  $T = e^{-\tau}$

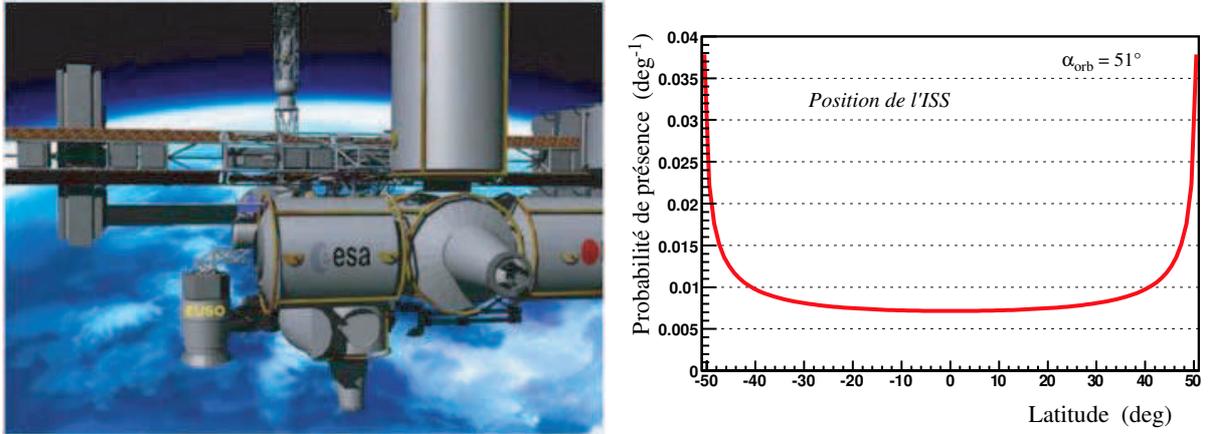


FIG. 2.7 – (*gauche*) Vue d'artiste du télescope EUSO arrimé au module Columbus de l'ESA à bord de la Station Spatiale Internationale ; (*droite*) Distribution en latitude de la position de l'ISS (inclinaison de l'orbite  $\alpha_{orb} = 51^\circ$ )

observe l'atmosphère terrestre les nuits sans lune. L'orbite de la Station Spatiale est inclinée de  $51.6^\circ$  par rapport à l'équateur et se situe entre  $335$  et  $460\text{ km}$  d'altitude. Effectuant  $16$  révolutions par jour, sa vitesse projetée au sol est d'environ  $7\text{ km.s}^{-1}$ . Dans les études à venir, on fixera l'altitude de l'ISS à  $430\text{ km}$ .

L'orbite de l'ISS détermine la distribution en latitude et longitude de la position du télescope autour du globe. Les propriétés de l'atmosphère diffèrent selon la latitude et la longitude, et il est nécessaire d'estimer la fréquence avec laquelle une portion du globe sera observée par le télescope. Le calcul des distributions en latitude et longitude de la position de l'ISS est détaillé en Annexe A. La distribution en latitude  $\theta_{lat}$  est représentée sur la figure 2.7 (droite), et la densité de probabilité correspondante, exprimée en degrés et normalisée à 1 par intégration sur l'intervalle  $[-51^\circ, 51^\circ]$ , s'écrit :

$$f(\theta_{lat}) = \frac{\cos \theta_{lat}}{180 \sqrt{(\sin \alpha_{orb})^2 - (\sin \theta_{lat})^2}} \quad (2.2)$$

$\alpha_{orb} = 51^\circ$  étant l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'équateur. Ce calcul montre que l'ISS passe plus de temps aux basses et hautes latitudes que dans la zone équatoriale. En tenant compte de la rotation de la Terre sur elle-même, on peut considérer en première approximation que la distribution en longitude est uniforme sur un intervalle de temps supérieur à quelques jours (c.f. Annexe A).

## 2.3 Description de l'atmosphère

L'atmosphère est la cible du rayonnement cosmique et le milieu dans lequel les gerbes se développent et déposent leur énergie. L'azote de l'air scintille sous l'excitation des électrons de la gerbe, et les photons émis sont susceptibles d'être diffusés ou absorbés par les constituants atmosphériques. L'atmosphère fait donc partie intégrante du procédé de détection, avec le triple rôle de calorimètre, scintillateur et milieu de transfert du signal. On présente dans cette section

les propriétés générales de l'atmosphère ainsi que les différents modèles qui seront considérés dans les chapitres suivants.

### 2.3.1 Propriétés générales de l'atmosphère

#### Composition chimique

La composition chimique moyenne de l'atmosphère est constante jusqu'à 80 km d'altitude environ. En fraction volumique, le diazote est le principal constituant (78%), suivi du dioxygène (21%). En incluant l'argon, ces trois constituants représentent 99.96% du volume de l'air (tableau 2.1). En sommant les contributions des différentes espèces chimiques, la masse molaire de l'air est de  $M_{air} = 28.96 \text{ g.mol}^{-1}$ .

La vapeur d'eau et l'ozone sont répartis de manière hétérogène avec l'altitude. La vapeur d'eau est présente à basse altitude et la couche d'ozone se situe entre 20 et 40 km environ. Bien que ces deux espèces soient des constituants minoritaires de l'atmosphère, la vapeur d'eau et l'ozone ont respectivement un impact sur la fluorescence de l'air (section 4.1.1) et sur la transmission des photons dans l'ultra-violet (section 5.1.4).

Espèce	fraction volumique (%)	Espèce	fraction volumique (%)
$N_2$	78.08	$He$	$5.10^{-4}$
$O_2$	20.95	$Kr$	$10^{-4}$
$Ar$	0.93	$Xe$	$9.10^{-6}$
$CO_2$	0.03	$CH_4$	$2.10^{-4}$
$Ne$	$2.10^{-3}$	$H_2$	$5.10^{-5}$

TAB. 2.1 – Composition chimique de l'atmosphère au niveau de la mer [50]

#### Profil de pression

La pression  $P$  à l'altitude  $h$  résulte de la force exercée par l'air des couches supérieures sous l'effet de la gravitation. A l'équilibre hydrostatique, on peut exprimer le gradient de pression en fonction de la densité  $\rho(h)$  et de l'accélération gravitationnelle  $g(h)$  :

$$\frac{dP}{dh} = -\rho(h) g(h) \quad (2.3)$$

La loi des gaz parfaits permet de relier la densité de l'air à la pression et la température :

$$\rho = \frac{PM_{air}}{RT} \quad (2.4)$$

où  $M_{air}$  est la masse molaire de l'air et  $R = 8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$  la constante des gaz parfaits. En supposant l'atmosphère isotherme et en négligeant la dépendance de l'accélération gravitationnelle avec l'altitude, on intègre l'équation 2.3 après avoir substitué  $\rho$  par la formule 2.4 :

$$P(h) = P_0 \exp\left(-\frac{M_{air} g h}{RT}\right) \quad (2.5)$$

Le modèle d'atmosphère isotherme se caractérise par un profil de pression et un profil de densité exponentiels. En fixant la température à 288 K, l'altitude caractéristique de décroissance vaut approximativement 8.4 km.

### Profil de température

La température n'est en réalité pas constante avec l'altitude, et ses variations permettent de structurer l'atmosphère en 4 couches (figure 2.8) :

- *la troposphère* : située entre 0 et 10 *km*, elle contient 80% de la masse de l'atmosphère et présente un taux de variation de température d'environ  $-6^\circ$  par kilomètre. Réchauffé par le rayonnement solaire, le sol retransmet une partie de cette énergie à l'air environnant. Par convection, ce dernier s'élève à plus haute altitude où la pression est plus faible, et la détente du gaz entraîne une chute de la température. Les mouvements de convection font de la troposphère la couche la plus turbulente. C'est dans cette couche que se situe la majeure partie des nuages. Au-delà de 10 *km*, la température se stabilise sur quelques kilomètres. Cette couche intermédiaire se nomme la *tropopause*.
- *la stratosphère* : située entre 20 et 50 *km*, elle se caractérise par une augmentation de la température avec l'altitude. La couche d'ozone se situe dans la stratosphère et absorbe les ultra-violets du rayonnement solaire. L'énergie ainsi absorbée est responsable de l'augmentation de la température. La troposphère et la stratosphère contiennent à toutes les deux 99.9% de la masse de l'atmosphère. La stratopause fait la jonction entre la stratosphère et la mésosphère.
- *la mésosphère* : située entre 50 et 85 *km*, c'est la couche où les températures peuvent être les plus froides. La température se stabilise à son sommet (mésopause).
- *la thermosphère* : elle peut s'étendre jusqu'à 500 *km* d'altitude et atteindre des températures de 2000 *K*. Ces caractéristiques dépendent de l'activité solaire.

La troposphère contenant 80% de la masse de l'atmosphère, c'est la couche dans laquelle se développent les gerbes atmosphériques.

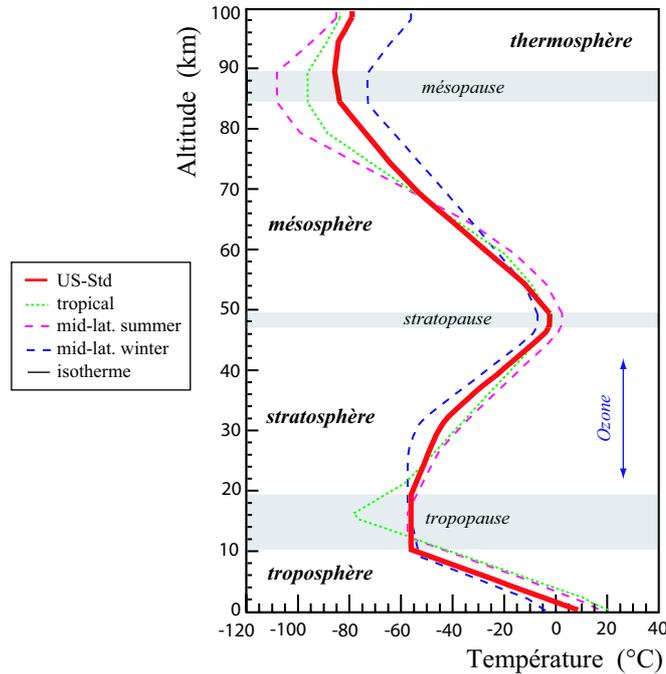


FIG. 2.8 – Profil de température et structure en couches

### 2.3.2 Modèles d'atmosphère

Le modèle d'atmosphère *US-Standard 1976* [50] est un des plus communément utilisés. Il offre une description moyennée dans le temps des conditions atmosphériques aux moyennes latitudes, pour une activité solaire modérée. Le champ de vue d'un télescope placé en orbite couvre une portion importante du globe, et nécessite de prendre en compte les variations de l'atmosphère avec le temps, la latitude et la longitude. Le modèle empirique *NRLMSIS-00* intègre ce type de dépendance et sera utilisé par la suite pour évaluer l'impact des variations atmosphériques sur la détection spatiale des RCUHE.

#### 2.3.2.1 Atmosphère US-Standard 1976

Fondé en 1953, le comité *COESA* (*Committee On Extension to the Standard Atmosphere*) réunit une trentaine d'institutions gouvernementales, industrielles, universitaires et de recherche. Ce comité a établi un modèle standard d'atmosphère à partir des données récoltées par satellites et fusées [51]. Le modèle *US-Standard 1976* (nommé par la suite *US-Standard*) est la dernière version du modèle. Jusqu'à 32 km, cette description est identique au modèle standard de l'ICAO (*International Civil Aviation Organization*).

Les compléments de ce modèle [52] incluent une description de l'atmosphère moyenne à d'autres latitudes : tropical (15° nord, moyenne annuelle), moyenne latitude (45° nord, été et hiver) et subarctique (60° nord). Cette dernière description n'est pas pertinente pour EUSO (latitude comprise entre  $[-51^\circ, +51^\circ]$ ) et ne sera pas considérée par la suite.

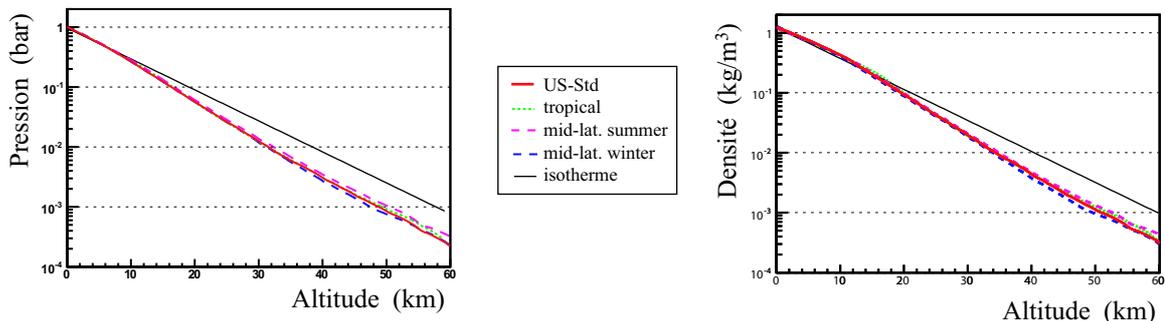


FIG. 2.9 – Profils de pression (*gauche*) et de densité (*droite*) du modèle US-Standard et de ses compléments

Le modèle US-Standard et ses compléments fournissent les profils de température, de pression et de densité. Ces trois grandeurs sont reliées par la loi des gaz parfaits. Les profils de température de ces modèles sont représentés sur la figure 2.8. On peut observer que l’extension et les caractéristiques des couches (définies par le profil de température) varient avec la latitude et la saison.

Les profils de pression et de densité sont représentés sur la figure 2.9, superposés avec les prédictions du modèle d’atmosphère isotherme. La température n’étant pas constante avec l’altitude, les profils du modèle standard (et compléments) s’écartent notablement du comportement exponentiel au-delà de 10 km. Les modèles standard fournissent les profils d’atmosphère jusqu’à une altitude de 100 km, notamment les profils de vapeur d’eau et d’ozone. On fixe par la suite *le sommet de l’atmosphère (Top Of Atmosphere, TOA)* à une altitude de 100 km.

### 2.3.2.2 Modèle empirique NRLMSIS-00 (MSISE)

Le modèle empirique *NRLMSIS-00 (US Naval Research Laboratory - Mass Spectrometer Incoherent Scatter [53])* a été développé par M. Picone, A. Hedin et D. Drob, basé sur le modèle *MSISE-90 (MSIS-Extended model [54])*. Ces deux modèles ne diffèrent qu’à haute altitude. MSISE-90 est une extension à basse altitude de la version *MSIS-86*, qui ne considérait que la haute atmosphère (> 90 km). NRLMSIS-00 est le modèle le plus récent et sera considéré par la suite. On le nommera plus simplement “*MSISE*”.

L’extension de MSISE à basse altitude repose essentiellement sur les tables de pression et température du *Middle Atmosphere Program Handbook [55]*. En-deçà de 20 km, le modèle inclut aussi les données du *National Meteorological Center [56]*. Une analyse des données en harmoniques sphériques et séries de Fourier est utilisée pour reproduire les principales variations de l’atmosphère en fonction de la latitude, la longitude, le jour de l’année et l’heure. Les variations en fonction de l’heure et de la longitude sont simplifiées et moins précises. Bien que les variations mensuelles ne soient pas complètement reproduites, les données de température et de pression en basse atmosphère sont ajustées avec une déviation standard globale de 3 K et 2% [54].

Afin d’estimer les variations des conditions atmosphériques autour du globe, un millier de configurations ont été calculées avec MSISE, distribuées uniformément en latitude, longitude et jour de l’année, à minuit heure locale. Les valeurs de la pression, de la température, de la densité

et de la quantité de matière intégrée depuis le sommet de l'atmosphère sont comparées à celles fournies par le modèle US-Standard. Les écarts moyennés en longitude et jour de l'année sont représentés en fonction de la latitude sur la figure 2.10, pour différentes altitudes. Les variations en température, pression, densité et quantité de matière peuvent atteindre respectivement  $20\text{ K}$ ,  $8\%$ ,  $18\%$  et  $25\text{ g.cm}^{-2}$ . Chacun de ces paramètres étant impliqués dans la génération du signal détecté par un télescope spatial, on étudiera les effets de leurs variations dans les chapitres 3, 4 et 5.

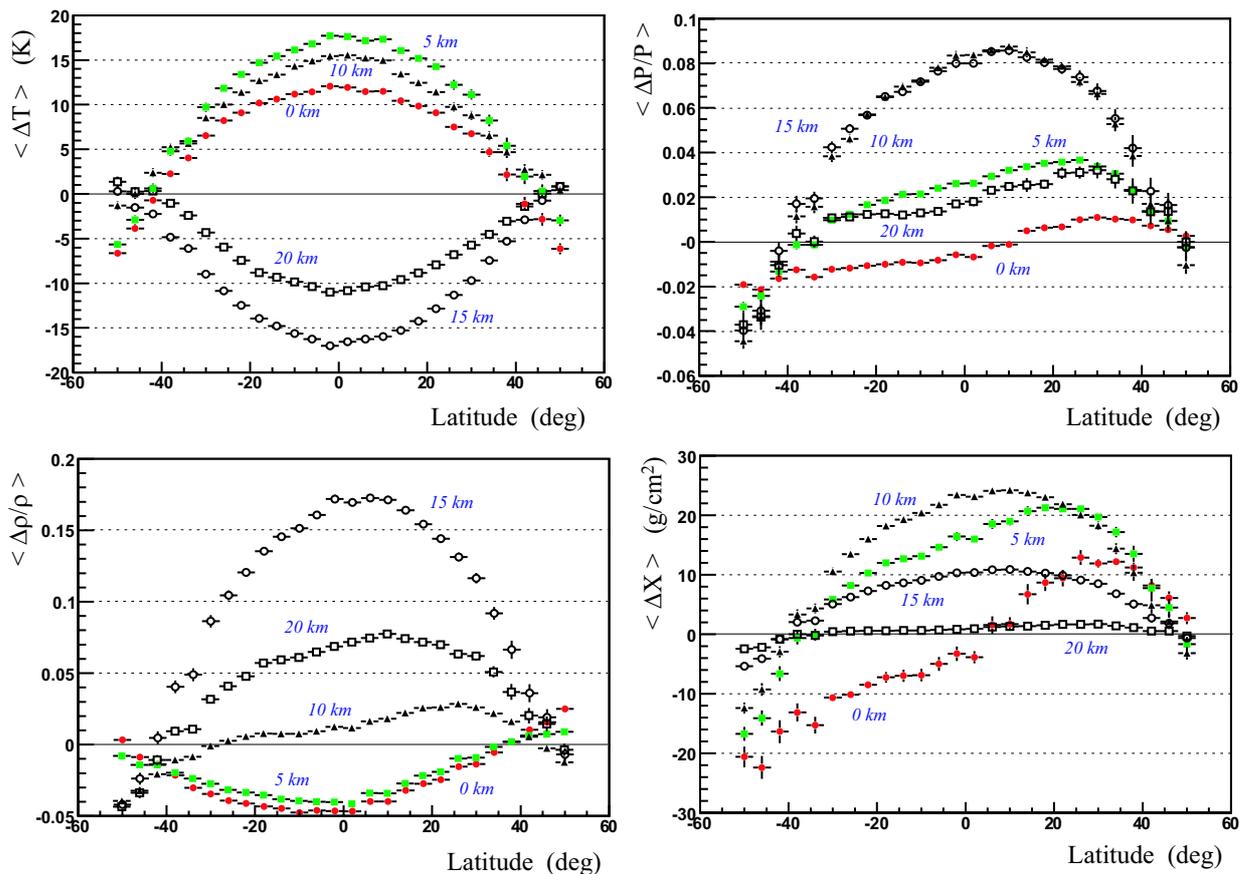


FIG. 2.10 – Variations en température, pression, densité et quantité de matière intégrée depuis le sommet de l'atmosphère. Ces variations sont calculées à l'aide du modèle MSISE et sont rapportées aux valeurs fournies par le modèle US-Standard. Les variations sont moyennées en longitude et jour de l'année, et sont représentés en fonction de la latitude, à différentes altitudes. Les 1000 configurations atmosphériques calculées avec MSISE sont distribuées uniformément en latitude, longitude et jour de l'année

### 2.3.3 Couverture nuageuse et couches d'aérosols

La présence de nuages limite l'acceptance d'un détecteur spatial. Ils se situent principalement dans la troposphère, gamme d'altitude où se développent les gerbes atmosphériques. Si un nuage est suffisamment opaque, il peut masquer tout ou une partie du développement de la gerbe. Il est donc essentiel d'estimer l'impact des nuages sur la détection spatiale des RCUHE.

Lorsqu'une parcelle d'air humide est échauffée près du sol, elle s'élève en altitude par convection et sa température baisse. Si celle-ci devient inférieure à la température de rosée, l'air ne peut plus contenir toute l'humidité sous forme de vapeur et l'eau se condense. Ce processus conduit à la formation de nuages de basse altitude. Pour décrire les caractéristiques des nuages, on a recours à des données collectées par satellite.

Le sondeur *TOVS* (*TIROS Operational Vertical Sonder*) est un ensemble de trois instruments embarqués à bord de satellites *TIROS-N* (*Television Infrared Observation Satellite*). Cette série de satellites de la *NOAA* (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) en orbite polaire est dédiée à l'étude du climat. Les trois instruments *HIRS* (*High resolution Infrared Radiation Sounder*), *MSU* (*Microwave Sounding Unit*) et *SSU* (*Stratospheric Sounding Unit*) opèrent à différentes longueurs d'onde, et permettent de déduire les profils de température, d'humidité et la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère [57]. L'utilisation conjointe de *HIRS* et *MSU* permet aussi de remonter aux caractéristiques des nuages [58].

Les données *TOVS Path-B* [59] permettent de déterminer la fraction, l'altitude supérieure et la profondeur optique des nuages en fonction de la latitude, de la longitude et du jour de l'année, avec une résolution spatiale de  $1^\circ(\text{Lat.}) \times 1^\circ(\text{Long.})$ . Ces données fournissent les caractéristiques de la couverture nuageuse sur une période allant de 1987 à 1995. On présentera et on utilisera les caractéristiques des nuages mesurées par *TOVS* au chapitre 7 pour estimer leur impact sur les performances d'un détecteur spatial.

La présence de particules en suspension à basse altitude - *les aérosols* - réduit le facteur de transmission des photons dans l'atmosphère. Pour être détectés, les photons Cerenkov doivent traverser deux fois les couches d'aérosols. Si le signal est trop atténué, le Cerenkov réfléchi n'est pas observable. *LOWTRAN 7* [60] est un programme standard du calcul de transmission dans l'atmosphère. Ce code fournit un certain nombre de modèles standards d'aérosols que l'on utilisera par la suite pour estimer l'impact des particules en suspension sur la détection du Cerenkov réfléchi. Une description de ces modèles sera faite au chapitre 5.

### 2.3.4 Réflectivité des sols

Les particules chargées des gerbes atmosphériques émettent un rayonnement Cerenkov focalisé selon l'axe de développement de la cascade. Comme on l'a mentionné en section 2.1, détecter les photons Cerenkov réfléchis à la surface de la Terre fournit une référence en altitude, indispensable pour déterminer la trajectoire de la gerbe. L'intensité du Cerenkov réfléchi détecté depuis l'espace dépend des propriétés de réflexion du sol. A longueur d'onde fixée, ces propriétés dépendent de la nature de la surface (type de végétation, type de sols, neige, océans) et de sa topologie (forêt d'épineux ou de feuillus, état de surface des océans). Ces propriétés sont décrites par la *BRDF* (*Bidirectional Reflectance Distribution Function*), qui donne le flux réfléchi dans une direction en fonction du flux incident. De manière générale, ce rapport diffère selon les angles d'incidence et de réflexion considérés. On reviendra plus en détail sur cette notion en section 5.1.6. Le rapport entre le nombre total de photons réfléchis et le nombre total de photons incidents définit *l'albédo* d'une surface.

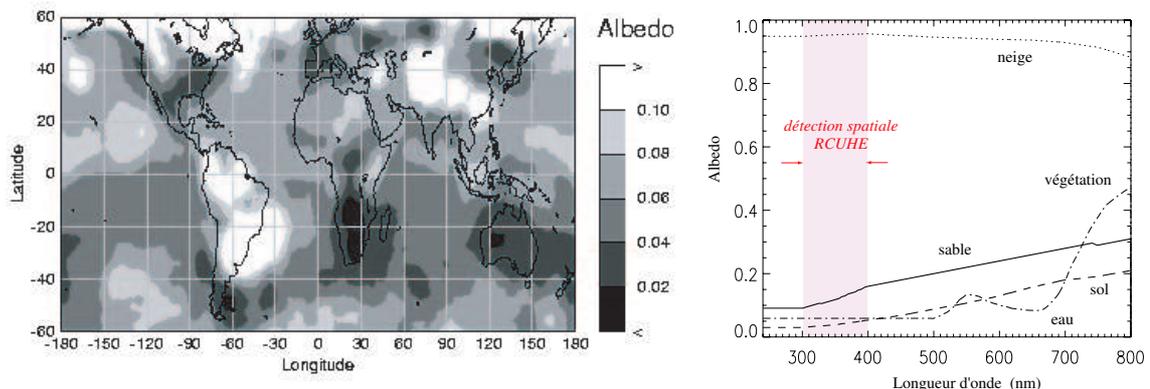


FIG. 2.11 – (*gauche*) Carte d'albédo de la surface de la Terre à  $437.5\text{ nm}$  (données GOME) [63]; (*droite*) Spectres d'albédo pour différents types de surface [62]

*GOME* (*Global Ozone Monitoring Experiment*) [61] est un spectromètre embarqué à bord du satellite ERS-2 (*European Remote Sensing*), lancé en 1995. Dédié à la mesure de l'ozone, son dispositif de mesure de la polarisation permet aussi de déduire l'albédo de la surface de la Terre [63]. Comme l'indique la figure 2.11, l'albédo est généralement inférieur à 10% dans l'ultraviolet, et sa valeur varie selon la latitude et la longitude. Par la suite, on utilisera des valeurs d'albédo inférieures à 10% pour estimer les caractéristiques du signal Cerenkov réfléchi détecté par EUSO.

## 2.4 ESAF – Logiciel de simulation et d'analyse de EUSO

Durant la phase A du projet, les premières estimations des performances de EUSO ont été obtenues avec des simulateurs rapides simplifiés. Afin d'étudier plus en détail les performances d'une détection spatiale des RCUHE, un effort majeur a été entrepris pour réaliser un logiciel de simulation et d'analyse unique et commun à toute la collaboration EUSO.

Le logiciel *Euso Simulation and Analysis Framework* (*ESAF*) [64] est le résultat de plus de quatre années de développement. Constitué de plus de  $10^5$  lignes de code, ESAF regroupe au sein d'un même programme les algorithmes de simulation et de reconstruction de l'expérience EUSO (figure 2.12).

ESAF est interfacé avec ROOT [65], cadre logiciel d'analyse de données développé au CERN. Les fichiers de sortie de la simulation et de la reconstruction sont au format ROOT. ESAF profite ainsi de la structure "en arbre" des données, et des fonctionnalités de ROOT pour les analyser. Bien qu'actuellement incomplète, la chaîne de reconstruction a été définie pour analyser à la fois les données de simulation et les données expérimentales.

Le programme de simulation développé dans ESAF permet d'étudier en détail les performances de la détection spatiale des RCUHE. Développé pour le projet EUSO, il pourrait être utilisé dans

le cadre d'autres expériences de détection spatiale du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie.

### Un programme modulaire et flexible

La chaîne de simulation est représentée sur la figure 2.12. Elle est dissociée en deux parties principales, chacune étant associée aux deux étapes du procédé de détection. La première simule l'ensemble des processus qui ont lieu dans l'atmosphère, de la première interaction du rayon cosmique au transfert des photons jusqu'à la lentille du télescope. Au cours de ma thèse, j'étais responsable de cette partie du programme. La seconde simule le traitement du signal lumineux par le télescope, de la propagation des photons dans l'optique jusqu'au signal induit dans les photo-multiplicateurs, et son traitement par l'électronique et le système de déclenchement.

Écrit en C++, ESAF est un programme modulaire d'une grande flexibilité. La programmation Orientée Objet permet de structurer le code en "classes", chaque classe pouvant correspondre à différentes implémentations d'une même opération. Différentes configurations de la simulation coexistent au sein du même programme, et chaque étape est en grande partie découplée du reste du programme. Par exemple, pour une même simulation du développement de la gerbe, différents algorithmes de génération de lumière peuvent être appliqués. Cela permet d'estimer leur influence spécifique sur le résultat final. Le format des données transmises entre chaque module est standardisé et participe à la flexibilité du logiciel.

Les résultats de simulation de chaque module sont à la fois transmis au module suivant et stockés dans le fichier de sortie. Pour minimiser la taille de ce dernier, on peut choisir de ne pas enregistrer les résultats d'un module. On présente ci-dessous les différentes étapes de la simulation, les implémentations développées pour chacune d'entre elles, ainsi que les données de sortie associées.

### Modélisation de l'atmosphère

La description de l'atmosphère est nécessaire à la simulation des trois processus à l'origine du signal détecté par le télescope : le développement de la gerbe, l'émission des photons, et leur transfert jusqu'au télescope. J'ai inséré plusieurs modèles d'atmosphère dans ESAF. Les algorithmes correspondants sont utilisables à la fois pour la simulation et la reconstruction.

Les modèles US-Standard et MSISE sont inclus, ainsi que la base de données de couverture nuageuse TOVS. J'ai introduit les modèles standard d'aérosols de LOWTRAN 7, en C++ dans ESAF. Au cours d'une simulation, le même modèle d'atmosphère est utilisé tout au long de la chaîne. Dans ESAF, l'atmosphère et la surface de la Terre sont sphériques, avec un rayon de la Terre de  $6370 \text{ km}$ .

### Génération du flux de RCUHE

Le flux de rayons cosmiques est généré avec une position d'impact uniformément distribuée au sommet de l'atmosphère. Je donnerai plus de détails au chapitre 7 sur l'algorithme de génération que j'ai développé. Le spectre en énergie et le type de primaire hadronique sont configurables. De manière générale, l'angle zénithal et l'angle azimutal sont distribués de manière isotrope. Les intervalles angulaires sont configurables, et les angles peuvent être fixés à une valeur unique.

Pour chaque événement, l'énergie, le type de particule, la direction d'incidence et le point d'impact au sommet de l'atmosphère sont enregistrés dans le fichier de sortie. Il existe aussi un

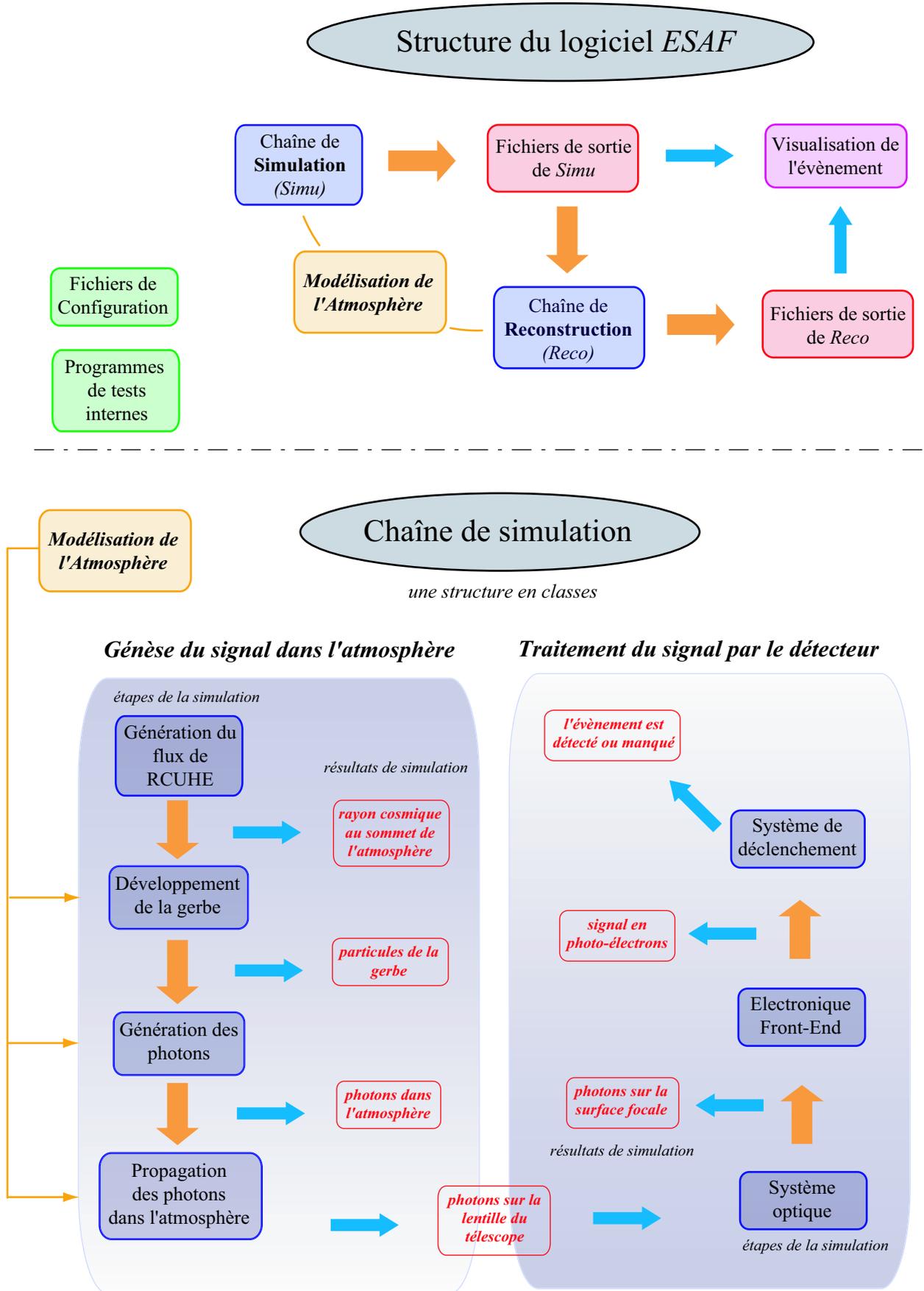


FIG. 2.12 – Structure du logiciel ESAF et détail de la chaîne de simulation

mode où le flux est généré à partir du point d'impact au sol de la trajectoire du RCUHE. Ce point d'impact est configurable.

### Développement de la gerbe

Le développement de la gerbe est principalement analytique. Différentes formules peuvent être utilisées, elles seront décrites en section 3.4. Le développement de la gerbe tient compte du profil de densité de l'atmosphère.

Pour chaque évènement, la profondeur et la position du premier point d'interaction, la profondeur et la position du maximum de développement, ainsi que le point d'impact au sol sont stockés dans le fichier de sortie. Les distributions longitudinales, latérales, angulaires et le spectre en énergie des particules de la gerbe sont aussi enregistrés, et transmis au module suivant.

Des codes externes de simulation de gerbe ont été interfacés avec ESAF. UNISIM [66] est l'un d'entre eux. C'est un programme hybride de développement des gerbes, combinant simulation Monte-Carlo et formules analytiques.

### Génération des photons

La fluorescence et le Cerenkov sont traités séparément. La simulation de l'émission de fluorescence repose sur les mesures réalisées en laboratoire. Les deux modèles que j'ai insérés dans le programme seront décrits en section 4.1.2. L'émission du Cerenkov est traitée de manière analytique et sera présentée en section 4.2. La génération des photons tient compte des profils de pression et température de l'atmosphère. Pour chaque évènement, le spectre en longueur d'onde et la distribution longitudinale des photons sont stockés dans le fichier de sortie.

### Propagation des photons dans l'atmosphère

La simulation du transfert radiatif dans l'atmosphère inclut aussi l'interaction des photons avec la surface de la Terre. L'albédo du sol est configurable, et le sol est généralement considéré lambertien. Une description simplifiée de la réflexion spéculaire a aussi été implémentée.

J'ai développé trois modes de propagation des photons. Le plus simple ne fait appel qu'à des coefficients de transmission et de réflexion, sans véritablement propager les photons. Il traite la transmission de la fluorescence de son lieu de production jusqu'à la lentille du télescope. La transmission du Cerenkov jusqu'au sol, sa réflexion puis sa transmission du sol au détecteur est aussi traitée.

Le deuxième mode est plus complexe, et simule la diffusion simple du Cerenkov en propageant des *paquets* de photons. On détaillera l'algorithme correspondant en section 5.2.

Le troisième mode traite la diffusion multiple de la fluorescence et du Cerenkov, les photons étant propagés individuellement. Cet algorithme de type Monte-Carlo (*ray-tracing*) traite aussi l'interaction des photons avec les nuages et les aérosols, et sera détaillé en section 5.3.

Pour chaque évènement, la liste des photons sur la lentille du télescope, leur longueur d'onde, leur position d'émission, leur position de dernière interaction, leur angle d'incidence et leur position sur la lentille sont enregistrés dans le fichier de sortie et transmis au module de simulation du détecteur.

### Simulation du détecteur

La simulation complète du télescope UV conçu pour EUSO a été implémentée dans ESAF. La propagation des photons dans le système optique, la description précise de la surface focale et des

caractéristiques des photo-multiplicateurs sont traitées par cette partie de la simulation. Plusieurs algorithmes ont été développés pour simuler le système de déclenchement. On trouvera plus de détails sur cette partie du programme dans les références suivantes [67, 68].

J'ai parallèlement développé une simulation simplifiée du détecteur. Décrite en section 7.2, elle reprend les caractéristiques essentielles du télescope. Les photons ne sont pas propagés dans le détecteur, mais un coefficient d'efficacité global est appliqué en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence des photons sur la lentille.

### Chaîne de reconstruction

La chaîne de reconstruction est actuellement incomplète. Des algorithmes concernant la reconnaissance de trace et la reconstruction de la direction de l'évènement ont été développés. Un premier algorithme de reconstruction de l'énergie a été implémenté, principalement pour étudier l'influence des caractéristiques du détecteur sur la résolution. Ces différentes contributions fonctionnent actuellement indépendamment les unes des autres.

EUSO est un projet de détection spatiale du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Un télescope UV embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale observe l'atmosphère les nuits sans lune pour détecter le rayonnement de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques. La détection du pic de réflexion du Cerenkov au sol fournit une référence en altitude, nécessaire pour déterminer la trajectoire de l'évènement.

L'atmosphère fait partie intégrante du dispositif expérimental. Pour un télescope en orbite, les conditions atmosphériques varient rapidement dans le champ de vue. L'atmosphère jouant le triple rôle de calorimètre, de scintillateur et de milieu de transfert du signal, il est essentiel d'estimer son impact sur chacun de ces processus. La présence de particules en suspension dans l'air, sous forme de nuages ou d'aérosols, est en outre susceptible de déformer - voire de masquer - le signal.

ESAF est le logiciel qui regroupe les programmes de simulation et d'analyse de l'expérience EUSO. Il pourrait être utilisé par les prochaines générations de télescopes spatiaux dédiés à l'observation des RCUHE. Au cours des prochains chapitres, on étudiera les différentes étapes de la formation du signal dans l'atmosphère : développement de la gerbe, émission de fluorescence et Cerenkov, et propagation des photons jusqu'au télescope. Avec ESAF, on estimera les erreurs systématiques relatives à chacun de ces processus, notamment celles induites par les variations des conditions atmosphériques. On estimera en dernier lieu les performances associées à la détection des RCUHE depuis l'espace.





## Chapitre 3

# Développement des gerbes atmosphériques

A haute énergie, le flux du rayonnement cosmique est très faible et sa détection est indirecte. Elle repose sur l'observation de la cascade de particules générée à l'entrée du rayon cosmique dans l'atmosphère. Les gerbes atmosphériques constituent ainsi un intermédiaire entre les caractéristiques de la particule primaire et les observables expérimentales.

Dans la première partie de ce chapitre, on présente des modèles phénoménologiques du développement des cascades de particules. Les relations simplifiées qui en résultent indiquent dans quelle mesure les caractéristiques de la gerbe sont reliées aux propriétés du rayon cosmique. Bien qu'à ultra-haute énergie les modèles d'interactions restent peu contraints par les expériences menées auprès des accélérateurs, les résultats des simulations Monte-Carlo constituent un des fondements de l'analyse des données des expériences actuelles. Dans la seconde partie sont présentés quelques éléments des modèles d'interactions hadroniques et électromagnétiques intégrés dans les programmes Monte-Carlo de développement des cascades. La troisième partie est consacrée aux résultats standard des Monte-Carlo qui permettent de relier les caractéristiques de la gerbe aux propriétés de la particule primaire.

Aux plus hautes énergies, les simulations Monte-Carlo sont coûteuses en temps de calcul, et l'on présente dans une quatrième partie les formules analytiques intégrées à ESAF, qui permettent une simulation rapide du développement des gerbes. Au moyen de la simulation développée dans ESAF, on étudie dans une cinquième partie l'impact du profil de densité sur le développement des gerbes. On évalue dans une sixième partie les conséquences d'une estimation imprécise de la trajectoire des gerbes sur la reconstruction des propriétés de la particule primaire, ainsi que les conséquences d'une méconnaissance du profil de densité de l'atmosphère.

### 3.1 Modèles phénoménologiques

On présente ici deux modèles phénoménologiques décrivant respectivement les cascades électromagnétiques et hadroniques. Ils relient de manière simple les principales observables aux caractéristiques de la particule primaire.

Le phénomène de cascade de particules repose sur le fait qu'une particule de haute énergie rayonne plusieurs particules secondaires suffisamment énergétiques pour rayonner à leur tour. Le nombre de particules augmente ainsi à chaque interaction. Une caractéristique fondamentale des gerbes est leur profil longitudinal  $N(X)$ , qui donne le nombre de particules chargées  $N$  en fonction de la quantité de matière traversée  $X$  depuis l'entrée du rayon cosmique dans l'atmosphère (ou *grammage*, en  $g.cm^{-2}$ ).

### 3.1.1 Cascade électromagnétique

Le rayonnement cosmique de haute énergie est majoritairement constitué de noyaux, et les cascades hadroniques qu'ils génèrent mettent en jeu les processus impliqués dans le développement des cascades électromagnétiques. C'est pourquoi l'on s'intéresse dans un premier temps aux gerbes initiées par un électron. On notera que la description est similaire si la particule primaire est un photon. Par la suite, le terme *électron* désignera sans distinction électron et positron, sauf précision contraire.

Lorsqu'il pénètre dans la matière, un électron dépose son énergie selon deux types de processus distincts. A haute énergie, il interagit avec le champ électromagnétique des noyaux et émet un rayonnement de freinage, dit de *Bremsstrahlung*. La quantité de matière à traverser pour qu'il perde une fraction  $e$  de son énergie s'appelle la *longueur de radiation*. Notée  $X_0$ , elle vaut  $37 g.cm^{-2}$  dans l'air. A basse énergie, l'électron ionise les atomes du milieu. La transition entre les deux régimes, dits respectivement radiatif et ionisant, s'effectue à l'*énergie critique*  $E_c$ . Sa valeur dépend du matériau et vaut environ  $80 MeV$  dans l'air.

De façon assez similaire l'interaction d'un photon avec la matière se décompose aussi en deux régimes radiatifs et ionisants. A haute énergie, sous l'influence du champ des noyaux, le photon produit un électron et un positron : c'est le processus de création de paire. A basse énergie, il ionise les atomes par effet photo-électrique et diffusion Compton. La transition entre les deux régimes se fait à  $\frac{7}{9}E_c$ .

W. Heitler [69] proposa un modèle élémentaire de développement des gerbes électromagnétiques, grâce à quelques hypothèses simplificatrices :

- la transition entre régime radiatif et régime ionisant se fait brutalement à  $E_c$ ,
- l'électron n'émet qu'un seul photon par Bremsstrahlung et emporte la moitié de l'énergie incidente. De même, la paire  $e^+e^-$  se partage équitablement l'énergie du photon parent,
- la description stochastique du dépôt d'énergie est remplacée par une séquence d'étapes déterministes de pas  $X = X_0 \ln 2$ . A chaque itération une particule perd ainsi la moitié de son énergie.

Pour un électron primaire d'énergie  $E_0$ , à la  $n$ ème itération, la cascade contient  $2^n$  particules d'énergie  $E = \frac{E_0}{2^n}$ , dont un tiers de photons. Lorsque  $n$  est suffisamment grand, de sorte que  $E < E_c$ , les particules ionisent la matière et ne rayonnent plus. La gerbe électromagnétique a atteint son maximum de développement et son contenu en particules commence à diminuer. On en déduit les relations donnant le nombre de particules  $N_{max}$  et la quantité de matière traversée  $X_{max}$  au maximum de développement de la cascade :

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (3.1)$$

$$X_{max} = X_0 \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (3.2)$$

A  $10^{20}$  eV, la gerbe atteint donc son maximum après avoir traversé une quantité d'air d'environ  $1028 \text{ g.cm}^{-2}$ . Bien que la comparaison de l'équation 3.2 avec les résultats du programme Monte-Carlo EGS4 soit satisfaisante [70], le modèle de Heitler est un traitement simplifié du développement des gerbes électromagnétiques, et les valeurs numériques prédites par l'équation 3.1 restent approximatives. La valeur de  $N_{max}$  - environ  $1.2 \times 10^{12}$  à  $10^{20}$  eV - est supérieure d'environ un facteur deux à celle calculée par le programme Monte-Carlo EGS4. Cela vient principalement du fait que la perte d'énergie par ionisation n'est pas prise en compte lorsque l'énergie d'une particule est supérieure à  $E_c$ . En outre, le modèle prédit que deux tiers des particules au maximum sont des électrons - contre un tiers de photons - alors que EGS4 prévoit environ six fois plus de photons que d'électrons. Cette surestimation du rapport électrons/photons s'explique entre autre par le fait que plusieurs photons sont généralement produits par Bremsstrahlung (contrairement au modèle de Heitler). Il faut ainsi appliquer un facteur de correction  $g \sim 10$  pour obtenir une bonne approximation du nombre d'électrons  $N_{e_{max}}$  au maximum de développement :

$$N_{e_{max}} = \frac{N_{max}}{g} \quad (3.3)$$

Cette correction donne  $N_{e_{max}} \sim 1.2 \times 10^{11}$  à  $10^{20}$  eV. Malgré des valeurs numériques approximatives, deux résultats fondamentaux du modèle de Heitler peuvent être retenus :

- le nombre de particules au maximum de développement est proportionnel à l'énergie  $E_0$  de la particule primaire,
- la quantité de matière traversée au maximum de développement varie avec le logarithme de  $E_0$ .

La dérivée logarithmique de  $X_{max}$  en fonction de  $E_0$  se nomme le *taux d'élongation*. Dans l'air et pour les gerbes électromagnétiques, il vaut :

$$\frac{dX_{max}}{d \log_{10} E_0} = X_0 \ln 10 \sim 85 \text{ g.cm}^{-2} \quad (3.4)$$

### 3.1.2 Cascade hadronique

#### Nucléon primaire

Lorsqu'un nucléon de haute énergie entre dans la matière, il interagit par interaction forte et inélastique avec un noyau du milieu. Les hadrons produits sont majoritairement des pions  $\pi^\pm$  et  $\pi^0$  de haute énergie fortement focalisés selon la direction d'incidence du primaire. Du fait de leur faible temps de vie ( $c\tau_0 \sim 25 \text{ nm}$ ), les pions neutres se désintègrent en deux photons. Chacun d'eux initie alors une gerbe électromagnétique (aux ultra-hautes énergies cependant, le facteur de Lorentz des pions neutres peut atteindre  $\gamma_{pions} = 10^{10}$  et ceux-ci sont susceptibles d'interagir avec les noyaux avant de se désintégrer). Les pions chargés sont quant à eux suffisamment stables ( $c\tau \sim 8 \text{ m}$ ) pour interagir à leur tour avec la matière et générer une cascade hadronique. L'énergie des  $\pi^\pm$  diminuant, leur longueur de désintégration en muons-neutrinos devient inférieure à leur longueur d'interaction dans le milieu, et ceux-ci se désintègrent préférentiellement. Une cascade initiée par un nucléon est ainsi constituée (figure 3.1) :

- d'une composante hadronique, constituant le coeur de gerbe,

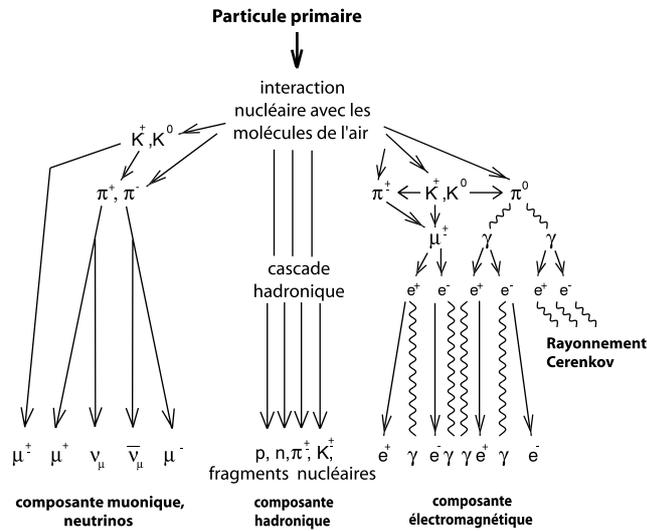


FIG. 3.1 – Développement schématisé d'une gerbe hadronique

- d'une composante électromagnétique, somme des gerbes "secondaires" initiées par les gammas,
- de muons et neutrinos, qui atteignent le sol sans interagir (seuls les muons d'énergie inférieure à quelques GeV sont susceptibles de se désintégrer).

On présente ici quelques éléments d'un modèle simplifié du développement des cascades hadroniques. Il s'inspire du modèle de Heitler décrit précédemment dans le cas des gerbes électromagnétiques, et a été développé en considérant la gamme d'énergie  $[10^{14} \text{ eV}, 10^{17} \text{ eV}]$ . On trouvera plus de détails sur son contenu dans l'article original de J. Matthews [70].

Le canal électromagnétique, alimenté par la désintégration des pions neutres en deux photons, est traité indépendamment du reste de la cascade grâce au modèle de Heitler. Le présent modèle inclut en outre quelques hypothèses simplificatrices concernant les interactions hadroniques :

- Les interactions successives des pions chargés sont décrites par une séquence d'étapes déterministes de pas  $X = X_\pi \ln 2$ .  $X_\pi$  est la longueur d'interaction des pions dans l'air, considérée constante par le modèle ( $X_\pi \sim 120 \text{ g.cm}^{-2}$ ). A chaque interaction,  $\frac{3}{2}N_{ch}$  pions sont générés ( $N_{ch}$  pions chargés et  $\frac{1}{2}N_{ch}$  pions neutres).  $N_{ch}$  est la multiplicité des interactions hadroniques ; elle est considérée constante et égale à 10.
- Seuls les pions chargés d'énergie supérieure à  $E_\pi$  interagissent avec l'air. Si leur énergie est inférieure à  $E_\pi$ , ils se désintègrent en muons et neutrinos.  $E_\pi$  est considérée constante tout au long du développement, indépendamment de l'énergie des pions ( $E_\pi = 20 \text{ GeV}$ ).
- Les pions neutres se désintègrent immédiatement en deux photons.

Etant donné la longueur d'interaction du nucléon primaire dans l'air  $\lambda_{inel}$ , la profondeur du premier point d'interaction  $X_1$  est prise égale à  $\lambda_{inel} \ln 2$ . La longueur d'interaction dépend de l'énergie et

se déduit de la section efficace proton-air calculée par les modèles hadroniques. L'auteur utilise l'approximation :

$$\lambda_{inel} = 61 \text{ g.cm}^{-2} \left( 1 - 0.1 \ln \left[ \frac{E_0}{PeV} \right] \right) \quad (3.5)$$

Après  $n$  générations le canal électromagnétique regroupe une fraction  $f$  de l'énergie  $E_0$  du nucléon primaire :

$$f = \frac{E_{cal}}{E_0} = 1 - \left( \frac{2}{3} \right)^n \quad (3.6)$$

$E_{cal}$  étant l'énergie convertie sous forme électromagnétique. A  $10^{17} \text{ eV}$ , l'énergie des pions chargés devient inférieure à  $E_\pi$  après six itérations environ ( $n = 6$ ). Les pions n'interagissent alors plus et le canal hadronique n'alimente plus le canal électromagnétique. L'équation 3.6 indique qu'environ 90% de l'énergie du nucléon primaire a été convertie sous forme électromagnétique. Les 10% d'énergie restante sont convertis en muons et neutrinos.

En considérant le canal électromagnétique comme une seule et même gerbe, le modèle de Heitler permet d'inférer le nombre d'électrons  $N_{e_{max}}$  au maximum de développement :

$$N_{e_{max}} = \frac{E_{cal}}{gE_c} \quad (3.7)$$

$g$  et  $E_c$  ayant été définis dans le modèle de Heitler décrit précédemment. A  $10^{20} \text{ eV}$ , en considérant que  $E_{cal} = 0.9E_0$ , on obtient  $N_{e_{max}} \sim 10^{11}$ .

Afin d'estimer la quantité de matière traversée au maximum de développement de la gerbe, une simplification supplémentaire est ajoutée : on ne considère que les particules électromagnétiques produites par les  $\frac{1}{2}N_{ch}$  pions neutres issus de l'interaction du nucléon primaire. Ces pions neutres regroupent un tiers de l'énergie du primaire, et produisent  $N_{ch}$  photons. Ceux-ci génèrent  $N_{ch}$  cascades électromagnétiques d'énergie  $\frac{E_0}{3N_{ch}}$ . La quantité de matière traversée au maximum de développement est alors donnée par le modèle de Heitler (équation 3.2), augmentée de la profondeur du premier point d'interaction  $X_1$  :

$$X_{max} = X_0 \ln \left( \frac{E_0}{3N_{ch}E_c} \right) + X_1(E_0) \quad (3.8)$$

Après avoir pris en compte la variation de la multiplicité de la première interaction avec l'énergie :

$$N_{ch} = 41.2 \left( \frac{E_0}{1PeV} \right)^{1/5} \quad (3.9)$$

l'équation 3.8 devient :

$$X_{max} = \left( 470 + 58 \log_{10} \left[ \frac{E_0}{1PeV} \right] \right) \text{ g.cm}^{-2} \quad (3.10)$$

Ce traitement néglige les gerbes électromagnétiques secondaires induites par les pions neutres issus des interactions ultérieures au premier point d'interaction. Il sous-estime par conséquent la valeur de  $X_{max}$ . L'équation 3.10 prédit  $X_{max} = 586 \text{ g.cm}^{-2}$  à  $10^{17} \text{ eV}$ , environ  $100 \text{ g.cm}^{-2}$  de moins que la valeur donnée par les simulations Monte-Carlo [70]. Le taux d'élongation de

$58 \text{ g.cm}^{-2}$  reste néanmoins en bon accord avec les résultats des Monte-Carlo. On note que le taux d'élongation des cascades hadroniques est inférieur à celui des gerbes électromagnétiques ( $85 \text{ g.cm}^{-2}$ ). Comme l'indique la comparaison des équations 3.2 et 3.8, c'est la haute multiplicité des interactions hadroniques qui est à l'origine de cette réduction.

### Noyau primaire

La description des gerbes produites par des noyaux plus lourds peut se ramener en première approximation à celle d'un nucléon, par l'intermédiaire du *principe de superposition* [71]. Un noyau est alors considéré comme un ensemble de  $A$  nucléons d'énergie  $\frac{E_0}{A}$ , chaque nucléon générant sa propre cascade de manière indépendante. En sommant les composantes de ces différentes cascades, on obtient alors :

$$N_{e_{max}}^A = N_{e_{max}}^p \quad (3.11)$$

$$X_{max}^A = X_{max}^p - X_0 \ln A \quad (3.12)$$

l'exposant  $p$  identifiant les variables correspondant à un primaire proton, impliquées dans les équations 3.7 et 3.10. Le nombre d'électrons au maximum reste inchangé, et la quantité de matière traversée au maximum est réduite d'environ  $150 \text{ g.cm}^{-2}$  pour un noyau de Fer.

Le nombre de muons produits par la cascade hadronique n'est pas observable pour les expériences de détection de fluorescence, mais est habituellement mesuré par les expériences de détection de particules au sol. On n'entre pas ici dans les détails du modèle, et l'on présente simplement ses prévisions :

$$N_{\mu}^p = \left( \frac{E_0}{E_{\pi}} \right)^{0.85} \quad (3.13)$$

$$N_{\mu}^A = A^{1-0.85} N_{\mu}^p \quad (3.14)$$

$N_{\mu}$  est le nombre total de muons, et les exposants  $p$  et  $A$  identifient respectivement les cas d'un proton et d'un noyau de Fer. Parce que dans le cas d'un noyau, l'énergie par nucléon est plus faible, les pions chargés produits sont moins énergétiques. Ils se désintègrent plus rapidement et interagissent moins avec l'air. C'est la raison pour laquelle les noyaux lourds donnent plus de muons.

Les valeurs numériques déduites de ce modèle restent approximatives. Ce qu'il faut retenir des équations précédemment établies, ce sont les relations entre les caractéristiques de la gerbe et les propriétés de la particule primaire :

- Pour un nucléon primaire, le nombre d'électrons au maximum de développement est proportionnel à l'énergie convertie sous forme électromagnétique, qui compte environ 90% de l'énergie du nucléon.
- Le nombre d'électrons au maximum de développement d'une gerbe initiée par un noyau est identique à celui d'une gerbe initiée par un nucléon de même énergie.
- La quantité de matière traversée au maximum de développement varie avec le logarithme de l'énergie du nucléon ou du noyau primaire. La profondeur du maximum est plus faible pour les noyaux lourds : les gerbes associées se développent plus rapidement.
- Le taux d'élongation des cascades hadroniques est plus faible que celui des gerbes électromagnétiques, du fait de la haute multiplicité des interactions hadroniques.

- Le nombre total de muons augmente avec l'énergie et la masse de la particule primaire.

## 3.2 Interactions à haute énergie et modélisations

### 3.2.1 Incertitudes sur les interactions à haute énergie

Inférer l'énergie et la nature du rayonnement cosmique à partir des caractéristiques de la gerbe nécessite une connaissance précise des interactions hadroniques. Aux plus hautes énergies, cette connaissance reste imparfaite et constitue une source majeure d'incertitudes. L'incomplétude des données expérimentales acquises auprès des accélérateurs constitue la première difficulté. La première interaction du rayon cosmique se fait généralement entre nucléon-noyau ou entre noyau-noyau. Or, bien que les réactions proton-proton soient étudiées en accélérateur jusqu'à des énergies dans le centre de masse de l'ordre du  $TeV$ , les résultats expérimentaux impliquant un noyau comme projectile ou cible ne sont disponibles qu'à plus basse énergie. Enfin, les événements à petits moments de transfert - en particulier les collisions périphériques, qui déterminent le pouvoir de pénétration de la gerbe dans l'atmosphère - sont difficilement mesurables en collisionneurs, puisque les particules produites s'échappent dans le tube à faisceau et ne sont pas détectées. La modélisation du développement des gerbes atmosphériques nécessite donc d'extrapoler les mesures expérimentales :

- en énergie, sur près de deux ordres de grandeur dans le centre de masse,
- aux processus à faible moment de transfert,
- à des types de projectiles et de cibles autres que le proton.

Contrairement aux interactions électromagnétiques, la théorie de l'interaction forte (*Quantum Chromodynamics*, QCD) ne permet pas de calculer systématiquement les sections efficaces et la production multiple de particules à partir des premiers principes. En effet, les événements à petit moment de transfert, qui dominent la production de particules hadroniques, ne peuvent être traités à l'aide de la QCD perturbative [72, 73]. Cela rend d'autant plus difficile l'extrapolation aux plus hautes énergies. Les premiers modèles étaient paramétrés sur les données collectées auprès des accélérateurs et simplement extrapolés aux plus hautes énergies. Les interactions impliquant des noyaux utilisaient le principe de superposition. Cependant, il devint clair que certaines prédictions étaient fortement dépendantes des modèles. Par exemple, les premières comparaisons des données de Fly's Eye avec les simulations suggéraient une composition plus lourde que le Fer [72, 74]. En effet, les modèles utilisés surestimaient la valeur de  $X_{max}$  pour le fer d'environ  $25 g.cm^{-2}$ . C'est pourquoi un effort important a été développé pour asseoir les modèles hadroniques sur des bases théoriques plus solides.

Les programmes Monte-Carlo simulent les gerbes atmosphériques plus précisément que les modèles phénoménologiques. Ils offrent une description affinée des caractéristiques moyennes du développement, et permettent en outre de quantifier les fluctuations produites par la nature stochastique des interactions. CORSIKA [75] et AIRES [76] sont les deux programmes Monte-Carlo standard de simulation du développement des gerbes. On présente dans les paragraphes suivants quelques caractéristiques des modèles électromagnétiques et hadroniques utilisés par ces programmes.

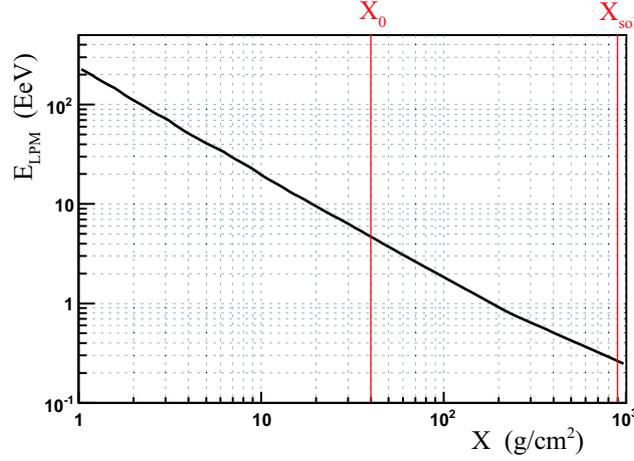


FIG. 3.2 – Energie caractéristique de l’effet LPM en fonction de la quantité d’air traversée verticalement depuis le sommet de l’atmosphère

### 3.2.2 Interactions électromagnétiques – Effet LPM

CORSIKA et AIRES extrapolent aux plus hautes énergies les processus électromagnétiques impliqués dans le développement des gerbes :

- pour les électrons : annihilation  $e^+e^-$ , diffusion Bhabha et Moller, diffusion Coulombienne multiple sur les noyaux (théorie de Molière), Bremsstrahlung
- pour les photons : diffusion Compton, effet photo-électrique et création de paires  $e^+e^-$

CORSIKA utilise une version modifiée de Electron Gamma Shower (EGS4 [77]), et AIRES reprend en grande partie les algorithmes du programme MOCCA [78].

Les deux simulateurs ont dû compléter cette description standard des interactions électromagnétiques pour l’étude des plus hautes énergies, où d’autres processus modifient de manière significative les observables utilisées dans la détection des gerbes (cf. section 3.3). Considérer les interactions avec le noyau comme ponctuelles n’est plus une hypothèse valable dans tout l’espace des paramètres. En effet, à très haute énergie, la longueur de cohérence peut être de l’ordre de la distance inter-atomique. Ainsi, les interactions des particules incidentes (ou produites) avec les atomes environnants entraînent généralement une baisse des sections efficaces d’interaction avec le champ nucléaire. La diffusion multiple de l’électron incident sur les noyaux voisins diminue la production de Bremsstrahlung : c’est l’effet *Landau-Pomeranchuk-Migdal* (LPM) [79, 80], qui provoque également une baisse de la section efficace de création de paire. L’énergie caractéristique de l’effet LPM,  $E_{LPM}$ , dépend du rapport entre longueur de cohérence et distance inter-atomique. Dans l’atmosphère, cette dernière varie avec l’altitude selon le profil de densité  $\rho(h)$ . La densité et la longueur de radiation  $X_0$  étant exprimées en grammes et centimètres, les calculs donnent [81] :

$$\frac{E_{LPM}}{TeV} = 7.7 \frac{X_0}{\rho(h) \times cm} \quad (3.15)$$

La figure 3.2 présente la variation de l’énergie caractéristique de l’effet LPM en fonction de la quantité d’air traversée verticalement depuis le sommet de l’atmosphère. Les valeurs à  $X_0$  et au

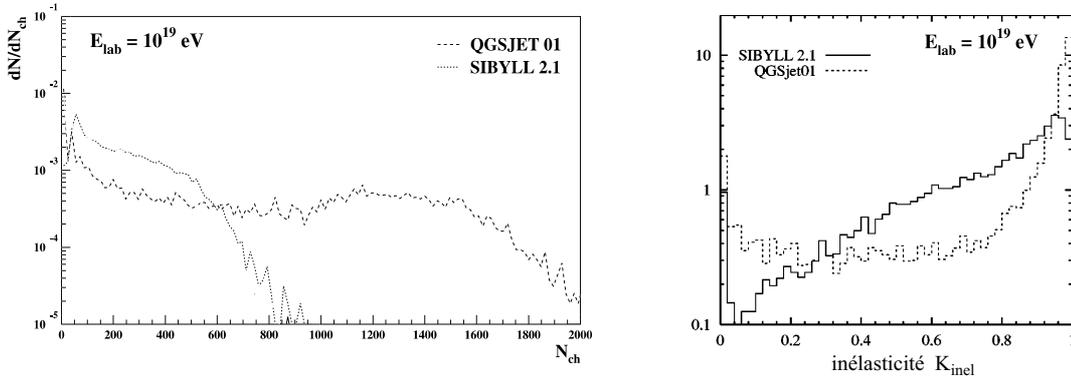


FIG. 3.3 – Simulations QGSJET et SYBILL : (*gauche*) Multiplicité des particules chargée dans une collision  $\pi^{-14} N$  [72]; (*droite*) Spectre d'inélasticité lors d'une collision proton-air [85]

niveau de la mer  $X_{sol}$  correspondent respectivement à  $5.2 \times 10^{18}$  eV et  $2.4 \times 10^{17}$  eV. On verra en section 3.3.3 quelle est l'incidence de l'effet LPM sur le développement des gerbes.

### 3.2.3 Interactions hadroniques

QGSJET [82] et SYBILL [83] sont les deux modèles d'interaction hadronique à haute énergie les plus utilisés aujourd'hui. Ils sont tous deux intégrés à CORSIKA et AIRES. Deux caractéristiques des interactions hadroniques sont particulièrement pertinentes dans l'étude des gerbes : la section efficace inélastique proton-air  $\sigma_{inel}$  et l'inélasticité  $K_{inel}$ . Dans certaines études, ils sont utilisés directement comme paramètres libres pour estimer leur impact sur les observables expérimentales [84].

#### 3.2.3.1 Inélasticité des interactions hadroniques

L'inélasticité est définie par  $K_{inel} = \frac{E - E_{lead}}{E}$ , avec  $E$  l'énergie de la particule incidente et  $E_{lead}$  l'énergie transférée aux baryons les plus énergétiques (aussi appelés *leading baryons*) [85]. Ils constituent le coeur de gerbe et gouvernent le pouvoir de pénétration de la cascade. Ainsi, plus l'inélasticité est importante, plus l'énergie est transférée rapidement hors du coeur. L'inélasticité est plus pertinente que la multiplicité seule, car bien que cette dernière varie très largement d'un modèle à l'autre (figure 3.3 (gauche), la plupart des particules secondaires emportent une faible part de l'énergie incidente. Outre la valeur moyenne de l'inélasticité, sa distribution est une caractéristique essentielle du modèle (figure 3.3 (droite)) : étant très asymétrique elle constitue une source majeure des fluctuations de la gerbe [72]. Bien que les valeurs moyennes de  $K_{inel}$  prédites par QGSJET et SYBILL soient similaires (resp. 0.73 et 0.68, à  $10^{20}$  eV [72]), les distributions restent très différentes (figure 3.3). La distribution de QGSJET étant plus asymétrique, les fluctuations de ce modèle sont supérieures à celles de SYBILL [85].

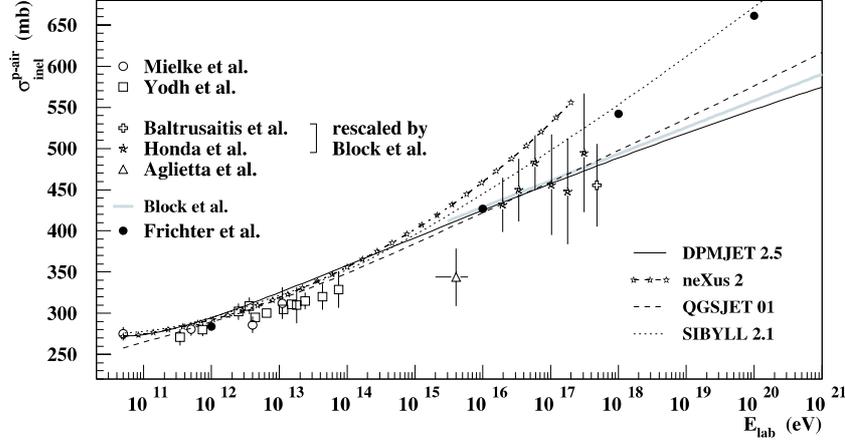


FIG. 3.4 – Section efficace inélastique proton-air, mesures et simulations [72]

### 3.2.3.2 Section efficace inélastique proton-air

La section efficace proton-air détermine la quantité d'air traversée par un rayon cosmique avant d'interagir (notée  $X_1$ , section 3.1.2). Les énergies extrêmes du rayonnement cosmique ne peuvent être actuellement étudiées auprès des accélérateurs, et la section efficace inélastique d'interaction d'un proton d'ultra-haute énergie sur l'air n'est pas connue avec précision. On peut néanmoins avoir recours au rayonnement cosmique lui-même pour estimer cette section efficace.

Jusqu'à  $10^{14}$  eV, le rapport des flux de protons primaires au sol et au sommet de l'atmosphère constitue une mesure de la longueur d'interaction proton-air  $\lambda_{p-air}$  [86], reliée à la section efficace inélastique  $\sigma_{p-air}^{inel}$  par la relation :

$$\lambda_{p-air} = \frac{14.5 m_p}{\sigma_{p-air}^{inel}} \quad (3.16)$$

où  $14.5 m_p$  représente la masse moyenne des atomes de l'atmosphère. Le flux de primaires au sol est estimé par le flux de hadrons "non-accompagnés", mesuré par un calorimètre hadronique entouré d'un réseau de détecteur de gerbes. Lorsqu'un hadron est détecté dans le calorimètre, en anti-coïncidence avec le réseau, l'évènement est interprété comme une gerbe initiée à grande profondeur, qui commence tout juste à se développer. Le flux de hadrons "non-accompagnés" fixe ainsi une limite supérieure sur le flux de primaires au sol. La longueur d'interaction proton-air déduite de cette mesure fixe une limite inférieure sur la section efficace. Les résultats ainsi obtenus par Mielke et Yodh [86] sont les points basse énergie de la figure 3.4.

A partir de  $10^{14}$  eV, le flux du rayonnement cosmique est trop faible pour une détection de ce flux "non-accompagné" et des méthodes alternatives ont été développées. La longueur d'interaction peut-être estimée à partir de la distribution de la profondeur du maximum  $X_{max}$ . La décroissance exponentielle de la queue de distribution de  $X_{max}$  reflète en partie les fluctuations du premier point d'interaction. Les fluctuations intrinsèques au développement de la gerbe doivent néanmoins être prises en compte. Engendrées principalement par l'asymétrie du spectre d'inélas-

ticité des interactions hadroniques, ces fluctuations ont tendance à réduire la décroissance de la queue de distribution. La pente de cette décroissance est une mesure du terme  $k\lambda_{p-air}$ , où  $k > 1$  représente l'effet de l'inélasticité.

Ainsi, la détermination de la longueur d'interaction proton-air par cette méthode met en jeu deux paramètres physiques inconnus a priori. La détermination de  $\sigma_{p-air}^{inel}$  requiert une hypothèse sur l'inélasticité des interactions  $K_{inel}$ , fournie par les modèles hadroniques. De manière plus générale, la queue de distribution du  $X_{max}$  permet de rejeter les modèles dont le couple  $(K_{inel}, \sigma_{p-air}^{inel})$  n'est pas compatible avec les observations. On trouvera plus de détails sur cette méthode en Annexe B.

Cette contrainte sur les modèles hadroniques reste néanmoins faible compte tenu de la résolution expérimentale (voir les barres d'erreur sur la figure 3.4). Ainsi, bien que SYBILL et QGSJET donnent des valeurs similaires de  $k \sim 1.17$  [85] et des sections efficaces en accord avec les données à basse énergie, les différences entre les deux modèles s'accroissent à plus haute énergie. À  $10^{20}$  eV, la section efficace proton-air de SYBILL est environ 15% supérieure à celle de QGSJET (figure 3.4). L'écart semble néanmoins plus faible si l'on considère la version plus récente de QGSJET (QGSJET-II) [87].

Sur la figure 3.4, les points à haute énergie ont été obtenus par EAS-TOP [88], Akeno [89], et Fly's Eye [90]. Les points à très haute énergie, initialement établis avec des valeurs de  $k \sim 1.5-1.6$ , ont été recalculés par Block et al. [91] avec  $k \sim 1.33$ . Le point à  $5.10^{15}$  eV utilise  $k \sim 1.1$ , expliquant en partie sa sous-estimation apparente de la section-efficace.

### 3.2.4 Simulation des gerbes et optimisation du temps de calcul

À haute énergie, le nombre de particules à traiter est excessivement grand. Le modèle phénoménologique présenté en section 3.1.2 indique qu'une cascade hadronique à  $10^{20}$  eV compte environ  $10^{11}$  électrons à son maximum de développement. Ainsi, le temps de calcul d'un programme qui suivrait toutes les particules une-à-une devient prohibitif. Pour réduire le nombre de particules à traiter, les simulations Monte-Carlo (dont CORSIKA et AIRES) adoptent la méthode dite du *thinning* [78]. Pour une énergie incidente  $E_0$ , et à niveau de *thinning*  $\varepsilon$  fixé, les particules dont l'énergie devient inférieure à  $\varepsilon E_0$  ne sont plus suivies individuellement, mais regroupées en *particules représentatives* assignées d'un poids assurant la conservation de l'énergie. Pour éviter les fluctuations introduites par la réduction du nombre de particules traitées, des niveaux de *thinning*  $\varepsilon < 10^{-6}$  sont généralement adoptés.

Enfin, malgré l'utilisation du *thinning*, la simulation des gerbes par Monte-Carlo reste coûteuse en temps de calcul aux plus hautes énergies. C'est pourquoi des méthodes dites *hybrides* ont été développées [92]. Le principe commun de ces méthodes est de simuler précisément les premières étapes de la cascade puis, passé un seuil en énergie, de modéliser plus simplement le transport des particules, analytiquement ou par l'intermédiaire de bibliothèques de gerbes pré-simulées. Elles permettent de générer un grand nombre d'événements en un temps raisonnable.

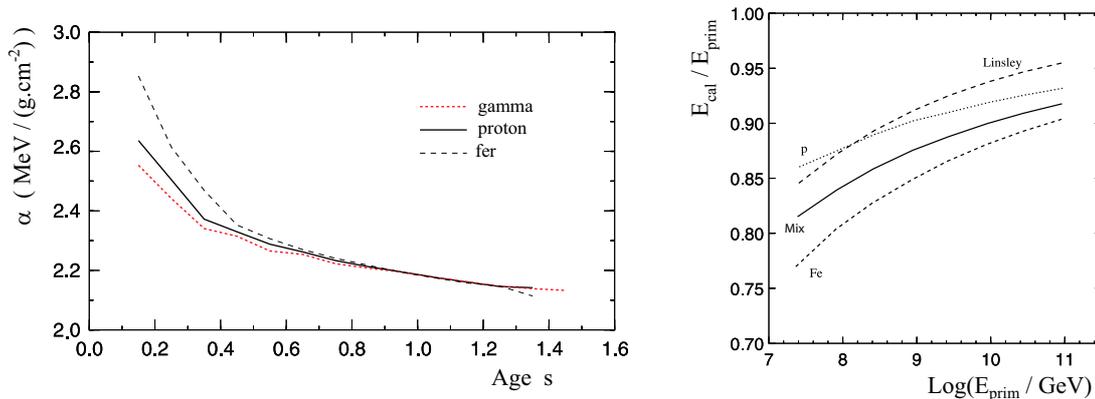


FIG. 3.5 – (*gauche*) Dépôt d'énergie par particule chargée au cours du développement de la gerbe (l'âge  $s$  est défini dans le texte (éq. 3.18),  $s = 1$  au maximum de développement); (*droite*) Part de l'énergie du primaire dissipée sous forme calorimétrique. La courbe en trait plein représente un mélange équilibré proton-Fer. La formule de Linsley, utilisée par Fly's Eye, est aussi représentée [93]

### 3.3 Gerbes atmosphériques et propriétés de la particule primaire

Les gerbes atmosphériques constituent un intermédiaire entre les observables expérimentales et le rayon cosmique. Les modèles phénoménologiques présentés en section 3.1 indiquent de manière qualitative comment certaines caractéristiques des gerbes peuvent être reliées aux propriétés de la particule primaire. On présente dans cette section les résultats des simulations Monte-Carlo du développement des gerbes, en mettant l'accent sur les caractéristiques du profil longitudinal utilisées pour reconstruire l'énergie et la nature du primaire par la détection de fluorescence. L'intégrale du profil longitudinal et le nombre d'électrons au maximum sont reliés à l'énergie du rayon cosmique. La quantité de matière traversée au maximum de développement permet dans une certaine mesure de distinguer les différents types de primaire.

#### 3.3.1 Intégrale du profil longitudinal

##### Energie déposée

Un atout majeur de la détection de fluorescence est qu'elle fournit une information calorimétrique sur le développement de la gerbe. Les photons générés fournissent une image du profil longitudinal des particules chargées, dont l'intégrale est reliée au dépôt total d'énergie :

$$E_{cal} = \int_0^{\infty} \alpha(X) N_{ch}(X) dX = \langle \alpha \rangle \int_0^{\infty} N_{ch}(X) dX \quad (3.17)$$

où  $\alpha(X)$  est le taux d'ionisation par particule ( $\frac{dE}{dX}$  moyenné sur le spectre en énergie des particules chargées),  $N_{ch}(X)$  le profil longitudinal et  $\langle \alpha \rangle$  le taux moyen d'ionisation. La figure 3.5 (gauche) représente la variation du taux d'ionisation au cours du développement, exprimé en fonction de l'âge  $s$ . L'âge est un indicateur du stade de développement, ici défini relativement au premier point d'interaction :

$$s = \frac{3(X - X_1)}{(X - X_1) + 2(X_{max} - X_1)} \quad (3.18)$$

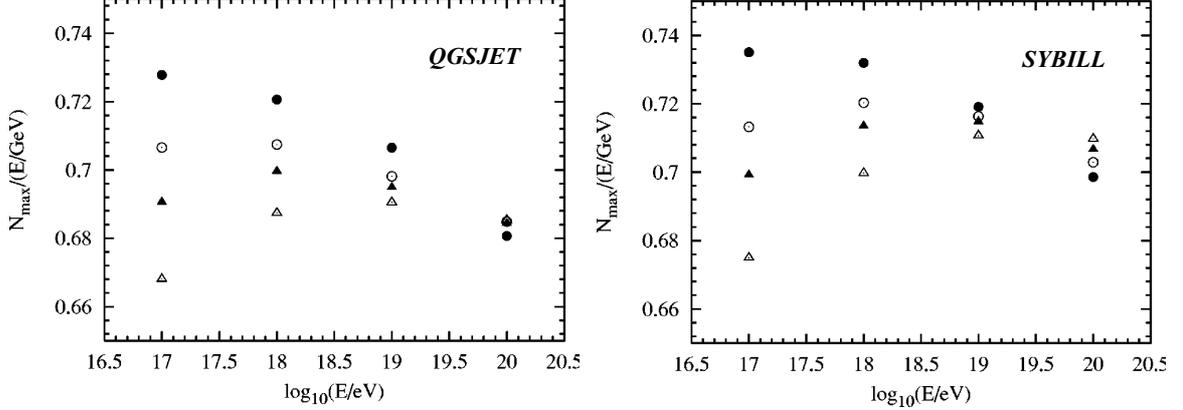


FIG. 3.6 – Rapport du nombre de particules chargées au maximum de la gerbe avec l'énergie de la particule primaire : proton (cercles pleins), hélium (cercles ouverts), carbone (triangles pleins), fer (triangles ouverts) [85]

L'âge vaut 1 au maximum ( $X = X_{max}$ ), et tend vers 3 lorsque  $X$  tend vers l'infini. La figure 3.5 (gauche) indique que la variation de  $\alpha$  autour du maximum reste faible : les écarts relatifs sont de  $\pm 5\%$  dans l'intervalle où le nombre de particules est significatif ( $s \in [0.6, 1.4]$ ). Ainsi, le taux moyen d'ionisation  $\langle \alpha \rangle \sim 2.19 \text{ MeV}/(g.cm^{-2})$  est généralement utilisé pour reconstruire l'énergie.

### Energie manquante

Pour inférer l'énergie du primaire  $E_{prim}$ , on doit considérer l'énergie emportée par les muons et les neutrinos, qualifiée d'*énergie manquante*  $E_{lost}$  :

$$E_{prim} = E_{cal} + E_{lost} \quad (3.19)$$

Les simulations Monte-Carlo sont le seul moyen de déterminer les contributions respectives de  $E_{cal}$  et  $E_{lost}$ . Comme l'indique la figure 3.5 (droite), l'énergie manquante varie peu avec l'énergie et constitue environ 10% de l'énergie d'un proton primaire à  $10^{20} \text{ eV}$ . La dépendance au modèle reste faible [94] : SYBILL et QGSJET donnent des résultats en accord à  $\sim 2\%$ . En outre, les incertitudes liées aux fluctuations de la gerbe sont négligeables ( $< 1\%$ ) [94]. Les noyaux plus lourds donnant plus de muons et de neutrinos, l'énergie manquante augmente avec la masse du noyau primaire (figure 3.5). A  $10^{20} \text{ eV}$ , la différence proton-Fer est de l'ordre de 3%. Ainsi, dans la phase d'analyse des données, bien que le type de primaire ne puisse être déterminé événement par événement (voir section 3.3.3), l'hypothèse d'un mélange équilibré proton-Fer permet de conserver l'incertitude totale en-deçà de 2%.

### 3.3.2 Nombre de particules chargées au maximum du profil

Comme on le verra en section 3.5, une gerbe verticale initiée par un proton à  $10^{20} \text{ eV}$  atteint son maximum aux alentours de  $2 \text{ km}$  et atteint le sol avant la fin de son développement. De plus, les événements en bord de champ de vue du télescope peuvent être tronqués et le profil longitudinal reconstruit, incomplet. Dans ces configurations problématiques, utiliser le nombre de particules chargées au maximum  $N_{max}$  peut s'avérer être une bonne alternative pour reconstruire l'énergie

de la particule primaire.

La figure 3.6 présente le rapport entre  $N_{max}$  et l'énergie du primaire. A  $10^{20}$  eV, une gerbe initiée par un proton compte  $6.8 \times 10^{10}$  particules à son maximum de développement. Au premier ordre,  $N_{max}$  est proportionnel à l'énergie. L'écart à la proportionnalité est d'environ 1.5% par décade. A  $10^{20}$  eV, les incertitudes relatives à la composition sont de l'ordre de 2%, et les modèles hadroniques diffèrent de 3%. Les fluctuations de la gerbe sont la principale source d'incertitude et limitent la résolution à  $\sim 4\%$  [95].

### 3.3.3 Quantité d'air traversée au maximum du profil

#### 3.3.3.1 Primaires hadroniques

Les détecteurs de fluorescence mesurent le profil longitudinal et ont directement accès à la profondeur du maximum  $X_{max}$ . Le modèle simplifié de développement des cascades hadroniques présenté en section 3.1.2 indique que la profondeur du maximum dépend du nombre de masse  $A$ . Plus le primaire est lourd, plus  $X_{max}$  est petit. Cette caractéristique est confirmée par les simulations Monte-Carlo, et peut être utilisée expérimentalement pour distinguer les différents types de primaires hadroniques.

La figure 3.7 présente les résultats de CORSIKA concernant l'évolution de  $X_{max}$  avec l'énergie de la particule primaire, dans les cas du proton et du fer, pour les deux modèles hadroniques QGSJET et SYBILL. QGSJET prédit qu'une gerbe initiée par un proton à  $10^{20}$  eV atteint en moyenne son maximum de développement à  $X_{max} = 825$  g.cm<sup>-2</sup>, contre  $760$  g.cm<sup>-2</sup> pour un fer. La plus grande inélasticité de ce modèle se traduit généralement par un  $X_{max}$  plus petit que celui obtenu par SYBILL. Ce dernier prédit une valeur  $50$  g.cm<sup>-2</sup> supérieure aux prévisions de QGSJET pour un proton à  $10^{20}$  eV.

La séparation proton-fer est aussi dépendante du modèle hadronique. A  $10^{20}$  eV, SYBILL prévoit un écart de l'ordre de  $100$  g.cm<sup>-2</sup>, supérieur à celui donné par QGSJET ( $\sim 70$  g.cm<sup>-2</sup>).

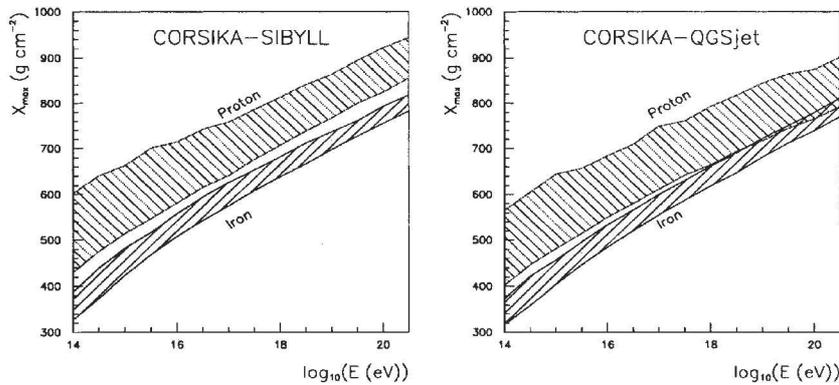


FIG. 3.7 –  $X_{max}$  en fonction de l'énergie du primaire. Les bandes correspondent à 68% des distributions [96]

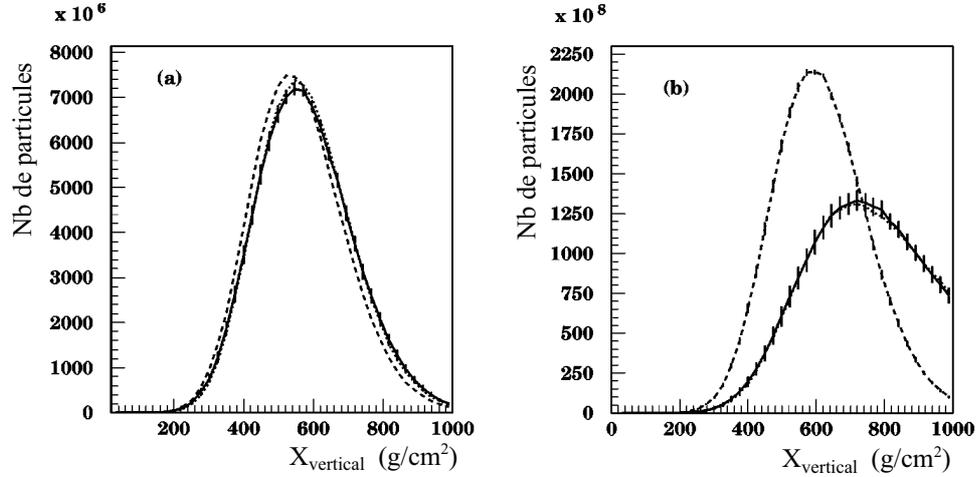


FIG. 3.8 – Profil longitudinal d'une gerbe initiée par un photon à  $60^\circ$ , exprimé en fonction du grammage *verticalement* traversé : (a)  $E = 10^{19} \text{ eV}$  ; (b)  $E = 3 \times 10^{20} \text{ eV}$ . Simulés avec AIRES, les courbes en trait plein (resp. en pointillés) incluent (resp. n'incluent pas) l'effet LPM [97]

A ces différences entre les prédictions des modèles s'ajoutent les fluctuations du développement de la gerbe. Celles-ci sont importantes et dégradent le pouvoir de séparation proton-fer. Aux plus hautes énergies, les simulations effectuées avec QGSJET indiquent que les distributions du proton et du fer se chevauchent à  $1\sigma$ . Ainsi, la nature du noyau primaire ne peut être déterminée événement par événement. Seul un échantillon statistique important peut donner des informations pertinentes sur la composition moyenne du rayonnement hadronique de haute énergie.

### 3.3.3.2 Photons

Etant donné la faible multiplicité des interactions électromagnétiques, une cascade initiée par un gamma se traduit par un développement plus lent qu'une gerbe hadronique : la profondeur du maximum est donc plus grande. Néanmoins, la séparation proton-gamma reste faible vis-à-vis des fluctuations : elle est d'environ  $200 \text{ g.cm}^{-2}$  à  $10^{20} \text{ eV}$ .

Néanmoins, le traitement standard des interactions électromagnétiques doit être modifié aux plus hautes énergies : l'effet LPM diminue l'intensité des processus radiatifs (section 3.2.2). Le développement de la cascade en est ralenti. Pour des énergies du primaire de l'ordre de quelques  $E_{LPM}$ , les cascades électromagnétiques sont fortement distordues. La figure 3.8 illustre l'impact de l'effet LPM sur le développement d'une gerbe initiée par un photon à  $60^\circ$ . A  $10^{19} \text{ eV}$ , le profil longitudinal est peu affecté ; mais à  $3 \times 10^{20} \text{ eV}$  le nombre de particules au maximum est réduit d'environ 40% et la profondeur du maximum est augmentée de  $260 \text{ g.cm}^{-2}$  le long de l'axe de la gerbe ( $130 \text{ g.cm}^{-2}$  en quantité de matière traversée verticalement). Ainsi, une gerbe électromagnétique de quelques  $10^{20} \text{ eV}$  atteint son maximum de développement autour de  $X_{max} = 1400 \text{ g.cm}^{-2}$ . La séparation proton-gamma en est fortement augmentée, passant de  $200 \text{ g.cm}^{-2}$  à  $575 \text{ g.cm}^{-2}$ .

Toutefois, un photon d'énergie supérieure à quelques  $10^{19} \text{ eV}$  peut interagir avec le champ magnétique terrestre avant son entrée dans l'atmosphère [98]. La paire  $e^+e^-$  créée émet des gammas

par rayonnement synchrotron et une “*pré-gerbe*” se développe. L’énergie par particule ainsi réduite, la cascade générée par cette pré-gerbe est moins (ou pas) sensible à l’effet LPM : la profondeur du maximum est alors du même ordre de grandeur que celle prédite par un traitement standard des interactions.

Un flux de gamma d’ultra-haute énergie n’étant pas complètement exclu (section 1.3.4), il est intéressant de pouvoir le distinguer du rayonnement hadronique. Les gerbes hadroniques sont en principe sensibles à l’effet LPM, puisqu’en grande partie constituées de photons et d’électrons. L’effet LPM ne perturbe cependant pas leur développement de manière significative en-deçà de  $5 \times 10^{20} \text{ eV}$ , l’énergie incidente étant rapidement distribuée parmi un grand nombre de particules secondaires du fait de la haute multiplicité des interactions hadroniques.

Par conséquent, la profondeur du maximum permet une bonne discrimination proton-gamma à haute énergie lorsque les photons primaires ne sont pas convertis en paire sous l’influence du champ magnétique terrestre. Une corrélation des données avec l’orientation du champ magnétique permettrait également de signer une proportion significative de photons.

### 3.3.3.3 Neutrinos

Certains modèles prévoient un flux de neutrinos d’ultra-haute énergie du même ordre que celui des primaires hadroniques (voir par exemple Yoshida et al. [99]). Les interactions d’un neutrino avec un noyau  $N$  de l’atmosphère peuvent être de deux types :

$$\begin{aligned} \nu + N &\rightarrow \nu + \text{hadrons, courant neutre (CN)} \\ \nu + N &\rightarrow \text{lepton} + \text{hadrons, courant chargé (CC)} \end{aligned}$$

La section efficace courant chargé (par nucléon) est de l’ordre de  $0.1 \left( \frac{E_\nu}{1 \text{ EeV}} \right)^{0.4} \text{ mb}$ , celle du courant neutre étant environ 2.5 fois plus faible [100]. Quelque soit la saveur du neutrino, il induit toujours une gerbe hadronique. Dans le cas d’un  $\nu_e$ , l’électron produit génère parallèlement une gerbe électromagnétique. Si l’interaction produit un muon, un tau ou un neutrino, celui-ci traverse l’atmosphère sans interagir et l’énergie qu’il emporte peut être considérée comme *perdue* car non-observable. Ainsi, l’énergie du neutrino primaire est toujours supérieure à celle mesurée par l’intermédiaire de la gerbe hadronique. A  $10^{20} \text{ eV}$ , 20% de l’énergie primaire est en moyenne transférée aux hadrons.

De l’ordre de  $0.6 \text{ mb}$  à  $10^{20} \text{ eV}$ , la section d’efficace des neutrinos est mille fois plus faible que celle d’un proton d’ultra-haute énergie. Pour un flux équivalent, le taux de comptage associé serait plusieurs ordres de grandeur inférieur au taux d’évènements hadroniques. La détection des neutrinos souffre donc d’un bruit de fond considérable. La faible interaction des neutrinos avec l’air leur confère néanmoins un grand pouvoir de pénétration. Associé à la forte atténuation du flux hadronique à grande inclinaison (section 7.3.2) due à la quantité d’atmosphère à traverser (à  $90^\circ$ , environ 36 atmosphères verticales), l’observation d’évènements très pénétrants et très inclinés serait une indication forte de l’existence d’un flux neutrino d’ultra-haute énergie.

La détection de la fluorescence associée aux gerbes atmosphériques permet une mesure du profil longitudinal. L'intégrale du profil et le nombre de particules chargées au maximum de développement sont peu dépendants des modèles hadroniques et constituent de bons estimateurs de l'énergie. L'analyse de la quantité de matière traversée au maximum de développement donne des informations sur la nature du primaire. A ultra-haute énergie, elle permet de distinguer les primaires hadroniques des photons et neutrinos, mais le peu de sensibilité des gerbes à la masse des noyaux primaires rend difficile une analyse plus fine de la composition. D'autres méthodes ont été proposées pour l'étude de la composition par les détecteurs de fluorescence. Leur principe commun est d'utiliser des observables supplémentaires. Par exemple, corrélérer  $N_{max}$  et  $X_{max}$  réduit l'influence des fluctuations, grâce à un écart proton-fer plus grand dans l'espace des phases associé (voir Ambrosio et al. [101] pour plus de détails).

### 3.4 Descriptions paramétrées du développement des gerbes

Les formules analytiques restent le moyen le plus rapide de simuler les gerbes atmosphériques. Ajustées aux données expérimentales ou aux simulations Monte-Carlo, elles fournissent une description moyennée des distributions de particules au cours du développement. On présente dans cette section les fonctions analytiques introduites dans ESAF pour décrire le profil longitudinal, la distribution latérale et le spectre en énergie des électrons, tous trois impliqués dans la génération des photons de fluorescence et Cerenkov.

#### 3.4.1 Profil longitudinal

Le profil longitudinal  $N(X)$  d'une gerbe atmosphérique donne le nombre de particules chargées en fonction de la quantité d'air traversée depuis l'entrée du rayon cosmique dans l'atmosphère.

**Formule de Greisen** Pour les cascades électromagnétiques, la formule développée par Greisen [71] est généralement utilisée :

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{t_{max}}} e^t s^{-\frac{3t}{2}} \quad s = \frac{3t}{t + 2t_{max}} \quad (3.20)$$

$s$  est un indicateur du stade de développement. Appelé *âge de la gerbe*,  $s = 1$  correspond au maximum du profil. La variable réduite  $t = \frac{X}{X_0}$  vaut  $t_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)$  au maximum,  $E_0$  étant l'énergie du primaire,  $E_c$  l'énergie critique et  $X_0$  la longueur de radiation définies en section 3.1.1. On retrouve ici la relation entre la profondeur du maximum et l'énergie, issue du modèle simple de développement des cascades électromagnétiques (section 3.1.1). Cette forme analytique est en bon accord avec les simulations Monte-Carlo [102]. Ne prenant pas en compte l'effet LPM, elle ne peut cependant pas être utilisée aux énergies supérieures à quelques  $E_eV$ .

**Formule de GIL** Il existe plusieurs formes analytiques pour les primaires hadroniques. Dans le prolongement de l'expression de Greisen, la formule de *GIL* (Greisen-Il'ina-Linsley) décrit le profil

longitudinal des gerbes hadroniques et fait apparaître explicitement la dépendance au nombre de masse  $A$  grâce au principe de superposition [103, 104] :

$$N(s) = \frac{E}{E_1} e^{(t-t_{max}-2t \cdot \ln(s))} \quad s = \frac{2t}{t+t_{max}} \quad (3.21)$$

$$t = \frac{X - X_1}{X_0} \quad t_{max} = a + b \left( \ln \left( \frac{E}{E_c} \right) - \ln(A) \right) \quad (3.22)$$

où  $X_1$  est la profondeur du premier point d'interaction,  $X_0 = 37.15 \text{ g.cm}^{-2}$ ,  $E_1 = 1.45 \text{ GeV}$ ,  $E_c = 81 \text{ MeV}$ ,  $a = 1.7$  et  $b = 0.76$ . La valeur de  $E_1$  a été déterminée par un ajustement au  $N_{max}$  simulé par CORSIKA-QGSJET,  $a$  et  $b$  ont été ajustés sur les données existantes et  $E_c$  est l'énergie critique (section 3.1.1). Bien que la formule de GIL prévoit des valeurs de  $X_{max}$  en bon accord avec CORSIKA-QGSJET pour le Fer et l'oxygène, la formule donne un écart proton-Fer presque deux fois supérieur à celui du Monte-Carlo.

**Formule de Gaisser-Hillas** Le paramétrage de *Gaisser-Hillas (GH)* [71, 105] donne le profil longitudinal en fonction du nombre de particules au maximum<sup>1</sup>  $N_{max}$ , de la profondeur du maximum  $X_{max}$ , de la profondeur du premier point d'interaction  $X_1$  et de la longueur d'interaction hadronique  $\lambda$  :

$$N(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_1}{X_{max} - X_1} \right)^{\frac{X_{max}-X}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max}-X}{\lambda}} \quad (3.23)$$

Cependant, cette formule semble avoir été modifiée au cours du temps et est devenue [96, 106, 107] :

$$N(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_1}{X_{max} - X_1} \right)^{\frac{X_{max}-X_1}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max}-X}{\lambda}} \quad (3.24)$$

où seuls  $N_{max}$  et  $X_{max}$  gardent une signification physique,  $X_1$  et  $\lambda$  étant alors considérés comme de simples paramètres d'ajustement. En l'occurrence, les ajustements aux données de HiRes [106] ainsi qu'aux simulations de CORSIKA [107] donnent des valeurs de  $X_1$  négatives.

**Gaussienne en âge** Parce que le profil longitudinal en fonction de l'âge  $s$  est quasiment symétrique, une forme gaussienne (3 paramètres) a été proposée [106, 107] :

$$N(s) = N_{max} \cdot e^{-\frac{(s-1)^2}{2\sigma^2}} \quad s = \frac{3X}{X + 2X_{max}} \quad (3.25)$$

Même si l'analyse des gerbes simulées par CORSIKA montre que la gaussienne ne parvient pas à décrire les tous premiers stades du développement [107], son utilisation reste valable car l'observation du profil longitudinal n'est possible que pour  $s$  suffisamment grand ( $s > 0.4$  pour HiRes). On trouvera des tabulations de  $N_{max}$  et  $X_{max}$  en fonction de l'énergie pour le proton et le fer dans Song et al. [107].

---

<sup>1</sup>la fonction d'origine est ici reformulée pour faire intervenir explicitement  $N_{max}$

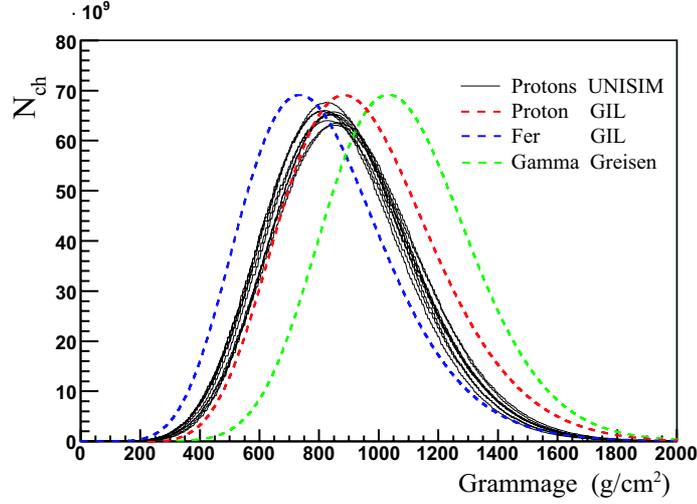


FIG. 3.9 – Profils longitudinaux de gerbes à  $10^{20}$  eV (la formule de Greisen n'inclut pas l'effet LPM). Les formules analytiques donnent le profil longitudinal moyen (avec une valeur moyenne du premier point d'interaction). Les profils de UNISIM (voir texte) illustrent l'effet des fluctuations intrinsèques de la gerbe et du premier point d'interaction.

Les formules de Greisen, GIL, Gaisser-Hillas et Gaussienne en âge ont été introduites dans ESAF. La figure 3.9 présente les profils longitudinaux donnés par les formules de GIL et de Greisen à  $10^{20}$  eV, superposés à dix profils simulés par un programme hybride de développement des gerbes, combinant simulation Monte-Carlo et formules analytiques : UNISIM [108]. Ces profils illustrent l'effet des fluctuations de la gerbe dans le cas d'un proton primaire.

Pour simuler les gerbes initiées par des primaires hadroniques, on utilisera préférentiellement la formule de GIL, qui fait apparaître explicitement la dépendance en énergie et au nombre de masse. En outre, cette expression analytique paramètre le développement de la gerbe relativement au premier point d'interaction  $X_1$ . On déterminera donc au préalable le premier point d'interaction de manière aléatoire selon les formules de section efficace données par Naumov [109], puis on simulera le développement de la gerbe selon la formule de GIL. On inclut de cette manière une partie des fluctuations, celles dues à la première interaction.

### 3.4.2 Distribution latérale des électrons

Les distributions latérales des photons de fluorescence et Cerenkov émis par la gerbe sont déterminées par celle des électrons de la cascade. Dans les années soixante, grâce à une résolution analytique des équations de propagation des gerbes électromagnétiques, Nishimura, Kamata et Greisen fournirent une formule paramétrée de la densité latérale des électrons, dite *NKG* [71, 110] :

$$\rho_{NKG}(r, s, N_e) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (3.26)$$

$$r_m(h) = \frac{m_e c^2 X_0}{E_c \cdot \rho(h)} \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\alpha}\right)} \sim \frac{9.6 \text{ g.cm}^{-2}}{\rho(h)} \quad \int_0^\infty \rho_{NKG}(r) \cdot 2\pi r \cdot dr = 1 \quad (3.27)$$

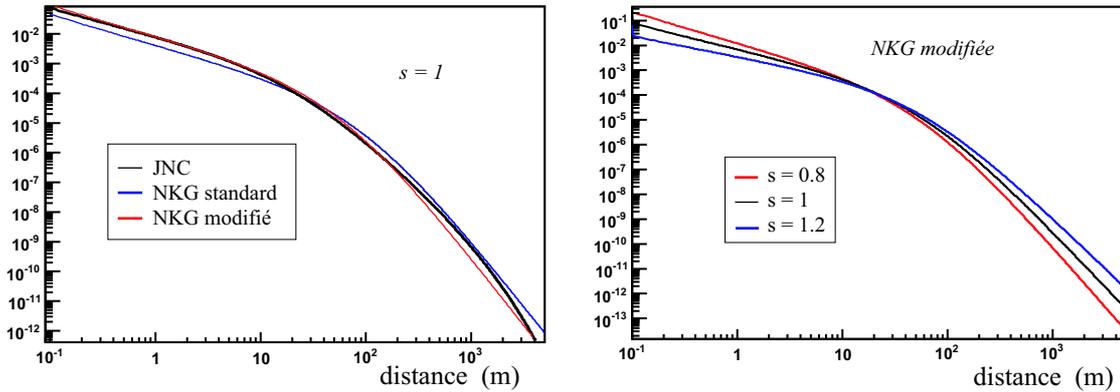


FIG. 3.10 – Distribution latérale des électrons au niveau de la mer, gerbe verticale : (*gauche*) Comparaison entre différents paramétrages ; (*droite*) Variations en fonction de l'âge [ $\rho(r)2\pi r$  est représenté en ordonnée]

où  $s$  est l'âge de la gerbe (défini précédemment, équation 3.20),  $r_m$  est le rayon de Molière,  $\rho(h)$  la densité de l'air à l'altitude  $h$ ,  $\alpha$  la constante de structure fine,  $m_e$  la masse de l'électron,  $E_c$  l'énergie critique,  $X_0$  la longueur de radiation,  $N_e$  le nombre total d'électrons et  $\Gamma$  la fonction gamma. Dédicée aux cascades électromagnétiques, cette formule est aussi couramment utilisée dans l'analyse des cascades hadroniques. Pourtant en accord avec un certain nombre d'expériences, des observations contradictoires ainsi que des simulations Monte-Carlo suggèrent une plus forte pente (même dans le cas purement électromagnétique où un rayon de Molière de  $0.5r_m$  semble plus adéquat) [111]. Dans le cas d'un primaire hadronique, la désintégration des  $\pi_0$  nourrit continuellement le canal électromagnétique et l'on s'attend effectivement à une distribution plus pentue, puisque les sous-cascades sont toutes plus jeunes que le serait la gerbe initiée par un gamma. Ainsi, Greisen lui-même proposa une version modifiée de NKG [71], reprise dans une analyse des données d'Akeno [112].

La forme de la distribution latérale dépend du stade de développement de la gerbe, représenté par le paramètre  $s$ . Plus la cascade est jeune, plus la pente de décroissance est forte, les électrons n'ayant alors subi que peu de diffusions (figure 3.10 (droite)). La distribution latérale définie en fonction de la distance *rapportée au rayon de Molière* ne dépend pas de la nature du primaire, de son énergie et de l'angle zénithal. Sa seule dépendance à l'âge  $s$  constitue une bonne approximation [113]. Le rayon de Molière augmentant avec l'altitude, la distribution latérale est plus plate pour les noyaux lourds et les gerbes inclinées, qui se développent à plus haute altitude.

ESAF intègre la formule NKG sous deux versions différentes : l'une adopte le rayon de Molière standard (donné précédemment), et l'autre utilise un  $r_m$  réduit d'environ un facteur 2. Comme mentionné dans l'article [114], la deuxième version donne des résultats en meilleur accord avec ceux de CORSIKA. La comparaison sur la figure 3.10 (gauche) des deux versions avec le paramétrage JNC (J.N. Capdevielle), ajusté sur les résultats de CORSIKA [115], corrobore cette conclusion. Les écarts à grande distance illustrent cependant la difficulté à simuler la distribution des particules loin du coeur de gerbe, la faible densité d'électrons nécessitant un niveau de thinning élevé et un temps de calcul plus important.

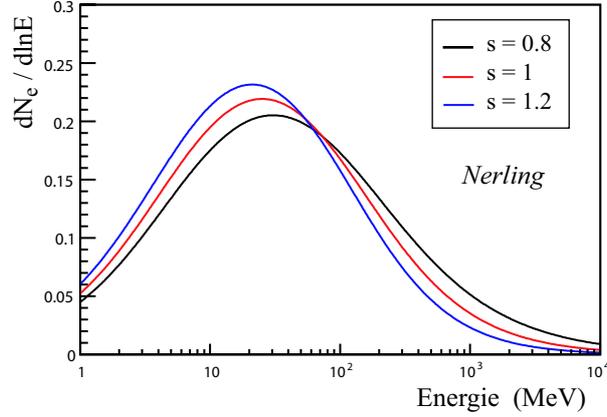


FIG. 3.11 – Spectre en énergie des électrons à différents stades de développement d'une gerbe de  $10^{20}$  eV (formule paramétrée de F. Nerling)

Les gerbes inclinées constituent une classe particulière d'évènements. Au cours du développement, certaines particules traversent l'atmosphère à des altitudes supérieures (et donc moins denses) aux autres. Ainsi, pour des angles zénithaux supérieurs à  $45^\circ$ , les simulations prévoient une asymétrie azimutale de la distribution latérale [116]. Celle-ci reste peu étudiée expérimentalement, les données étant généralement publiées pour des valeurs d'angle plus faibles. Pour les gerbes très inclinées ( $\theta > 70^\circ$ ), la déflexion des particules chargées dans le champ géomagnétique doit être prise en compte.

### 3.4.3 Spectre en énergie des électrons

Le spectre en énergie des électrons n'est pas mesuré par les expériences de RCUHE. Etant cependant impliqué dans la génération des signaux lumineux associés aux gerbes (fluorescence et Cerenkov), il doit être pris en compte dans la simulation et l'analyse des données. Il existe plusieurs travaux sur le paramétrage de ce spectre. Chronologiquement, Hillas a paramétré les résultats Monte-Carlo de cascades initiées par des gammas de  $100$  GeV [117] et Giller, le spectre issu des gerbes hadroniques de CORSIKA-QGSJET [118].

F. Nerling [119] se base aussi sur CORSIKA mais tient compte explicitement du seuil en énergie  $E_{cut}$  utilisé dans la simulation Monte-Carlo, et en-deçà duquel les particules ne sont plus traitées. Ce dernier aboutit à une formule indépendante de l'énergie entre  $10^{18}$  et  $10^{20}$  eV, de la nature ( $\gamma$  compris) et de la direction d'incidence du primaire (pour  $\theta < 60^\circ$ ) :

$$f(E, s) = \frac{dN_e}{d\ln E} = a_0 \cdot \frac{E}{(E + a_1)(E + a_2)^s} \quad (3.28)$$

$$a_0 = k_0 \cdot \exp(k_1 \cdot s + k_2 \cdot s^2) \quad a_1 = 6.42522 - 1.53183 \cdot s \quad a_2 = 168.168 - 42.1368 \cdot s$$

où  $s$  est l'âge de la gerbe,  $E$  est en MeV et les  $k_i$  sont déterminés par la condition de normalisation  $\int_{\ln E_{cut}} f(E, s) d\ln E = 1$ .

Cette formule a été établie dans la gamme  $0.8 < s < 1.2$  et bien que les écarts au Monte-Carlo puissent dépasser les 20% à grande inclinaison ( $\theta > 60^\circ$ ), elle reste plus précise que les formules de Hillas et Giller. La figure 3.11 illustre la variation du spectre en énergie en fonction de l'âge. La présente formule ne tient pas compte de l'effet LPM, et ne peut donc pas être utilisée aux énergies supérieures à quelques  $EeV$  dans le cas des gerbes électromagnétiques.

Les formules paramétrées du profil longitudinal, de la distribution latérale et du spectre en énergie des électrons ont été introduites dans ESAF pour simuler le développement des gerbes atmosphériques. Les fluctuations intrinsèques du développement ne sont pas reproduites par cette formulation analytique, et seules les fluctuations du premier point d'interaction sont prises en compte.

### 3.5 Impact du profil de densité sur le développement des gerbes

En section 3.3, on a montré dans quelle mesure les caractéristiques du profil longitudinal étaient reliées aux propriétés de la particule primaire. L'intégrale du profil longitudinal et le nombre de particules chargées au maximum sont des estimateurs de l'énergie, et la quantité de matière traversée au maximum de développement fournit des informations sur la nature du rayonnement cosmique. Cependant, l'évolution de la cascade en fonction du grammage n'est pas directement observable. Le signal de fluorescence détecté par le télescope fournit une image du profil longitudinal en fonction de la distance parcourue depuis l'entrée du rayon cosmique dans l'atmosphère.

On fera par la suite la distinction entre le *profil longitudinal en grammage*  $N(X)$ , que l'on a considéré jusqu'à présent, et le *profil longitudinal en distance*  $N(L)$ , qui désigne l'évolution du nombre de particules chargées de la gerbe en fonction de la distance parcourue dans l'atmosphère. C'est le *profil de densité* de l'air  $\rho(h)$  qui permet de passer d'une représentation à l'autre. Les deux types de représentation du profil longitudinal sont tracés sur la figure 3.12 pour une gerbe

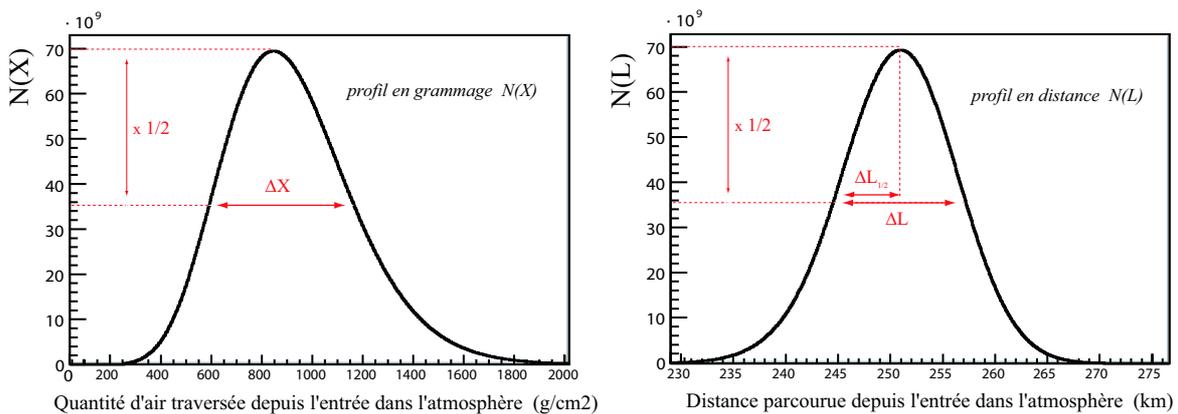


FIG. 3.12 – (*gauche*) Profil longitudinal en grammage  $N(X)$  pour une gerbe initiée par un proton de  $10^{20}$  eV à  $\theta = 70^\circ$  ; (*droite*) Profil longitudinal en distance  $N(L)$  correspondant. Les définitions des largeurs à mi-hauteur sont illustrées sur les courbes

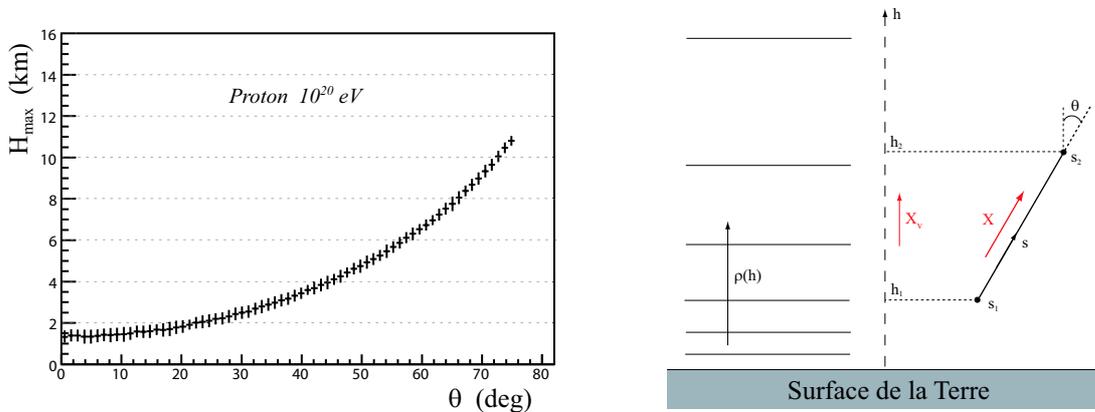


FIG. 3.13 – (*gauche*) Altitude du maximum en fonction de l'angle zénithal (simulation *Proton\_theta*, Terre et atmosphère sphériques); (*droite*) Schéma de principe illustrant la dépendance avec l'angle zénithal de la quantité de matière traversée selon une trajectoire rectiligne, en supposant la Terre plate (voir le texte et l'équation 3.29 pour plus de détails)

initiée par un proton de  $10^{20}$  eV à un angle zénithal de  $70^\circ$ .

On s'intéresse dans cette section à deux caractéristiques du développement de la gerbe : l'altitude du maximum de développement et la largeur à mi-hauteur du profil longitudinal en distance  $N(L)$ . Un lot de 10 000 événements a été simulé afin d'étudier ces caractéristiques. Les événements sont générés à  $10^{20}$  eV, avec un angle zénithal  $\theta$  uniformément distribué entre  $0^\circ$  et  $75^\circ$  et un impact au sol fixé au nadir du télescope (simulation *Proton\_theta*). Le premier point d'interaction est généré aléatoirement selon la section efficace proton-air et le développement de la gerbe est simulé grâce à la formule de GIL. L'atmosphère est sphérique et le profil de densité est celui du modèle US-Standard.

### 3.5.1 Altitude du maximum de développement

L'évolution de l'altitude du maximum  $H_{\max}$  avec l'angle zénithal est représentée sur la figure 3.13 (gauche). Les gerbes verticales initiées par des protons atteignent leur maximum de développement à 2 km d'altitude environ. Les gerbes plus inclinées atteignent leur maximum de développement à plus haute altitude. A  $\theta = 75^\circ$ ,  $H_{\max}$  est plus élevée d'environ 10 km par rapport aux événements verticaux.

Pour comprendre cette dépendance de manière simplifiée, on néglige la sphéricité de la Terre et l'on considère une trajectoire rectiligne, de coordonnée curviligne  $s$ , et inclinée d'un angle  $\theta$  par rapport à la verticale (figure 3.13 (droite)). La quantité d'air traversée  $X$ , intégrée le long d'un trajet commençant en  $s_1$  et se terminant en  $s_2$  vérifie :

$$X = \int_{s_1}^{s_2} \rho(s) ds = \int_{h_1}^{h_2} \rho(h) \frac{dh}{\cos \theta} = \frac{X_v}{\cos \theta} \quad (3.29)$$

$h$  étant l'altitude correspondant à  $s$ , et  $X_v$  le grammage intégré verticalement entre  $h_1$  et  $h_2$ . Ainsi, la quantité de matière traversée entre deux altitudes augmente avec l'inclinaison. C'est la raison

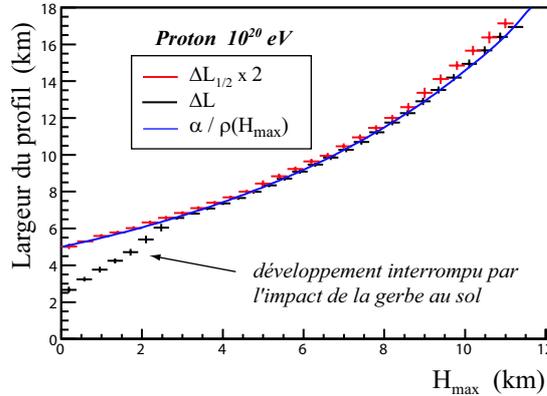


FIG. 3.14 – Evolution avec l'altitude du maximum  $H_{max}$  de la largeur à mi-hauteur  $\Delta L$  du profil longitudinal en distance (simulation *Proton\_theta*). La demi-largeur  $\Delta L_{1/2}$  augmentée d'un facteur 2 est aussi représentée. La fonction  $\frac{\alpha}{\rho(H_{max})}$  est superposée à la simulation,  $\alpha$  étant une constante de normalisation et  $\rho$  le profil de densité de l'atmosphère

pour laquelle les événements inclinés atteignent leur maximum à plus haute altitude. Sur la figure 3.13 (gauche), la dispersion des valeurs de  $H_{max}$  à angle zénithal fixé sont dues aux fluctuations du premier point d'interaction.

### 3.5.2 Largeur du profil longitudinal en distance $N(L)$

On s'intéresse maintenant à la largeur à mi-hauteur  $\Delta L$  du profil longitudinal en distance, ainsi qu'à sa demi-largeur  $\Delta L_{1/2}$  définie en ne considérant que la première partie du profil jusqu'à son maximum (figure 3.12).

La figure 3.14 représente la variation de la largeur du profil avec l'altitude du maximum. Le profil s'élargit quand l'altitude augmente. En deçà de  $H_{max} = 3 \text{ km}$ , l'impact de la gerbe au sol avant la fin de son développement affecte la deuxième moitié du profil et diminue ainsi sa largeur totale  $\Delta L$ . La première moitié du profil n'est quant à elle pas affectée, comme l'indique la courbe représentant la demi-largeur multipliée par un facteur 2.

Cet élargissement du profil longitudinal  $N(L)$  avec l'altitude est un effet direct du profil de densité. A haute altitude, la densité d'air est plus faible et les électrons doivent parcourir des trajets plus longs pour traverser une quantité de matière donnée. Ainsi, à profil longitudinal  $N(X)$  fixé, les gerbes de plus haute altitude se développent sur de plus longues distances et présentent un profil  $N(L)$  plus large.

Une fonction proportionnelle à l'inverse de la densité de l'air  $\rho(H_{max})$  considérée au maximum de développement est superposée sur la figure 3.14. Cette fonction est normalisée à la largeur du profil pour  $H_{max} = 4 \text{ km}$ . Le bon accord entre les deux courbes indique que la largeur du profil varie de manière inversement proportionnelle à la densité.

C'est là une caractéristique intéressante. Les gerbes se propagent à vitesse constante et celles

qui se développent sur des plus longues distances donnent lieu à un signal lumineux de plus longue durée. Comme on le verra au chapitre 6, à angle zénithal fixé, la durée du signal de fluorescence détecté par le télescope varie aussi de manière inversement proportionnelle à la densité  $\rho(H_{max})$  considérée au maximum de développement. Si le profil de densité de l'atmosphère est connu, la durée du signal fournit ainsi de manière indirecte une référence en altitude. On reviendra plus en détails sur cet aspect au chapitre 6.

A profil longitudinal en grammage  $N(X)$  fixé, les gerbes plus inclinées atteignent leur maximum de développement à plus haute altitude. Avec une altitude du maximum d'environ  $2\text{ km}$ , les gerbes verticales frappent le sol avant de s'être complètement développées. Parce que la densité de l'air décroît avec l'altitude, les gerbes se développant à plus haute altitude parcourent de plus grandes distances. La largeur du profil longitudinal  $N(L)$  varie alors de manière inversement proportionnelle à la densité de l'air considérée au maximum de développement de la gerbe.

### 3.6 Interprétation du profil longitudinal et erreurs systématiques associées

Le signal de fluorescence détecté par le télescope fournit une image du développement des cascades de particules dans l'atmosphère. Ce signal lumineux permet de reconstruire le profil longitudinal en distance  $N(L)$  des gerbes atmosphériques. Si l'on connaît la trajectoire de la gerbe et le profil de densité de l'atmosphère, on peut en déduire le profil longitudinal en grammage  $N(X)$ . L'intégrale de ce dernier est un estimateur de l'énergie  $E$  du primaire, et la profondeur du maximum de développement  $X_{max}$  fournit une information sur la nature du primaire.

Une estimation imprécise de la trajectoire de la gerbe ainsi que la méconnaissance du profil de densité de l'atmosphère se traduisent toutes deux par une reconstruction imparfaite du profil longitudinal  $N(X)$ . On étudie dans cette section les erreurs systématiques associées à ces deux effets sur la détermination de  $E$  et  $X_{max}$ .

#### 3.6.1 Cadre de l'étude

La trajectoire de la gerbe est définie par l'angle zénithal  $\theta$ , l'angle azimutal  $\varphi$ , et une position de référence (e.g. la position du maximum de développement). Pour étudier l'impact d'une erreur de trajectoire, on génère dans un premier temps un flux isotrope de 10 000 protons au sommet de l'atmosphère, répartis selon un spectre en énergie plat en  $\log E$  entre  $5 \times 10^{19}$  et  $5 \times 10^{20}$  eV. Pour chaque proton, le premier point d'interaction est généré aléatoirement selon la section efficace proton-air et le développement de la gerbe est simulé grâce à la formule de GIL. Le profil de densité de l'atmosphère est donné par le modèle US-Standard. On nomme *Proton\_USStd* ce lot d'évènements.

Dans un second temps, on introduit une erreur sur la trajectoire des gerbes simulées :

- soit sur l'altitude du maximum de la gerbe ( $\Delta H_{max}$ ), l'erreur sur  $\theta$  étant supposée nulle,
- soit sur l'inclinaison ( $\Delta\theta$ ), l'altitude du maximum étant supposée parfaitement connue.

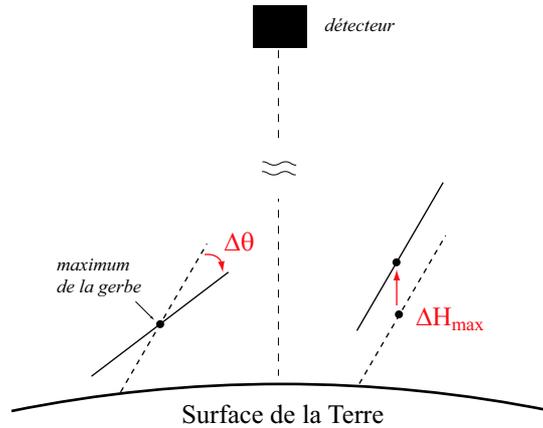


FIG. 3.15 – Schéma de principe de la modification de trajectoire des événements simulés : on introduit une erreur sur l'angle zénithal  $\theta$  ou sur l'altitude du maximum  $H_{max}$  pour étudier l'effet d'une estimation imprécise de la trajectoire de la gerbe sur la reconstruction du profil longitudinal  $N(X)$  à partir de  $N(L)$

Le schéma de principe de cette opération est illustré sur la figure 3.15. On reconstruit alors le profil longitudinal en grammage  $N(X)_{reco}$  à partir du profil longitudinal en distance  $N(L)$  simulé, en intégrant la densité de l'atmosphère le long de la trajectoire modifiée. Le profil de densité est supposé parfaitement connu. On nomme  $X_{maxreco}$  et  $E_{reco}$  la profondeur du maximum et l'énergie associées à ce profil  $N(X)_{reco}$  reconstruit. On compare alors ces valeurs à celles de la simulation, notées  $X_{maxsimu}$  et  $E_{simu}$ .

Afin d'estimer l'effet spécifique de la méconnaissance du profil de densité de l'atmosphère, on simule un autre lot d'événements, que l'on nomme *Proton\_MSISE*. Les conditions de simulation sont les mêmes que celles définies précédemment pour *Proton\_USStd*, exception faite du profil de densité de l'atmosphère. Pour chaque proton, le profil de densité est calculé par le modèle MSISE pour une position en latitude et longitude et un jour de l'année générés aléatoirement selon l'orbite de l'ISS.

Dans ce cas, la trajectoire de la gerbe est supposée parfaitement connue, et l'on reconstruit  $N(X)_{reco}$  à partir de  $N(L)$  en intégrant la densité de l'air le long de la trajectoire simulée. Le profil de densité utilisé est celui du modèle *US-Standard*. Ce traitement correspond à la situation où le profil de densité n'est pas connu, et où l'on adopte par défaut un modèle standard d'atmosphère. On nomme  $E_{reco}$  et  $X_{maxreco}$  l'énergie et la profondeur du maximum associées à ce profil reconstruit, et l'on compare ces valeurs à celles de la simulation, notées  $E_{simu}$  et  $X_{maxsimu}$ .

### 3.6.2 Conséquences d'une erreur sur l'angle zénithal

On présente ici les conséquences sur la reconstruction de  $X_{max}$  et  $E$  d'une erreur  $\Delta\theta$  sur l'estimation de l'angle zénithal de la gerbe, associées à la reconstruction du profil longitudinal  $N(X)$  à partir du profil  $N(L)$ . Le lot d'événements simulés *Proton\_USStd* est utilisé pour cette étude.

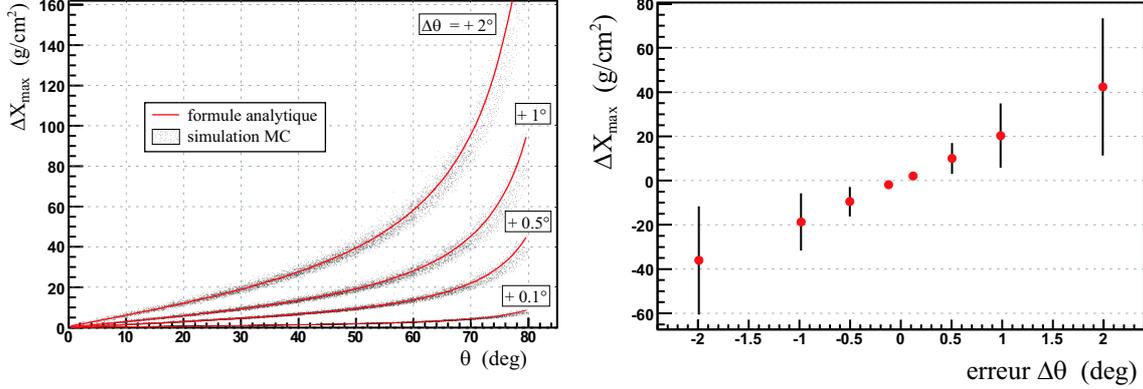


FIG. 3.16 – (*gauche*) Dépendance de l'erreur  $\Delta X_{max} = (X_{max_{reco}} - X_{max_{simu}})$  avec l'angle zénithal  $\theta$ , pour différentes erreurs  $\Delta\theta$  (simulation *Proton\_USStd*); (*droite*) Moyenne et dispersion de l'erreur  $\Delta X_{max}$  pour un flux isotrope de proton (*Proton\_USStd*);

### Profondeur du maximum $X_{max}$

La figure 3.16 (*gauche*) présente l'écart  $\Delta X_{max} = (X_{max_{reco}} - X_{max_{simu}})$  en fonction de l'angle zénithal de la gerbe, pour différentes valeurs de l'erreur  $\Delta\theta$ . Lorsque l'angle zénithal est surestimé ( $\Delta\theta > 0$ ), la profondeur du maximum reconstruite l'est aussi ( $\Delta X_{max} > 0$ ). L'effet est d'autant plus important que l'angle zénithal initial de la gerbe ( $\theta$  simulé) est grand.

Pour comprendre cette dépendance, on présente ici une approche analytique du calcul de l'erreur, en négligeant la rotondité de la Terre. Cette hypothèse permet de relier le grammage  $X$  intégré le long de la trajectoire de la gerbe au grammage  $X_v$  intégré verticalement :  $X = \frac{X_v}{\cos \theta}$  (section 3.5.1, équation 3.29). On peut dans ces conditions exprimer l'erreur  $\Delta X_{max}$  en fonction de  $\Delta\theta$  :

$$\Delta X_{max} = X_{max_{simu}} \left( \frac{\cos \theta}{\cos(\theta + \Delta\theta)} - 1 \right) \quad (3.30)$$

Cette formule analytique est superposée aux résultats de la simulation sur la figure 3.16 (*gauche*). La valeur de  $X_{max_{simu}}$  est prise égale à la profondeur moyenne du maximum pour le lot d'événements simulés, soit  $896 g.cm^{-2}$ . L'équation 3.30 reproduit de manière satisfaisante les résultats de la simulation.

La figure 3.16 (*droite*) présente la moyenne et la dispersion de l'erreur  $\Delta X_{max}$  en fonction de  $\Delta\theta$ . Pour un flux généré isotrope, une erreur  $\Delta\theta = 1^\circ$  sur l'angle zénithal se traduit par une erreur moyenne sur la profondeur du maximum de  $20 g.cm^{-2}$ .

### Intégrale du profil longitudinal $N(X)$

L'intégrale du profil longitudinal en grammage  $N(X)$  est reliée à l'énergie déposée par une gerbe sous forme calorimétrique (section 3.3.1, équation 3.17). L'énergie manquante étant indépendante de la trajectoire de la gerbe, elle n'a pas d'impact sur la présente étude, et l'intégrale du profil  $N(X)$  est directement reliée à l'énergie.

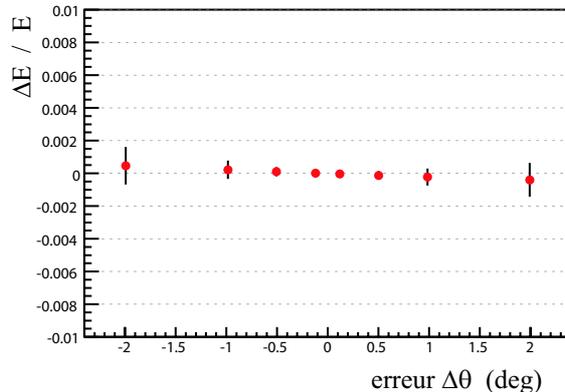


FIG. 3.17 – Erreur relative  $\frac{E_{reco} - E_{simu}}{E_{simu}}$  sur l'énergie reconstruite par la méthode d'intégration du profil, induite par une erreur  $\Delta\theta$  sur l'estimation de l'angle zénithal de la gerbe (simulation *Proton\_USStd*)

La figure 3.17 présente l'erreur relative en énergie induite par une erreur  $\Delta\theta$  sur l'estimation de l'angle zénithal de la gerbe. Une erreur sur l'inclinaison de l'ordre de quelques degrés n'a que peu d'influence sur la reconstruction de l'énergie. L'erreur de trajectoire est faible autour du maximum de développement, partie de la gerbe qui contribue le plus à l'intégrale du profil longitudinal. Aussi, l'erreur relative reste inférieure à 0.1% pour  $\Delta\theta < 2^\circ$ .

### 3.6.3 Conséquences d'une erreur sur l'altitude du maximum

On étudie à présent l'impact sur la détermination de  $E$  et  $X_{max}$  d'une erreur  $\Delta H_{max}$  sur l'estimation de l'altitude du maximum de développement. Le lot d'évènements *Proton\_USStd* est utilisé pour cette étude.

#### Profondeur du maximum $X_{max}$

La figure 3.18 présente l'erreur  $\Delta X_{max}$  en fonction de  $\Delta H_{max}$ . Si l'altitude du maximum est sous-estimée ( $\Delta H_{max} < 0$ ), les valeurs reconstruites de  $X_{max}$  sont surestimées. A l'inverse, une surestimation de  $H_{max}$  implique une sous-estimation de la profondeur du maximum. Un décalage  $\Delta H_{max} = -0.5 \text{ km}$  sur l'altitude du maximum de développement se traduit par une erreur de l'ordre de  $50 \text{ g.cm}^{-2}$  sur  $X_{max}$ .

La faible dispersion de l'erreur autour de la moyenne (figure 3.18) suggère que l'effet d'une erreur en altitude est relativement indépendant de  $\theta$ . On peut retrouver ce comportement de manière analytique, en supposant l'atmosphère plate et isotherme. Le profil de densité correspondant est exponentiellement décroissant avec l'altitude :

$$\rho(H_{max}) = \rho_0 \exp\left(-\frac{gM}{RT} H_{max}\right) \quad (3.31)$$

où  $\rho_0$  est la densité au niveau de la mer,  $M = 28.966$  est la masse molaire de l'air,  $R$  la constante des gaz parfait et  $T = 288 \text{ K}$  la température. L'altitude caractéristique de décroissance de la densité  $h_0 = \frac{RT}{gM}$  est de  $8.4 \text{ km}$ . On rappelle que la profondeur du maximum  $X_{max}$  est l'intégrale du profil de densité depuis l'altitude du maximum jusqu'au sommet de l'atmosphère, calculée

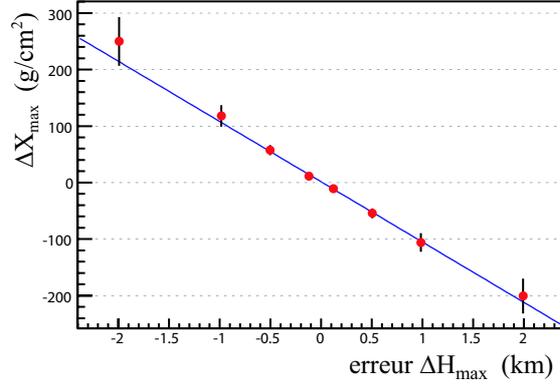


FIG. 3.18 – Erreur  $\Delta X_{max} = (X_{max_{reco}} - X_{max_{simu}})$  induite par une erreur sur l’altitude du maximum de développement de la gerbe. La moyenne et la dispersion de  $\Delta X_{max}$  sont représentées en fonction de  $\Delta H_{max}$  (simulation *Proton\_USStd*)

selon la trajectoire de la gerbe (angle zénithal  $\theta$ ). D’après l’équation 3.29 et parce que le profil de densité est exponentiel, on peut écrire :

$$X_{max} \times \cos \theta = \int_{H_{max}}^{\infty} \rho(h) dh = h_0 \rho(H_{max}) \quad (3.32)$$

Au premier ordre, une erreur en altitude  $\Delta H_{max}$  se répercute sur  $X_{max}$  selon la formule :

$$\Delta X_{max} \sim -\rho(H_{max_{simu}}) \frac{\Delta H_{max}}{\cos \theta} \quad (3.33)$$

et selon l’équation 3.32, on peut écrire :

$$\Delta X_{max} \sim -\frac{X_{max_{simu}}}{h_0} \Delta H_{max} \quad (3.34)$$

Ainsi, pour une atmosphère plate et isotherme, une erreur  $\Delta H_{max}$  sur l’altitude du maximum se répercute linéairement sur  $X_{max}$  indépendamment de l’inclinaison de la gerbe. Dans l’équation 3.34, si l’on fixe la valeur de  $X_{max_{simu}}$  à la profondeur moyenne du maximum du lot d’évènements simulés (soit  $896 \text{ g.cm}^{-2}$ ), le facteur de proportionnalité  $\frac{X_{max_{simu}}}{h_0}$  est d’environ  $107 \text{ g.cm}^{-2}.\text{km}^{-1}$ . Cette formulation analytique est superposée aux points de la figure 3.18, et reproduit de manière satisfaisante le comportement moyen de  $\Delta X_{max}$  en fonction de l’erreur sur l’altitude.

### Intégrale du profil longitudinal $N(X)$

On rappelle que l’énergie  $E_{cal}$  déposée par les gerbes sous forme calorimétrique est directement reliée à l’énergie du rayon cosmique. L’énergie déposée est reliée à l’intégrale du profil longitudinal  $N(X)$  par l’équation :

$$E_{cal} = \langle \alpha \rangle \int_0^{\infty} N(X) dX$$

$\langle \alpha \rangle$  étant le taux moyen d’ionisation, considéré constant tout au long du développement. L’énergie est majoritairement déposée autour du maximum de développement, là où le terme  $N(X)$  est le

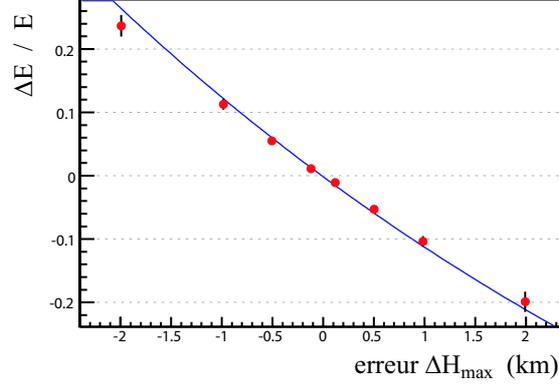


FIG. 3.19 – Erreur relative  $\frac{E_{reco} - E_{simu}}{E_{simu}}$  sur l'énergie reconstruite par la méthode d'intégration du profil, induite par une erreur  $\Delta H_{max}$  sur l'estimation de l'altitude du maximum de développement (simulation *Proton\_USStd*)

plus grand. En première approximation, on peut supposer que toute l'énergie est déposée sur une distance  $\Delta L$  autour du maximum de développement, de telle sorte que :

$$\int_0^{\infty} N(X) dX \approx N_{max} \times \rho(H_{max}) \times \Delta L \quad (3.35)$$

On comprend dès lors pourquoi une erreur sur l'estimation de  $H_{max}$  implique une erreur sur la reconstruction de l'énergie par l'intégration du profil. Si l'altitude est surestimée ( $\Delta H_{max} > 0$ ), l'énergie est sous-estimée.

La figure 3.19 présente la moyenne et la dispersion de l'erreur relative  $\frac{\Delta E}{E}$  en fonction de  $\Delta H_{max}$ . Les résultats avec le lot d'évènements *Proton\_USStd*. Pour une erreur en altitude d'un kilomètre, l'erreur en énergie est d'environ 10%.

De façon similaire à l'étude précédente sur  $\Delta X_{max}$ , on peut retrouver au premier ordre et de manière analytique ce comportement. D'après l'équation 3.19, on peut écrire :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{\rho(H_{max} + \Delta H_{max})}{\rho(H_{max})} - 1 \quad (3.36)$$

En supposant l'atmosphère isotherme, on en déduit :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \exp\left(-\frac{\Delta H_{max}}{h_0}\right) - 1 \quad (3.37)$$

avec  $h_0 = 8.4 km$ . Cette formule analytique est superposée aux résultats de la simulation sur la figure 3.19. Avec une erreur de 13% pour  $\Delta H_{max} = -1 km$ , elle reproduit de manière satisfaisante le comportement de l'erreur en énergie avec  $\Delta H_{max}$ .

### 3.6.4 Conséquences de la méconnaissance du profil de densité

On considère à présent que la trajectoire de la gerbe a été parfaitement reconstruite, et l'on étudie les conséquences sur la reconstruction de  $E$  et  $X_{max}$  d'une méconnaissance du profil de

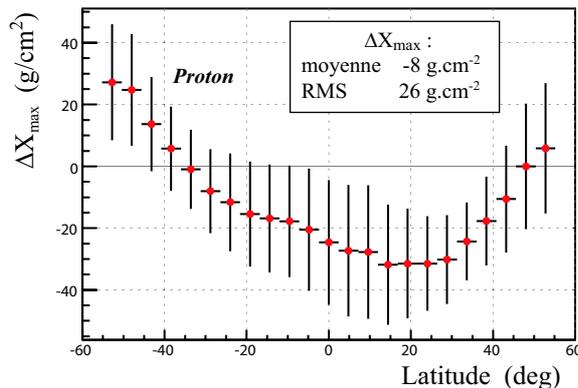


FIG. 3.20 – Moyenne et dispersion de l’erreur  $\Delta X_{max}$  induite par la méconnaissance du profil de densité de l’atmosphère (simulation *Proton\_MSISE*)

densité de l’atmosphère. Le profil longitudinal en grammage  $N(X)$  est reconstruit à partir du profil  $N(L)$  par l’intermédiaire du profil de densité de l’atmosphère US-Standard. Cette procédure est appliquée au lot d’évènements *Proton\_MSISE*, pour lequel le profil  $N(L)$  des évènements a été simulé avec un profil de densité différent d’un évènement à l’autre.

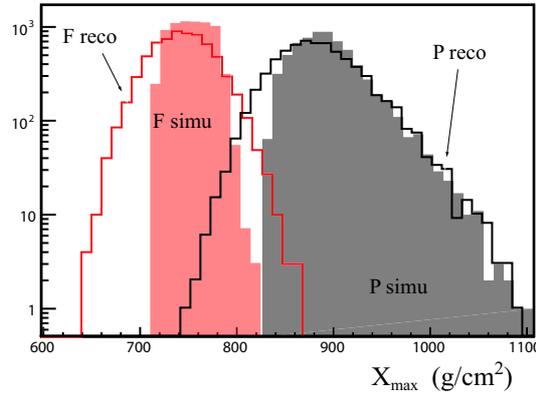
### Profondeur du maximum $X_{max}$

La figure 3.20 représente la moyenne et la dispersion de l’erreur  $\Delta X_{max}$  induite par les variations du profil de densité de l’atmosphère lors de la reconstruction du profil longitudinal  $N(X)$ . Les erreurs sont moyennées sur la longitude et le jour de l’année, et sont tracées en fonction de la latitude. La profondeur du maximum est généralement sous-estimée, et l’erreur moyenne est corrélée à la latitude. Cette dépendance s’explique par les variations du profil de quantité de matière avec la latitude, présentées en section 2.3.2.2 (figure 2.10).

Si l’on considère la distribution de l’erreur intégrée en latitude, longitude et jour de l’année, sa moyenne et sa RMS sont respectivement de  $-8 \text{ g.cm}^{-2}$  et  $26 \text{ g.cm}^{-2}$ . On rappelle que ces valeurs sont calculées pour un flux isotrope de protons, et des conditions atmosphériques correspondant à une répartition uniforme en longitude et jour de l’année, et une distribution en latitude pondérée selon l’orbite de l’ISS (simulation *Proton\_MSISE*).

Pour estimer quelles sont les conséquences des variations atmosphériques sur la séparation proton-fer, on génère un nouveau lot d’évènements, nommé *Fer\_MSISE*. Les conditions de simulation sont identiques à celles de *Proton-MSISE*, mais pour des noyaux de fer.

Les distributions des profondeurs du maximum simulée et reconstruite sont tracées sur la figure 3.21, dans le cas du proton et du fer. On peut observer que la méconnaissance du profil de densité conduit à un élargissement de la distribution du  $X_{max}$  reconstruit par rapport à la simulation. L’élargissement des distributions reconstruites ne modifie pas significativement l’écart moyen proton-fer. Néanmoins, le recouvrement des distributions est augmenté et la résolution proton-fer diminuée. La dernière colonne du tableau inséré à la figure 3.21 définit un indicateur de cette résolution. Celui-ci est calculé en rapportant la différence des moyennes des distributions du proton et du fer à la somme de leur RMS. Ce rapport vaut 2.45 dans le cas des évènements



$X_{max}$ ( $g.cm^{-2}$ )	Moy (P)	Moy (F)	RMS (P)	RMS (F)	$\frac{Moy(P) - Moy(F)}{RMS(P) + RMS(F)}$
Simulation	896	754	38	20	2.45
Reconstruction	888	744	46	32	1.85

FIG. 3.21 – (**figure**) Distributions du  $X_{max}$  simulé et reconstruit dans les cas du proton et du fer. La méconnaissance du profil de densité se traduit par un recouvrement plus important des distributions reconstruites; (**tableau**) Caractéristiques des distributions du  $X_{max}$  simulé et reconstruit (simulations *Proton\_MSISE* et *Fer\_MSISE*)

simulés. Il est diminué de 30% pour les événements reconstruits.

On a vu en section 3.2.3.2 que la queue de distribution du  $X_{max}$  peut être utilisée pour estimer la section efficace inélastique proton-air. Dans le cas du proton, la queue de distribution du  $X_{max_{reco}}$  décroît moins fortement que celle de  $X_{max_{simu}}$  (figure 3.20 (gauche)). Aussi, la méconnaissance du profil de densité se traduit par une surestimation de la longueur d'interaction proton-air, et une sous-estimation de la section efficace d'environ 20%. On donne plus de détails sur cet effet en Annexe B.

### Intégrale du profil longitudinal $N(X)$

D'après l'équation 3.35 (section 3.6.3), l'intégrale du profil longitudinal  $N(X)$  dépend au premier ordre de la densité de l'air considérée au maximum de développement. La majeure partie des gerbes atteignent leur maximum en-deçà de 10 km d'altitude, et les variations de la densité sont inférieures à 5% dans cette gamme d'altitude (section 2.3.2.2, figure 2.10). Aussi, la méconnaissance du profil de densité de l'atmosphère a un effet modéré sur l'intégrale du profil longitudinal.

La figure 3.22 présente la moyenne et la dispersion de l'erreur en énergie en fonction de la latitude, obtenue avec le lot d'événements *Proton\_MSISE*. Bien que la moyenne de l'erreur puisse atteindre 4% à 10° sous l'équateur, la probabilité de présence de l'ISS est faible dans cette zone. Si l'on considère la distribution de l'erreur intégrée en latitude, longitude et jour de l'année, sa moyenne et sa RMS sont respectivement de 1% et 2%.

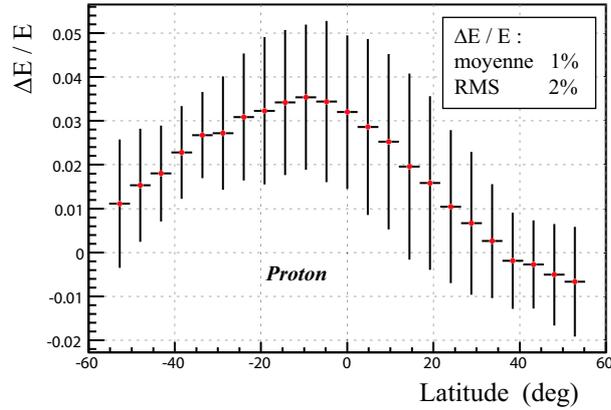


FIG. 3.22 – Impact des variations du profil de densité de l'atmosphère sur la détermination de l'énergie par intégration du profil longitudinal ( $\Delta E = E_{reco} - E_{simu}$ ). La moyenne et la RMS de la distribution  $\frac{\Delta E}{E}$  sont indiquées sur la figure pour un flux isotrope et une répartition en latitude correspondant à l'orbite de l'ISS (simulation *Proton\_MSISE*)

Une estimation imprécise de la trajectoire de la gerbe se répercute sur la reconstruction de la profondeur du maximum  $X_{max}$  et sur l'intégrale du profil longitudinal  $N(X)$ , reliée à l'énergie du primaire. Si l'on se réfère aux objectifs expérimentaux du projet EUSO (section 2.2), l'incertitude sur la profondeur du maximum doit rester inférieure à  $35 g.cm^{-2}$ . D'après les résultats établis dans cette section, une telle résolution sur  $X_{max}$  requiert une incertitude sur l'altitude du maximum inférieure à  $0.3 km$ . Cela nécessite aussi de conserver une incertitude moyenne sur l'angle zénithal inférieure à  $2^\circ$ , compatible avec les objectifs de résolution angulaire. Si l'énergie du primaire est estimée par l'intégrale du profil longitudinal, une incertitude sur l'altitude de la gerbe inférieure à  $0.3 km$  se traduit par une erreur en énergie inférieure à 4%.

C'est par l'intermédiaire du profil de densité de l'atmosphère que l'on peut déduire le profil longitudinal en grammage à partir du profil longitudinal en distance. La méconnaissance du profil de densité a une influence significative sur la reconstruction de la profondeur du maximum  $X_{max}$ . Si l'on reconstruit le profil longitudinal  $N(X)$  en utilisant le profil de densité du modèle US-Standard, la moyenne et la RMS de l'erreur sont respectivement de  $-8 g.cm^{-2}$  et  $25 g.cm^{-2}$ . Les variations du profil de densité ont un impact non-négligeable sur l'estimation de l'énergie par l'intégrale du profil longitudinal. L'erreur systématique peut atteindre 4% aux latitudes équatoriales. Moyennée en latitude, l'erreur reste néanmoins faible comparée à la résolution escomptée pour EUSO (30%). L'utilisation d'un dispositif de sondage de l'atmosphère (Lidar, section 2.2.1.4) devrait permettre de réduire les erreurs associées aux variations du profil de densité, en le mesurant à chaque fois qu'un évènement est détecté.



## Chapitre 4

# Génération des photons

Dans le chapitre précédent, on a présenté l'aspect calorimétrique de l'atmosphère. On a montré comment les caractéristiques du profil longitudinal des électrons de la gerbe permettent d'inférer les propriétés de la particule primaire. On s'intéresse à présent aux photons produits le long du parcours de ces électrons<sup>1</sup> dans l'air. Ces photons constituent le signal lumineux détecté par le télescope.

Les molécules d'azote présentes dans l'air sont excitées par les électrons de la gerbe, et se dés excitent en émettant un rayonnement isotrope de fluorescence. La première partie de ce chapitre est consacrée aux propriétés de la fluorescence de l'air, ainsi qu'aux caractéristiques du rayonnement de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques. La connaissance des propriétés de scintillation de l'atmosphère est indispensable pour reconstruire le profil longitudinal des électrons à partir du signal lumineux détecté par le télescope. On mettra en évidence les sources potentielles d'erreurs systématiques associées à l'émission de fluorescence.

Les particules chargées de la cascade sont suffisamment énergétiques pour émettre un rayonnement Cerenkov. La réflexion au sol de ces photons forme la seconde composante du signal lumineux. Les caractéristiques de l'effet Cerenkov, ainsi que l'intensité du rayonnement émis par les gerbes atmosphériques seront étudiés dans la seconde partie du chapitre.

### 4.1 Emission des photons de fluorescence

Les photons de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques constituent le médiateur lumineux des caractéristiques du profil longitudinal des électrons. La compréhension des processus d'émission de ces photons fait l'objet d'intenses efforts expérimentaux et théoriques pour parfaire notre connaissance de la scintillation de l'atmosphère, et réduire ainsi les incertitudes qui lui sont associées.

Dans cette section, on expose dans un premier temps le formalisme auquel se réfèrent les expériences de mesure de la fluorescence de l'air. On décrit dans un deuxième temps les résultats de ces mesures, qui sont à la base des modèles développés dans ESAF pour simuler l'émission

---

<sup>1</sup>par la suite, le terme *électron* regroupe les électrons et les positrons

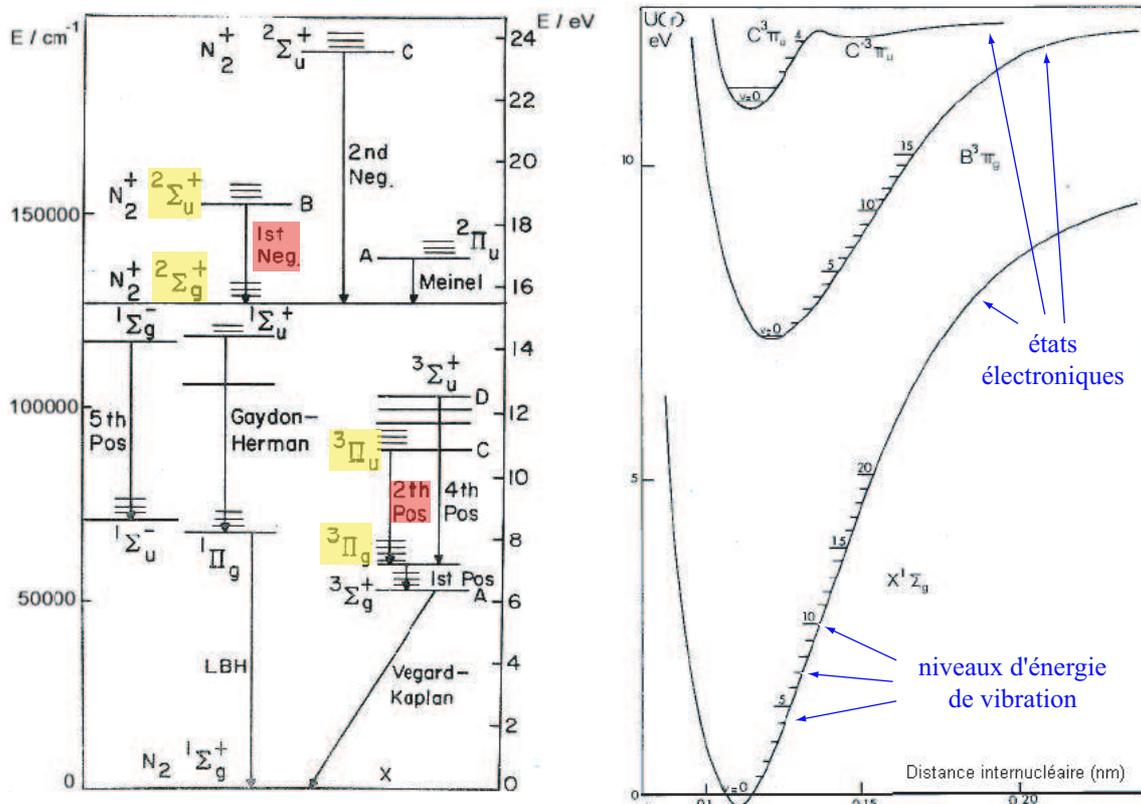


FIG. 4.1 – (gauche) Diagramme des états d’excitation de l’azote [121]; (droite) Courbes de potentiel de trois états électroniques de  $N_2$  (les niveaux d’énergie de rotation ne sont pas représentés) [122]

des photons par les gerbes atmosphériques. Les résultats de simulation obtenus avec ESAF sont exposés dans une troisième partie. Les sources potentielles d’erreurs systématiques associées à l’émission de fluorescence sont discutées dans une quatrième partie.

### 4.1.1 Eléments théoriques

#### 4.1.1.1 Excitation et désexcitation : systèmes de bandes

Au cours du développement d’une gerbe atmosphérique, les électrons excitent les molécules d’azote présentes dans l’air. Celles-ci se désexcitent en émettant des photons de fluorescence. L’émission est la plus intense dans le proche ultra-violet [120], notamment entre 300 et 400 nm. Un schéma simplifié des niveaux d’énergie de la molécule d’azote est présenté figure 4.1 (gauche) [121]. Les états d’excitation d’une molécule sont plus complexes que ceux des atomes, car une molécule peut aussi vibrer et tourner. Chaque état électronique est ainsi divisé en sous-niveaux de vibration, eux-mêmes divisés en sous-niveaux de rotation.

La fluorescence de l’azote se décompose principalement en deux systèmes de bande : le système 2P de  $N_2$  et le système 1N de  $N_2^+$ . Le premier est constitué des différentes transitions possibles

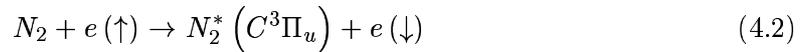
entre les états électroniques  $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ . Le second est constitué des différentes transitions possibles entre les états électroniques  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ . Chaque bande d'un système correspond à la transition d'un niveau vibrationnel de l'état électronique supérieur vers un niveau vibrationnel de l'état électronique inférieur. La structure de chaque bande résulte des sous-états rotationnels des niveaux vibrationnels. Une bande consiste en une large série de lignes spectrales très proches les unes des autres. L'intensité absolue d'une bande dépend des probabilités de transition entre les différents niveaux d'énergie. Celles-ci peuvent être calculées à l'aide du *principe de Franck-Condon*, qui stipule que les transitions électroniques moléculaires se font suffisamment rapidement pour supposer la distance inter-nucléaire constante. Cela correspond à des transitions verticales sur la figure 4.1 (droite). La probabilité de transition entre deux états est alors proportionnelle au recouvrement des fonctions d'onde des deux états [121].

On peut distinguer deux principaux types d'excitation de la molécule d'azote [121, 123, 124] :

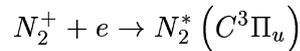
- *l'excitation directe* : les électrons de la gerbe ionisent la molécule d'azote et donnent une molécule ionisée excitée. Ce processus concerne le système 1N de  $N_2^+$  :



- *l'excitation par les électrons secondaires* : les particules hautement énergétiques de la gerbe ionisent la molécule d'azote et produisent des électrons de plus basse énergie, capables d'exciter le système 2P de  $N_2$  par échange d'électron avec changement de spin :



Le système 2P peut aussi être excité par recombinaison :



La présence d'argon dans l'azote augmente l'intensité de l'émission de fluorescence [121]. Cet effet résulte de la grande section efficace de la réaction d'excitation  $e + Ar \rightarrow Ar^*$ , suivie de  $Ar^* + N_2 \rightarrow Ar + N_2^*(C^3\Pi_u)$ . Néanmoins, l'air atmosphérique contient un peu moins de 1% d'argon, et les impuretés inhibent la seconde réaction. En définitive, la contribution de l'argon à la fluorescence de l'air est estimée inférieure à 1% [121].

#### 4.1.1.2 Désexcitation et facteurs d'inhibition dans l'air

Une fois excitées, les molécules d'azote peuvent se désexciter en émettant des photons. Mais il existe d'autres processus de désexcitation, non-radiatifs, qui inhibent l'émission de fluorescence. Typiquement, dans un scintillateur, les deux autres mécanismes concurrents sont les collisions sur les molécules voisines et les transitions internes. Ces dernières regroupent tous les processus par lesquels une molécule isolée peut effectuer une transition vers un état électronique inférieur sans émettre de radiation [121].

Si  $\tau_\nu$ ,  $\tau_i$  et  $\tau_c$  sont les temps de vie moyens d'un état excité, correspondant respectivement aux désexcitations radiatives, internes et collisionnelles, le taux de désexcitation total  $\frac{1}{\tau}$  vérifie :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_\nu} + \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_o} + \frac{1}{\tau_c} \quad (4.3)$$

$\tau_o$  étant défini comme le temps de vie moyen de l'état excité d'une molécule isolée. On définit alors l'efficacité de fluorescence  $\varepsilon$  comme le taux de désexcitation radiative rapporté au taux total :

$$\varepsilon = \frac{\frac{\tau_o}{\tau_\nu}}{1 + \frac{\tau_o}{\tau_c}} \quad (4.4)$$

Dans le cadre de la théorie cinétique des gaz, la résolution du problème à deux corps permet d'exprimer le taux de collision  $\frac{1}{\tau_c}$  d'une molécule de type 1 avec des molécules de type 2 en fonction de la section efficace de collision  $\sigma_{1,2}$ , de la densité  $n_2$  de molécules de type 2, de la température  $T$  et de la masse réduite  $\mu_{1,2} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$  :

$$\frac{1}{\tau_c} = \sigma_{1,2} n_2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi \mu_{1,2}}} \quad (4.5)$$

$M_1$  et  $M_2$  étant les masses des deux types de molécules.

### Azote pur

On considère dans un premier temps un gaz d'azote pur. Les molécules entrant en collision sont identiques, et la masse réduite s'écrit  $\mu = \frac{M_N}{2}$ ,  $M_N$  étant la masse de la molécule d'azote. Ainsi, dans l'azote pur, le taux de collision vérifie :

$$\frac{1}{\tau_c} = 4\sigma_{NN} n_N \sqrt{\frac{kT}{\pi M_N}} \quad (4.6)$$

D'après la loi des gaz parfait  $P = n_N kT$ , on peut réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{4\sigma_{NN}}{\sqrt{\pi M_N kT}} P \quad (4.7)$$

On définit alors une pression de référence  $P'$ , pour laquelle  $\tau_c = \tau_o$  :

$$\frac{1}{P'} = \frac{4\sigma_{NN} \tau_o}{\sqrt{\pi M_N kT}} \quad (4.8)$$

et l'efficacité de fluorescence s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon^0}{1 + \frac{P}{P'}} \quad (4.9)$$

$\varepsilon^0 = \frac{\tau_o}{\tau_\nu}$  étant l'efficacité en l'absence de collision (i.e. à pression nulle).

Le formalisme développé ici est valable pour toutes les désexcitations radiatives. Chaque transition radiative produit un photon de longueur d'onde fixée par la différence en énergie  $\Delta E_\lambda$  entre les niveaux d'énergie de départ et d'arrivée :  $\Delta E_\lambda = \frac{hc}{\lambda}$ ,  $h$  et  $c$  étant respectivement la constante de Planck et la vitesse de la lumière dans le vide.

**Air**

Dans l'air, la présence d'oxygène moléculaire est une source d'inhibition supplémentaire. En effet, bien que la fraction d'oxygène soit quatre fois inférieure à celle de l'azote, la section efficace de collision azote-oxygène  $\sigma_{NO}$  est un à deux ordres de grandeur supérieures à  $\sigma_{NN}$  [125]. Dans l'air, le taux de désexcitation par collision  $\frac{1}{\tau_c}$  est donc la somme des taux de collision azote-azote  $\frac{1}{\tau_c^N}$  et azote-oxygène  $\frac{1}{\tau_c^O}$ . Le premier se déduit de l'équation 4.7 en substituant la pression partielle  $f_N P$  à la pression totale  $P$  :

$$\frac{1}{\tau_c^N} = \frac{4\sigma_{NN}}{\sqrt{\pi M_N kT}} f_N P \quad (4.10)$$

$f_N \sim 0.79$  étant la fraction d'azote dans l'air. Pour le taux de collision azote-oxygène, il faut revenir à l'équation générale 4.5 :

$$\frac{1}{\tau_c^O} = \sigma_{NO} n_O \sqrt{\frac{8kT}{\pi \mu_{NO}}} \quad (4.11)$$

$n_O$  étant la densité de molécules d'oxygène dans l'air,  $\sigma_{NO}$  la section efficace de collision azote-oxygène et  $\mu_{NO}$  la masse réduite du système azote-oxygène. Selon la loi des gaz parfait  $f_O P = n_O kT$ , avec  $f_O \sim 0.21$  la fraction d'oxygène dans l'air, et l'équation précédente peut alors s'écrire :

$$\frac{1}{\tau_c^O} = \frac{4\sigma_{NO}}{\sqrt{2\pi \mu_{NO} kT}} f_O P \quad (4.12)$$

En définitive, l'équation établie dans le cas de l'azote pur :

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon^0}{1 + \frac{P}{P'}} \quad (4.13)$$

reste inchangée si l'on redéfinit la pression  $P'$  selon :

$$\frac{1}{P'} = \frac{4\tau_o}{\sqrt{\pi M_N kT}} \left( f_N \sigma_{NN} + f_O \sigma_{NO} \sqrt{\frac{M_N + M_O}{2M_O}} \right) \quad (4.14)$$

$M_O$  étant la masse de la molécule d'oxygène. Les mesures comparatives de fluorescence de l'azote et de l'air montrent que l'inhibition des désexcitations radiatives due aux collisions sur l'oxygène réduit d'environ un facteur 5 l'efficacité de fluorescence [125, 126, 127].

Comme on le verra en section 4.1.4.1, la présence de vapeur d'eau dans l'air est aussi un facteur d'inhibition potentiel, par l'intermédiaire des désexcitations de l'azote par collision sur les molécules de  $H_2O$ . Pour en tenir compte, il faut ajouter à l'équation 4.14 un terme similaire à celui établi pour l'oxygène, en remplaçant  $f_O$ ,  $\sigma_{NO}$  et  $M_O$  par  $f_{H_2O}$ ,  $\sigma_{N,H_2O}$  et  $M_{H_2O}$ .

Dans l'atmosphère, la pression et la température varient avec l'altitude, la zone géographique et la période de l'année. Les deux équations 4.13 et 4.14 forment de manière explicite les dépendances en pression et température de l'efficacité de fluorescence. Elles constituent le formalisme de base auxquelles se réfèrent les expériences dédiées à la mesure de la fluorescence de l'air et à ses dépendances avec les conditions atmosphériques.

### 4.1.2 Rendement de fluorescence dans l'air

On définit le *rendement de fluorescence* associé à une transition radiative (*Fluorescence Yield*,  $FY_\lambda^X$ ) comme le nombre de photons  $dN_\lambda$  de longueur d'onde  $\lambda$  émis par le passage d'une particule chargée à travers une quantité de matière  $dX$  :

$$FY_\lambda^X = \frac{dN_\lambda}{dX} \quad (4.15)$$

Le rendement total est donné par la somme des rendements de chaque transition :

$$FY^X = \sum_\lambda FY_\lambda^X \quad (4.16)$$

On peut aussi exprimer le rendement de fluorescence (noté  $FY^L$ ) en fonction de la distance  $dL$  traversée par la particule chargée dans un milieu de densité  $\rho$  :

$$FY^L = \frac{dN}{dL} = \rho \times FY^X \quad (4.17)$$

A un stade donné du développement des gerbes atmosphériques, le rendement de fluorescence relie le nombre de photons générés au nombre d'électrons de la gerbe. Il est indispensable de connaître cette quantité pour reconstruire le profil longitudinal des électrons à partir du signal lumineux détecté par le télescope.

#### 4.1.2.1 Expériences dédiées à la mesure du rendement

Dans sa thèse soutenue en 1967 et traitant de la détection des rayons cosmiques, A. N. Bunner [121] fit une compilation des mesures du rendement de fluorescence dans l'air, et conclut à une incertitude d'environ 30% sur la connaissance du rendement. Son travail servit de référence pour la détection des gerbes par la technique de fluorescence jusque dans les années 90.

Afin de réduire l'incertitude sur le rendement de fluorescence, deux nouvelles campagnes de mesures ont été réalisées. La première date de 1996. Kakimoto et al. [126] ont mesuré le rendement de fluorescence dans l'air, intégré entre 300 et 406  $nm$ , pour des électrons de 1.4, 300, 650 et 1000  $MeV$ . En utilisant des filtres de largeur à mi-hauteur de 10 à 15  $nm$ , ils donnent aussi les contributions des trois raies principales (337, 357 et 391  $nm$ ) à 1.4  $MeV$ . Les dépendances en pression et température ont aussi été étudiées. A 1013  $hPa$  et 15  $^\circ C$ , le rendement total est de 3.26 photons par mètre pour des électrons de 1.4  $MeV$  mesuré avec une incertitude d'environ 10%. Les mesures de Kakimoto et al. sont à la base du modèle de fluorescence développé pour l'analyse des données de l'expérience HiRes [121, 128].

La deuxième expérience publia ses premiers résultats en 2003. Nagano et al. [125, 129] ont mesuré le rendement total de fluorescence dans l'air pour des électrons de 0.85  $MeV$ , en précisant la distribution en longueur d'onde grâce à l'utilisation de quinze filtres de largeur à mi-hauteur d'environ 10  $nm$ , répartis entre 300 et 430  $nm$ . Les dépendances en pression et température ont également été mesurées pour chacune des raies. Entre 300 et 406  $nm$ , Nagano et al. mesurent un rendement de 3.81 photons par mètre [129], soit environ 15% supérieur à celui de Kakimoto. Entre 300 et 430  $nm$ , le rendement est de 4.05 photons par mètre. Les incertitudes expérimentales sont

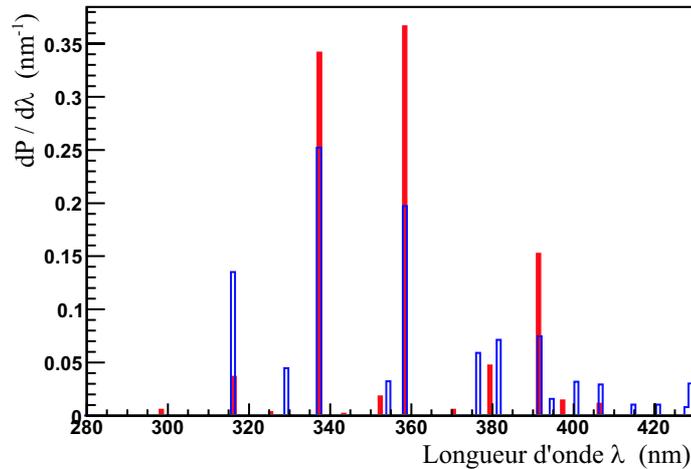


FIG. 4.2 – Spectres d'émission de fluorescence à 1013 *hPa* et 15 °C, déduits des mesures de Kakimoto et al. (complétées des raies de Bunner [128]) (rouge plein) et Nagano et al. (trait bleu)

estimées à 13%.

D'autres expériences de mesure de la fluorescence de l'air sont actuellement en cours. Chacune vise à réduire les incertitudes associées à au moins un des aspects suivants : la valeur absolue du rendement (total ou pour chacune des raies), sa dépendance avec l'énergie des particules, sa dépendance en pression et température, et l'effet de l'inhibition collisionnelle en présence de vapeur d'eau. On trouvera un inventaire des différentes expériences en cours sur le site du troisième atelier dédié aux mesures de la fluorescence (International Workshop on Fluorescence Measurements) qui s'est tenu en 2005 près d'Annecy [130].

Les mesures de Kakimoto et al. d'une part et de Nagano et al. d'autre part ont été intégrées aux algorithmes développés dans ESAF pour générer les photons de fluorescence émis par la gerbe. On présente dans les paragraphes suivants le spectre en longueur d'onde, la dépendance du rendement avec l'énergie des particules, ainsi que son évolution avec l'altitude prédite par les dépendances en pression et température établies par ces deux expériences.

#### 4.1.2.2 Spectre en longueur d'onde

Les résultats de Kakimoto donnent le rendement total entre 300 et 406 *nm*, ainsi que les contributions respectives des trois raies principales à 337, 357 et 391 *nm*. Le modèle utilisé par HiRes reprend les valeurs du rendement mesuré pour les trois raies principales et distribue le rendement résiduel entre 300 et 406 *nm* selon les raies répertoriées par Bunner [121, 128]. On utilise la même procédure dans ESAF pour le modèle déduit des mesures de Kakimoto. Le spectre résultant à 1013 *hPa* et 15 °C est représenté en rouge sur la figure 4.2. Le spectre inspiré des mesures de Nagano y est superposé, les raies étant positionnées selon la longueur d'onde centrale des filtres utilisés.

### 4.1.2.3 Dépendance en énergie

Les mesures du rendement de fluorescence sont généralement réalisées à énergie fixée. Les électrons de la gerbe étant répartis selon un spectre en énergie allant de la centaine de  $keV$  au  $GeV$  (section 3.4.3), les mesures en laboratoire doivent être extrapolées sur une large gamme en énergie.

Le rendement de fluorescence d'une transition est relié à l'énergie déposée par ionisation  $E_{dep}$  par la relation :

$$FY_{\lambda}^x = \frac{\lambda}{hc} \left( \alpha_{\lambda} \frac{dE_{dep}}{dX} \right) \quad (4.18)$$

$\alpha_{\lambda}$  étant la fraction d'énergie déposée convertie en photons de fluorescence. Celle-ci résulte du produit entre l'efficacité de fluorescence  $\varepsilon_{\lambda}$  (équation 4.9) et l'efficacité d'excitation  $\kappa_{\lambda}$  du niveau supérieur de la transition :

$$\alpha_{\lambda} = \kappa_{\lambda} \varepsilon_{\lambda} \quad (4.19)$$

La majeure partie des auteurs supposaient jusqu'à présent  $\kappa_{\lambda} = 1$ , et considéraient les transitions internes (terme  $\tau_i$  de l'équation 4.3) comme étant la seule contribution à  $\alpha_{\lambda}$  [121, 123, 124, 125, 126, 131]. Cette hypothèse a été remise en cause par Arqueros et al. [132]. Ceux-ci partent du principe que les transitions internes n'ont pas lieu dans l'azote et dans l'air (i.e.  $\varepsilon_{\lambda} = 1$ ). Ils interprètent  $\alpha_{\lambda}$  comme la fraction de l'énergie déposée qui excitent le niveau supérieur de la transition correspondant à la longueur d'onde  $\lambda$ . Nagano et al. sont revenus sur leur interprétation de  $\alpha_{\lambda}$  [133], et adoptent aujourd'hui la même approche que Arqueros et al.

Les différentes interprétations mentionnées ci-dessus n'ont pas d'impact sur les mesures du rendement de fluorescence à énergie incidente fixée, puisque les expériences déterminent généralement  $\alpha_{\lambda}$  sans dissocier les contributions respectives des processus d'excitation et de désexcitation. L'interprétation de  $\alpha_{\lambda}$  a des conséquences sur l'extrapolation en énergie. En effet, si l'on suppose  $\kappa_{\lambda} = 1$ , le rendement varie alors proportionnellement à l'énergie déposée. Sinon,  $\kappa_{\lambda}$  est susceptible de varier avec l'énergie, et le rendement de fluorescence peut ne pas évoluer linéairement avec l'énergie déposée.

Arqueros et al. ont développé un modèle de fluorescence en intégrant les variations de  $\kappa_{\lambda}$  avec l'énergie de l'électron incident. Leur calcul du rapport entre le rendement de fluorescence  $FY$  et la section efficace de perte d'énergie  $\sigma_{st}$  (*stopping power cross-section*)  $\frac{FY}{\sigma_{st}}$  est représenté en fonction de l'énergie sur la droite de la figure 4.3. Les écarts à la proportionnalité entre le rendement et l'énergie perdue sont significatifs à basse et haute énergie ( $< 0.1 MeV$  et  $> 1 GeV$ ). Aux énergies intermédiaires, les écarts sont compris entre 0 et 5% pour une pression de 1013  $hPa$ .

Les simulations du développement de la gerbe par CORSIKA montrent que 87% de l'énergie est déposée par des particules d'énergie comprise entre 0.1  $MeV$  et 1  $GeV$ , 10% par des particules d'énergie inférieure à 0.1  $MeV$  et 3% par des particules d'énergie supérieure à 1  $GeV$  [134]. Ainsi, la majeure partie de l'énergie est déposée dans l'intervalle où les écarts à la proportionnalité entre  $FY$  et  $\sigma_{st}$  sont inférieurs à 5%.

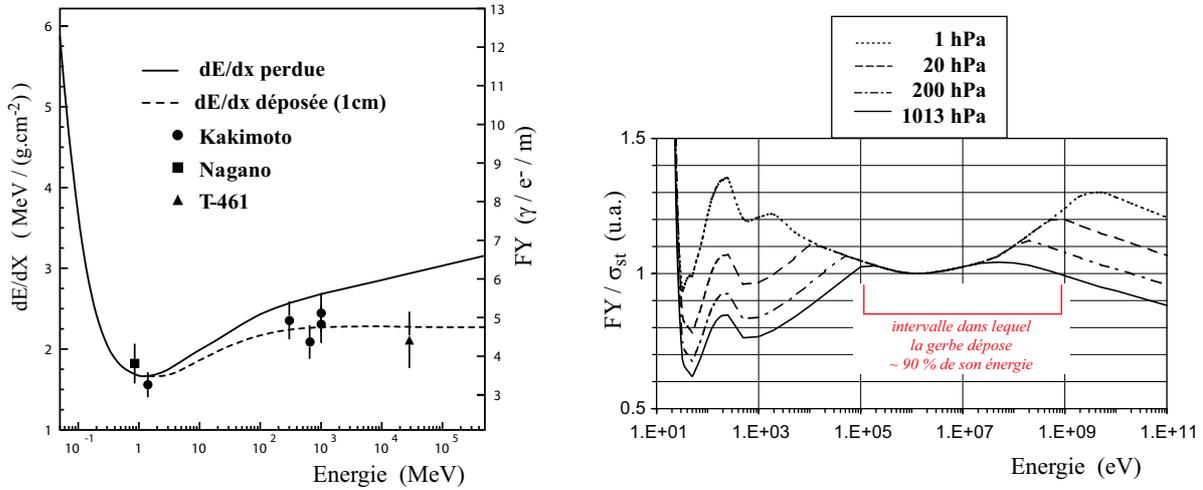


FIG. 4.3 – (gauche) Compilation des mesures du rendement de fluorescence dans l'air à 1013 hPa (intégré entre 300 et 406 nm) en fonction de l'énergie de l'électron incident [131] (Kakimoto et al. [126], Nagano et al. [129], T-461 collaboration FLASH [131]); (droite) Rapport du rendement de fluorescence dans l'air avec la section efficace de perte d'énergie (Bethe-Block) en fonction de l'énergie de l'électron incident [132]

La figure 4.3 (gauche) présente une compilation des mesures du rendement de fluorescence (intégré entre 300 et 406 nm) dans l'air à 1013 hPa en fonction de l'énergie de l'électron incident [131]. Les courbes d'énergie perdue et d'énergie déposée localement dans 1 cm d'air sont superposées aux points expérimentaux. La seconde est en bon accord avec les mesures. La première surestime le rendement, car une partie de l'énergie perdue est emportée par les électrons ionisés les plus énergétiques (*rayons  $\delta$* ) et n'est pas déposée localement dans le volume de mesure. A la résolution expérimentale près, le rendement de fluorescence semble donc proportionnel à l'énergie déposée. Les modèles d'émission de fluorescence implémentés dans ESAF supposent le rendement proportionnel à l'énergie déposée.

#### 4.1.2.4 Dépendances en pression-température – Rendement en fonction de l'altitude

On a vu en section 4.1.1.2 que l'efficacité de fluorescence - et par conséquent le rendement - évoluent avec les conditions de pression et température :

$$FY_{\lambda}^X \propto \frac{1}{1 + \frac{P}{P'_{\lambda}}} \quad P'_{\lambda} \propto \sqrt{T}$$

Si l'on considère le rendement de fluorescence par unité de longueur  $FY^L$ , et en introduisant la densité de l'air  $\rho$  par l'intermédiaire de la loi des gaz parfaits, on peut exprimer la dépendance du rendement avec la pression  $P$  et la température  $T$  par :

$$FY_{\lambda}^L = \rho \times \frac{A_{\lambda}}{1 + B_{\lambda} \rho \sqrt{T}} \quad (4.20)$$

C'est sous cette forme que sont présentés les résultats des mesures de Kakimoto et de Nagano.  $A_{\lambda}$  est un coefficient de normalisation donnant la valeur absolue du rendement à pression nulle, et

$B_\lambda$  est le coefficient de normalisation associé aux effets d'inhibition collisionnelle. Nagano fournit un couple de coefficients  $(A_\lambda, B_\lambda)$  pour chacune des raies mesurées, tandis que Kakimoto dissocie seulement les raies des systèmes 1N et 2P (tableau 4.1).

Dans l'atmosphère, la pression et la température varient avec l'altitude. L'évolution du rendement rapporté à sa valeur au niveau de la mer est représentée en fonction de l'altitude sur la figure 4.4 pour l'atmosphère US-Standard. Les variations prédites par les mesures de Kakimoto et celles de Nagano sont superposées. Dans la gamme d'altitude où se développent les gerbes atmosphériques, le rendement varie relativement peu, de l'ordre de 1% par kilomètre. Les dépendances en pression et température mesurées par Kakimoto et par Nagano prévoient des évolutions similaires du rendement total avec l'altitude. En-deçà de 10 km, les écarts sont inférieurs à 1%. Au delà de 20 km, les différences avoisinent les 5%.

### 4.1.3 Fluorescence émise par les gerbes

Le rendement de fluorescence, le spectre en longueur d'onde et les dépendances en pression et température mesurés par Kakimoto et par Nagano ont été introduits dans ESAF pour simuler l'émission des photons de fluorescence suite au passage des particules de la gerbe dans l'atmosphère. On décrit dans cette section l'algorithme de génération des photons développé dans ESAF, qui prend en compte les conditions atmosphériques locales et la variation du spectre en énergie des électrons de la gerbe au cours du développement. On présente ensuite les caractéristiques du rayonnement de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques.

#### 4.1.3.1 Modélisation de l'émission de fluorescence dans ESAF

##### Généralités

Le rendement de fluorescence dépend des conditions locales de température et de pression ainsi que du spectre en énergie des électrons de la gerbe. Le modèle d'émission des photons développé dans ESAF tient compte de ces dépendances. A un stade donné du développement de la gerbe (représenté par l'âge  $s$ ), le nombre de photons  $dN_{fluor}$  émis sur une distance  $dL$  par les  $N_e(s)$  électrons de la gerbe est égal à :

$$\frac{dN_{fluor}}{dL} = N_e(s) \times \int_E \left[ \left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right) \times \int_\lambda FY_\lambda^L(E, P, T) d\lambda \right] dE \quad (4.21)$$

où  $\left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right)$  est le spectre en énergie normalisé des électrons, et  $FY_\lambda^L(E, P, T)$  le rendement de fluorescence à la longueur d'onde  $\lambda$  pour une énergie  $E$  des électrons, et exprimé en nombre de photons par mètre par électron.

Les mesures de Kakimoto d'une part et de Nagano d'autre part fournissent le rendement de fluorescence à une énergie de référence fixée  $E_{ref}$  (1.4 MeV pour Kakimoto, 0.85 MeV pour Nagano). En considérant le rendement proportionnel au dépôt d'énergie  $\frac{dE}{dX}$ , on déduit de ces mesures la valeur du rendement pour une énergie quelconque :

$$FY_\lambda^L(E, P, T) = \frac{\frac{dE}{dX}(E)}{\frac{dE}{dX}(E_{ref})} \times FY_\lambda^L(E_{ref}, P, T) \quad (4.22)$$

Dans ESAF, le dépôt d'énergie est calculé selon la formule de Berger-Seltzer [135].

<i>Kakimoto</i>		
système	$A$ ( $m^2 kg^{-1}$ )	$B$ ( $m^3 kg^{-1} K^{-1/2}$ )
1N [ <sup>a</sup> ]	55.0	6.50
2P	89.0	1.85

<i>Nagano</i>		
$\lambda$ (nm)	$A$ ( $m^2 kg^{-1}$ )	$B$ ( $m^3 kg^{-1} K^{-1/2}$ )
316	20.5	2.14
329	3.91	1.22
337	45.6	2.56
354	3.68	1.60
358	37.8	2.72
376	6.07	1.44
381	12.7	2.53
391 [ <sup>a</sup> ]	50.8	9.80
394	2.25	2.03
400	4.58	2.03
406	8.18	3.99
414	1.83	2.55
420	4.9	6.8
427	0.40	0.68
428 [ <sup>a</sup> ]	26.5	12.7

TAB. 4.1 – Dépendance du rendement en pression et température : coefficients ( $A, B$ ) mesurés par Kakimoto [126] et Nagano [129] ( [<sup>a</sup>] le système 1N correspond à la longueur d'onde 391 nm pour Kakimoto, et aux longueurs d'onde 391 et 428 nm pour Nagano)

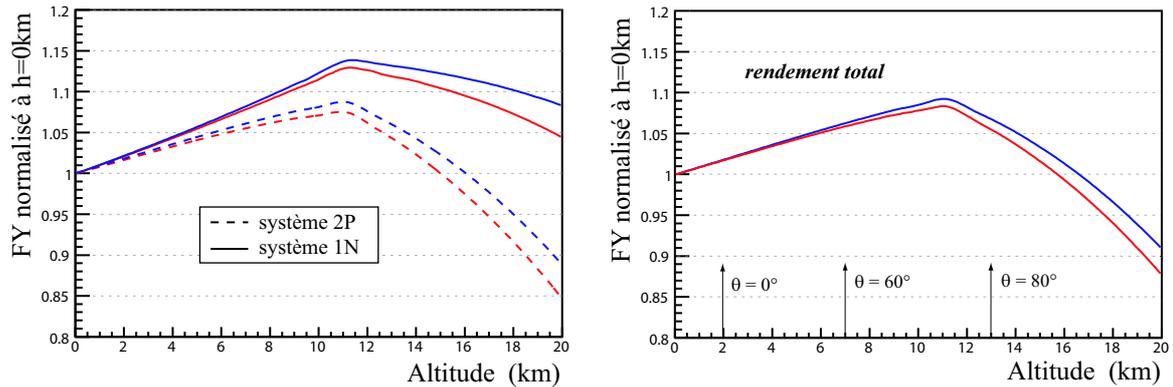


FIG. 4.4 – Rendements de fluorescence  $FY^L$  en fonction de l'altitude, tracés pour l'atmosphère US-Standard (Kakimoto en rouge, Nagano en bleu). Les rendements sont rapportés à leur valeur au niveau de la mer; (*gauche*) Les rendements des systèmes de bandes 2P et 1N sont représentés. Le système 1N correspond à la longueur d'onde 391 nm pour Kakimoto, et aux longueurs d'onde 391 et 428 nm pour Nagano; (*droite*) Le rendement intégré sur tout le spectre en longueur d'onde est représenté. Les altitudes moyennes du maximum de développement de gerbes initiées par des protons à  $\theta = 0^\circ, 60^\circ, 80^\circ$  sont indiquées

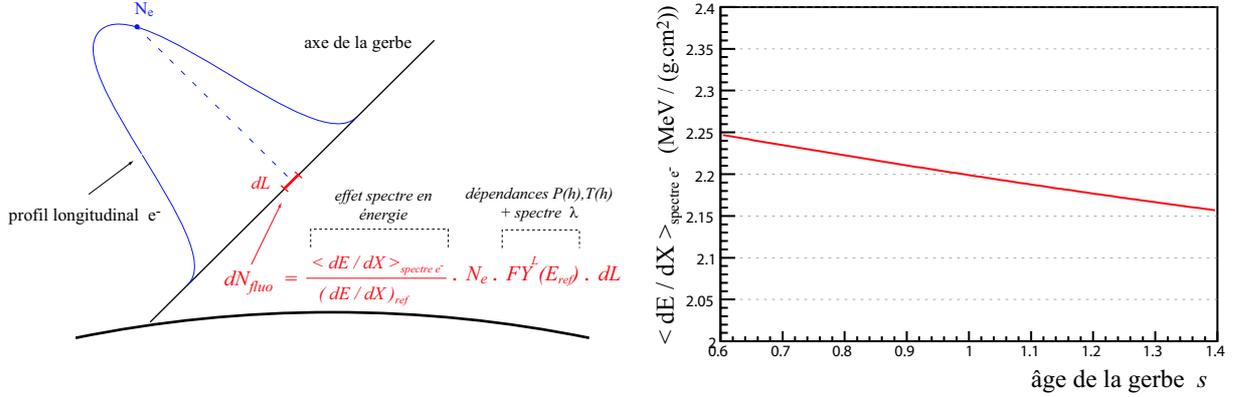


FIG. 4.5 – Fluorescence émise par les gerbes : (*gauche*) Principe du calcul ; (*droite*) Variation avec l'âge de la gerbe du dépôt d'énergie par particule moyenné sur le spectre en énergie.

### Calcul du dépôt d'énergie moyenné sur le spectre en énergie des électrons

En notant  $FY^L$  le rendement de fluorescence intégré sur le spectre en longueur d'onde, l'équation 4.21 peut alors s'écrire :

$$\frac{dN_{fluo}}{dL} = N_e(s) \times \frac{FY^L(E_{ref}, P, T)}{\frac{dE}{dX}(E_{ref})} \times \int_E dE \left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right) \frac{dE}{dX}(E) \quad (4.23)$$

Par définition, le terme intégral de l'équation précédente représente le dépôt d'énergie par particule moyenné sur le spectre en énergie :

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_s = \int_E dE \left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right) \frac{dE}{dX}(E) \quad (4.24)$$

Dans ESAF, on utilise la formule paramétrée du spectre en énergie établie par F. Nerling (section 3.4.3), qui prend en compte la dépendance du spectre avec l'âge de la gerbe. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 4.5 (droite), qui montre l'évolution du dépôt moyen d'énergie  $\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_s$  avec l'âge de la gerbe. Le dépôt d'énergie varie peu au cours du développement, et vaut environ  $2.2 \text{ MeV}/(\text{g.cm}^2)$  au maximum de développement de la gerbe. Ce calcul reproduit de manière satisfaisante les résultats des Monte-Carlo présentés en section 3.3.2.

### Formule utilisée dans ESAF

Le principe de la simulation est illustré sur la figure.4.5 (gauche). La trajectoire de la gerbe est discrétisée en pas  $dL$ . Chaque pas correspond à un stade du développement de la gerbe (représenté par l'âge  $s$ ). Le nombre  $dN_{fluo}$  de photons générés sur un pas  $dL$  par les  $N_e(s)$  électrons de la cascade est calculé selon la formule :

$$\frac{dN_{fluo}}{dL} = N_e(s) \times FY^L(E_{ref}, P, T) \times \frac{\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_s}{\left( \frac{dE}{dX} \right)_{E_{ref}}} \quad (4.25)$$

Le rendement de référence  $FY^L(E_{ref}, P, T)$  est calculé à partir des mesures de Kakimoto ou de Nagano. Les conditions de pression et température sont considérées localement au centre du pas,

et sont fournies par le modèle d’atmosphère utilisé dans la simulation.

L’équation 4.20 donne le spectre en longueur d’onde du rendement de fluorescence, et les photons générés sont distribués selon ce spectre. La distribution en énergie des électrons de la gerbe est pris en compte dans le calcul du terme  $\frac{\langle \frac{dE}{dX} \rangle_s}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{E_{ref}}}$ . La distribution latérale des photons par rapport à l’axe de la gerbe est déterminée par celle des électrons. On utilisera par la suite la distribution “NKG modifiée”, présentée en section 3.4.2.

Pour une pression de  $1013 \text{ hPa}$  et une température de  $288 \text{ K}$ , les mesures de Kakimoto et al. donnent un rendement de  $3.26$  photons par mètre pour des électrons de  $1.4 \text{ MeV}$ . Dans les mêmes conditions de pression et température, le rendement de fluorescence au maximum de développement d’une gerbe est de  $4.3$  photons par mètre.

#### 4.1.3.2 Caractéristiques du rayonnement de fluorescence émis par les gerbes

On présente ici les caractéristiques du rayonnement de fluorescence, simulé pour les gerbes du lot d’évènements *Proton\_theta* (section 3.5.1). Les photons de fluorescence sont générés selon l’algorithme présenté précédemment. Les profils de pression et de température sont tirés du modèle d’atmosphère US-Standard. Le modèle de fluorescence est celui basé sur les mesures de Kakimoto.

##### Nombre total de photons émis par les gerbes

La figure 4.6 présente la variation avec l’angle zénithal du nombre total de photons émis par les gerbes. L’intensité du rayonnement de fluorescence est de  $1.3 \times 10^{15}$  à  $\theta = 0^\circ$ , et les valeurs présentées sur la figure sont rapportées à ce nombre. Le nombre total de photons augmente avec l’angle zénithal. Les gerbes inclinées à  $75^\circ$  émettent quatre fois plus de photons que les gerbes verticales.

On a montré en section 3.5.1 que les gerbes plus inclinées se développent à plus haute altitude. L’accroissement du rendement de fluorescence avec l’altitude n’étant que d’un pourcent par kilo-

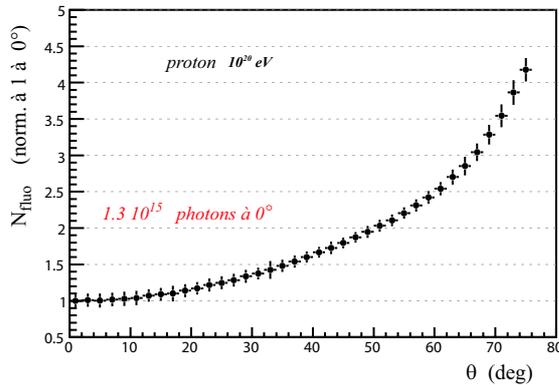


FIG. 4.6 – Evolution avec l’angle zénithal du nombre total de photons de fluorescence émis par les gerbes ( $E = 10^{20} \text{ eV}$ )

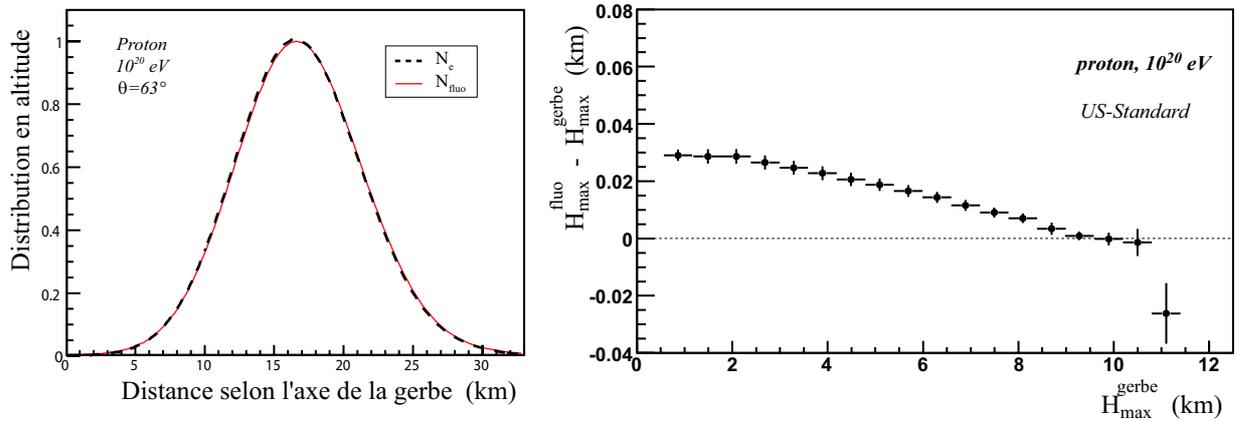


FIG. 4.7 – (*gauche*) Distribution longitudinale des photons selon l’axe de la gerbe, superposée au profil longitudinal des électrons, pour une gerbe de  $10^{20} \text{ eV}$  à  $\theta = 63^\circ$ . Les deux courbes sont normalisées à 1 à leur maximum. L’origine de l’axe des abscisses correspond à l’impact de la gerbe au sol ; (*droite*) Décalage entre l’altitude du maximum d’émission des photons  $H_{\text{max}}^{\text{fluo}}$  et l’altitude du maximum de développement de la gerbe  $H_{\text{max}}^{\text{gerbe}}$  (simulation *Proton\_theta*)

mètre, il n’explique pas à lui seul l’augmentation du nombre de photons avec l’angle zénithal. Cette augmentation s’explique par le fait que les gerbes se développant à plus haute altitude parcourent de plus longues distances (section 3.5.1). Le rendement de fluorescence - défini comme le nombre de photons émis par électron par mètre - étant approximativement constant avec l’altitude, le plus long trajet des électrons se traduit par une augmentation du nombre total de photons générés.

### Distribution longitudinale des photons selon l’axe de la gerbe

La détection des photons de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques permet de remonter au profil longitudinal des électrons. Le rendement de fluorescence est approximativement constant avec l’altitude et le dépôt moyen d’énergie varie peu au cours du développement de la gerbe. Aussi, le rapport entre le nombre de photons émis et le nombre d’électrons varie peu au cours du développement. C’est pourquoi la distribution des photons selon l’axe de la gerbe constitue une “image” du profil longitudinal des électrons. L’adéquation de la distribution longitudinale des photons avec le profil longitudinal des électrons est illustrée sur la figure 4.7 (*gauche*), pour une gerbe d’angle zénithal  $\theta = 63^\circ$ .

Afin de chiffrer l’effet résiduel de la variation du rendement avec l’altitude, on trace sur la figure 4.7 (*droite*) le décalage entre l’altitude du maximum d’émission des photons et l’altitude du maximum de développement des gerbes. En moyenne, l’écart entre les deux maxima ne dépasse pas la quarantaine de mètres.

Dans ESAF, la simulation de la fluorescence de l’air est basée sur les mesures de Kakimoto et de Nagano. Les modèles basés sur l’une ou l’autre de ces mesures peuvent être utilisés. Ces mesures fournissent la valeur absolue du rendement à énergie fixée, les dépendances en pression et température et le spectre en longueur d’onde des photons

émis. L'émission des photons de fluorescence par les gerbes atmosphériques est simulée en tenant compte du spectre en énergie des électrons et des profils de pression et température fournis par les modèles d'atmosphère. En raison de la faible variation du rendement de fluorescence au cours du développement de la gerbe, la distribution longitudinale des photons "suit" le profil longitudinal des électrons. Le nombre total de photons émis varie fortement avec l'angle zénithal. Les gerbes inclinées se développent à plus haute altitude et parcourent de plus longues distances. Le plus long trajet des électrons se traduit par un nombre total de photons émis supérieur à celui des gerbes verticales.

#### 4.1.4 Erreurs systématiques associées à l'émission de fluorescence

En section 3.3, on a indiqué comment inférer l'énergie et la masse du primaire à partir des caractéristiques du profil longitudinal des électrons de la gerbe. Le signal lumineux détecté par le télescope permet de reconstruire le profil longitudinal des photons de fluorescence le long de l'axe de la gerbe. C'est la connaissance du rendement de fluorescence qui permet de reconstruire le profil longitudinal des électrons à partir de celui des photons. Les incertitudes sur ce rendement se répercutent sur le profil longitudinal des électrons, et sont par conséquent une source d'erreurs systématiques sur la détermination de l'énergie du primaire.

Les incertitudes sur le rendement de fluorescence sont de deux types. A pression et température fixées, la connaissance du rendement repose sur les mesures de la fluorescence de l'air réalisées en laboratoire. L'imprécision de ces mesures se répercute directement sur la résolution en énergie. Le rendement dépend en outre des conditions de pression et température. Bien que les mesures de Kakimoto et Nagano s'accordent au pourcent près sur ces dépendances, une éventuelle méconnaissance des conditions atmosphériques est une source d'erreur systématique supplémentaire.

##### 4.1.4.1 Statut actuel des mesures en laboratoire

###### Valeur absolue du rendement dans l'air sec

Les valeurs absolues du rendement de fluorescence mesurées par Kakimoto et par Nagano diffèrent d'environ 15% entre 300 et 406  $nm$ , et sont compatibles avec les incertitudes expérimentales estimées à 10-13%. D'autres expériences ont été réalisées pour réduire ces incertitudes, et certaines ont déjà publiées leurs résultats.

Lefeuvre et al. [136] ont mesuré le rendement entre 300 et 430  $nm$  pour des électrons de 0.85  $MeV$ . A 1013  $hPa$  et 288  $K$ , ils trouvent une valeur de 4.23 photons par mètre, soit 4% supérieure aux résultats de Nagano dans le même intervalle en longueur d'onde. Les incertitudes expérimentales sont estimées à 5%.

L'expérience MACFLY [137] a mesuré le rendement de fluorescence entre 290 et 440  $nm$ , pour des électrons de 1.5  $MeV$ , 20  $GeV$  et 50  $GeV$ . Les incertitudes expérimentales sont estimées à environ 13%. Les mesures à haute énergie s'accordent avec celles publiées par la collaboration FLASH [131]. Malgré un intervalle en longueur d'onde plus large que celui de Kakimoto, MACFLY mesure un rendement de 3.14 photons par mètre à 1.5  $MeV$ , soit 4% inférieur à celui de Kakimoto. Cette

valeur est environ 25% inférieure à celle mesurée par Nagano entre 300 et 430  $nm$ .

L'expérience AIRFLY [138] a mesuré la valeur absolue du rendement de fluorescence à 337  $nm$  pour des électrons de 350  $MeV$ . Les résultats préliminaires [139] semblent indiquer un rendement 20% plus faible que celui de Nagano, avec une incertitude expérimentale estimée à 7%.

En résumé, hormis les mesures de Lefeuvre et al., les résultats des nouvelles expériences suggèrent une valeur du rendement inférieure à celles publiées par Kakimoto et par Nagano. Une meilleure compréhension des divergences apparentes devrait permettre de réduire de moitié l'incertitude sur la valeur absolue du rendement de fluorescence. Le nombre de photons émis étant directement relié à l'énergie déposée par la gerbe, on peut estimer à  $\pm 15\%$  la contribution de cette incertitude à la résolution en énergie.

### Rendement de fluorescence en présence de vapeur d'eau

Les collisions des molécules d'azote sur les molécules d'eau sont une source de désexcitation non-radiative, et la présence de vapeur d'eau dans l'air est un facteur d'inhibition supplémentaire de l'émission de fluorescence. Il existe relativement peu de mesures de fluorescence dans l'air humide. Les premiers résultats de Sakaki et al. [133] indiquent une réduction de l'efficacité de fluorescence de l'ordre de 10%, à 1000  $hPa$ , 293  $K$  et pour une humidité relative de 56%. L'expérience MACFLY aboutit à un résultat similaire avec une réduction du rendement d'environ 10% en présence de vapeur d'eau, pour une humidité relative de 35%, correspondant à une fraction volumique de vapeur d'eau égale à 1.05% à 950  $hPa$  et 296  $K$  [137].

La figure 4.8 présente la fraction volumique de vapeur d'eau en fonction de l'altitude, pour le modèle d'atmosphère US-Standard et ses compléments. La proportion de vapeur d'eau est généralement inférieure à 3% quelque soit l'altitude, la zone géographique et la saison considérée. Réduite d'un facteur 10 à 5  $km$ , elle décroît fortement avec l'altitude.

Si la présence de vapeur d'eau n'est pas prise en compte lors de l'analyse des données, elle peut

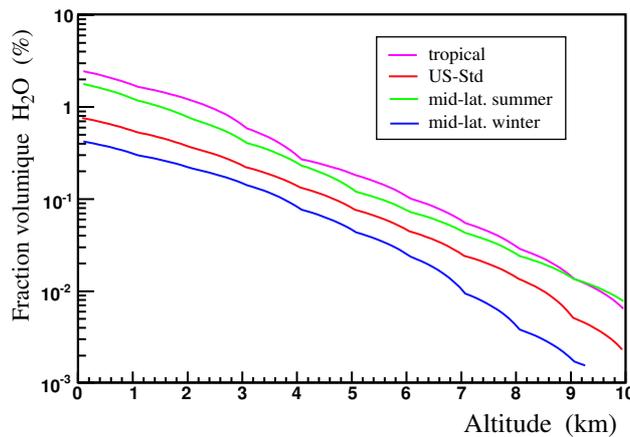


FIG. 4.8 – Fraction volumique de vapeur d'eau en fonction de l'altitude – Modèle US-Standard et compléments

entraîner une sous-estimation de l'énergie du primaire. Cet effet ne devrait affecter de manière significative que les gerbes peu inclinées, dont le maximum de développement se situent dans les tout premiers kilomètres au-dessus du sol.

#### 4.1.4.2 Impact d'une méconnaissance des profils de pression et température

Les variations du rendement de fluorescence le long de l'axe de la gerbe dépendent des profils de pression et de température de l'atmosphère. Un télescope en orbite autour de la Terre balaie une large gamme de latitudes et de longitudes, et les conditions atmosphériques varient rapidement dans le champ de vue du détecteur.

La figure 4.9 (gauche) illustre l'évolution du rendement de fluorescence avec l'altitude, pour des électrons de  $1.4 \text{ MeV}$ , aux latitudes  $0^\circ \text{N}$  et  $51^\circ \text{N}$  au  $1^{\text{er}}$  janvier et  $1^{\text{er}}$  juillet (atmosphères MSISE). Le rendement calculé à partir des profils d'atmosphère US-Standard est superposé pour comparaison. Le modèle de fluorescence basé sur les mesures de Kakimoto est utilisé pour tracer ces courbes. On peut observer que les écarts au cas US-Standard diffèrent selon l'altitude, la latitude et le jour considérés.

Lors de l'analyse des données, si les conditions atmosphériques ne sont pas connues et que le modèle US-Standard est utilisé pour estimer le rendement de fluorescence, les variations des profils de pression et température sont une source potentielle d'erreur systématique sur la détermination de l'énergie. Afin d'estimer l'impact d'une méconnaissance éventuelle des conditions atmosphériques, on calcule le rendement de fluorescence à différentes altitudes pour 1000 atmosphères (modèle MSISE), générées uniformément selon le jour et la longitude, et pondérées en latitude selon l'orbite de l'ISS. On compare ensuite ces valeurs à celles calculées pour l'atmo-

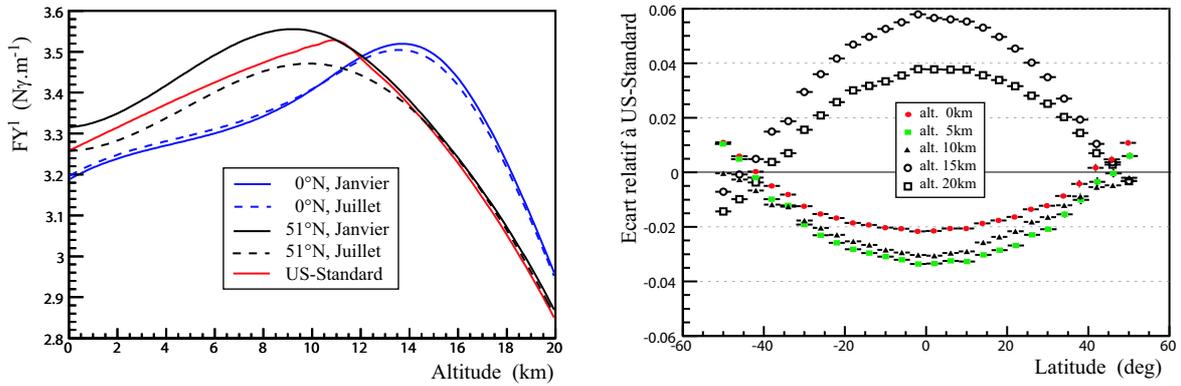


FIG. 4.9 – (*gauche*) Evolution du rendement de fluorescence avec l'altitude, aux latitudes  $0^\circ \text{N}$  et  $51^\circ \text{N}$  au  $1^{\text{er}}$  janvier et  $1^{\text{er}}$  juillet (modèle MSISE). Le rendement est calculé à partir des mesures de Kakimoto pour des électrons de  $1.4 \text{ MeV}$ . Le calcul pour l'atmosphère US-Standard est superposé pour comparaison ; (*droite*) Moyenne des écarts relatifs  $\frac{FY_{ms} - FY_{us}}{FY_{us}}$  entre les rendements  $FY_{ms}$  calculés pour les atmosphères MSISE et le rendement  $FY_{us}$  calculé pour l'atmosphère US-Standard. La moyenne des écarts est représentée en fonction de la latitude, pour différentes altitudes (1000 atmosphères MSISE, réparties uniformément en longitude et jour de l'année, et pondérées en latitude selon la trajectoire de l'ISS)

Altitude ( <i>km</i> )	Moyenne (%)	RMS (%)
0	-0.6	1.3
5	-1.3	1.7
10	-1.4	1.2
15	2.5	2.4
20	1.5	1.9

TAB. 4.2 – Moyenne et RMS de la distribution des écarts relatifs, pour différentes altitudes (1000 atmosphères MSISE, réparties uniformément en longitude et jour de l’année, et pondérées en latitude selon la trajectoire de l’ISS)

sphère US-Standard. Le rendement est calculé pour des électrons de  $1.4 \text{ MeV}$  selon le modèle basé sur les mesures de Kakimoto.

En notant  $FY_{ms}$  le rendement calculé pour les atmosphères MSISE et  $FY_{us}$  celui calculé pour l’atmosphère US-Standard, la moyenne des écarts relatifs  $\frac{FY_{ms} - FY_{us}}{FY_{us}}$  est tracée sur la figure 4.9 (droite) en fonction de la latitude et pour différentes altitudes. À latitude fixée, les écarts sont moyennés sur la longitude et le jour de l’année. Dans la gamme d’altitude où se développent la majeure partie des gerbes ( $< 10 \text{ km}$ ), les écarts sont inférieurs à 4%. À plus haute altitude, les différences peuvent atteindre 6%.

Le tableau 4.2 donne la valeur moyenne et la RMS de la distribution des écarts relatifs intégrés en latitude, longitude et jour de l’année. Quelque soit l’altitude d’émission, la méconnaissance des conditions atmosphériques se traduit par une erreur moyenne inférieure à  $2.5\% \pm 2.5\%$  (moyenne et RMS en valeurs absolues). Ainsi, l’erreur systématique moyenne associée au rendement de fluorescence et induite par la méconnaissance des conditions atmosphériques reste relativement faible comparée aux incertitudes expérimentales des mesures en laboratoire.

Les expériences actuelles de mesure de la fluorescence de l’air tentent de réduire les incertitudes expérimentales. Les dépendances en pression et température sont bien comprises, mais la valeur absolue du rendement de fluorescence n’est connue qu’avec une précision d’environ 15%. Cette incertitude reste une des principales sources d’erreur systématique pour la détection des RCUHE par la technique de fluorescence.

Pour un télescope en orbite autour de la Terre, les conditions atmosphériques varient rapidement dans le champ de vue. Une méconnaissance éventuelle des profils de pression et de température se traduit par une estimation imprécise du rendement de fluorescence, qui se répercute directement sur la détermination de l’énergie du primaire. En-deçà de  $10 \text{ km}$  d’altitude, l’erreur sur l’estimation du rendement peut atteindre 4%. Pour une distribution uniforme en longitude et jour de l’année, et une distribution en latitude pondérée selon la trajectoire de l’ISS, la moyenne et la RMS de la distribution de l’erreur sont toutes deux inférieures à 2.5% (en valeur absolue), quelque soit l’altitude.

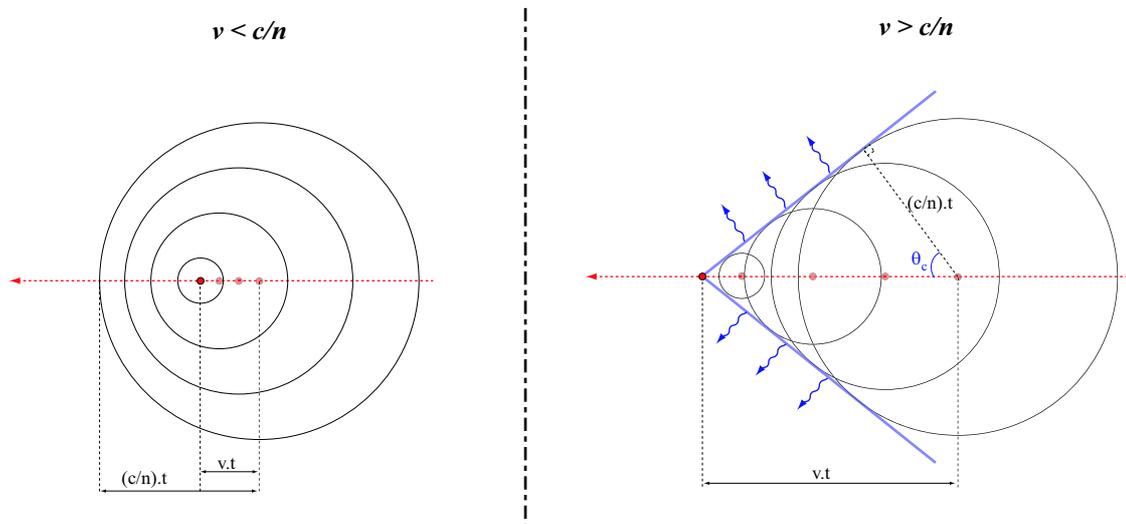


FIG. 4.10 – Schéma de principe de l'effet Cerenkov, suite au passage d'une particule chargée de vitesse  $v$  dans un milieu diélectrique d'indice optique  $n$ .

## 4.2 Emission du rayonnement Cerenkov

Les particules chargées de la gerbe sont suffisamment énergétiques pour émettre un rayonnement Cerenkov. Les photons émis sont focalisés selon l'axe de la cascade, et leur réflexion au sol donne naissance à la seconde composante du signal détecté par le télescope.

On présente dans cette section les caractéristiques de l'émission du rayonnement Cerenkov. Dans un premier temps, on formule de manière analytique les propriétés de l'émission à énergie fixée. On présente dans un deuxième temps l'intensité du rayonnement émis par les gerbes atmosphériques. On s'intéresse en dernier lieu à l'effet de la distribution angulaire des électrons sur la focalisation des photons Cerenkov selon l'axe de la gerbe.

### 4.2.1 Formulation analytique de l'effet Cerenkov

#### Principe de l'effet Cerenkov

L'effet Cerenkov est l'équivalent électromagnétique du "bang supersonique" pour les ondes de pression. Une particule chargée traversant à la vitesse  $v$  un milieu diélectrique d'indice optique  $n$ , déforme les nuages d'électrons des atomes environnants et polarise localement le milieu. Après le passage de la particule, les atomes reviennent dans leur état initial. Au cours de cette déformation, les atomes se comportent comme des dipôles et émettent une onde électromagnétique. Si la particule chargée se propage à une vitesse  $v$  inférieure à la vitesse de la lumière dans le milieu ( $\frac{c}{n}$ ), les ondes émises par les dipôles élémentaires répartis le long de sa trajectoire interfèrent de manière destructive, et le champ résultant est nul : aucun rayonnement n'est émis. Dans le cas inverse où  $v > \frac{c}{n}$ , les différentes ondes peuvent interférer de manière constructive et un rayonnement est émis à un angle  $\theta_c$  autour de la trajectoire de la particule. Comme illustré sur la figure 4.10 (droite),

cet angle vérifie :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad , \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (4.26)$$

### Intensité du rayonnement

Dans une gamme de longueur d'onde fixée  $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ , une particule de charge  $Ze$  émet un nombre  $dN$  de photons par unité de longueur  $dL$  égale à [140] :

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (4.27)$$

$\alpha$  étant la constante de structure fine. Aux ultra-hautes énergies, plus de 95% des particules chargées au maximum de développement sont des électrons [141]. On prend donc par la suite  $Z^2 = 1$ .

Au premier ordre, l'indice de l'air varie peu avec la longueur d'onde dans la gamme considérée pour la détection spatiale des rayons cosmiques. On donnera plus de détails sur l'indice de l'air en section 5.1.1, et on le considère indépendant de  $\lambda$  dans ce chapitre. D'après l'équation 4.27, le spectre d'émission Cerenkov varie alors comme l'inverse du carré de la longueur d'onde.

On peut reformuler l'équation 4.27 en fonction de l'énergie  $E$  des électrons en notant que :

$$1 - (\beta n)^{-2} = 1 - \left(1 - \frac{m^2 c^4}{E^2}\right)^{-1} (1 + (n - 1))^{-2} \quad (4.28)$$

et en se limitant aux termes du premier ordre ( $(n - 1) \ll 1$  et  $E \gg mc^2$ ) :

$$1 - (\beta n)^{-2} = 2(n - 1) - \frac{m^2 c^4}{E^2} \quad (4.29)$$

$m$  étant la masse de l'électron. L'équation précédente permet aussi de définir l'énergie seuil  $E_{seuil}$  en-deçà de laquelle un électron n'émet pas de Cerenkov :

$$E_{seuil} = \frac{mc^2}{\sqrt{2(n - 1)}} \quad (4.30)$$

L'équation 4.27 devient alors :

$$\frac{dN}{dL} = 4\pi\alpha(n - 1) \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}}\right) \left(1 - \frac{E_{seuil}^2}{E^2}\right) \quad (4.31)$$

Cette formule a été introduite dans ESAF pour simuler l'émission des photons Cerenkov par les gerbes atmosphériques. On se restreint par la suite à l'intervalle de longueur d'onde compris entre 300 et 450 nm.

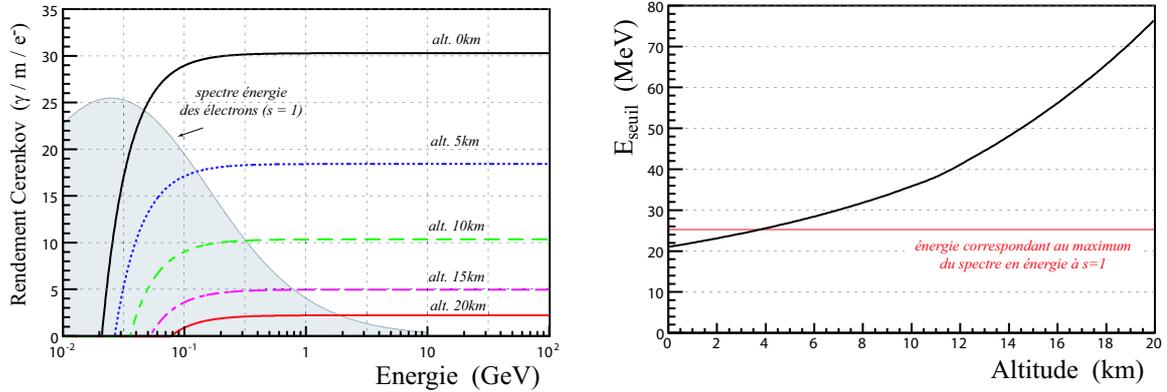


FIG. 4.11 – (*gauche*) Rendement Cerenkov en fonction de l'énergie de l'électron incident. Le spectre en énergie des électrons au maximum de développement ( $s = 1$ ) est superposé (unité arbitraire); (*droite*) Variation de l'énergie seuil avec l'altitude (atmosphère US-Standard). L'énergie correspondant au maximum du spectre des électrons d'une gerbe à son maximum de développement ( $s = 1$ ) est indiquée

#### 4.2.2 Rendement Cerenkov dans l'air

On définit le rendement Cerenkov  $CY^L$  (*Cerenkov Yield*) comme le nombre de photons émis par électron par mètre. D'après l'équation 4.31, le rendement dépend de l'indice de l'air. On verra en section 5.1.1 que l'indice varie avec la densité de l'air  $\rho$  suivant la formule :

$$(n - 1) \sim 0.00028 \times \frac{\rho}{\rho_0} \quad (4.32)$$

où  $\rho_0 \sim 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$  est la densité de l'air pour une pression de  $1013 \text{ hPa}$  et une température de  $296 \text{ K}$ .

La figure 4.11 (*gauche*) présente les valeurs du rendement intégré entre  $300$  et  $450 \text{ nm}$  en fonction de l'énergie  $E$  de l'électron incident, pour différentes altitudes (atmosphère US-Standard). Dans un premier temps, lorsque  $E$  devient supérieure à  $E_{seuil}$ , le rendement augmente rapidement avec l'énergie. Il se stabilise ensuite lorsque la valeur de l'énergie seuil devient négligeable devant  $E$  ( $\frac{E_{seuil}}{E} \ll 1$ ). Comme l'indique l'équation 4.31, cette valeur limite du rendement  $CY_{max}^L$  est directement proportionnelle à  $(n - 1)$ . Ce dernier étant proportionnel à la densité,  $CY_{max}^L$  diminue quand l'altitude augmente.

La figure 4.12 présente l'évolution du rendement Cerenkov avec l'altitude, pour différentes énergies des électrons. Contrairement au rendement de fluorescence qui varie peu avec l'altitude, le rendement Cerenkov diminue fortement lorsqu'on s'élève au-dessus du sol, jusqu'à devenir nul à l'altitude pour laquelle  $E$  est égale à  $E_{seuil}$ . A  $30 \text{ MeV}$ , le rendement Cerenkov est de  $15$  photons par mètre au niveau de la mer et devient nul au-delà de  $7 \text{ km}$ .

A titre indicatif, le spectre en énergie  $\frac{dN_e}{d \ln E}$  des électrons d'une gerbe à son maximum de développement ( $s = 1$ ) est superposé sur la figure 4.11 (*gauche*). On peut observer que seuls les électrons les plus énergétiques émettent des photons Cerenkov. L'énergie seuil étant croissante en

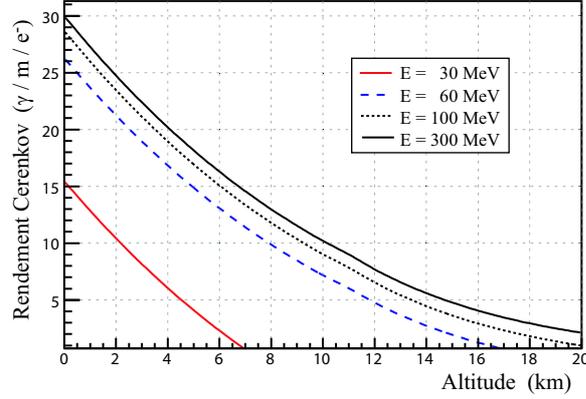


FIG. 4.12 – Variation du rendement Cerenkov avec l'altitude, pour différentes énergies de l'électron (atmosphère US-Standard)

fonction de l'altitude (4.11 (droite)), la fraction des électrons de la gerbe qui émettent des photons diminue quand l'altitude augmente.

### 4.2.3 Cerenkov émis par les gerbes

Le nombre de photons Cerenkov émis à un stade donné du développement de la gerbe dépend du spectre en énergie des électrons et de l'indice de l'air considéré localement au point d'émission. On décrit dans un premier temps l'algorithme de simulation développé dans ESAF pour simuler l'émission des photons Cerenkov par les gerbes atmosphériques. On présente ensuite les caractéristiques du rayonnement Cerenkov émis par les gerbes.

Contrairement aux photons de fluorescence, émis de manière isotrope, les photons Cerenkov sont focalisés selon l'axe de la gerbe. On verra au chapitre 6 que l'amplitude du pic de réflexion au sol du Cerenkov dépend de la distribution angulaire des photons à l'émission. On présente les caractéristiques de cette distribution au dernier paragraphe.

#### 4.2.3.1 Modélisation de l'émission Cerenkov dans ESAF

Le rendement Cerenkov dépend de la valeur de l'indice de l'air ainsi que du spectre en énergie des électrons de la gerbe. Le modèle d'émission des photons développé dans ESAF tient compte de ces dépendances. A un stade donné du développement de la gerbe (représenté par l'âge  $s$ ), le nombre de photons Cerenkov  $dN_{ckov}$  émis sur une distance  $dL$  est égal à :

$$\frac{dN_{ckov}}{dL} = N_e(s) \times \int_{E_{seuil}}^{\infty} \left[ \left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right) \times CY^L(E, n) \right] dE \quad (4.33)$$

où  $N_e(s)$  est le nombre d'électrons de la gerbe,  $CY^L(E, n)$  le rendement Cerenkov intégré entre 300 et 450 nm pour un électron d'énergie  $E$ , et  $n$  l'indice de l'air considéré localement au point d'émission. Le terme  $\left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right)$  représente le spectre en énergie des électrons, normalisé à 1 sur toute la gamme en énergie des électrons de la gerbe. Les électrons d'énergie inférieure au seuil d'émission du Cerenkov n'émettent pas de photons. Cet effet est pris en compte par la borne

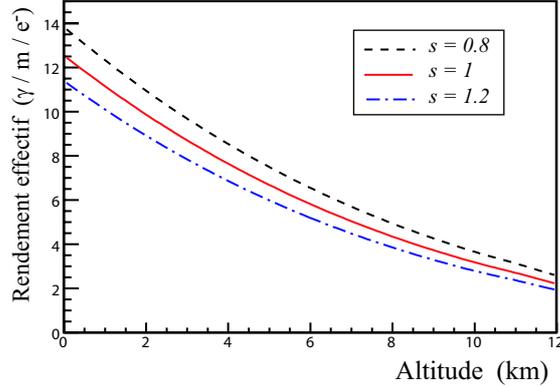


FIG. 4.13 – Variation avec l'altitude du rendement Cerenkov *effectif* calculé à trois stades différents du développement de la gerbe ( $s = 0.8-1-1.2$ ) (atmosphère US-Standard)

inférieure d'intégration  $E_{seuil}$  de l'équation 4.33.

On appelle *rendement effectif* la quantité :

$$\langle CY^L \rangle_s^{eff}(n) = \int_{E_{seuil}} \left[ \left( \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dE}(s) \right) \times CY^L(E, n) \right] dE \quad (4.34)$$

A un stade donné du développement, il relie directement le nombre de photons générés au nombre total d'électrons  $N_e(s)$  de la gerbe :

$$\frac{dN_{ckov}}{dL} = N_e(s) \times \langle CY^L \rangle_s^{eff}(n) \quad (4.35)$$

La variation avec l'altitude du rendement effectif, calculé à trois stades différents du développement de la gerbe, est représentée sur la figure 4.13. Pour un âge de la gerbe compris entre 0.8 et 1.2, le rendement effectif est compris entre 11 et 13 photons par mètre par électron au niveau de la mer. Il est réduit d'environ un facteur 4 à 10  $km$ .

Dans ESAF, l'algorithme d'émission du Cerenkov est similaire à la génération des photons de fluorescence : la trajectoire de la gerbe est discrétisée en pas de longueur  $dL$ . Le nombre  $dN_{ckov}$  de photons générés par les  $N(s)$  électrons de la cascade est alors calculé selon l'équation 4.35, après avoir calculé le rendement effectif défini par l'équation 4.34. Ce calcul tient compte de la valeur de l'indice de l'air prise localement au centre du pas.

#### 4.2.3.2 Intensité du rayonnement Cerenkov émis par les gerbes

On présente ici les caractéristiques du rayonnement Cerenkov, simulé pour les gerbes du lot d'évènements *Proton\_theta* (section 3.5.1). Les photons Cerenkov sont générés selon l'algorithme présenté précédemment. Les profils de pression et de température sont tirés du modèle d'atmosphère US-Standard.

Le nombre total de photons Cerenkov émis par les gerbes est tracé en fonction de l'angle zénithal sur la figure 4.14 (gauche). L'intensité du rayonnement atteint un maximum autour de  $50^\circ$ , et

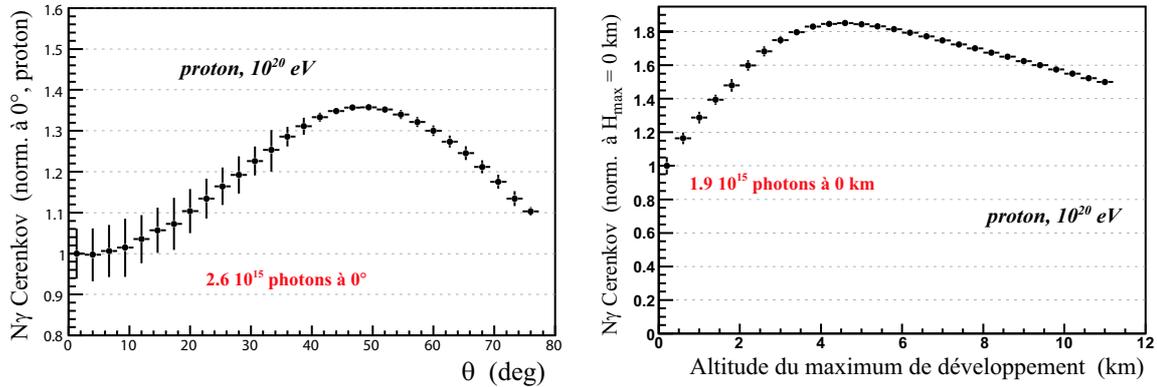


FIG. 4.14 – (*gauche*) Intensité du rayonnement Cerenkov émis par les gerbes en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  (normalisée à 1 pour  $\theta = 0^\circ$ , simulation *Proton\_theta*); (*droite*) Intensité en fonction de l'altitude du maximum de développement (normalisée à 1 pour  $H_{max} = 0\text{ km}$ , simulation *Proton\_theta*)

décroit aux plus petits et plus grands angles zénithaux. Les gerbes plus inclinées se développent à plus haute altitude (section 3.5.1), et c'est la diminution du rendement avec l'altitude qui explique la baisse du nombre de photons à grand angle zénithal.

Aux faibles inclinaisons, la diminution du nombre de photons est due à l'impact précoce des gerbes au sol avant la fin de leur développement (section 3.5.2). À angle zénithal fixé, les gerbes pénètrent d'autant plus loin dans l'atmosphère que la profondeur du premier point d'interaction est grande. Les fluctuations du premier point d'interaction se traduisent alors par une fluctuation du nombre de photons, plus prononcées à faible inclinaison (figure 4.14 (*gauche*)).

Pour illustrer plus clairement la dépendance de l'intensité du rayonnement avec la profondeur de pénétration de la gerbe, le nombre total de photons est tracé en fonction de l'altitude du maximum de développement sur la figure 4.14 (*droite*). On observe alors directement l'effet de l'impact précoce de la gerbe au sol, qui débute aux alentours de  $4\text{ km}$ . À  $10^{20}\text{ eV}$ , une gerbe dont le maximum de développement se situe au niveau de la mer produit environ  $2.10^{15}$  photons Cerenkov. Ce nombre est presque doublé pour une altitude du maximum de  $4\text{ km}$ . La décroissance du rendement avec l'altitude est à l'origine de la réduction du nombre de photons au-delà de  $4\text{ km}$ . Cette diminution du nombre de photons reste cependant moins prononcée que celle du rendement effectif (figure 4.13). Cette dernière est compensée en partie par le plus long parcours des électrons de la gerbe à haute altitude.

Dans ESAF, la génération des photons Cerenkov produits par les gerbes atmosphériques est simulée en tenant compte du spectre en énergie des électrons et de l'indice de l'air, considérés localement au point d'émission des photons. Contrairement à l'émission de fluorescence, le rendement Cerenkov diminue fortement avec l'altitude. Le nombre de photons Cerenkov est du même ordre de grandeur que celui des photons de fluorescence (quelques  $10^{15}$  à  $10^{20}\text{ eV}$ ). Avec un maximum pour les gerbes inclinées à  $\theta \sim 50^\circ$ , il est plus faible aux petites et grandes inclinaisons.

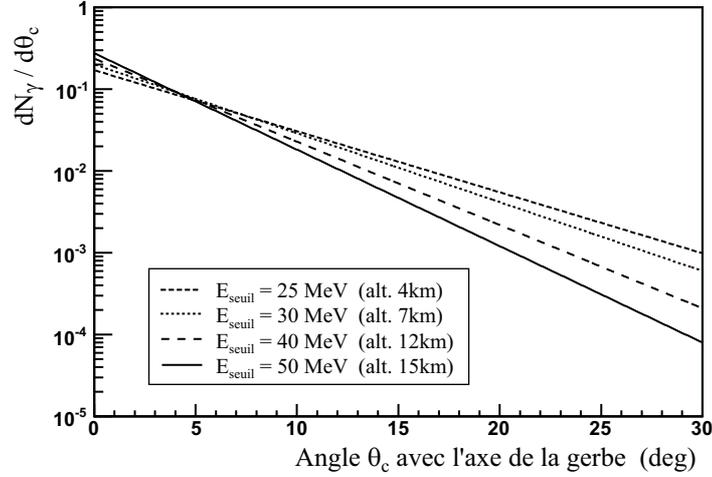


FIG. 4.15 – Distribution angulaire des photons Cerenkov par rapport à l'axe de la gerbe, normalisée selon  $\int_0^{180^\circ} \frac{dN_\gamma}{d\theta_c} d\theta_c = 1$ ,  $\theta_c$  en degrés (la correspondance entre  $E_{seuil}$  et l'altitude correspond au modèle d'atmosphère US-Standard)

#### 4.2.3.3 Distribution angulaire des photons Cerenkov

Contrairement à l'émission de fluorescence, le rayonnement Cerenkov est fortement focalisé selon la direction d'incidence de la particule émettrice. Cette propriété est essentielle puisqu'elle permet d'associer le pic de signal du Cerenkov réfléchi à l'impact de la gerbe au sol. D'après l'équation 4.26, les photons sont émis avec un angle  $\theta_c$  selon la direction des électrons de la gerbe. D'environ  $1.3^\circ$  au niveau de la mer,  $\theta_c$  diminue avec l'altitude ( $1^\circ$  à  $6\text{ km}$ ).

La distribution angulaire  $\frac{dN_\gamma}{d\theta_\gamma}$  des photons autour de l'axe de la gerbe résulte de la convolution de la distribution angulaire des électrons avec l'angle d'émission  $\theta_c$  du Cerenkov. A partir des calculs de la diffusion multiple des électrons, Elbert et al. ont établi une formule paramétrée de la distribution angulaire du Cerenkov émis par les gerbes [142]. La répartition des électrons autour de l'axe de la gerbe est considérée symétrique en azimuth, et la distribution angulaire des photons suit la loi exponentielle :

$$\frac{dN_\gamma}{d\theta_\gamma} \propto \frac{\exp\left(-\frac{\theta_\gamma}{\theta_0}\right)}{\theta_0} \quad (4.36)$$

normalisée de telle sorte que  $\int_0^{180^\circ} \frac{dN_\gamma}{d\theta_\gamma} d\theta_\gamma = 1$  ( $\theta_\gamma$  en degrés). L'angle caractéristique  $\theta_0$  dépend de l'énergie seuil :

$$\theta_0 = a E_{seuil}^{-b} \quad (4.37)$$

avec  $a = 0.85$  et  $b = 0.66$ .

Cette formule a été intégrée à ESAF pour simuler l'angle d'émission des photons selon l'axe de la gerbe. A un stade donné du développement, l'angle caractéristique  $\theta_0$  dépend de l'énergie seuil, donc de l'indice de l'air (c.f. équation 4.30). La distribution angulaire des photons ainsi obtenue est représentée sur la figure 4.15 pour différentes altitudes d'émission (atmosphère US-Standard).

Les photons émis à plus haute altitude sont plus focalisés autour de l'axe de la gerbe. A  $4\text{ km}$  d'altitude, la moyenne de l'angle est de l'ordre de  $6^\circ$ . A  $12\text{ km}$ , elle est d'environ  $4^\circ$ . Les mesures de la distribution angulaire du Cerenkov effectuées par l'expérience Fly's Eye sont en bon accord avec cette formulation [143]. On verra au chapitre 6 quelles sont les conséquences de cette distribution angulaire sur l'amplitude du pic Cerenkov réfléchi au sol.

Au cours de ce chapitre, on s'est intéressé aux propriétés de scintillation de l'atmosphère et à la génération des photons émis par les gerbes atmosphériques. On a développé dans ESAF une simulation de la génération des photons de fluorescence et Cerenkov en tenant compte du spectre en énergie des électrons de la gerbe et des conditions atmosphériques considérées localement au point d'émission.

L'intensité du rayonnement de fluorescence est directement reliée à l'énergie du primaire, et il est fondamental de connaître au mieux les caractéristiques de son émission. D'environ 15%, les incertitudes expérimentales associées aux mesures du rendement de fluorescence en laboratoire sont une source majeure d'incertitude sur la détermination de l'énergie du primaire. Comparativement, l'effet des variations atmosphériques sur le rendement de fluorescence est relativement faible.

Les caractéristiques de l'émission Cerenkov sont mieux connues et l'estimation du rendement dépend principalement du spectre en énergie des électrons de la gerbe. Aux plus hautes énergies, ce dernier est paramétré sur les résultats des simulations Monte-Carlo. Avec quelques  $10^{15}$  photons émis à  $10^{20}\text{ eV}$ , l'intensité du rayonnement Cerenkov est comparable à celle de la fluorescence.

Après propagation, les photons de fluorescence et Cerenkov ainsi produits constituent le signal détecté par le télescope spatial. Le rendement de fluorescence étant approximativement constant tout au long du développement de la gerbe, la distribution longitudinale des photons de fluorescence est une "image" du profil longitudinal des électrons. Les photons Cerenkov sont fortement focalisés selon l'axe de la cascade, et la détection du signal associé à leur réflexion au sol devrait permettre d'identifier le point d'impact de la gerbe au sol.





## Chapitre 5

# Propagation des photons dans l'atmosphère

Les particules chargées d'une gerbe atmosphérique génèrent sur leur passage des photons de fluorescence et Cerenkov. La détection du rayonnement de fluorescence par le télescope permet de reconstruire le profil longitudinal des électrons, dont les caractéristiques sont reliées aux propriétés du rayon cosmique. La réflexion au sol des photons Cerenkov indique l'impact de la gerbe et fournit une référence en altitude nécessaire à la reconstruction de la trajectoire de la gerbe.

Un flux lumineux se propageant dans un milieu non-vide voit son intensité diminuer le long de son parcours. Cette *extinction* du flux résulte de l'effet conjugué de la *diffusion* et de l'*absorption* des photons par le milieu. La *transmission*  $T_{ext}$  d'un flux entre une source et un récepteur est définie comme le rapport entre le flux détecté et le flux émis. Elle se décompose en deux termes :

$$T_{ext} = T_{dif} \times T_{abs} \quad (5.1)$$

chacun reflétant les contributions respectives de la diffusion et de l'absorption.

Lorsque l'on considère des photons se propageant en ligne droite du point d'émission jusqu'au récepteur, la diffusion se traduit par une extinction du flux. Mais elle peut aussi contribuer au signal détecté si la source émet dans d'autres directions que celle du récepteur. Des photons peuvent alors être détectés après diffusion. Ils peuvent aussi diffuser plusieurs fois avant d'atteindre le récepteur : c'est le phénomène de *diffusion multiple*. Dans un milieu optiquement épais et peu absorbant, ces diffusions d'ordre supérieur peuvent contribuer au signal de manière significative.

D'après ces quelques remarques, on peut dire d'une part que les photons émis par les gerbes *en direction du télescope* ne sont pas tous détectés, et d'autre part que les photons émis *dans une quelconque direction* peuvent aussi être détectés après diffusion. Pour reconstruire les caractéristiques du signal émis à partir du signal détecté, il est essentiel de connaître les propriétés optiques de l'atmosphère et leur impact sur le signal.

On décrit en première partie de ce chapitre les différents types d'interactions susceptibles d'affecter le parcours des photons dans l'atmosphère. Les deux sections suivantes sont consacrées

aux algorithmes développés dans ESAF pour simuler la propagation des photons émis par les gerbes atmosphériques. Après avoir donné quelques exemples de simulation du signal lumineux détecté par le télescope, on présente les études comparatives réalisées afin d'évaluer la validité de la simulation.

## 5.1 Interactions des photons dans l'atmosphère : processus physiques

Les photons émis par les gerbes atmosphériques sont susceptibles d'interagir avec l'atmosphère et la surface de la Terre. On étudie ci-dessous les propriétés optiques de ces deux milieux, à travers les caractéristiques des sections efficaces totales et différentielles des interactions.

Le principe de la diffusion d'un photon est illustré sur la figure 5.1. On présente dans cette section les différents types de diffusion qui affectent le parcours des photons dans l'atmosphère : la diffusion sur les molécules d'air (diffusion rayleigh) et la diffusion sur les particules en suspension dans l'air (diffusion Mie).

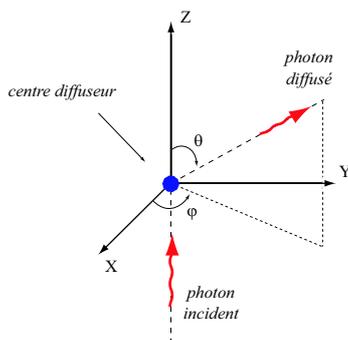


FIG. 5.1 – Schéma de principe de la diffusion d'un photon

### 5.1.1 Diffusion Rayleigh

Lorsque la taille des centres diffuseurs est petite devant la longueur d'onde des photons, le nuage d'électrons des particules diffusantes est affecté uniformément par le champ électromagnétique incident. Le dipôle induit peut alors être modélisé en considérant le diffuseur placé dans un champ électrique homogène. Cette simplification permet de résoudre explicitement les équations du rayonnement dipolaire. En référence aux travaux de Lord Rayleigh à la fin du *XIX*<sup>e</sup> siècle [144], ce type de processus porte le nom de *diffusion rayleigh*. Dans l'atmosphère, il s'applique à la diffusion des photons sur les molécules de l'air.

#### Formule de la section efficace

Ce type de diffusion est relativement bien compris, et l'on présente ici quelques éléments théoriques de la diffusion rayleigh. La formule de la section efficace d'interaction s'écrit [145] :

$$\sigma_{rayl} = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N^2} \frac{(n^2 - 1)^2}{(n^2 + 2)^2} F_k \quad (5.2)$$

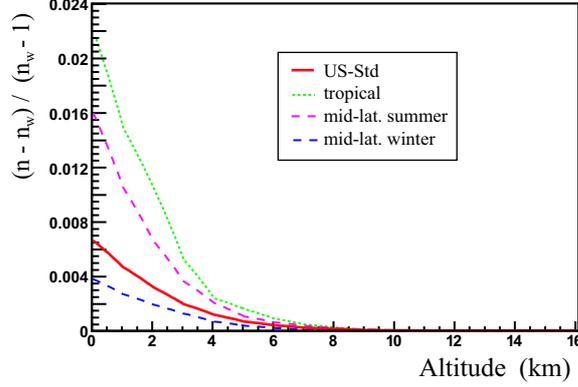


FIG. 5.2 – Effet de la vapeur d'eau sur l'indice de l'air : l'écart relatif entre l'indice de l'air sec  $n$  et l'indice de l'air humide  $n_w$  est tracé en fonction de l'altitude, pour l'atmosphère US-Standard et ses compléments

où la longueur d'onde du photon  $\lambda$  est exprimée en  $cm$ , la densité volumique de particules diffusantes  $N$  en  $cm^{-3}$ ,  $n$  est l'indice optique du milieu et  $F_k$  est le *facteur de King*. Dans l'air, l'indice de l'air vérifie  $n - 1 \ll 1$ , et l'équation 5.2 peut s'écrire :

$$\sigma_{rayl} = \frac{32\pi^3}{3\lambda^4} \times \frac{(n - 1)^2}{N^2} F_k \quad (5.3)$$

Le facteur de King est un terme correctif associé à la non-sphéricité des centres diffuseurs. Fonction de la longueur d'onde, il se définit à partir du taux de dépolarisation  $\Delta_n$  :

$$F_k(\lambda) = \frac{6 + 3\Delta_n(\lambda)}{6 - 7\Delta_n(\lambda)}$$

Dans l'air, la valeur du taux de dépolarisation pour un faisceau non polarisé est de l'ordre de 0.03 dans l'ultra-violet [145] et varie peu avec la longueur d'onde dans l'intervalle 300-450  $nm$  ( $< 10\%$ ). La facteur de King associé est de l'ordre de 1.05. Les valeurs généralement utilisées pour  $\Delta_n$  varient entre 0.0279 et 0.0437 [146]. L'impact de cette incertitude sur la section efficace reste néanmoins inférieur au pourcent.

L'indice de l'air dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  (cm), de la température  $T$  (K), de la pression  $P$  et de la pression partielle de vapeur d'eau  $P_w$  [147] :

$$(n - 1) \times 10^6 = f(\lambda) \times \frac{P - P_w}{P_0} \times \frac{T_0}{T} + g(\lambda) \times \frac{P_w}{P_0} \quad (5.4)$$

$$f(\lambda) = 83.43 + \frac{185.08}{1 - \frac{1}{(1.14 \times 10^5 \cdot \lambda)^2}} + \frac{4.11}{1 - \frac{1}{(6.24 \times 10^4 \cdot \lambda)^2}} \quad \text{et} \quad g(\lambda) = 43.49 + \frac{1}{(1.7 \times 10^4 \cdot \lambda)^2}$$

avec  $P_0 = 1013 \text{ hPa}$  et  $T_0 = 296.15 \text{ K}$ . Afin d'estimer l'influence de la vapeur d'eau sur l'indice de l'air, on trace sur la figure 5.2 l'écart relatif  $\frac{n - n_w}{n_w - 1}$  entre l'indice de l'air sec ( $n - 1$ ) et celui de l'air humide ( $n_w - 1$ ) en fonction de l'altitude, pour le modèle d'atmosphère US-Standard et ses compléments. La proportion de vapeur d'eau est plus importante dans les basses couches de

l'atmosphère, où son effet sur l'indice peut atteindre environ 2% aux latitudes tropicales. Dans l'équation 5.3,  $(n - 1)$  intervenant au carré, l'effet de la vapeur d'eau sur la section efficace de diffusion est inférieur à 4%.

En négligeant cette contribution, l'équation 5.4 devient :

$$(n - 1) \times 10^6 = f(\lambda) \frac{\rho}{\rho_0} \quad (5.5)$$

$\rho$  étant la densité de l'air à l'altitude considérée, et  $\rho_0 \sim 1.19 \text{ kg.m}^{-3}$ . L'indice est donc proportionnel à la densité de l'air si l'on néglige l'effet de l'humidité. Pour  $\rho = \rho_0$  et  $\lambda = 400 \text{ nm}$ , on obtient  $n - 1 \sim 2.83 \times 10^{-4}$ , et cette valeur varie d'environ 4% entre 300 et 450 nm.

En notant  $M_{air} = 28.966 \text{ g}$  la masse molaire de l'air et  $N_A$  le nombre d'Avogadro, la densité volumique de diffuseurs est donnée par  $N = \frac{\rho N_A}{M_{air}}$ , et l'équation 5.3 devient :

$$\sigma_{rayl} = \frac{32\pi^3}{3\lambda^4} \times \frac{M_{air}^2 f(\lambda)^2 \times 10^{-12}}{\rho_0^2 N_A^2} F_k \quad (5.6)$$

L'expression 5.6 montre que la section efficace est *indépendante des propriétés locales de l'atmosphère* si l'on néglige l'effet de l'humidité. La section efficace n'est alors fonction que de la longueur d'onde. Les variations de  $f(\lambda)$  et du facteur de King avec la longueur d'onde étant faibles, la section efficace décroît en  $\lambda^4$  au premier ordre.

### Profondeur optique

Par définition, la profondeur optique  $\delta_{rayl}$  considérée selon un trajet de coordonnée curviligne  $s$  dans l'atmosphère est reliée à la section efficace par la formule :

$$\delta_{rayl} = \int \sigma_{rayl}(s) N(s) ds$$

$N(s)$  étant la densité volumique de molécules dans l'air. L'indépendance de la section efficace avec les propriétés locales de l'atmosphère permet d'exprimer la profondeur optique en fonction de la quantité d'air traversée  $X = \int \rho(s) ds$  :

$$\delta_{rayl} = \frac{N_A}{M_{air}} \sigma_{rayl} \times \int \rho(s) ds$$

$\rho$  étant la densité de l'air. D'après l'expression 5.6 de la section efficace :

$$\delta_{rayl} = \frac{32\pi^3}{3\lambda^4} \times \frac{M_{air} f(\lambda)^2 \times 10^{-12}}{\rho_0^2 N_A} F_k \times X$$

On néglige la dépendance en longueur d'onde de  $f(\lambda)$  en fixant sa valeur à  $f(400 \text{ nm}) = 283$ . En prenant  $\Delta_n \sim 0.03$  pour le calcul de  $F_k$  et en introduisant la constante  $X_r = 2770 \text{ g.cm}^{-2}$ , la profondeur optique s'écrit :

$$\delta_{rayl} = \frac{X}{X_r} \left( \frac{400}{\lambda_{nm}} \right)^4 \quad (5.7)$$

$X$  étant exprimée en  $g.cm^{-2}$  et  $\lambda_{nm}$  en nanomètre. Les expériences Fly's Eye et HiRes utilisent une expression similaire de la profondeur optique, mais avec une valeur de  $X_r = 2970 g.cm^{-2}$  [148, 149]. La profondeur optique intégrée verticalement du sol jusqu'au sommet de l'atmosphère est d'environ 0.3 à 400 nm et de 0.7 à 300 nm.

### Formule de LOWTRAN 7

LOWTRAN 7 [150] est un programme standard du calcul de transmission dans l'atmosphère. Ce programme utilise la formule suivante<sup>1</sup> :

$$\delta_{rayl} = \frac{X}{3102} \left( \frac{400}{\lambda_{nm}} \right)^4 \frac{1}{1 - 0.0722 \left( \frac{400}{\lambda_{nm}} \right)^2} \quad (5.8)$$

Le terme en  $\lambda^2$  résulte des dépendances au second ordre de l'indice de l'air et du facteur de King. La formule 5.7 issue du traitement simplifié que l'on a présenté précédemment diffère de 10% à 400 nm avec celle de LOWTRAN 7. La formule de LOWTRAN 7 a été introduite dans ESAF pour calculer la profondeur optique associée à la diffusion rayleigh.

### Fonction de phase

La fonction de phase est l'équivalent de la section efficace différentielle. Elle est généralement normalisée à 1 sur l'angle solide et représente la distribution angulaire de la direction des photons diffusés. La fonction de phase normalisée  $\Phi_{rayl}$  de la diffusion rayleigh vérifie [145] :

$$\Phi_{rayl}(\theta, \varphi) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \quad (5.9)$$

$\theta$  et  $\varphi$  sont les angles en coordonnées sphériques de la direction de diffusion prise relativement à la direction d'incidence des photons (figure 5.1).

La diffusion rayleigh se caractérise par une faible dépendance angulaire. Indépendante de l'angle  $\varphi$ , elle varie d'un facteur 2 sur l'intervalle angulaire  $0^\circ$ - $180^\circ$ . [ $0^\circ, 180^\circ$ ]. Cette variation est peu significative en comparaison à celle d'autres types de diffusion (section 5.1.2, figure 5.4).

### Transmission verticale dans l'atmosphère

Par définition, la transmission  $T$  est reliée à la profondeur optique  $\delta$  par la formule :

$$T = e^{-\delta}$$

Afin d'étudier les caractéristiques de la transmission associée à la diffusion des photons sur les molécules de l'air, on place dans l'atmosphère une source lumineuse monodirectionnelle et dirigée verticalement vers le haut. On calcule alors la transmission entre l'altitude de la source et le sommet de l'atmosphère, grâce à la formule 5.8 introduite dans ESAF.

La figure 5.3 (gauche) présente les valeurs de la transmission verticale jusqu'au sommet de l'atmosphère en fonction de l'altitude de la source, pour différentes longueurs d'onde. Toutes

<sup>1</sup>formule issue du code source et qui diffère légèrement de celle de la notice, le taux de polarisation initialement pris  $\sim 0.035$  ayant été réévalué ( $\sim 0.0279$ ). A noter que l'expression 5.8 est une reformulation de l'équation utilisée dans LOWTRAN 7

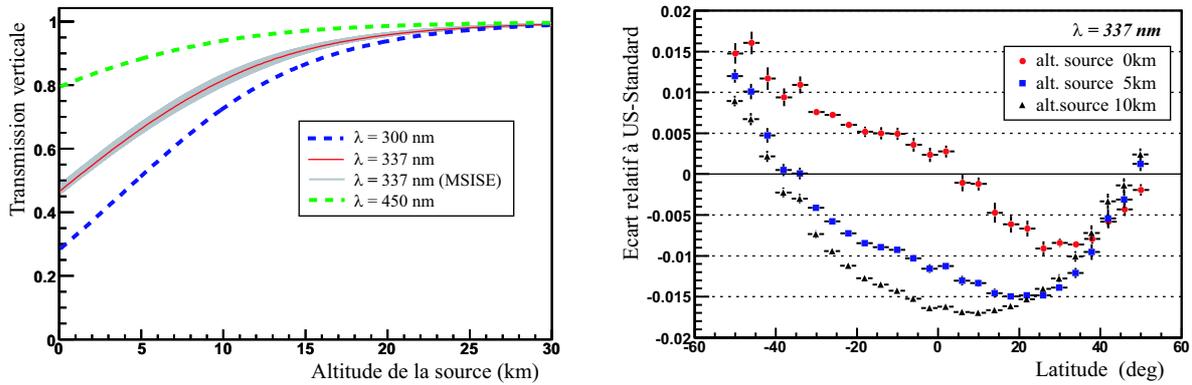


FIG. 5.3 – Diffusion rayleigh : (*gauche*) Transmission verticale jusqu'au sommet de l'atmosphère en fonction de l'altitude de la source pour différentes longueur d'onde. Les courbes de couleur sont tracées avec le modèle US-Standard. L'effet des variations du profil de densité sur la transmission à  $337$  nm est représenté par les courbes grises (1000 atmosphères MSISE); (*droite*) Dépendance avec la latitude de l'écart moyen  $\langle \frac{T_{ms} - T_{us}}{T_{us}} \rangle$  entre les transmissions  $T_{ms}$  et  $T_{us}$  calculées respectivement avec MSISE et US-Standard à  $337$  nm

les courbes de couleur sont tracées avec l'atmosphère US-Standard. On voit que seules les basses couches de l'atmosphère - les plus denses - contribuent significativement à l'extinction du signal. Si l'on considère la longueur d'onde du premier des trois principaux pics de l'émission de fluorescence ( $337$  nm, chapitre 4), la transmission depuis le sol jusqu'au sommet de l'atmosphère est d'environ 50%. La section efficace de diffusion étant d'autant plus grande que la longueur d'onde est courte, la transmission est de 30% à  $300$  nm et 80% à  $450$  nm.

### Effets des variations du profil de densité sur le calcul de la transmission

Afin d'estimer l'impact des variations du profil de densité sur les valeurs de la transmission, on génère 1000 configurations atmosphériques avec le modèle MSISE, uniformément réparties en longitude et jour de l'année, et réparties en latitude selon la probabilité de présence de l'ISS. Les transmissions calculées à  $337$  nm pour ces 1000 atmosphères sont représentées par les courbes grises sur la figure 5.3 (*gauche*). Les faibles écarts à la courbe rouge obtenue avec le modèle US-Standard montrent que l'effet des variations du profil de densité sur la diffusion rayleigh reste faible.

La figure 5.3 (*droite*) présente en fonction de la latitude la moyenne de l'écart relatif  $\frac{T_{ms} - T_{us}}{T_{us}}$  entre les transmissions  $T_{ms}$  et  $T_{us}$  calculées respectivement avec les modèles d'atmosphère MSISE et US-Standard à  $337$  nm. Les transmissions sont calculées verticalement jusqu'au sommet de l'atmosphère pour trois altitudes différentes de la source. Quelque soit la latitude, l'écart moyen sur la transmission depuis le sol ne dépasse pas 2%. La moyenne et la RMS de la distribution des écarts relatifs (intégrés en latitude, longitude et jour de l'année) sont respectivement de  $-0.2\%$  et  $0.9\%$  à  $337$  nm pour une source lumineuse située au niveau de la mer.

La moyenne et la RMS de la distribution de l'écart relatif sur la transmission verticale depuis le sol jusqu'au sommet de l'atmosphère sont présentées pour d'autres longueurs d'onde dans le tableau 5.1. L'effet des variations du profil de densité diminue quand la longueur d'onde augmente,

$\lambda$ (nm)	Moyenne (%)	RMS (%)
300	-0.3	1.5
337	-0.2	0.9
350	-0.1	0.8
400	-0.1	0.4
450	0.1	0.3

TAB. 5.1 – Effet des variations du profil de densité de l'atmosphère sur la transmission calculée verticalement jusqu'au sommet de l'atmosphère pour une source située au niveau de la mer. Le tableau indique en fonction de la longueur d'onde la moyenne et la RMS des écarts relatifs ( $\frac{T_{ms}-T_{us}}{T_{us}}$ ) entre les transmissions  $T_{ms}$  calculées pour les atmosphères MSISE et la transmission  $T_{us}$  calculée pour l'atmosphère US-Standard (les écarts relatifs sont du même ordre de grandeur à plus haute altitude)

et l'écart est maximal à 300 nm avec une moyenne et une RMS de -0.3% et 1.5% respectivement.

Dans ESAF, la diffusion des photons sur les molécules d'air est traitée par l'intermédiaire des formules 5.8 et 5.9, donnant la profondeur optique et la fonction de phase associées à la diffusion rayleigh. Les variations du profil de densité de l'air ont peu d'influence sur la valeur de la transmission associée : les variations moyennes de la transmission sont inférieures à 2%.

### 5.1.2 Diffusion Mie dans les nuages

Dans le cas général de particules de taille et de forme quelconques, le formulation présentée pour la diffusion rayleigh n'est plus valable. Lorsque la taille des particules est significative devant la longueur d'onde du photon, la diffusion est généralement assortie d'une probabilité non négligeable d'absorption.

Pour une particule sphérique homogène, la *théorie de Mie* propose une formulation dépendante du rayon du centre diffuseur et de la longueur d'onde des photons. Bien que d'autres descriptions existent, le nom de Gustav Mie reste préférentiellement attaché à ce processus, et qualifie parfois le cas général - plus complexe - de la diffusion par une particule quelconque. Du fait de la complexité de la théorie et de sa forte dépendance avec les caractéristiques des particules diffusantes, on n'entrera pas ici dans les détails du formalisme. On trouvera à ce propos des éléments sur la théorie de Mie et ses extensions aux particules non-sphériques dans *Handbook of Optics* [151] et *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere* [152].

Dans le cas qui nous intéresse - le transfert radiatif dans l'atmosphère - cette description convient à deux types de milieu : les aérosols et les nuages. Pour simuler la diffusion des photons dans ces deux milieux, on aura recours aux données tabulées des modèles standards de la diffusion Mie dans l'atmosphère. La diffusion par les aérosols sera traitée dans la partie suivante et l'on considère dans un premier temps la diffusion dans les nuages.

#### Profondeur optique

A basse altitude, en-dessous de 8 km environ, les nuages sont constitués de gouttelettes d'eau en suspension dans l'air. Les gouttes d'eau étant sphériques, la théorie de Mie originale peut donc

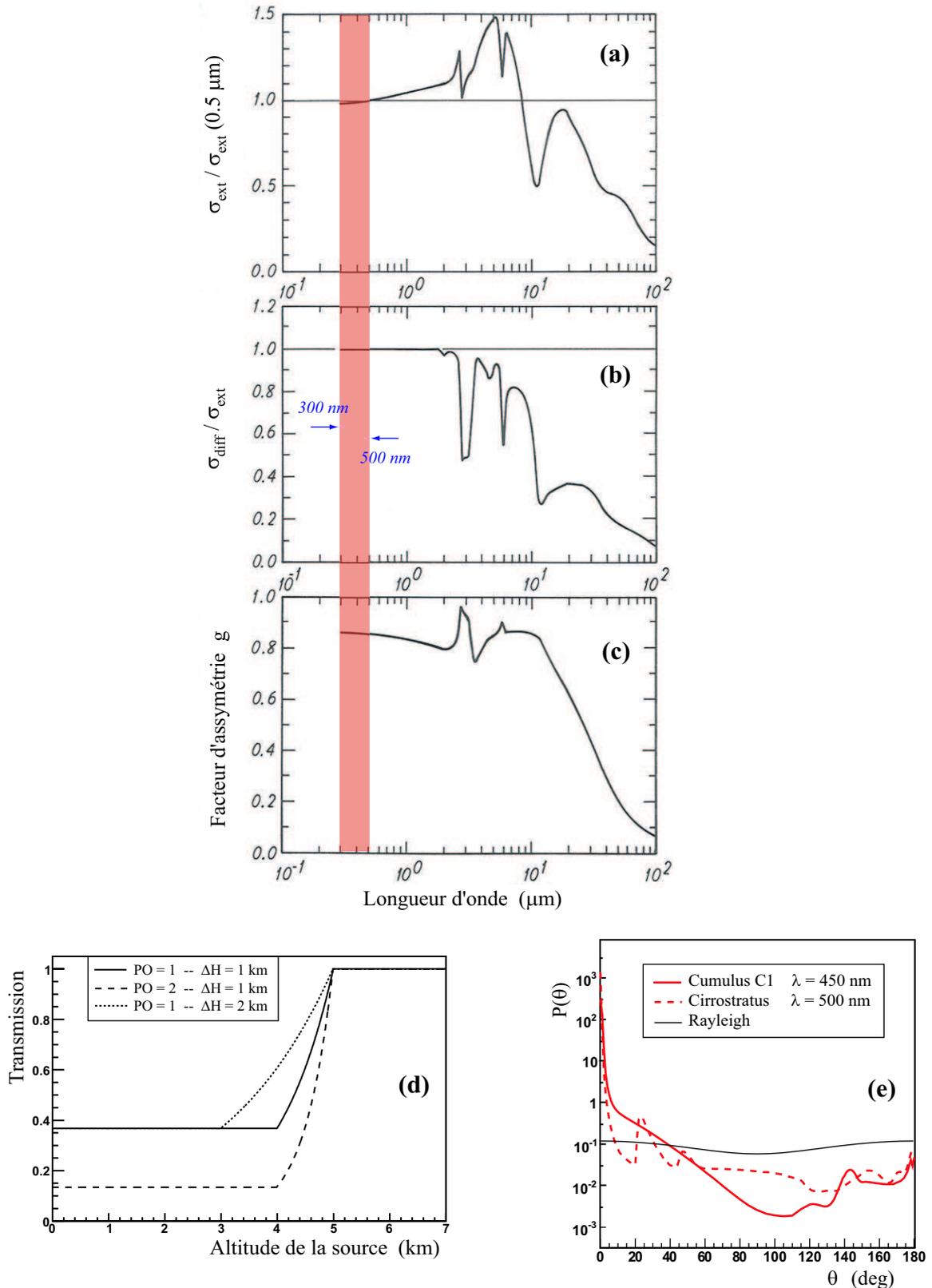


FIG. 5.4 – Propriétés de la diffusion Mie dans les nuages de gouttelettes d'eau : (a) Variation de la section efficace d'extinction en fonction de la longueur d'onde [152]; (b) Rapport des sections efficaces de diffusion et d'extinction en fonction de la longueur d'onde [152]; (c) Evolution du facteur d'asymétrie de la fonction de phase en fonction de la longueur d'onde [152]; (d) Profil de transmission dans un nuage d'altitude supérieure 5 km, pour différentes profondeurs optiques  $PO$  et différentes extensions verticales  $\Delta H$ ; (e) Fonction de phase normalisée d'un cumulus (gouttes d'eau) comparée à celle d'un cirrostratus (cristaux de glace) et à la fonction de phase rayleigh :  $P(\theta)$  est définie par  $P(\theta) = 2\pi \times \Phi(\theta, \varphi)$ ,  $\Phi$  étant la fonction de phase indépendante de  $\varphi$

être appliquée et les nuages constituent un milieu privilégié pour l'étude de ce type de diffusion. La figure 5.4.(b) présente le rapport des sections efficaces de diffusion et d'extinction en fonction de la longueur d'onde. Dans l'ultra-violet, les nuages sont de purs diffuseurs, ils n'absorbent pas la lumière. D'autre part, dans l'intervalle 300-450 nm, l'extinction est presque constante et peut être considérée indépendante de la longueur d'onde (figure 5.4.(a)). Les bases de données recensent généralement la profondeur optique intégrée verticalement dans le nuage (*profondeur verticale intégrée*). Celle-ci sera donc utilisée directement pour caractériser la diffusion. Dans ESAF, les nuages sont décrits sous la forme d'une couche homogène d'extension verticale finie recouvrant tout le champ de vue du télescope. Pour un nuage homogène d'extension  $\Delta H$ , le coefficient de diffusion  $\beta_{dif}$  se déduit de la profondeur optique verticale  $PO$  par la relation :

$$\beta_{dif} = \frac{PO}{\Delta H}$$

La transmission verticale d'un faisceau lumineux monodirectionnel à travers un nuage homogène dont le sommet est situé à 5 km d'altitude est représentée en fonction de l'altitude de la source sur la figure 5.4.(d), pour différentes profondeurs optiques verticales intégrées et différentes extensions verticales. Lorsque la source se situe sous le nuage, la transmission ne dépend que de la profondeur optique verticale intégrée. A l'intérieur du nuage, la transmission dépend aussi de la distance entre la source et le sommet du nuage.

### Fonction de phase

La théorie de Mie décrit l'interaction d'un photon avec un seul centre diffuseur, et son application à des milieux réalistes nécessite d'introduire la distribution du rayon des particules diffusantes  $n(r)$ . Pour les nuages de gouttelettes d'eau, une distribution standard est donnée par Deirmendjian [153] :

$$n(r) = N \frac{6^6}{5!} \frac{1}{r_m} \left( \frac{r}{r_m} \right)^6 e^{-6r/r_m} \quad (5.10)$$

$N$  étant un facteur de normalisation et  $r_m$  le rayon modal correspondant au pic de la distribution. A longueur d'onde fixée, c'est cette distribution qui détermine la fonction de phase de diffusion. Par la suite, on décrira les nuages de basse altitude par le modèle de cumulus C1, de rayon modal 4  $\mu m$ , dont la fonction de phase tabulée à 450 nm [153] a été introduite dans ESAF pour simuler la diffusion des photons dans les nuages. A haute altitude, les nuages (cirrus) sont composés de cristaux de glace. Les cirrus sont de purs diffuseurs dans l'intervalle de longueur d'onde 300-450 nm, et la section efficace d'extinction est indépendante de la longueur d'onde [152].

La figure 5.4.(e) présente les fonctions de phase du modèle de cumulus C1 et du modèle de cirrus, superposées à la fonction de phase de la diffusion rayleigh. Comme on peut l'observer, la diffusion des photons dans les nuages est fortement anisotrope en comparaison de la diffusion sur les molécules d'air.

La forte asymétrie avant-arrière de la fonction de phase est une spécificité de la diffusion Mie de manière générale. Un raisonnement simple permet d'en comprendre l'origine. En considérant la particule comme un réseau de diffuseurs excités par le champ électromagnétique incident, les ondes diffusées à un angle quelconque seront généralement déphasées. Seuls les angles s'écartant peu de la direction d'incidence donnent lieu à des interférences constructives.

Dans l'ultra-violet, les nuages sont de purs diffuseurs. S'ils se situent entre le télescope et la gerbe atmosphérique, ils sont susceptibles d'atténuer, voire de masquer le signal lumineux émis par la gerbe. Si le rayonnement Cerenkov est émis au-dessus des nuages, la composante du signal associée à la réflexion des photons Cerenkov à la surface de la Terre devrait être fortement atténuée du fait de la double traversée de la couche nuageuse par les photons.

### 5.1.3 Diffusion Mie dans les couches d'aérosols

Les aérosols sont des particules en suspension dans l'air, principalement localisées dans les basses couches de l'atmosphère (entre 0 et 2 km, aussi appelées *boundary layers*). Ils sont générés en partie par les mouvements des masses d'air qui soulèvent et transportent les constituants locaux de la surface de la Terre. A un instant donné, leurs caractéristiques dépendent du vent et du profil de température. Les propriétés optiques des aérosols dépendent de la taille, de la forme et de la densité de particules. LOWTRAN 7 propose quatre modèles basés sur des mesures [150] :

- **rural** : ce modèle représente les conditions typiques d'un environnement continental aux latitudes moyennes, en absence d'activités industrielles et automobiles. Il peut aussi convenir en milieu urbain après le passage d'un front d'air froid.
- **urbain** : cette configuration est une version modifiée du modèle rural, où sont ajoutées les particules d'origine anthropique (industrie, produits de combustions, automobile). Ce modèle peut aussi convenir aux alentours des zones industrialisées, du fait de la diffusion de la pollution aux régions voisines.
- **maritime** : ce modèle est notablement différent des deux précédents. Au-dessus des océans, les aérosols sont principalement constitués de sel marin issu de l'évaporation de l'écume. Il peut aussi convenir à l'intérieur des terres, aux abords des côtes, du fait du transport des particules marines par les masses d'air provenant du large. Ce modèle n'inclut pas la composante très proche de la surface de l'eau (10 – 20 m), qui dépend fortement de la vitesse du vent.
- **désert** : ce dernier modèle convient aux régions arides et semi-arides (environ 30% des sols sur Terre). Le soulèvement et le transport du sable est fortement dépendant de la vitesse et de la direction du vent ; la taille et le type de particules aussi.

Les trois premières descriptions ont été pleinement intégrées dans ESAF. Du fait de sa complexité, le modèle *désert* n'a pas été introduit et ne sera pas considéré par la suite. On détaille à présent les caractéristiques de ces modèles.

#### Coefficients d'extinction, de diffusion et d'absorption

Sur un trajet de coordonnée curviligne  $s$ , la profondeur optique  $\delta$  se calcule à partir du coefficient d'extinction  $\beta_{ext}$  par la relation :

$$\delta = \int \beta_{ext}(s) ds \quad (5.11)$$

Les coefficients de diffusion  $\beta_{dif}$  et d'absorption  $\beta_{abs}$  sont définis de telle sorte que :

$$\beta_{ext} = \beta_{dif} + \beta_{abs} \quad (5.12)$$

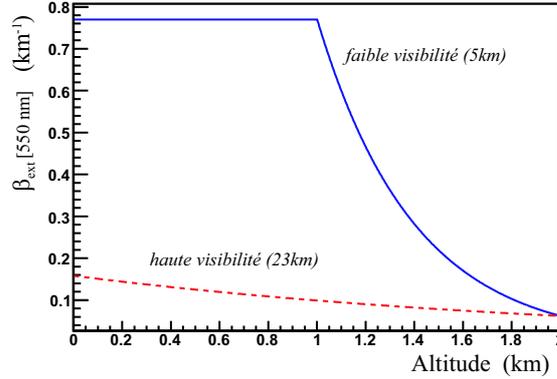


FIG. 5.5 – Fonction  $S(z)$  : dépendance avec l'altitude du coefficient d'extinction à  $550\text{ nm}$ , pour une faible et une haute visibilité

Dans le cas des modèles standard mentionnés précédemment, les propriétés des particules diffusantes restent inchangées avec l'altitude. Seule la densité de particules varie. Aussi, les variations des coefficients d'extinction  $\beta_{ext}$  et d'absorption  $\beta_{abs}$  avec l'altitude  $z$  et la longueur d'onde  $\lambda$  peuvent tous deux être décomposées en deux fonctions indépendantes  $S(z)$  et  $K(\lambda)$  :

$$\beta_{ext}(z, \lambda) = S(z)K_{ext}(\lambda) \quad (5.13)$$

$$\beta_{abs}(z, \lambda) = S(z)K_{abs}(\lambda) \quad (5.14)$$

$S$  et  $\beta$  sont exprimés en  $\text{km}^{-1}$  et  $K$  sans unité. Les fonctions  $S(z)$ ,  $K_{ext}$  et  $K_{abs}$  tabulées dans LOWTRAN 7 ont été introduites dans ESAF.

L'opacité des couches d'aérosols est caractérisée par la *visibilité* ( $Vis$ , en  $\text{km}$ ). Définie initialement comme la plus grande distance à laquelle l'oeil nu peut observer un objet sur fond d'horizon du ciel au niveau de la mer, ce critère subjectif a été remplacé par la relation :

$$Vis(\lambda = 550\text{ nm}) = \frac{3.912}{\beta_{ext}(0\text{ km}, 550\text{ nm}) + \beta_{Ray}}$$

avec  $\beta_{Ray} = 0.012\text{ km}^{-1}$ . Par l'intermédiaire de cette relation, la *visibilité définit la valeur du coefficient d'extinction au niveau du sol à  $550\text{ nm}$* . Les visibilités par défaut définies dans LOWTRAN 7 sont les suivantes<sup>2</sup> :  $5\text{ km}$  et  $23\text{ km}$  pour le modèle rural,  $5\text{ km}$  pour le modèle urbain et  $23\text{ km}$  pour le modèle maritime. Les deux valeurs par défaut de  $5\text{ km}$  et  $23\text{ km}$  sont représentatives des conditions de faible et haute visibilité respectivement.

Les modèles de LOWTRAN 7 de même visibilité présentent les mêmes dépendances  $S(z)$  des coefficients d'extinction et d'absorption avec l'altitude. Cette dépendance est représentée sur la figure 5.5, pour les deux conditions de faible ( $5\text{ km}$ ) et de haute visibilité ( $23\text{ km}$ ). La décroissance du coefficient d'extinction avec l'altitude est exponentielle, excepté dans le cas des faibles visibilités pour lesquelles  $S(z)$  est constant en-dessous de  $1\text{ km}$ .

<sup>2</sup>Dans LOWTRAN 7, les valeurs de visibilité peuvent être modifiées par l'utilisateur. Seules les visibilités par défaut ont été introduites dans ESAF.

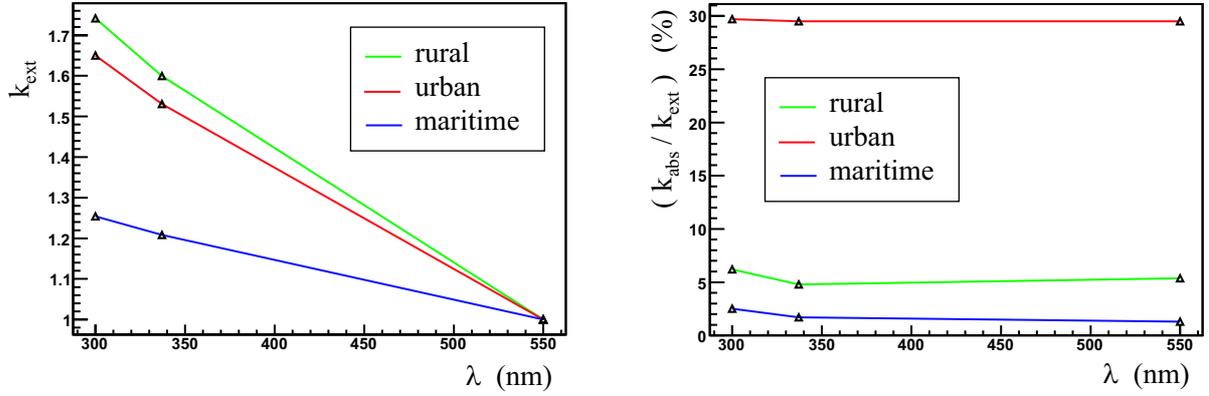


FIG. 5.6 – Fonctions  $K_{ext}(\lambda)$  et  $K_{abs}(\lambda)$  : dépendance des coefficients d’extinction et d’absorption avec la longueur d’onde, pour trois modèles standard d’aérosols (humidité relative 70%)

Les dépendances  $K_{ext}(\lambda)$  et  $K_{abs}(\lambda)$  des coefficients d’extinction et d’absorption avec la longueur d’onde sont représentées sur la figure 5.6. D’après les équations 5.13 et 5.14, ces fonctions sont indépendantes de l’altitude et vérifient :

$$K_{ext}(\lambda) = \frac{\beta_{ext}(\lambda)}{\beta_{ext}(550 \text{ nm})} \quad K_{abs}(\lambda) = \frac{\beta_{abs}(\lambda)}{\beta_{ext}(550 \text{ nm})}$$

La fonction  $K_{ext}(\lambda)$  est donc normalisée à 1 à  $550 \text{ nm}$ . Le rapport  $\frac{K_{abs}(\lambda)}{K_{ext}(\lambda)}$  est quasiment constant entre 300 et  $550 \text{ nm}$  : les contributions respectives de la diffusion et de l’absorption sont approximativement indépendantes de la longueur d’onde dans cet intervalle. Les coefficients d’extinction des modèles *rural* et *urbain* présentent les plus grandes dépendances avec la longueur d’onde. La différence majeure entre ces deux modèles est une absorption nettement supérieure dans le cas des aérosols d’origine anthropique.

### Transmission verticale

On s’intéresse maintenant à la transmission à travers les couches d’aérosols d’un faisceau vertical dirigé vers le haut. La transmission  $T$  est calculée à partir de la profondeur optique  $\delta$  (éq. 5.11) selon la relation  $T = e^{-\delta}$ . Les évolutions de la transmission en fonction de l’altitude de la source et de la longueur d’onde sont présentées sur la figure 5.7, pour les différents modèles. A longueur d’onde fixée, le profil de transmission est déterminé par les variations de  $S(z)$ . Cette fonction étant la même pour les modèles de même visibilité, les profils de transmission sont similaires pour “rural 5 km” et “urbain 5 km” d’une part, “rural 23 km” et “maritime 23 km” d’autre part. Quelque soit le modèle, la transmission dans les couches d’aérosols dépend peu de la longueur d’onde, contrairement à la diffusion rayleigh.

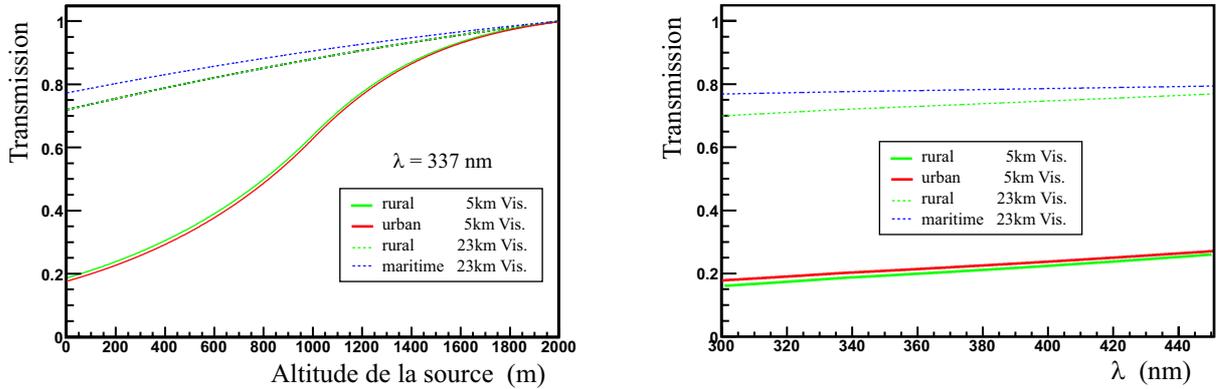


FIG. 5.7 – Transmission verticale à travers les couches d'aérosols, localisées entre 0 et 2 km, pour différents types de modèles : (*gauche*) profil vertical de transmission ; (*droite*) spectre en longueur d'onde de la transmission entre 0 et 2 km

### Fonction de phase

Pour les trois modèles *rural*, *urbain* et *maritime*, les fonctions de phase de LOWTRAN 7, tabulées à différentes longueurs d'onde, sont représentées figure 5.8. Normalisées à 1 par intégration sur l'angle solide, elles sont symétriques en  $\varphi$  et fortement anisotropes en  $\theta$  (angles définis sur le schéma 5.1). Les trois fonctions de phase sont peu dépendantes de la longueur d'onde entre 300 et 550 nm.

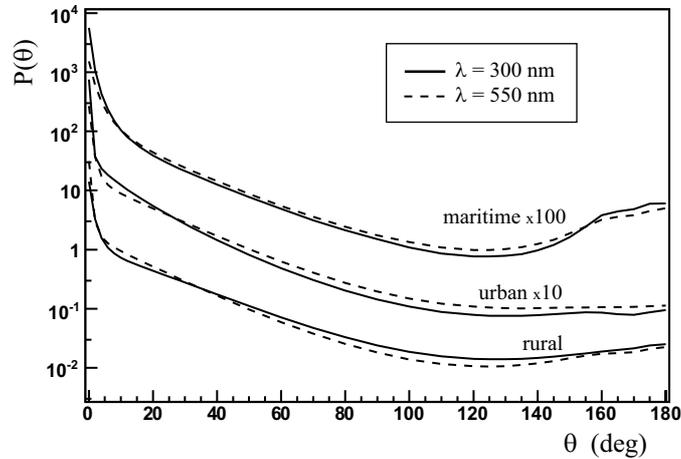


FIG. 5.8 – Fonctions de phase normalisées, pour trois modèles standard d'aérosols

On notera enfin que les propriétés optiques des aérosols dépendent de l'humidité : la vapeur d'eau se condense en effet sur les particules en suspension et altère ainsi leur taille et leur indice de réfraction. Les caractéristiques que l'on a présentées dans cette section sont valables pour une humidité relative de 70%. Dans ESAF, les propriétés optiques des aérosols ont été introduites pour une valeur constante de l'humidité relative (70%), et la diffusion des photons est traitée indépendamment de l'humidité locale<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>les anciennes versions de LOWTRAN procédaient de la sorte

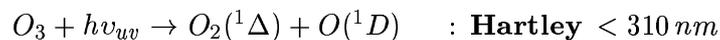
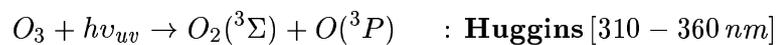
Par ailleurs, les couches d'aérosols introduites dans ESAF sont limitées aux altitudes inférieures à  $2\text{ km}$ . A plus haute altitude, les aérosols présents dans la troposphère (de  $2$  à  $10\text{ km}$ ) et dans la stratosphère (de  $10$  à  $30\text{ km}$ ) correspondent à des conditions de visibilité extrêmement claires [150]. Ceux-ci ne seront pas considérés par la suite.

Les aérosols sont principalement situés dans les basses couches de l'atmosphère, à des altitudes inférieures à  $2\text{ km}$ . Ils ne devraient pas affecter de manière significative la transmission des photons de fluorescence émis par les gerbes, sauf dans le cas des gerbes verticales qui atteignent leur maximum de développement à basse altitude. Quant au rayonnement Cerenkov détecté après sa réflexion au sol, il traverse par deux fois les basses couches de l'atmosphère et son intensité est susceptible d'être fortement atténuée par la présence d'aérosols.

#### 5.1.4 Absorption moléculaire

Parmi toutes les molécules composant l'atmosphère, deux sont susceptibles d'interagir avec les ultra-violets : le dioxygène  $O_2$  et l'ozone  $O_3$ . La dissociation du dioxygène par les UV est décrite par le *système de bandes de Schumann-Runge* ( $175\text{-}200\text{ nm}$ ) et le *continuum d'Herzberg* ( $200\text{-}270\text{ nm}$ ) [150]. Ainsi, cette molécule ne contribue pas à l'absorption dans l'intervalle de longueur d'onde compris entre  $300$  et  $450\text{ nm}$ .

Le continuum d'absorption de l'ozone est constitué de deux systèmes de bandes, qui diffèrent par les états excités de l'atome et de la molécule d'oxygène produits par la dissociation de l'ozone :



Le premier système dépend fortement de la température et son spectre présente une structure en bande clairement visible (figure 5.10 (droite)). Le système de Hartley ne présente pas une telle structure, et la section efficace d'absorption qui lui est associée est plus importante que celle du système de Huggins. Elle se traduit par une forte atténuation des photons de longueur d'onde inférieure à  $300\text{ nm}$  qui traversent la couche d'ozone.

#### Profil d'ozone

A partir de mesures par satellites, le modèle d'atmosphère US-Standard et ses compléments fournissent l'évolution avec l'altitude du rapport de mélange de l'ozone  $R_{O_3,ppmv}$ , exprimé en *partie par million en volume* (ppmv). Le rapport de mélange est défini comme le rapport entre la pression partielle de l'ozone et la pression totale, et la loi des gaz parfaits permet de calculer la densité volumique  $\rho_{O_3}$  de l'ozone à partir de la densité volumique  $\rho_{air}$  de l'air :

$$\rho_{O_3} = R_{O_3ppmv} \times 10^{-6} \times \rho_{air} \quad (5.15)$$

Les profils du rapport de mélange  $R_{O_3ppmv}$  des modèles standard d'atmosphère sont représentés sur la figure 5.9 (gauche).

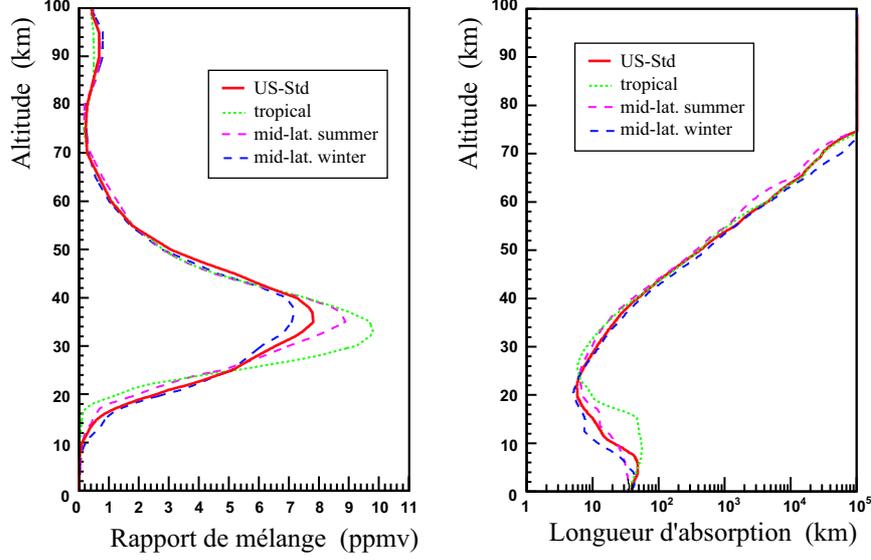


FIG. 5.9 – (gauche) Profils verticaux du rapport de mélange de l’ozone pour l’atmosphère US-Standard et ses compléments ; (droite) Profil vertical de la longueur d’absorption de l’ozone

### Longueur d’absorption

Les sections efficaces d’absorption de l’ozone tabulées de LOWTRAN 7 ont été introduites dans ESAF. Outre les travaux d’Huggins et Hartley, ces valeurs tabulées incluent les résultats d’autres expériences de mesure, notamment celles relatives à la dépendance quadratique de la section efficace avec la température [154] :

$$\sigma_{abs}(\lambda, T) = C_0(\lambda) \cdot \left( 1 + C_1(\lambda) \times (T - T_0) + C_2(\lambda) \times (T - T_0)^2 \right)$$

où  $T_0 = 273 K$ . Les coefficients  $C_i$  ont été déterminés par un ajustement aux mesures et sont dépendants de la longueur d’onde.

A une altitude fixée, la longueur d’absorption de l’ozone  $L_{absO_3}$  dépend de la densité volumique  $\rho_{O_3}$  de molécules  $O_3$  et de la section efficace  $\sigma_{absO_3}$  :

$$\frac{1}{L_{absO_3}} = \beta_{absO_3}(h, \lambda) = \rho_{O_3}(h) \times \sigma_{absO_3}(\lambda) \quad (5.16)$$

D’après l’équation 5.15, on peut exprimer la longueur d’absorption en fonction du rapport de mélange :

$$\frac{1}{L_{absO_3}} = \beta_{absO_3}(h, \lambda) = R_{O_3ppmv}(h) \times 10^{-6} \times \rho_{air}(h) \times \sigma_{absO_3}(\lambda) \quad (5.17)$$

Les effets convolués du profil d’ozone, de la densité de l’air et de la section efficace sur la longueur d’absorption sont représentés figure 5.9 : c’est entre 10 et 30 km que l’ozone absorbe le plus les ultra-violets, avec un maximum à 20 km. Il faut noter qu’aux abords des zones industrielles, la densité d’ozone peut varier d’un facteur 100 au niveau du sol.

### Transmission verticale

Afin d’étudier les caractéristiques de la transmission associée à l’absorption des photons par la

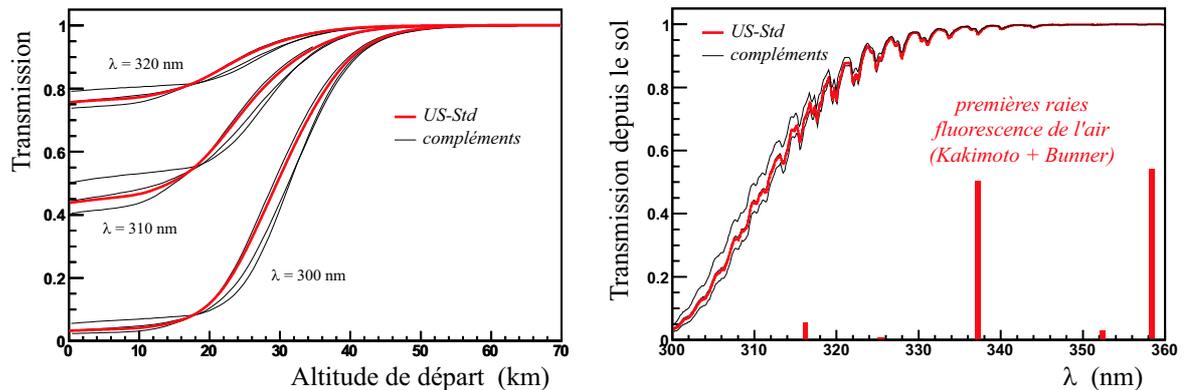


FIG. 5.10 – (*gauche*) Transmission verticale à travers la couche d’ozone en fonction de l’altitude de la source pour différentes longueur d’onde (Us-Standard et compléments); (*droite*) Spectre en longueur d’onde de la transmission à travers la couche d’ozone pour une source située au niveau de la mer. Les premières raies de l’émission de fluorescence dans l’air sont superposées sur la figure (unité arbitraire, spectre en longueur d’onde déduits des mesures de Kakimoto complétées des raies de Bunner)

couche d’ozone, on place une source lumineuse dans l’atmosphère, monodirectionnelle et dirigée verticalement vers le haut. On calcule alors la transmission entre l’altitude de la source et le sommet de l’atmosphère. Les dépendances de la transmission en fonction de l’altitude de la source et de la longueur d’onde sont tracées sur la figure 5.10, pour l’atmosphère US-Standard et ses compléments. L’absorption des photons par l’ozone devient significative pour des longueurs d’onde inférieures à  $330\text{ nm}$ . A  $300\text{ nm}$ , 95% des photons sont absorbés. Les différences entre les transmissions calculées avec l’atmosphère US-Standard et celles obtenues avec les compléments du modèle<sup>4</sup> sont relativement faibles. Elles sont typiquement inférieures à 10%.

Le spectre d’émission de fluorescence, déduit des mesures de Kakimoto et complété des raies de Bunner (section 4.1.2.2), est superposé au spectre d’absorption de l’ozone. Les raies les plus intenses ne sont pas affectées par l’ozone. Seule la raie à  $316\text{ nm}$  est atténuée d’environ 60%. Sa contribution à l’intensité totale du rayonnement de fluorescence dans l’ultra-violet étant d’environ 4%, l’ozone n’a que peu d’effet sur l’atténuation du signal de fluorescence émis par les gerbes.

A l’inverse, à sa remontée vers le télescope, le rayonnement Cerenkov réfléchi au sol devrait être fortement atténué par la couche d’ozone, d’autant plus que le spectre d’émission varie avec l’inverse du carré de la longueur d’onde.

### 5.1.5 Réfraction

L’indice optique de l’air varie en fonction de l’altitude. En négligeant l’effet de l’humidité, on a montré qu’il évolue selon le profil de densité (équation 5.5). Dans ces conditions et sous l’effet de la réfraction, les rayons lumineux sont courbés vers les zones d’indice plus élevé. On étudie ici l’effet de la réfraction sur la simulation du transfert radiatif et la capacité d’un détecteur spatial à localiser une source lumineuse, la rotondité de la Terre étant prise en compte dans les calculs. La figure 5.11 illustre les deux types de considération. Le *cas 1* permet d’étudier l’influence de

<sup>4</sup>on notera que le modèle d’atmosphère MSISE ne fournit pas les caractéristiques de la couche d’ozone

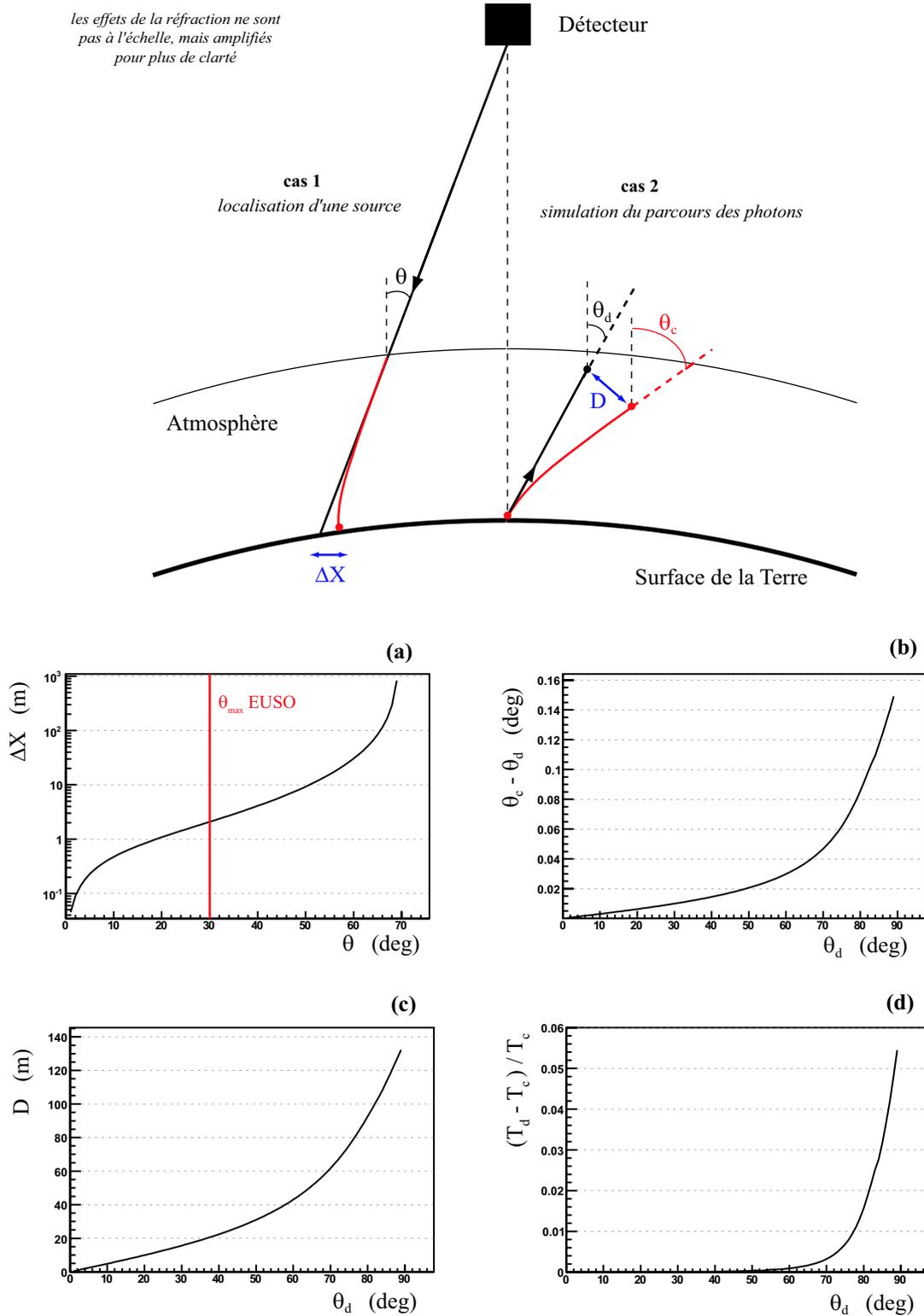


FIG. 5.11 – Réfraction des photons dans l'atmosphère :

- *cas 1* : Effet de la réfraction sur la capacité d'un télescope spatial à localiser une source lumineuse dans l'atmosphère : (a) Erreur de localisation de la source en fonction de l'angle d'incidence des photons sur la lentille du télescope.
- *cas 2* : Effet de la réfraction sur la simulation du parcours des photons, pour un trajet de 100 km à partir du sol : (b) Ecart angulaire à la fin des parcours en fonction de l'angle zénithal à l'émission  $\theta_d$  ; (c) Evolution avec  $\theta_d$  de la distance entre les positions finales des trajets droits et courbés ; (d) Erreur relative sur le calcul de la transmission rayleigh entre les trajets droit et courbé ( $\lambda = 300 \text{ nm}$ ). Sur la figure, les indices "c" et "d" signifient respectivement courbé et droit selon qu'on prenne ou non en compte la réfraction

la réfraction sur la localisation d'une source lumineuse par un télescope spatial. Le cas 2 permet d'estimer l'impact de la réfraction sur le calcul de la trajectoire et de la transmission des photons.

### Effet sur la localisation d'une source lumineuse

On considère un photon incident sur la lentille du télescope avec un angle  $\theta$  (schéma de gauche de la figure 5.11), et on reconstruit la trajectoire du photon dans l'atmosphère en prenant ou non en compte l'effet de la réfraction. La distance  $\Delta X$  entre les points d'impact au sol des trajectoires rectiligne et courbée est représentée en fonction de  $\theta$  sur la figure (a). Le gradient d'indice étant plus fort à basse altitude, la courbure du rayon lumineux n'est significative que dans les basses couches de l'atmosphère. Aussi, pour un trajet peu incliné par rapport au zénith, la courbure de la trajectoire n'est effective que sur de courtes distances. Pour une direction d'incidence des photons sur la lentille inférieure à  $30^\circ$  (champ de vue de EUSO), la distance  $\Delta X$  est inférieure à  $3\text{ m}$ , et reste négligeable devant la surface couverte au sol par un pixel du détecteur EUSO ( $800\text{ m}$  au nadir).

### Effet sur la simulation du parcours des photons

On considère un photon émis depuis le sol avec un angle zénithal  $\theta_d$ , et on simule la trajectoire qu'il parcourt dans l'atmosphère sur une distance de  $100\text{ km}$ , en prenant ou non en compte l'effet de la réfraction. On étudie quel est l'impact de la courbure de la trajectoire sur la direction et la position du photon à la fin du parcours, ainsi que sur le calcul de la transmission associée à la diffusion rayleigh.

La courbe (b) de la figure 5.11 représente l'écart angulaire entre les trajectoires droite et courbée à la fin du parcours. L'écart angulaire atteint le dixième de degré pour des angles d'émission supérieur à  $80^\circ$ , et ne dépasse pas  $0.15^\circ$  même pour une trajectoire horizontale. La courbe (c) représente la distance entre les positions finales du photon calculées selon que la trajectoire soit droite ou courbée. Cette distance reste inférieure à  $150\text{ m}$  quelque soit l'angle d'émission du photon. La courbe (d) représente l'écart relatif  $\frac{T_d - T_c}{T_c}$  entre la transmission  $T_d$  calculée selon une trajectoire rectiligne et la transmission  $T_c$  calculée selon la trajectoire courbée. La réfraction courbe la trajectoire des photons vers les zones plus denses de l'atmosphère, et c'est la raison pour laquelle le trajet rectiligne surestime la transmission. Pour un angle d'émission inférieur à  $80^\circ$ , l'écart est inférieur à 1%. Pour les trajets les plus inclinés, il peut atteindre un peu plus de 5%.

En définitive, l'effet de la réfraction sur la simulation du parcours des photons reste relativement faible. Pour des calculs plus simples et plus rapides, la simulation du transfert radiatif dans ESAF ne tient pas compte de la réfraction des photons dans l'atmosphère.

#### 5.1.6 Réflexion à la surface de la Terre

Pour une détection spatiale des RCUHE en mode monoculaire, une référence en altitude est nécessaire pour reconstruire la trajectoire des gerbes atmosphériques. Le rayonnement Cerenkov réfléchi à la surface de la Terre indique l'impact de la gerbe au sol et fournit ainsi cette référence en altitude. L'intensité de ce signal réfléchi dépend directement de la réflectivité des sols. La majeure partie des photons qui atteignent le sol sont absorbés, et seule une faible fraction d'entre eux sont effectivement réfléchis. Pour être détectés par le télescope, les photons doivent être réfléchis dans sa direction. Aussi, la distribution angulaire des photons réfléchis doit aussi être prise en compte si l'on souhaite estimer l'intensité du signal détectable par le télescope.

### Généralités

La réflectivité dépend du type et de l'état de surface des sols (ou des océans). Elle est décrite par la *Bidirectional Reflectance Distribution Function* (BRDF), définie par la relation :

$$BRDF(\lambda; \theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{L(\lambda; \theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)}{E(\lambda; \theta_i, \varphi_i)} \quad (5.18)$$

$L$  étant la luminance réfléchie et  $E$  l'éclairement incident. Les angles  $\theta_i$ ,  $\varphi_i$ ,  $\theta_r$  et  $\varphi_r$  sont représentés sur la figure 5.12(a). Une surface est dite *lambertienne* si la luminance réfléchie est indépendante de la direction de renvoi  $(\theta_r, \varphi_r)$ . L'*albédo* est l'intégrale de l'intensité réfléchie dans l'hémisphère supérieur. L'albédo représente la fraction du flux incident qui est effectivement réfléchi. Le reste est absorbé. Une surface lambertienne d'albédo égal à un est un *diffuseur parfait*.

Les propriétés optiques d'une surface dépendent de sa nature (type de végétation, type de sols, neige, océans) et de sa topologie (forêt d'époux ou de feuillus, état de surface des océans). On distinguera par la suite deux types de réflexion : la réflexion lambertienne et la réflexion spéculaire. La première caractérise les sols de topologie homogène et la seconde caractérise la réflectivité des mers et des océans. La réflexion spéculaire s'apparente à la réflexion sur un miroir. La distribution d'intensité est piquée dans la direction symétrique à la direction incidente (figure 5.12.(b)). Dans le cas des océans, la largeur du pic spéculaire dépend de l'état de surface de l'eau. Plus la surface de l'eau est lisse et plus le pic spéculaire est haut et étroit. La réflectivité des océans dépend ainsi de la vitesse du vent. ESAF intègre les deux types de réflexion, lambertienne et spéculaire, et la BRDF  $y$  est considérée indépendante de la longueur d'onde.

### Réflexion spéculaire dans ESAF

Le mode de réflexion spéculaire a été introduit de manière simplifiée dans ESAF. Dans le plan principal, le pic spéculaire est une gaussienne. Deux largeurs du pic sont disponibles ; elles correspondent à deux valeurs de la vitesse du vent : 2 et 9  $m.s^{-1}$ . Les deux configurations introduites dans ESAF sont représentées sur la figure 5.12.(b). Elles reproduisent de manière qualitative les mesures de la réflectance de l'océan Atlantique, effectuées en avion aux abords des côtes de l'état de Virginie et publiées par Gatebe et al. [155]. Le pic le plus haut et le plus étroit correspond à une vitesse du vent de 2  $m.s^{-1}$ . L'amplitude du pic spéculaire est réduite d'environ un facteur 5 pour une vitesse du vent de 9  $m.s^{-1}$ . Autour du pic spéculaire, sur un intervalle allant de 40° à 60° selon la vitesse du vent, les valeurs de réflectance sont nettement supérieures à celle de la réflexion lambertienne. En-dehors de cet intervalle centré sur le pic, la réflectance devient inférieure au cas lambertien. Comme l'indiquent les représentations en coordonnées polaires (figures 5.12.(c) et (d)), dans ESAF la réflectance est considérée symétrique autour de la direction de réflexion correspondant au maximum du pic spéculaire dans le plan principal. Cette symétrie constitue une approximation raisonnable pour des directions d'incidence et de réflexion peu inclinées par rapport au vecteur normal à la surface.

### Expérience ULTRA

L'expérience *ULTRA* (*UV Light Transmission and Reflection in the Atmosphere*) [156] a été conçue dans le cadre du projet EUSO pour étudier la possibilité de détecter depuis l'espace le Cerenkov émis par les gerbes atmosphériques et réfléchi à la surface de la Terre. Le dispositif expérimental est composé de trois instruments situés au sol. Le principe d'ULTRA repose sur la

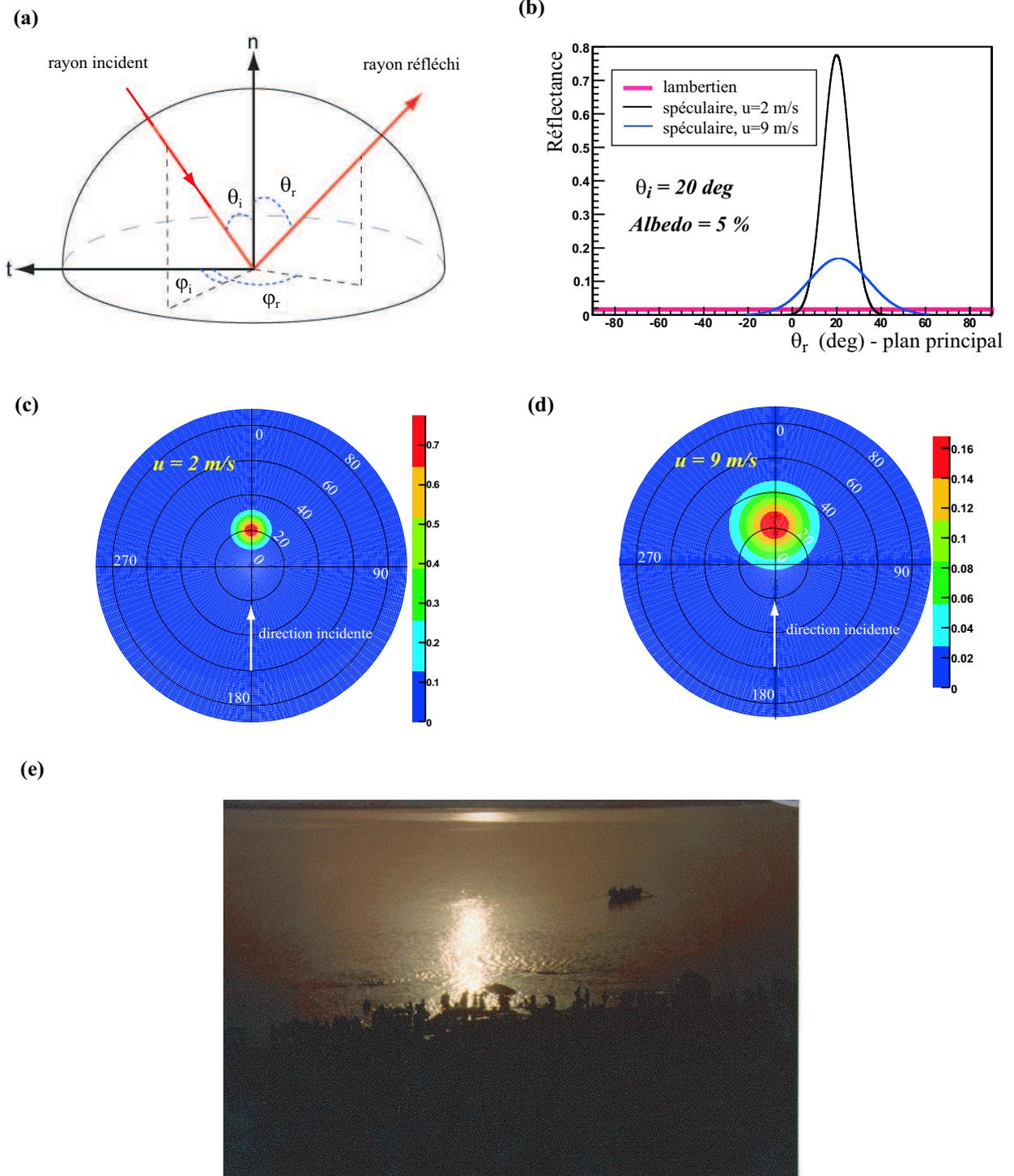


FIG. 5.12 – Réflexion de la lumière sur les océans - Cas d'un rayon lumineux incident à  $20^\circ$  : (a) Schéma de principe de la réflexion ; (b) Réflectance dans le plan principal, comparaison entre réflexion lambertienne et spéculaire ; (c)-(d) BRDF en coordonnées polaires, la coordonnée radiale représentant  $\theta_r$  et l'angle polaire,  $\varphi_r$  ; (e) Réflexion spéculaire du soleil sur l'eau (*sun glint*), le reflet du soleil est déformé par l'état de surface de l'eau. Les figures (b), (c) et (d) illustrent l'effet de la vitesse du vent  $u$  sur la BRDF (voir le texte pour plus de précisions)

détection simultanée du flux direct de photons Cerenkov émis par les gerbes et du flux réfléchi par le sol. Un réseau de 5 scintillateurs (*ETscope*) détectent les particules de la gerbe à leur arrivée au sol et déclenchent l'acquisition. L'analyse des données de l'ETscope permet aussi d'estimer l'énergie du primaire. La surface du réseau est de l'ordre de  $2500\text{ m}^2$  (carré d'environ  $50\text{ m}$  de côté) et la gamme d'énergie couverte est comprise entre  $10^{14}$ - $10^{16}\text{ eV}$ . Deux couples de détecteurs Cerenkov à grand angle d'ouverture (*Belenos*), situés au centre du réseau, pointent au zénith et au nadir pour observer le rayonnement Cerenkov incident et réfléchi. Le dernier instrument est un télescope UV de petit champ de vue (*UVscope*), situé en-dehors du réseau et pointant vers son centre. Il détecte le Cerenkov réfléchi, et fournit une mesure plus précise du coefficient de réflexion.

Plusieurs campagnes de mesures ont eu lieu en France sur sols durs pour calibrer les différentes instruments (Mont-Cenis en 2002 et 2003, LPSC 2004). La dernière campagne d'ULTRA s'est tenue à Capo Granitola en Italie (Mai 2005). Le réseau a été installé au bord d'un petit port, autour de l'eau. Un scintillateur ainsi que les Belenos ont été installés à bord d'un flotteur sur l'eau au centre du réseau. Les résultats préliminaires de cette campagne [157] indiquent que l'albédo de la surface de l'eau est de l'ordre de 2 à 5%, valeur compatible avec celles présentées en section 2.3.4.

Seule une faible fraction des photon Cerenkov émis par les gerbes atmosphériques sont réfléchis par la surface de la Terre. Cette fraction est déterminée par l'albédo du sol. L'intensité du signal détectable par le télescope dépend par ailleurs de la distribution angulaire des photons réfléchis. Au-dessus des mers et des océans, la forte anisotropie de cette distribution devrait se traduire par une forte dépendance de l'intensité du signal avec la direction d'incidence de la gerbe et la position de son impact dans le champ de vue du télescope.

## 5.1.7 Transfert radiatif et détection spatiale des rayons cosmiques

### 5.1.7.1 Composantes du signal associé à une gerbe

Les particules chargées des gerbes atmosphériques génèrent sur leur passage des photons de fluorescence et Cerenkov. Ces photons se propagent dans l'atmosphère et un certain nombre d'entre eux atteignent la lentille du télescope spatial, directement après leur émission ou à la suite de diffusions sur les composants de l'atmosphère. On définit ici les termes qui seront utilisés par la suite pour désigner les différentes composantes du signal observables par un télescope spatial. On présentera quelques exemples de signaux en sections 5.2 et 5.3, après avoir décrit les algorithmes développés pour simuler la propagation des photons dans l'atmosphère.

#### Fluorescence directe

On désigne par le terme *photons directs* les photons qui atteignent le télescope sans avoir été diffusés. Les gerbes initiées par des noyaux ou des gammas étant dirigés vers le sol, *il n'y a pas de Cerenkov direct dans le cas de la détection spatiale*<sup>5</sup>, et seule la fluorescence est susceptible d'être détectée de cette manière. On appelle cette composante la **fluorescence directe**. C'est la composante fondamentale du signal, directement reliée au profil longitudinal de la gerbe.

<sup>5</sup>Certains événements neutrinos pourraient être dirigés vers le détecteur ("gerbe ascendante") et donner lieu à un signal *Cerenkov direct*. On ne considérera pas cette situation par la suite.

### Cerenkov réfléchi au sol

Les photons Cerenkov sont fortement focalisés le long de l'axe de la gerbe. Ils se propagent de manière cohérente en espace et en temps avec le front de particules de la cascade. Leur impact au sol coïncide donc en position et en temps avec celui de la gerbe. Si l'on connaît l'altitude de la surface de la Terre au niveau de l'impact, la détection des photons Cerenkov réfléchis fournit par conséquent une référence absolue en position. On appelle cette seconde composante du signal le **Cerenkov réfléchi au sol**. Par la suite, on réserve cette dénomination aux photons Cerenkov qui sont détectés après n'avoir subi *qu'une seule* interaction (avec le sol) durant leur propagation.

On appelle *signal de base* la somme des deux composantes "fluorescence directe" et "Cerenkov réfléchi au sol".

### Photons diffusés

Les photons de fluorescence et Cerenkov peuvent aussi être détectés après diffusion. On regroupe ces photons sous le terme de **composante diffusée**. Bien que le Cerenkov réfléchi au sol, défini précédemment, résulte de la diffusion des photons sur la surface de la Terre, on le distinguera de ce que l'on appelle ici la composante diffusée. Dans les toutes premières phases du projet EUSO, la composante diffusée n'étaient pas considérée comme exploitable. Susceptible de déformer le signal de base, elle peut au contraire dégrader la qualité des mesures. On verra néanmoins qu'en présence de nuages et d'aérosols, les photons multi-diffusés sur ces milieux optiquement épais peuvent aussi constituer un signal exploitable (section 6.3).

Les photons diffusés peuvent être classés selon deux critères :

- *le nombre d'interactions  $N_{inter}$*  avec les composants de l'atmosphère et la surface de la Terre : on distinguera notamment les photons simplement diffusés ( $N_{inter} = 1$ ) des photons multi-diffusés ( $N_{inter} > 1$ ),
- *le type de la dernière interaction* : les photons diffusés sur les molécules d'air, les aérosols, les nuages et la surface de la Terre seront qualifiés respectivement de "rayleigh", "aérosol", "nuage" et "réfléchi".

#### 5.1.7.2 Transmission du signal et spécificité de la détection spatiale

Contrairement à un détecteur de fluorescence au sol, la transmission varie relativement peu dans le champ de vue d'un télescope spatial. On quantifie ici cette variation, et l'on étudie quelles sont les conséquences d'une erreur en altitude sur l'estimation de la transmission.

#### Variation de la transmission dans le champ de vue du télescope

On considère une source lumineuse émettant des photons distribués en longueur d'onde selon le spectre de fluorescence, variant avec l'altitude, déduit des mesures de Kakimoto et complété des raies de Bunner (section 4.1.2.2). La transmission verticale jusqu'au sommet de l'atmosphère, calculée en conditions de ciel clair<sup>6</sup> (atmosphère US-Standard), est tracée sur la figure 5.13 (gauche) en fonction de l'altitude d'émission des photons. Les altitudes moyennes du maximum de développement des gerbes ( $E = 10^{20}$  eV) sont superposées à la figure pour trois valeurs de l'angle zénithal. Sur l'intervalle en altitude où se développent la majeure partie des gerbes, la transmission varie

---

<sup>6</sup>pas de nuages, ni d'aérosols

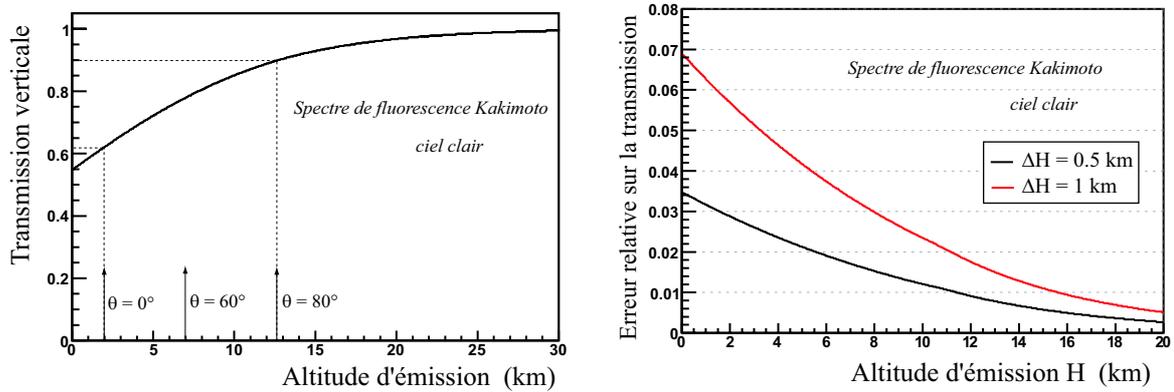


FIG. 5.13 – (*gauche*) Transmission verticale des photons de fluorescence jusqu'au sommet de l'atmosphère en fonction de l'altitude d'émission (atmosphère US-Standard, fluorescence Kakimoto). L'altitude moyenne du maximum de développement des gerbes ( $E = 10^{20} \text{ eV}$ ) est indiquée pour 3 valeurs de  $\theta$ ; (*droite*) Erreur relative sur la transmission verticale de la fluorescence (Kakimoto) induite par une erreur sur l'estimation de l'altitude d'émission

d'environ un facteur 1.5 . C'est relativement faible par rapport à la détection de la fluorescence au sol, pour laquelle la transmission peut varier de plus d'un ordre de grandeur avec la distance gerbe-détecteur.

Outre l'altitude d'émission, la transmission dépend aussi de la position de la source dans le champ de vue. Pour une source repérée depuis le télescope par un angle  $\theta_{det}$  avec l'axe optique, la transmission des photons dans l'atmosphère se fait selon une trajectoire inclinée d'angle  $\theta_{det}$ . En négligeant la sphéricité de la Terre, la transmission  $T$  selon la trajectoire inclinée se déduit de la transmission  $T_v$  considérée verticalement par la relation :

$$T = (T_v) \frac{1}{\cos \theta_{det}} \quad (5.19)$$

Le champ de vue du télescope conçu pour EUSO est défini de telle sorte que  $\theta_{det}$  soit inférieur à  $30^\circ$ . Pour une source située au niveau de la mer, la transmission en bord de champ de vue ( $\theta_{det} = 30^\circ$ ) est de 0.50, soit 10% plus faible qu'au nadir (0.55 pour un spectre d'émission de type Kakimoto). Cela reste faible par rapport à la détection de la fluorescence au sol, pour laquelle la transmission peut varier de plus d'un facteur 2 avec l'angle  $\theta_{det}$  pour des gerbes situées à grande distance du détecteur.

### Conséquences d'une erreur en altitude sur l'estimation de la transmission

Pour inférer l'intensité du rayonnement de fluorescence émis par les gerbes à partir du signal détecté par le télescope, l'atténuation de l'intensité du flux suite au parcours des photons dans l'atmosphère doit être prise en compte. Si l'altitude d'émission des photons est reconstruite de manière imprécise, cette erreur se répercute sur l'estimation de la transmission. La figure 5.13 (droite) présente l'erreur relative sur l'estimation de la transmission induite par une erreur sur l'altitude d'émission. La transmission est calculée pour le spectre de fluorescence déduit des mesures de Kakimoto. Au niveau de la mer, si l'altitude est surestimée de  $1 \text{ km}$ , la transmission est

surestimée de 7%. Pour une altitude d'émission à 10 km, la même erreur sur l'altitude implique une erreur inférieure à 3% sur la transmission.

Les modèles nécessaires aux calculs de la diffusion et de l'absorption des photons dans l'atmosphère et à la surface de la Terre ont été introduits dans ESAF pour simuler la propagation des photons émis par les gerbes atmosphériques. Le terme "*condition de ciel clair*" désignera par la suite la situation où seules la diffusion rayleigh, l'absorption par l'ozone et la réflexion au sol peuvent affecter le parcours des photons durant leur propagation.

En condition de ciel clair, la transmission dépend relativement peu des conditions atmosphériques, augmente faiblement avec l'altitude, et varie peu dans le champ de vue du télescope. Une erreur de 1 km sur l'altitude d'émission des photons se traduit par une erreur inférieure à 7% sur la transmission considérée verticalement.

Les nuages sont susceptibles de masquer tout ou une partie du développement de la gerbe. La présence d'aérosols devraient affecter de manière marginale la transmission des photons de fluorescence de leur point d'émission jusqu'au télescope. L'intensité du Cerenkov réfléchi devrait à l'inverse être fortement atténué par les couches d'aérosols.

Les différents types d'interaction ayant été décrits, on s'intéresse à présent aux algorithmes de propagation des photons. Le nombre de photons de fluorescence et Cerenkov produits par une gerbe de  $10^{20}$  eV est de l'ordre de quelques  $10^{15}$ . Il n'est donc pas possible de simuler leur propagation dans l'atmosphère au moyen d'un programme Monte-Carlo standard : traiter tous les photons les uns après les autres nécessiterait une puissance de calcul nettement supérieure à celle des ordinateurs actuels. Les deux prochaines sections sont consacrées aux algorithmes développés en réponse à cette problématique pour simuler les caractéristiques du signal lumineux collecté par la lentille du télescope.

## 5.2 Algorithme de propagation par paquets

Un premier code de propagation a été implémenté dans ESAF. Son principe est de regrouper les photons par paquets et de discrétiser la simulation de leur transfert dans l'atmosphère (figure 5.15). On appelle cet algorithme *la propagation par paquets*. Les paquets sont formés en discrétisant la distribution longitudinale des photons émis selon l'axe de la gerbe (chapitre 4). A chaque pas, deux paquets sont générés, un pour la fluorescence, un autre pour le Cerenkov. Chaque paquet est caractérisé par une position et une direction moyenne<sup>7</sup>. A chacun des paquets sont associées à un certain nombre de distributions, caractéristiques des photons à l'émission : distribution longitudinale à l'intérieur du pas, distributions latérale et angulaire par rapport à l'axe de la gerbe, et spectre en longueur d'onde.

Dans cette section, on décrit dans un premier temps la méthode développée pour simuler les deux composantes du signal de base - fluorescence directe et Cerenkov réfléchi au sol - ainsi que

<sup>7</sup>une direction moyenne pour le Cerenkov uniquement, la fluorescence étant émise de manière isotrope

la diffusion simple des photons Cerenkov sur les molécules de l'air. Un exemple de signal associé à une gerbe en condition de ciel clair et simulé par cette méthode est ensuite présenté. Dans un troisième temps, on décrit le traitement simplifié de la diffusion multiple du Cerenkov dans les nuages utilisé par l'algorithme de propagation des paquets, ainsi qu'un exemple de signal associé. Les limites de la propagation par paquets sont présentées en fin de section.

### 5.2.1 Fluorescence directe

On s'intéresse dans un premier temps à la fluorescence directe, composante fondamentale du signal de base. Chaque paquet  $p$  contient une certaine quantité  $N_{p,paquet}$  de photons. La fluorescence étant émise de manière isotrope, le nombre de photons  $N_{p,\Omega}$  compris dans l'angle solide  $\Omega_{det}$  du télescope vérifie :

$$N_{p,\Omega} = Poisson(N_{p,paquet} \times \Omega_{det}) \quad (5.20)$$

avec  $\Omega_{det} = \frac{S_{det}}{D^2}$ ,  $S_{det}$  étant la surface projetée de la lentille du télescope et  $D$  la distance entre le télescope et la position moyenne du paquet. La loi de Poisson est ici l'approximation de la loi binomiale dans le cas d'un grand nombre d'éléments et d'une très faible probabilité. Ainsi, l'ensemble des paquets produit un nombre :

$$N_{\Omega} = \sum_p N_{p,\Omega}$$

de photons dirigés vers le télescope.

Dans la configuration définie pour EUSO, le terme d'angle solide est très faible (environ  $10^{-11}$  sr), et ces photons sont suffisamment peu nombreux (quelques milliers) pour être propagés les uns après les autres : on les qualifie de *photons individuels*. Ils sont répartis en temps, position et longueur d'onde selon les distributions associées au paquet dont ils sont originaires. La transmission depuis leur point d'émission jusqu'au télescope est calculée en tenant compte de toutes les interactions susceptibles d'affecter leur parcours dans l'atmosphère (section 5.1). Pour chacun des photons, on détermine alors de manière aléatoire s'il est effectivement transmis jusqu'à la lentille du télescope.

### 5.2.2 Diffusion simple et réflexion du Cerenkov

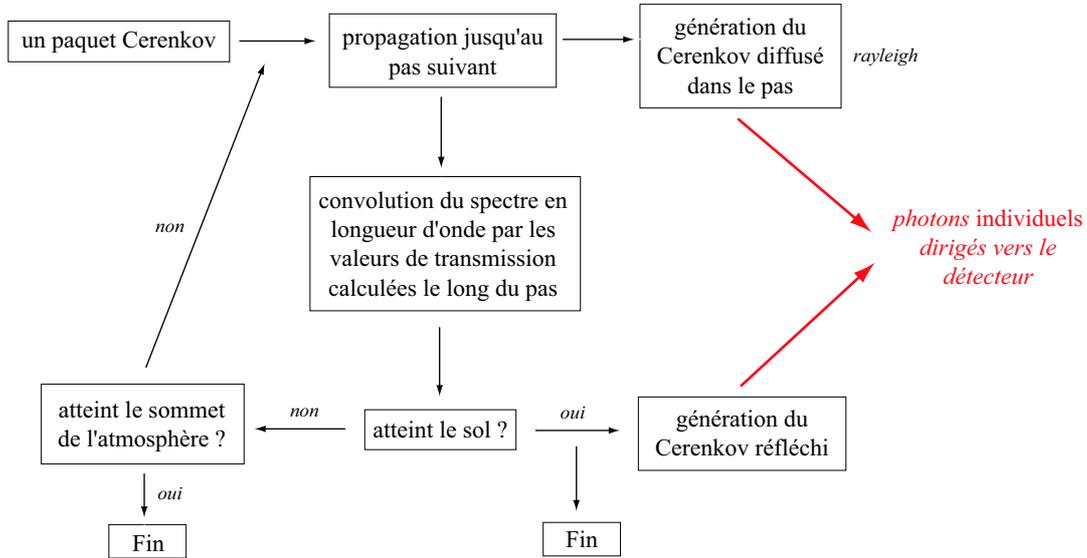
On décrit à présent l'algorithme de propagation des paquets Cerenkov, développé pour simuler la diffusion simple de ces photons sur les molécules de l'air ainsi que leur réflexion au sol.

#### Diffusion simple

Du fait de la focalisation du rayonnement Cerenkov selon l'axe de la gerbe, la diffusion simple des photons Cerenkov est plus simple à traiter que celle des photons de fluorescence. On peut ainsi générer une carte *unidimensionnelle* des coefficients d'absorption et de diffusion selon cet axe, et l'utiliser pour la propagation pas-à-pas de tous les paquets. Ce procédé permet d'optimiser le temps de calcul.

Comme indiqué sur la figure 5.14, l'algorithme se décompose en deux étapes principales. Chaque paquet est propagé pas-à-pas jusqu'au sol ou jusqu'à sa sortie de l'atmosphère, et génère

1. Propagation des paquets : génération de photons *individuels* (diffusés ou réfléchis)



2. Transmission des photons *individuels* jusqu'au détecteur

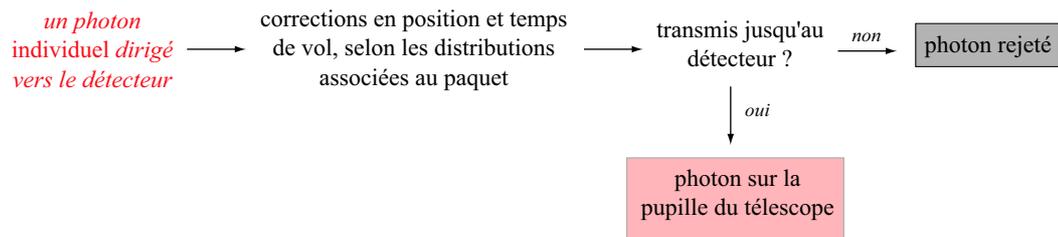


FIG. 5.14 – Schéma de principe de l'algorithme de propagation par paquets pour la simulation de la diffusion simple et de la réflexion au sol du Cerenkov :

1. chaque paquet est propagé pas-à-pas et génère des photons *individuels* diffusés dans l'atmosphère ou réfléchis au sol
2. les photons *individuels* sont alors transférés un par un jusqu'au détecteur, après les corrections en position et temps de vol selon les distributions associées au paquet à l'émission

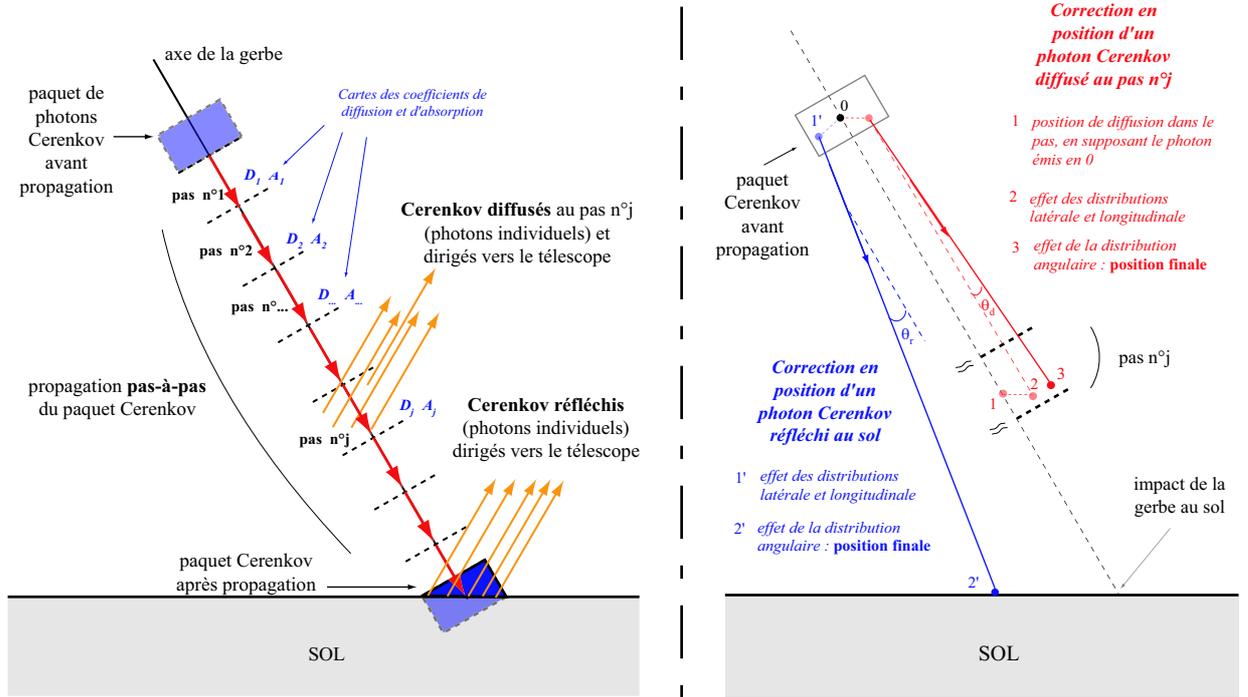


FIG. 5.15 – Propagation pas-à-pas d'un paquet Cerenkov : (gauche) des photons *individuels* diffusés dans l'atmosphère ou réfléchis au sol sont générés lors de la propagation ; (droite) leur position et leur temps de vol sont alors corrigés selon les distributions associées au paquet

à chaque pas des photons diffusés vers le télescope. Ceux-ci sont qualifiés de *photons individuels*, car du fait de l'application de l'angle solide, ils sont suffisamment peu nombreux pour être traités individuellement (même définition qu'en section 5.2.1). Après la propagation de tous les paquets, les photons *individuels* sont alors propagés un par un jusqu'au détecteur. La transmission depuis leur position de diffusion (ou de réflexion) jusqu'au télescope est calculée en tenant compte de toutes les interactions susceptibles d'affecter leur parcours dans l'atmosphère. Seuls effectivement transmis sont conservés, les autres sont rejetés.

La figure 5.15 illustre le principe de propagation d'un paquet Cerenkov. A la traversée de chaque pas, la transmission est calculée entre le début et la fin du pas, pour chaque intervalle  $\lambda_j$  du spectre en longueur d'onde. La distribution en longueur d'onde des photons du paquet est alors convoluée par les valeurs de transmission calculées pour chaque longueur d'onde. Le spectre en longueur reste toujours normalisé à 1, et c'est le nombre total  $N_{p,paquet}$  de photons du paquet qui diminue sous l'effet de la transmission. Parallèlement, pour chaque intervalle  $\lambda_j$  du spectre en longueur d'onde, un nombre  $N_{p,\lambda_j}$  de photons *individuels* diffusés sur les molécules d'air en direction du télescope est généré suivant la loi de Poisson :

$$N_{p,\lambda_j} = \text{Poisson} \left( N_{p,paquet,\lambda_j} \times C_{\lambda_j} \times \Phi(\theta, \varphi) \times \Omega_{det} \right) \quad (5.21)$$

$C_{\lambda_j}$  étant le coefficient de diffusion,  $\Omega_{det}$  l'angle solide projeté formé par la lentille du télescope et  $\Phi(\theta, \varphi)$  la valeur de la fonction de phase de diffusion dans la direction du détecteur. Après la

propagation de tous les paquets, la seconde étape de l'algorithme propage les photons *individuels* jusqu'à la lentille du télescope.

Dans un premier temps, pour chaque photon individuel, la position de diffusion à l'intérieur du pas (et selon l'axe de la gerbe) est calculée en considérant la longueur de diffusion constante entre le début et la fin du pas. A cette étape de la simulation, tous les photons diffusés se situent selon l'axe de la gerbe. La position de chaque photon est alors corrigée pour tenir compte des différentes distributions en position et en angle des photons à l'émission : distributions latérale et angulaire selon l'axe de la gerbe, et distribution longitudinale des photons dans le paquet. Le principe des différentes corrections appliquées aux photons est représenté sur le schéma de droite de la figure 5.15. Le temps de vol des photons est alors calculé compte tenu de leur nouvelle position.

Ne pas tenir compte des distributions en position et en angle des photons à l'émission lors des calculs de transmission est une approximation raisonnable au regard des faibles dispersions de ces distributions par rapport à leur valeur moyenne. Par exemple, l'angle moyen d'émission des photons Cerenkov autour de l'axe de la gerbe est de l'ordre de  $5^\circ$ . L'allongement du parcours associé est de  $\frac{1}{\cos 5^\circ} \sim 0.4\%$ , et peut donc être négligé pour le calcul de la transmission.

### Réflexion au sol

A l'impact du paquet au sol, le nombre de photons réfléchis est alors calculé suivant la loi de Poisson :

$$N_{p,refl} = Poisson(N_{p,paquet} \times Alb \times \Phi(\theta_r, \varphi_r) \times \Omega_{det}) \quad (5.22)$$

$N_{p,paquet}$  étant le nombre de photons du paquet à son impact au sol,  $Alb$  l'albédo de la surface de la Terre, et  $\Phi(\theta_r, \varphi_r)$  le terme correspondant à la distribution angulaire des photons réfléchis. La longueur d'onde des photons réfléchis est tirée aléatoirement selon le spectre en longueur d'onde du paquet. A ce stade de la simulation, les photons *individuels* réfléchis sont tous situés au point d'impact de la gerbe au sol. Leur position est alors corrigée en tenant compte des distributions latérale et angulaire des photons à l'émission. Le principe de cette correction est illustré sur le schéma de droite de la figure 5.15. Le temps de vol des photons réfléchis est calculé compte tenu de leur nouvelle position. Il faut noter qu'au-delà d'une inclinaison de  $80^\circ$  environ, les gerbes n'ont plus d'impact au sol et la propagation s'arrête quand le paquet sort de l'atmosphère.

ESAF permet aussi de ne simuler que la fluorescence directe et le Cerenkov réfléchi au sol, sans considérer la diffusion simple. Dans cette configuration, les paquets Cerenkov sont propagés en une seule étape jusqu'au sol. Ce mode permet de simuler les caractéristiques du signal de base de manière plus rapide.

### 5.2.3 Exemple de signal associé à une gerbe en ciel clair

On donne ici un exemple de signal lumineux collecté par la lentille du télescope, pour lequel la propagation des photons a été simulée selon l'algorithme présenté précédemment, pour une gerbe d'énergie  $10^{20} eV$ , d'angle zénithal  $\theta = 60^\circ$ , d'angle azimutal  $\varphi = 45^\circ$ , et d'impact au sol situé au nadir du télescope. Le développement de la gerbe est simulé par l'intermédiaire de la formule de GIL. Les conditions atmosphériques sont celles du modèle US-Standard, et le sol est supposé lambertien, d'albédo 8%. Le modèle de fluorescence est celui déduit des mesures de Kakimoto. Les

nombres de photons de fluorescence et Cerenkov générés au cours du développement de la gerbe s'élèvent respectivement à  $3.4 \times 10^{15}$  et  $3.7 \times 10^{15}$ . Pour illustrer plus clairement les caractéristiques du signal, le rayon de la lentille est fixé à  $2.5 \text{ m}$ , soit deux fois supérieur à celui défini pour EUSO.

Le spectre du temps d'arrivée des photons sur la lentille ainsi que leur distribution dans le champ de vue sont tracés sur la figure 5.16. Les spectres en temps des différentes composantes du signal sont superposés les uns aux autres, et l'enveloppe ainsi formée représente le signal total. L'origine des temps est définie par l'arrivée du premier photon sur la lentille, et le spectre en temps est discrétisé en *Gate Time Unit* ( $GTU = 2.5 \mu\text{s}$ ). Le champ de vue est segmenté en carrés de  $800 \text{ m}$  de côté.

La figure 5.16 présente les deux composantes du signal de base, ainsi que les photons Cerenkov simplement diffusés sur les molécules d'air : au total 33766 photons ont atteint la lentille du télescope. Le spectre en temps et la trace dans le champ de vue de la fluorescence directe fournit

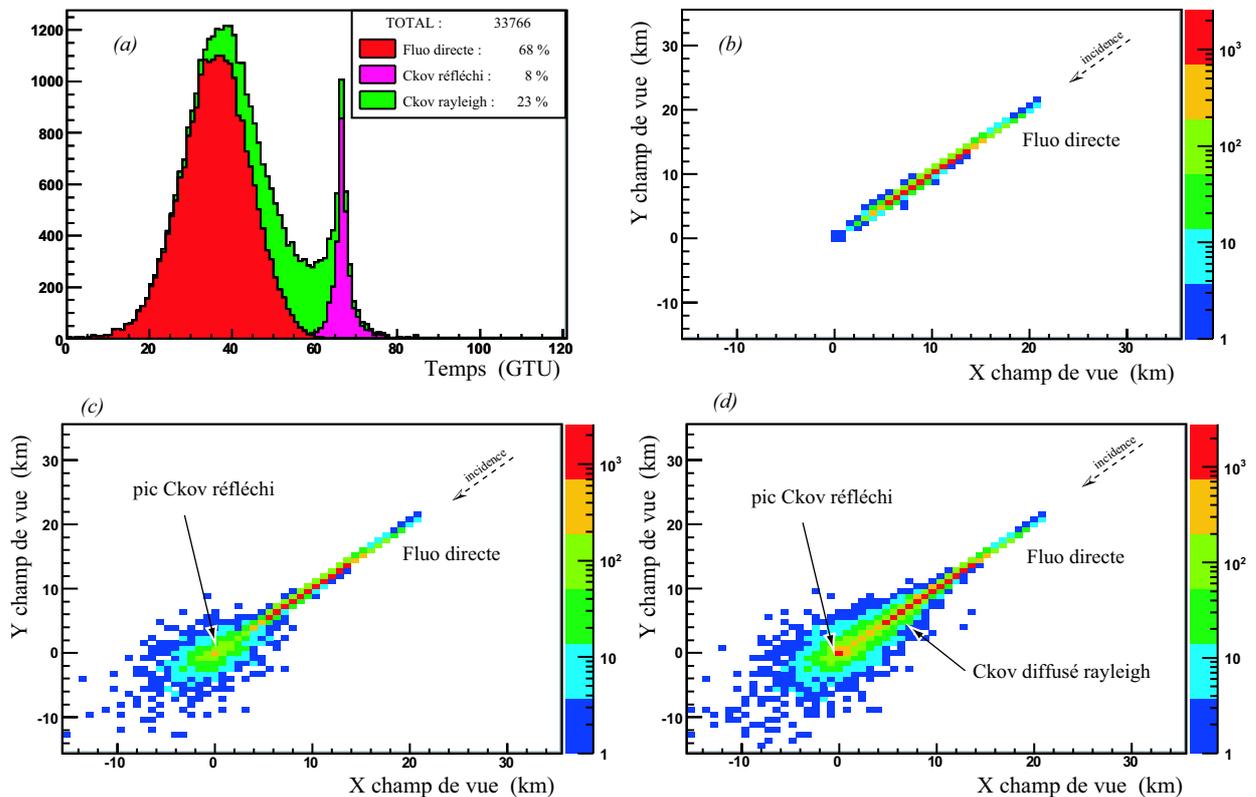


FIG. 5.16 – Spectre en temps des photons sur la lentille et distribution de leur position dans le champ de vue, en condition de ciel clair, pour une gerbe de  $10^{20} \text{ eV}$  à  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ , et d'impact au sol au nadir du télescope (lentille de rayon  $2.5 \text{ m}$ ) : (a) Superposition des spectres en temps de la fluorescence directe, du Cerenkov réfléchi au sol et du Cerenkov simplement diffusé ; (b-c-d) Distribution des photons dans le champ de vue : le Cerenkov réfléchi et les photons diffusés sont successivement superposés à la trace de la fluorescence directe (l'intensité du signal dans le champ de vue est représentée en échelle logarithmique)

une image du profil longitudinal des électrons de la gerbe. Le pic du Cerenkov réfléchi au sol est centré sur l'impact de la gerbe dans le champ de vue (au nadir du télescope :  $X = 0, Y = 0$ ). L'étalement du pic provient de la distribution angulaire des photons à la création. On observe sur cet exemple que le Cerenkov diffusé sur les molécules d'air déforme le signal de base. Le nombre total de photons est augmenté d'environ 30% et le maximum du signal total (hors pic Cerenkov) est retardé de 2 *GTU* par rapport au signal de fluorescence directe. Le pic de réflexion n'est plus complètement disjoint du reste de la distribution et son amplitude est augmentée de 18%. La première moitié du spectre de la fluorescence directe est moins affectée que la seconde moitié. Le nombre de photons avant le maximum de la fluorescence directe n'est augmenté que de 5%.

#### 5.2.4 Diffusion multiple du Cerenkov dans les nuages

La profondeur optique d'un nuage peut être suffisamment grande pour que la diffusion multiple ne puisse pas être négligée. C'est pourquoi l'algorithme de propagation par paquets intègre un traitement simplifié de la diffusion multiple du Cerenkov dans les nuages. Cette partie du code s'inspire d'une simulation rapide développée dans le cadre du projet EUSO [43].

##### Algorithme

La couverture nuageuse est considérée comme une surface diffusante dont l'albédo est relié à la profondeur optique  $PO$  du nuage (intégrée verticalement) :

$$Alb = \frac{0.11 \times PO}{1 + 0.11 \times PO} \quad (5.23)$$

Comme on le verra par la suite (section 5.4.3), l'équation 5.23 reste approximative puisqu'elle ne tient pas compte de la direction d'incidence des photons. La couverture nuageuse est considérée comme une surface lambertienne<sup>8</sup>. Cette hypothèse n'est valable que pour les grandes profondeurs optiques, où la multi-diffusion est prépondérante et compense la forte anisotropie de la diffusion Mie. Lorsqu'un paquet atteint la couverture nuageuse, un nombre de photons *individuels* diffusés est généré de façon similaire à l'équation 5.22. Le paquet poursuit ensuite son trajet sous le nuage.

Les photons *individuels* générés sont distribués à l'intérieur du nuage de manière simplifiée. On utilise en effet la longueur de diffusion  $L_d$  pour estimer la profondeur de pénétration des photons multi-diffusés dans le nuage. La couche nuageuse d'extension verticale  $\Delta H$  étant considérée homogène, la longueur de diffusion est constante et vérifie  $L_d = \frac{\Delta H}{PO}$ . La position des photons *individuels* est ensuite corrigée pour tenir compte des distributions en position et en angle des photons à l'émission. Leur temps de vol est alors calculé compte tenu de leur nouvelle position. Les photons individuels sont finalement transférés jusqu'au détecteur et seuls ceux effectivement transmis atteignent la lentille du télescope.

##### Exemple de signal en présence d'un nuage

La figure 5.17 présente le signal sur la lentille du même évènement simulé en section 5.2.3, mais en présence d'un nuage d'altitude supérieure égale à 3 *km*, d'extension verticale 1 *km* et de profondeur optique verticale égale à 2. La gerbe est inclinée à 60° et le maximum de son développement se situe à 7 *km* d'altitude environ. Les photons Cerenkov doivent traverser deux fois la couche nuageuse pour atteindre le détecteur, et le signal ne comporte plus de Cerenkov réfléchi au sol. La gerbe se

<sup>8</sup>la simulation dont s'inspire le présent algorithme utilise une fonction de phase plus complexe [43]

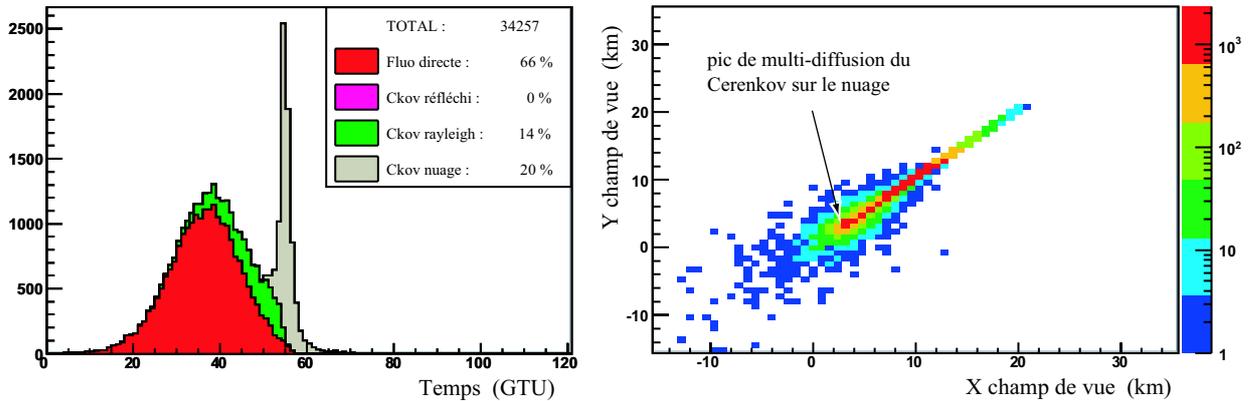


FIG. 5.17 – Spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons collectés par la lentille, en présence d'un nuage d'altitude supérieure égale à  $3\text{ km}$ , d'extension verticale  $1\text{ km}$  et de profondeur optique  $PO = 2$ . La fluorescence directe, les photons Cerenkov diffusés sur l'air, les photons Cerenkov diffusés dans le nuage, et le Cerenkov réfléchi au sol sont représentés. Excepté la présence d'un nuage, les conditions de simulation sont identiques à celles de l'évènement présenté sur la figure 5.16

développant principalement au-dessus du nuage, la fluorescence directe est à l'inverse peu affectée : l'atténuation du signal est inférieure au pourcent. Le Cerenkov diffusé par l'air sous le nuage est aussi atténué. Cette composante compte 40% de photons en moins par rapport aux conditions de ciel clair.

Parallèlement, la multi-diffusion du Cerenkov dans le nuage donne naissance à un pic constituant 20% du signal total. Ce pic de multi-diffusion pourrait constituer une alternative à la composante réfléchi au sol : si l'altitude du nuage est connue, cette nouvelle composante pourrait fournir la référence en altitude en lieu et place du Cerenkov réfléchi au sol. On verra cependant dans la suite de ce chapitre que le traitement de la diffusion multiple présenté ici sous-estime le temps de vol des photons et leur répartition dans le champ de vue. Les diffusions successives sur les particules en suspension allongent le parcours des photons, et le temps de vol associé est toujours supérieur à l'effet de pénétration dans le nuage. Le pic de multi-diffusion présenté ici est plus piqué et étroit que ne le simulerait un traitement plus réaliste.

### 5.2.5 Limites de la méthode

La rapidité de calcul est l'avantage majeur de la propagation par paquets. En effet, le temps CPU croît selon la finesse de la discrétisation (nombre de paquets et nombre de pas pour la diffusion simple), et non selon le nombre de photons à traiter. Ainsi, le temps de calcul est indépendant de l'énergie de l'évènement et de l'angle solide du détecteur.

Les deux inconvénients majeurs proviennent de la difficulté de cet algorithme à pouvoir simuler précisément la diffusion simple de la fluorescence et la diffusion multiple de manière générale. La propagation par paquets peut être utilisée pour tout type de source focalisée. Mais concernant la fluorescence, émise de manière isotrope, l'algorithme nécessiterait une discrétisation angulaire dans  $4\pi$  d'angle solide pour chaque paquet. Compte tenu de l'hétérogénéité de l'atmosphère, notamment en présence de nuages et aérosols, ce traitement exigerait un découpage très fin en angle pour s'assurer que tous les photons d'un même paquet suivent effectivement le même parcours

et subissent le même type d'interactions. Cette difficulté est amplifiée dans le cas de la diffusion multiple, où chaque interaction nécessiterait une nouvelle discrétisation en angle. Un algorithme de propagation des photons par paquets pour simuler la diffusion des photons de fluorescence et la diffusion multiple de manière générale semble donc difficilement réalisable.

L'intensité des rayonnements de fluorescence et Cerenkov émis par les gerbes atmosphériques sont du même ordre de grandeur, et c'est une limitation importante que de ne pas pouvoir simuler la diffusion de la fluorescence. Par ailleurs, la présence de milieux optiquement épais - tels les aérosols et les nuages - dans le champ de vue du télescope est hautement probable. Dans ces conditions où la diffusion multiple ne peut être négligée, il est nécessaire de pouvoir estimer plus précisément son impact sur le signal détecté. C'est pourquoi un autre algorithme a été développé.

### 5.3 Algorithme de propagation Monte-Carlo : "ray-tracing"

L'algorithme que l'on présente dans cette section a été développé pour simuler de manière plus complète la diffusion, et palier ainsi aux insuffisances de la propagation par paquets. La simulation du transfert des photons de fluorescence qui atteignent le détecteur sans interagir dans l'atmosphère (fluorescence directe) est décrite en section 5.2, et ne nécessite pas d'être optimisée. La présente méthode simule d'une part la diffusion simple de tous les photons émis par les gerbes, notamment les photons de fluorescence dont la diffusion n'est pas traitée dans la propagation par paquets. Il permet d'autre part de simuler la diffusion multiple des photons, particulièrement utile en présence de milieux de grande profondeur optique tels que les aérosols et les nuages.

L'idée du présent algorithme est de simuler la diffusion en propageant un à un les photons susceptibles d'être détectés, en ayant au préalable réduit le nombre de photons à traiter. Sur les nombreux photons émis par les gerbes, seuls quelques milliers atteignent le détecteur. C'est le terme d'angle solide (environ  $10^{-11}$  sr) qui est le principal facteur de réduction. Ce terme d'angle solide s'applique aux photons qui sont diffusés *vers le détecteur*. Si ce terme pouvait être pris en compte avant la propagation des photons, on pourrait diminuer de manière très significative le nombre de photons à propager, permettant ainsi une simulation de type *ray-tracing*<sup>9</sup>.

Dans cette section, on décrit d'abord le principe de l'algorithme, puis un exemple de signal associé à une gerbe en condition de ciel clair. Après avoir donné les avantages et les limites de cette méthode, on présente deux exemples de signaux simulés en présence d'aérosols et en présence d'un nuage.

#### 5.3.1 Principe du calcul

Le principe du calcul est représenté sur le schéma de gauche de la figure 5.18. Un détecteur spatial se situe hors de l'atmosphère, et l'on peut définir une distance minimale  $D_{min}$  en-deçà de laquelle les photons ne sont plus diffusés. Cette distance est associée à une valeur d'angle solide  $\Omega_{max} = \frac{S_{det}}{D_{min}^2}$ . Par construction, la dernière position de diffusion des photons se situe toujours à une distance supérieure à  $D_{min}$ , et l'angle solide associé est toujours inférieur à  $\Omega_{max}$ . Les zones d'atmosphère situées au-delà de 30 km d'altitude sont très peu denses et leur contribution à la

<sup>9</sup>simulation de la trajectoire de chaque photon

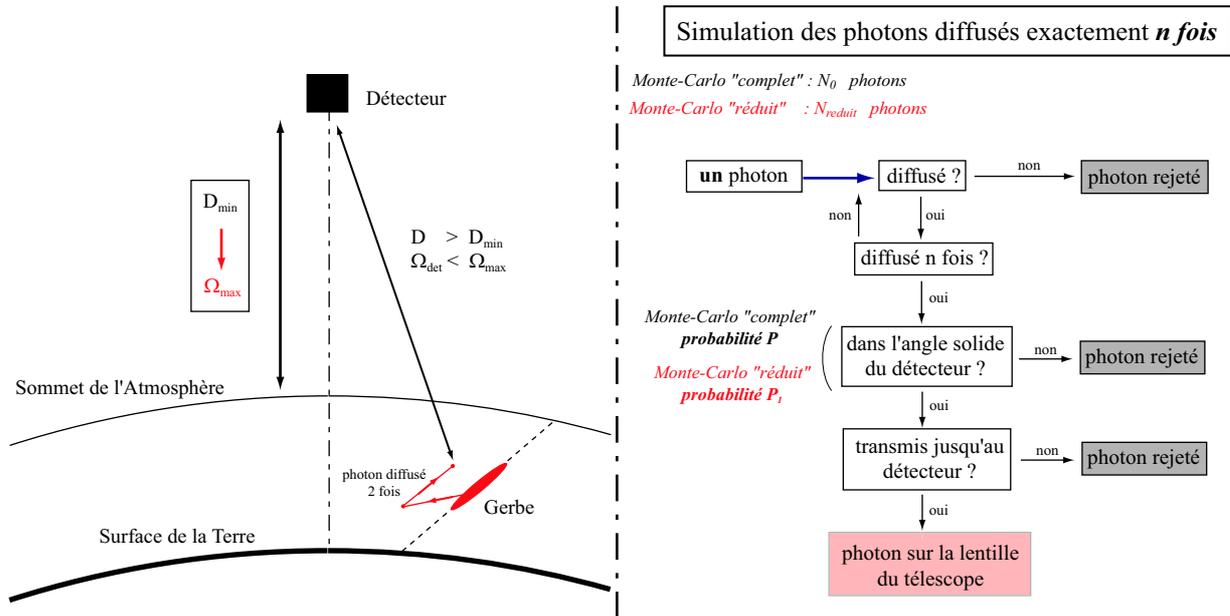


FIG. 5.18 – Schéma de principe de l’algorithme de propagation Monte-Carlo : (*gauche*) Distance minimale de diffusion  $D_{min}$ . Le terme d’angle solide associé  $\Omega_{max}$  permet de réduire le nombre de photons avant propagation ; (*droite*) Schéma de l’algorithme Monte-Carlo pour la simulation des photons *diffusés exactement n fois*

diffusion des photons est négligeable. En considérant une altitude du détecteur à  $430\text{ km}$ , on fixe par la suite  $D_{min}$  à  $400\text{ km}$ . Pour une lentille du télescope de  $1.25\text{ m}$  (configuration EUSO), l’angle solide associé est de  $3.10^{-11}\text{ sr}$ .

### Simulation d’un ordre de diffusion fixé

Considérons maintenant la simulation de la diffusion d’ordre  $n$ . Les photons de fluorescence et Cerenkov ayant été générés, on s’intéresse à la fraction d’entre eux qui atteignent la lentille du télescope après avoir subi *exactement n diffusions*. Un Monte-Carlo “complet” propagerait tous les photons produits (quelques  $10^{15}$  pour une gerbe à  $10^{20}\text{ eV}$ ) selon l’algorithme schématisé figure 5.18 (droite). On résume ci-dessous les différentes étapes d’un tel algorithme appliqué à chacun des photons :

1. On génère aléatoirement une position, une direction et une longueur d’onde selon les distributions longitudinale, latérale et angulaire des photons à l’émission.
2. On détermine ensuite une position d’interaction en tenant compte de tous les processus susceptibles d’affecter le parcours du photons dans l’atmosphère. S’il sort de l’atmosphère avant d’interagir, le photon est considéré perdu. Sinon, on détermine de manière aléatoire quel type d’interaction le photon a subi. Si le photon est absorbé, il est considéré perdu.
3. Si le photon est diffusé, on réitère l’étape précédente jusqu’à ce que le photon sorte de l’atmosphère, ou soit absorbé, ou subisse la  $n^e$  diffusion.
4. A la  $n^e$  diffusion, on détermine si le photon est diffusé en direction du télescope, en effectuant

le tirage de Bernoulli de probabilité :

$$P = \Phi_n(\theta, \varphi) \times \Omega_{det} \quad (5.24)$$

$\Phi_n$  étant la fonction de phase de la  $n^e$  diffusion et  $\Omega_{det}$  le terme d'angle solide associé à la lentille du télescope. S'il n'est pas diffusé en direction du détecteur, le photon est considéré perdu.

5. On calcule alors le coefficient de transmission entre la position de dernière diffusion et le télescope. S'il est transmis jusqu'à la lentille, le photon est considéré détecté. Sinon, le photon est rejeté.

Au regard du nombre élevé de photons à propager, cet algorithme ne peut pas être appliqué sur tous les photons en un temps CPU raisonnable. On explique ci-dessous comment réduire le nombre de photons pour s'affranchir de cette limitation.

### Réduction du nombre de photons

La probabilité  $P$  définie par l'équation 5.24, et impliquée dans la quatrième étape de l'algorithme décrit précédemment, peut être scindée en deux probabilités indépendantes :

$$P = P_1 \times P_2 \quad (5.25)$$

$$P_1 = \frac{\Phi_n(\theta, \varphi) \times \Omega_{det}}{\Phi_{max} \times \Omega_{max}} \quad P_2 = \Phi_{max} \Omega_{max}$$

les termes  $\Phi_n(\theta, \varphi)$ ,  $\Omega_{det}$  et  $\Omega_{max}$  ayant été définis précédemment. Le type de la dernière diffusion n'étant pas connu à l'avance, la condition  $P_1 \leq 1$  est obtenue en normalisant la fonction de phase de la  $n^e$  diffusion par *le maximum  $\Phi_{max}$  de toutes les fonctions de phase de diffusion impliquées dans la simulation*, de telle sorte que  $\frac{\Phi_n(\theta, \varphi)}{\Phi_{max}} \leq 1$  quelque soit le type de la dernière diffusion. D'autre part, le terme  $\Omega_{max}$  est suffisamment petit pour toujours assurer  $P_2 < 1$  quelque soit la valeur de  $\Phi_{max}$ .

Tout le principe de la réduction du nombre de photons réside dans l'opération suivante : on dissocie le tirage de probabilité  $P$  en *deux tirages indépendants de probabilité  $P_1$  et  $P_2$* . La probabilité  $P_2$  étant indépendante de tous les autres processus stochastiques impliqués dans la propagation, *il peut être appliqué au tout début de la chaîne de simulation*. Ce tirage de Bernoulli de probabilité  $P_2$  étant appliqué à tous les photons de manière identique, on peut effectuer un seul tirage pour tous les photons selon la loi binomiale de paramètres  $(N_0, P_2)$ ,  $N_0$  étant le nombre total de photons émis par une gerbe. Ce dernier étant très grand et  $P_2$  très petit, le nombre réduit  $N_{reduit}$  de photons à propager pour la simulation de la diffusion d'ordre  $n$  est donné par :

$$N_{reduit} = Poisson(N_0 \times \Phi_{max} \Omega_{max}) \quad (5.26)$$

Ces photons sont alors propagés un à un, suivant l'algorithme de type Monte-Carlo précédemment décrit et représenté figure 5.18, *en substituant la probabilité  $P_1$  à la probabilité  $P$*  lors de la quatrième étape de l'algorithme.

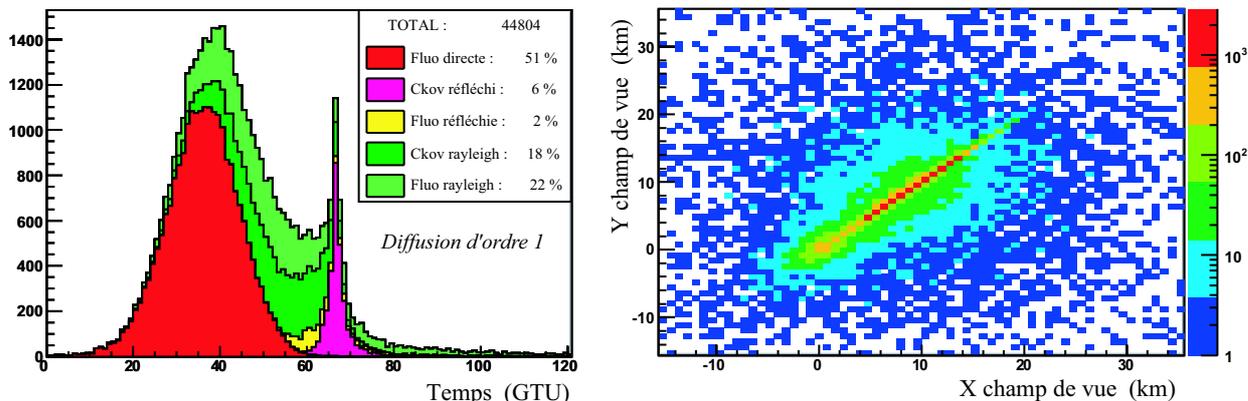


FIG. 5.19 – Spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons collectés par la lentille, en condition de ciel clair. Sont représentés : la fluorescence directe, les photons de fluorescence et Cerenkov diffusés une fois sur les molécules d'air, les photons de fluorescence et Cerenkov réfléchis au sol. Les conditions de simulation sont identiques à celles de l'évènement présenté sur la figure 5.16 (section 5.2.3)

### Traitement séparé des ordres de diffusion

Le raisonnement que l'on a mené jusqu'ici est valable pour *un ordre de diffusion fixé par avance*. La composante du signal constituée par les photons diffusés *exactement*  $n$  fois doit être simulée indépendamment des composantes constituées par les photons diffusés *exactement*  $p$  fois ( $n$  et  $p$  étant différents). Par exemple, la simulation des photons diffusés *exactement* une fois ayant été traitée, la simulation des photons diffusés *exactement* deux fois nécessite de générer à nouveau un nombre réduit de photons, sur lesquels on applique l'algorithme de propagation dans son intégralité. Les photons "*perdus*" lors de la simulation de la diffusion d'ordre un *ne sont pas réutilisés pour la simulation de la diffusion d'ordre deux*. Un ordre maximal de diffusion  $Ord_{max}$  ayant été défini au préalable, la contribution totale  $N_{dif}$  des photons diffusés au signal est donnée par la somme des différents ordres de diffusion :

$$N_{dif} = \sum_{j=1}^{Ord_{max}} N_{dif_j} \quad (5.27)$$

$N_{dif_j}$  étant le nombre de photons diffusés *exactement*  $j$  fois.

On appelle cette méthode *la propagation Monte-Carlo réduite*, ou *Monte-Carlo réduit*. Tous les types d'interaction des photons dans l'atmosphère décrits en section 5.1 - absorption moléculaire, diffusions sur les molécules d'air, les aérosols, les nuages, la surface de la Terre - sont pris en compte par cet algorithme.

### 5.3.2 Exemple de signal associé à une gerbe en ciel clair

On simule le signal lumineux détecté par le télescope à l'aide du Monte-Carlo réduit, dans les mêmes conditions que celles utilisées en section 5.2.3 pour simuler le signal obtenu grâce à l'algorithme de propagation par paquets et présenté sur la figure 5.16. Outre la réflexion et la diffusion simple du Cerenkov, l'algorithme Monte-Carlo simule aussi la diffusion simple des

photons de fluorescence, ainsi que la diffusion multiple des photons de fluorescence et Cerenkov. En condition de ciel clair, les photons peuvent diffuser sur les molécules d'air, être réfléchis au sol ou être absorbés par l'ozone.

### Fluorescence simplement diffusée

On s'intéresse tout d'abord aux photons n'ayant subi qu'une seule interaction. La figure 5.19 présente le spectre en temps du signal, en distinguant les différentes composantes : fluorescence directe, fluorescence et Cerenkov réfléchis au sol, fluorescence et Cerenkov diffusés sur les molécules de l'air (qualifiés de "rayleigh" sur la figure). La distribution des photons dans le champ de vue est aussi représentée. Les photons multi-diffusés ne sont pas représentés sur cette figure.

L'intensité de la fluorescence simplement diffusée est du même ordre de grandeur que celle du Cerenkov simplement diffusé - voire légèrement supérieure (22% du signal total contre 18% pour le Cerenkov). Elle est en outre plus largement dispersée dans le champ de vue, du fait de son isotropie à l'émission. Pour cette même raison, la réflexion au sol de la fluorescence ne donne pas lieu à un pic et son intensité est trois fois plus faible que celle du Cerenkov réfléchi au sol.

En tenant compte de la fluorescence simplement diffusée, l'intensité du signal total est amplifiée d'environ 33%, et la fluorescence directe ne constitue plus que 51% du nombre total de photons, contre 68% si la diffusion de la fluorescence n'est pas prise en compte. L'amplitude du pic de réflexion du Cerenkov est augmentée d'environ 20% (contre 18% sans fluorescence diffusée). Enfin, le maximum du signal (hors pic de réflexion) est déplacé de 3 GTU (contre 2 GTU sans fluorescence diffusée).

### Composante multi-diffusée

La propagation Monte-Carlo réduite permet aussi de simuler les diffusions d'ordre supérieur à un. La figure 5.20 présente les effets sur le signal collecté par la lentille de la diffusion multiple des photons de fluorescence et Cerenkov. L'évènement est le même que celui présenté précédemment, et la diffusion est ici simulée jusqu'à l'ordre 4. Le spectre en temps est tracé en superposant les différentes composantes du signal. Celles-ci peuvent être définies à partir du type de la dernière interaction et quelque soit l'ordre de diffusion : "directe" s'il n'y a pas d'interaction, "rayleigh" pour la diffusion sur les molécules d'air et "réfléchi" pour la réflexion au sol. Les composantes peuvent aussi être définies selon le nombre d'interactions (ordre de diffusion). Les deux types de représentation sont tracées sur la figure 5.20.

La fluorescence directe ne constitue plus que 37% du signal total. La distribution dans le champ de vue des photons multi-diffusés présente une forme d'auréole autour de la trace. Le temps de vol des photons augmentant avec l'ordre de diffusion, chaque ordre de diffusion est retardé en temps par rapport à l'ordre précédent. Ainsi, les photons multi-diffusés ne modifient pas significativement les caractéristiques du signal avant le maximum de fluorescence directe. On constate par ailleurs que la contribution des photons diffusés au signal total diminue d'un facteur deux à chaque ordre de diffusion, et l'ordre 4 ne constitue plus que 4% du nombre total de photons. Si l'on ne considère que les photons dont le temps d'arrivée se situe avant le pic de réflexion, les ordres 3 et 4 ne représentent plus que 3% et 1% du signal. *Il n'est donc pas nécessaire de simuler les ordres supérieurs en condition de ciel clair.*

Il est important de noter que les spectres en temps présentés jusqu'ici considèrent *tous* les photons détectés dans le champ de vue. De même, les distributions des photons dans le champ

## Diffusion jusqu'à l'ordre 4

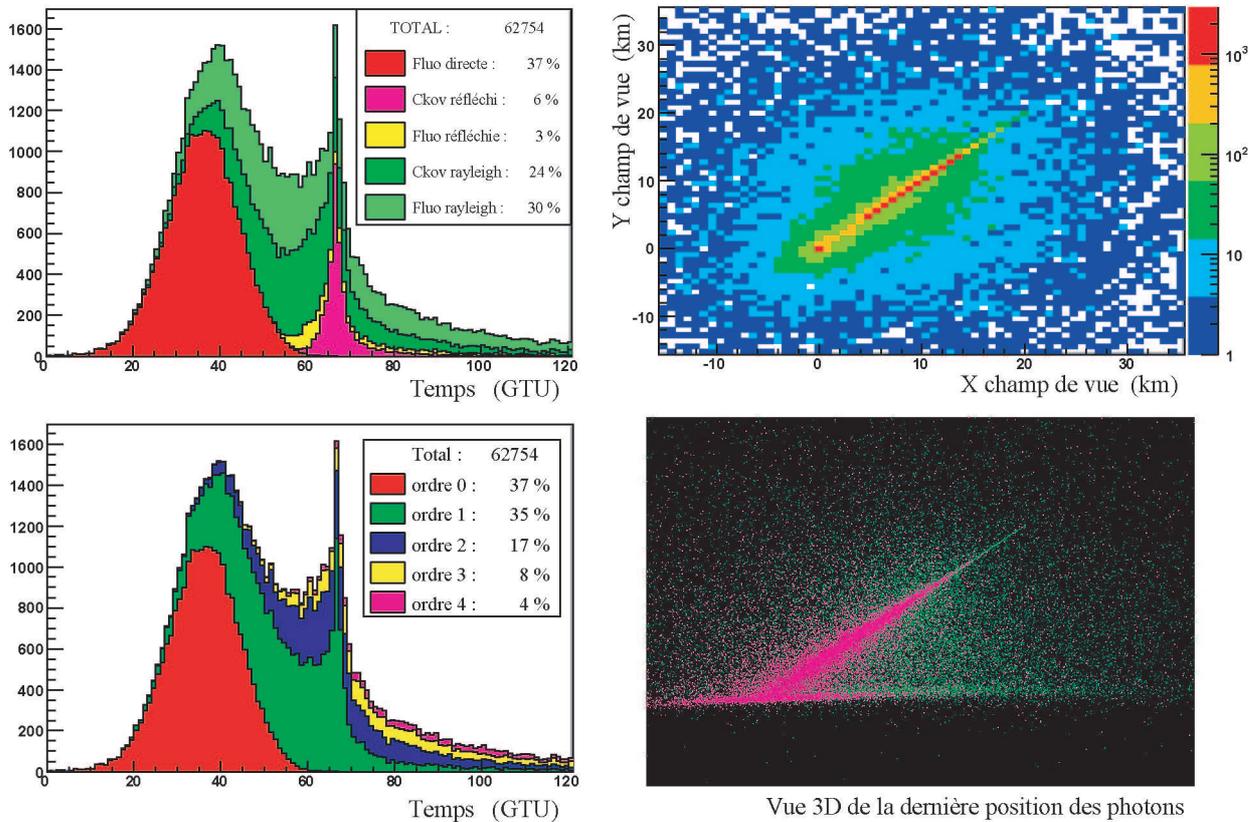


FIG. 5.20 – Spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons collectés par la lentille, en condition de ciel clair. La dernière position (3D) des photons dans l'atmosphère est aussi représentée (Cerenkov en rose, fluorescence en vert). Les différentes composantes du spectre en temps sont définies selon le dernier type d'interaction (quelque soit l'ordre de diffusion), ou selon le nombre d'interaction (quelque soit le type d'interaction). Les conditions de simulation sont identiques à celles de l'évènement présenté sur la figure 5.19, et la diffusion est ici simulée jusqu'à l'ordre 4

de vue représentent le signal *intégré en temps*. Le détecteur fournissant une image pixellisée de l'évènement, seule une analyse de la cohérence temporelle *et* spatiale des photons diffusés avec le signal de base permettra d'estimer leur impact effectif sur l'analyse du signal. Ce type d'étude sera abordé au chapitre 7.

### 5.3.3 Avantages et limites de la méthode

L'avantage majeur de cet algorithme est qu'il permet de simuler les diffusions d'ordre quelconque des photons émis par n'importe quel type de source. Ainsi, et contrairement à l'algorithme de propagation par paquets, la diffusion de la fluorescence peut aussi être traitée. La propagation Monte-Carlo réduite permet de simuler précisément la distribution des photons diffusés dans l'atmosphère, chaque photon étant propagé individuellement.

La limitation principale de cet algorithme est un temps de calcul élevé. Comme l'indique

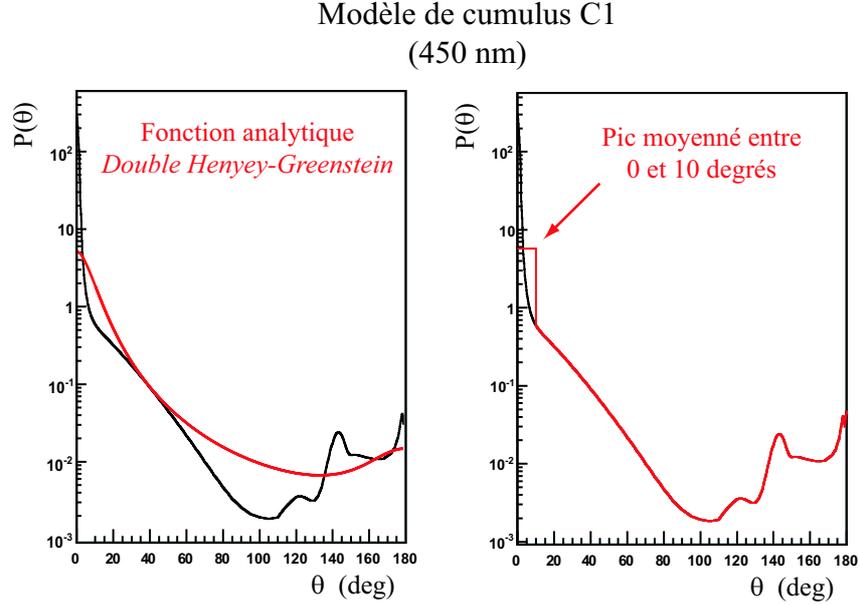


FIG. 5.21 – Approximations de la fonction de phase de diffusion d'un cumulus (modèle C1 à 450 nm) : (*gauche*) Une fonction analytique de type *Double Henyey-Greenstein* est ajustée à la fonction de phase tabulée ; (*droite*) Le pic de la fonction de phase à petit angle de diffusion est moyenné sur un intervalle de  $10^\circ$

l'équation 5.26, le nombre de photons à propager croît avec le terme d'angle solide associé à la lentille du télescope et avec l'énergie de l'évènement (par le nombre  $N_0$  de photons produits par la gerbe). De plus, chaque ordre de diffusion étant traité séparément, le temps CPU croît de manière significative avec l'ordre maximal de diffusion  $Ord_{max}$ .

Par ailleurs, la dépendance de  $N_{reduit}$  à la valeur maximale des fonctions de phase pose un problème majeur : lorsque la simulation inclut des nuages ou des aérosols, le nombre de photons à propager devient très grand. En effet, les valeurs maximales des fonctions de phase associées peuvent atteindre être de l'ordre de quelques  $10^3$  (à comparer à 0.3 en ciel clair). Le temps de calcul associé devient déraisonnable. On envisage par la suite deux types d'approximation pour s'affranchir de cette limitation. On les présente dans les deux paragraphes suivants, en considérant le cas particulier de la fonction de phase du modèle de cumulus C1 (section 5.1.2).

### 5.3.3.1 Approximation analytique de la fonction de phase

La formule analytique de *Henyey-Greenstein* (HG) [158] est fréquemment utilisée dans les problèmes de diffusion. Elle constitue une approximation des fonctions de phase plus réalistes :

$$P_{HG}(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos(\theta))^{3/2}} \quad (5.28)$$

$g$  étant le *facteur d'asymétrie*, défini comme le premier moment de la décomposition de la fonction de phase en polynôme de Legendre [152]. La diffusion dans les nuages présentant un pic aux angles arrières, on emploie préférentiellement la fonction *Double Henyey-Greenstein* (DHG) [159] définie

par :

$$P_{DHG} = f \times P_{HG}(g_1) + (1 - f) \times P_{HG}(g_2) \quad (5.29)$$

$f$  caractérisant le rapport d'amplitude des pics avant et arrière. Par construction, cette formule s'ajuste globalement bien aux fonctions de phase réalistes, sans être néanmoins capable de reproduire les structures en pic de manière satisfaisante. C'est ce qu'illustre la figure 5.21 (gauche), la fonction DHG étant ajustée à la fonction de phase tabulée du modèle de cumulus C1 (450 nm). Il est raisonnable d'avoir recours à cette approximation qui permet d'abaisser la valeur de  $\Phi_{max}$  tout en reproduisant qualitativement l'asymétrie avant-arrière caractéristique de la diffusion Mie. *Pour les aérosols, on utilisera toujours cette approximation, appliquée aux fonctions de phase tabulées de LOWTRAN 7.*

### 5.3.3.2 Approximation du pic de la fonction de phase

Une seconde façon de réduire la valeur de  $\Phi_{max}$  est de moyenniser la fonction de phase autour du pic de diffusion (figure 5.21 (droite)). La fonction DHG compense sa sous-estimation du pic en redistribuant la fraction de section efficace correspondante sur un large intervalle angulaire. A l'inverse, la présente approximation permet de conserver le fort pouvoir de pénétration associé au pic de diffusion vers l'avant, en conservant la fraction de section efficace à l'intérieur d'un faible intervalle angulaire ( $10^\circ$ ).

On notera que seule la fonction de phase de *la dernière diffusion* est sujette à l'approximation, puisque selon la méthode de réduction du nombre de photons, seule la valeur maximale  $Max(\Phi_n)$  de la fonction de phase de la dernière diffusion doit être inférieure à  $\Phi_{max}$  pour assurer  $P_1 \leq 1$ . Toutes les autres diffusions ont recours à la fonction de phase tabulée. Dans l'état actuel du programme, la simulation de la diffusion par les aérosols n'a pas recours à cette méthode; seule les fonctions de phase de type Henyey-Greenstein peuvent être utilisées.

### 5.3.4 Exemple de signal en présence d'aérosols et de nuages

#### Couche d'aérosols

On considère le même évènement qu'en sections 5.2.3 et 5.3.2 ( $10^{20}$  eV,  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ , impact au nadir), mais en présence d'une couche d'aérosols située entre 0 et 2 km (modèle *rural*, visibilité 5 km). La figure 5.22 présente les résultats de la simulation du signal collecté par la lentille du télescope. La diffusion est traitée jusqu'à l'ordre 8. Les différentes composantes du spectre en temps sont définies à partir du type de la dernière diffusion ("réfléchi", "rayleigh", "aérosols"), ou en fonction du nombre de diffusions subies par les photons avant d'être détectés.

Avec un maximum de développement de la gerbe à environ 7 km, la fluorescence est principalement générée au-dessus de la couche d'aérosols, et le signal de fluorescence directe n'est pas affecté (atténuation inférieure à 1%). La grande épaisseur optique des aérosols diminue fortement l'amplitude du pic Cerenkov réfléchi au sol, le nombre total de photons étant alors réduit d'environ un facteur 5 par rapport aux conditions de ciel clair.

Parallèlement, et parce que ce type d'aérosols est surtout diffusant et peu absorbant, les multiples interactions des photons avec les particules en suspension donnent naissance à un "*pic de multi-diffusion*", constitué principalement de photons Cerenkov. Les différents ordres de diffusion sont successivement décalés en temps, et l'ordre 8 ne comptabilise que 3% du nombre total de photons et contribue peu à l'amplitude du pic. Dans cette configuration, et si l'on connaît l'intervalle

en altitude où se situe la couche d'aérosols, le pic de multi-diffusion pourrait être utilisé à la place du Cerenkov réfléchi au sol et fournir ainsi la référence en altitude nécessaire à la reconstruction de la trajectoire de l'évènement.

*Diffusion jusqu'à l'ordre 8*

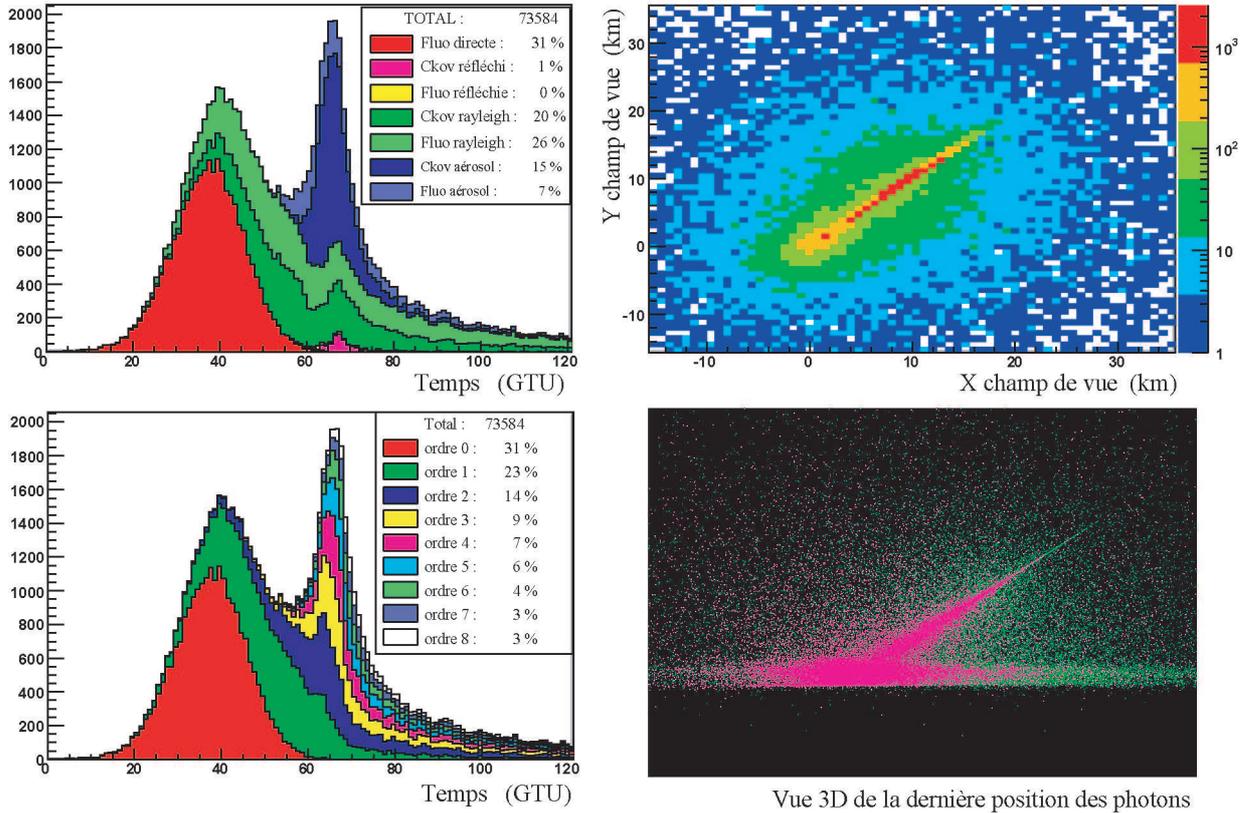


FIG. 5.22 – Spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons collectés par la lentille, en présence d'aérosols (*rural*,  $Vis = 5 \text{ km}$ ), pour une gerbe d'énergie  $10^{20} \text{ eV}$ ,  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ . La dernière position (3D) des photons dans l'atmosphère est aussi représentée (Cerenkov en rose, fluorescence en vert). Sont représentés : la fluorescence directe, les photons de fluorescence et Cerenkov diffusés par les molécules d'air ("rayleigh"), par les aérosols, et par le sol. Les photons sont classés selon le type de la dernière diffusion. La contribution des différents ordres de diffusion est aussi représentée, jusqu'à l'ordre maximal simulé ( $Ord_{max} = 8$ ). Excepté la présence d'aérosols, les conditions de simulation sont identiques à celles de l'évènement présenté sur la figure 5.16 (section 5.2.3). On utilise les approximations analytiques (*Double Henyey-Greenstein*) des fonctions de phase tabulées par LOWTRAN 7 pour les aérosols

**Couche nuageuse**

La même gerbe est simulée en présence d'un cumulus (modèle C1, pic de la fonction de phase moyenné) de profondeur optique égale à 2, d'extension verticale  $1 \text{ km}$  et d'altitude supérieure  $3 \text{ km}$ . Les caractéristiques du nuage sont les mêmes que celles utilisées en section 5.2.4 pour illustrer le traitement de la diffusion multiple par l'algorithme de propagation par paquets. La figure 5.23 présente le spectre en temps et la distribution dans le champ de vue des photons collectés par la

lentille du télescope.

### Diffusion jusqu'à l'ordre 8

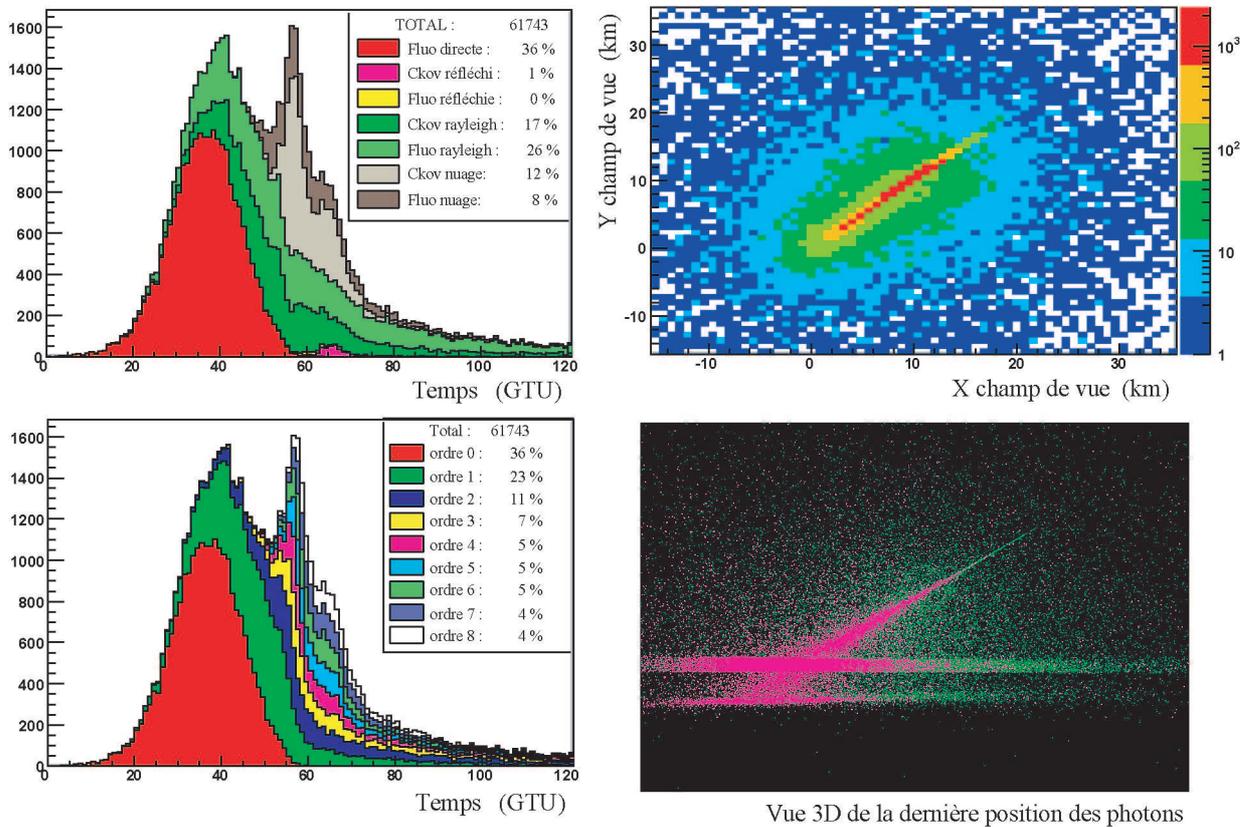


FIG. 5.23 – Spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons collectés par la lentille, en présence d'un nuage d'altitude supérieure égale à  $3\text{ km}$ , d'extension verticale  $1\text{ km}$  et de profondeur optique  $PO = 2$ . La dernière position (3D) des photons dans l'atmosphère est aussi représentée (Cerenkov en rose, fluorescence en vert). Sont représentés : la fluorescence directe, les photons de fluorescence et Cerenkov diffusés par les molécules d'air, par le nuage et par le sol. Les photons sont classés selon le type de la dernière diffusion. La contribution des différents ordres de diffusion est aussi représentée, jusqu'à l'ordre maximal simulé ( $Ord_{max} = 8$ ). Excepté la présence d'un nuage, les conditions de simulation sont identiques à celles de l'évènement présenté sur la figure 5.16 (section 5.2.3)

La fluorescence étant principalement émise au-dessus du nuage, le signal de fluorescence directe n'est pas affecté (atténuation inférieure à 1%). Du fait de sa double traversée du nuage, le Cerenkov réfléchi au sol est quant à lui fortement atténué, le nombre de photons associés étant réduit d'un facteur 6 à 7 par rapport aux conditions de ciel clair. De même qu'en présence d'aérosols, un *pic de multi-diffusion* est généré par les interactions successives des photons dans le nuage.

Dans cette configuration nuageuse, la distribution des photons diffusés présente une double structure : un pic correspondant à l'impact de la gerbe sur le haut du nuage ( $GTU \sim 57$ ), doublé d'un renflement ( $GTU \sim 66$ ) correspondant à l'impact de la gerbe au sol. Ce dernier est formé des photons qui ont traversé le nuage, ont été réfléchis au sol puis diffusés à leur remontée. On verra

par la suite qu'à certains angles d'inclinaison de la gerbe, ce renflement peut prendre la forme d'un pic plus étroit (section 6.3). Enfin, l'ordre maximal simulé ( $Ord_{max} = 8$ ) représente 4% du signal total et contribue peu à l'amplitude du pic.

On observe des différences assez nettes entre les signaux simulés par l'algorithme par paquet et par la propagation Monte-Carlo. Ce dernier simule la diffusion multiple du Cerenkov *et* de la fluorescence et calcule de manière précise le temps de vol et la position finale des photons. Le pic de multi-diffusion est ainsi notablement différent de celui simulé par l'algorithme par paquet. On comparera plus en détails les résultats des deux simulations en section 5.4.2.

Deux algorithmes de propagation des photons dans l'atmosphère ont été développés dans ESAF. La composante nommée "fluorescence directe" est traitée de la même manière par chacun d'eux. Le premier algorithme regroupe les photons par paquets, et permet de simuler la composante "Cerenkov réfléchi au sol" ainsi que la diffusion simple des photons Cerenkov sur les molécules d'air. Le second algorithme ne traite que les photons susceptibles d'être détectés, en appliquant un terme d'angle solide avant de propager les photons. Beaucoup plus puissant mais coûteux en temps de calcul, il permet de simuler la diffusion des photons de fluorescence et Cerenkov sur tous les types de milieux introduits dans ESAF : molécules d'air, surface de la Terre, aérosols et nuages.

## 5.4 Comparaison et validation des algorithmes

Cette section est consacrée aux tests effectués pour éprouver la validité des algorithmes de propagation décrits précédemment. Dans un premier temps, afin d'évaluer la cohérence interne de la simulation du transfert radiatif dans ESAF, on compare les composantes du signal simulées par les deux algorithmes, soit : la réflexion et la diffusion simple du Cerenkov en ciel clair, ainsi que la diffusion multiple du Cerenkov dans un nuage.

Dans un deuxième temps, afin de tester de manière indépendante le plus performant des deux algorithmes (la propagation Monte-Carlo), on confronte les simulations de tirs laser dans les nuages effectuées avec ESAF avec celles issues des programmes développés par la communauté des physiciens de l'atmosphère.

### 5.4.1 Comparaison des deux algorithmes en ciel clair

On évalue ici la compatibilité des algorithmes de propagation par paquets et Monte-Carlo réduit en condition de ciel clair. On génère les photons Cerenkov émis par une gerbe d'énergie  $10^{20}$  eV, d'angle zénithal  $30^\circ$ , et d'impact au sol situé au nadir du télescope. On simule ensuite la propagation des photons par chacune des méthodes, à cent reprises pour s'affranchir en partie des fluctuations statistiques du signal. On compare alors les spectres en temps et les distributions dans le champ de vue des photons diffusés et réfléchis, les différentes distributions étant moyennées sur les cent itérations de la simulation.

La comparaison des résultats est présentée sur la figure 5.24. Les deux simulations donnent des résultats quasiment identiques : l'erreur relative sur le spectre en temps ne dépasse pas 5% dans l'intervalle du spectre où le nombre de photons est significatif. La différence sur le nombre total de

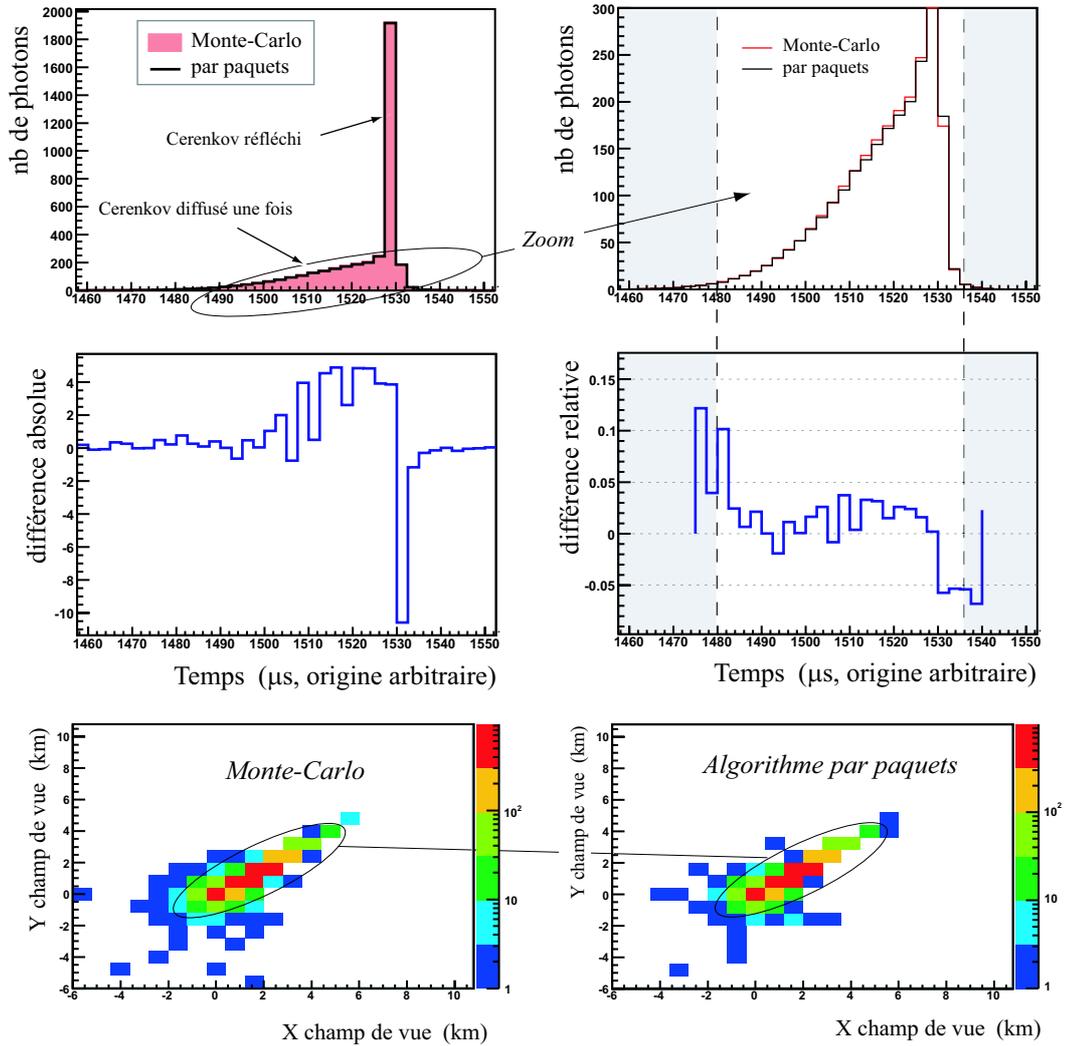


FIG. 5.24 – Comparaison des deux algorithmes de propagation en ciel clair : spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons Cerenkov réfléchis et simplement diffusés, pour une gerbe d'énergie  $10^{20}$  eV,  $\theta = 30^\circ$  et  $\varphi = 45^\circ$  (lentille du télescope de rayon 2.5 m). Sont représentés : les spectres superposés, les différences absolue et relative des deux spectres, et les distributions des photons dans le champ de vue

photons est d'environ 0.7%. Les écarts sont du même ordre de grandeur pour les distributions des photons dans le champ de vue. Le bon accord entre les résultats des deux algorithmes confirme que la réflexion au sol et la diffusion simple des photons Cerenkov en condition de ciel clair sont traitées de manière cohérente par les deux algorithmes développés dans ESAF.

#### 5.4.2 Comparaison des deux algorithmes en présence d'un nuage

On simule à présent une gerbe d'énergie  $10^{20}$  eV, d'angle zénithal  $60^\circ$ , et d'impact au sol situé au nadir du télescope, en présence d'un nuage de profondeur optique égale à 2, d'extension verticale 1 km et d'altitude supérieure 3 km. Le modèle de cumulus C1 est utilisé pour l'algorithme Monte-

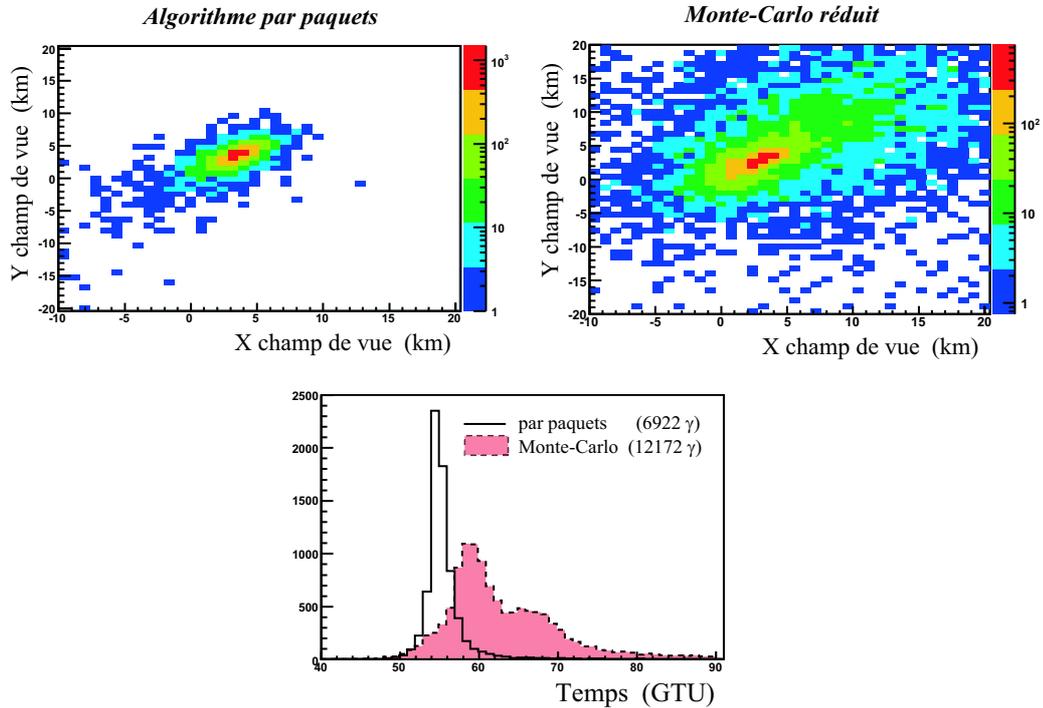


FIG. 5.25 – Comparaison des deux algorithmes de propagation en présence d'un nuage ( $PO = 2$ , extension verticale =  $1\text{ km}$ , altitude supérieure =  $3\text{ km}$ ) : spectre en temps et distribution dans le champ de vue des photons Cerenkov multi-diffusés dans le nuage, pour une gerbe d'énergie  $10^{20}\text{ eV}$ ,  $\theta = 60^\circ$  et  $\varphi = 45^\circ$  (lentille du télescope de rayon  $2.5\text{ m}$ ) – Le Monte-Carlo utilise un ordre maximal de diffusion  $Ord_{max} = 8$ , et les photons considérés dans ce cas sont ceux dont la dernière diffusion a lieu dans le nuage

Carlo. On compare alors les caractéristiques du Cerenkov diffusé par le nuage, simulées par les deux algorithmes. Contrairement à l'étude précédente effectuée en condition de ciel clair, la propagation des photons Cerenkov n'est effectuée qu'une seule fois pour chacune des deux méthodes, en raison du temps de calcul élevé de l'algorithme Monte-Carlo.

On rappelle que la propagation par paquets estime de manière simplifiée l'effet des nuages sur la diffusion du Cerenkov. L'algorithme Monte-Carlo propage les photons un par un et simule successivement les interactions. Dans ce dernier cas, un photon peut être diffusé consécutivement par différents milieux (sol, air, nuage) avant d'atteindre le détecteur. Pour la simulation Monte-Carlo, on considère tous les photons dont la *dernière diffusion* a lieu dans le nuage.

La figure 5.25 présente les spectres en temps et les distributions dans le champ de vue des photons Cerenkov multi-diffusés dans le nuage. Le Monte-Carlo donne un signal deux fois plus intense, mais plus largement dispersé en temps et dans le champ de vue. Le pic de multi-diffusion est retardé de 2 à 3  $GTU$  par rapport à celui obtenu avec la propagation par paquets, et son amplitude est réduite de plus d'un facteur deux. Le renflement après le maximum du pic provient des photons qui ont traversé le nuage, qui ont été réfléchis au sol, et qui sont diffusés à nouveau dans le nuage avant d'atteindre le détecteur. Il n'est pas reproduit par l'algorithme de propagation par paquets.

Comme prévu en section 5.2.4, l'algorithme par paquets sous-estime donc le parcours et le

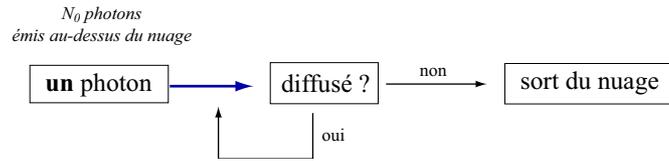


FIG. 5.26 – Schéma de l'algorithme Monte-Carlo utilisé pour la comparaison aux résultats de McKee et al. Les photons sont émis par une source située au-dessus du nuage. La fraction d'entre eux qui ressortent par le haut de la couverture nuageuse définit l'albédo du nuage.

temps de vol des photons multi-diffusés. Aussi, pour une estimation plus précise de la structure du pic de multi-diffusion en présence de nuages, on utilisera toujours la propagation Monte-Carlo réduite.

### 5.4.3 Source ponctuelle et albédo des nuages (McKee et al.)

À présent, on cherche à évaluer la qualité du traitement de la diffusion multiple dans les nuages par l'algorithme Monte-Carlo. Deux articles de McKee et al. [160, 161] ont été identifiés. Dans le premier, les auteurs simulent la variation de l'albédo des nuages avec leur profondeur optique, au moyen d'un algorithme Monte-Carlo de la diffusion multiple. Dans la seconde publication, les auteurs comparent les prévisions théoriques ainsi établies à des mesures in situ, et concluent à un bon accord entre modèle et expérience.

Dans la simulation décrite par le premier article, la source de lumière adoptée est ponctuelle, focalisée vers le nuage et monochromatique ( $450\text{ nm}$ ). Il n'y a ni atmosphère, ni sol, seulement une couverture nuageuse infiniment étendue dans le plan horizontal, homogène et de coefficient d'extinction  $19.3\text{ m}^{-1}$ . La fonction de phase utilisée est celle du modèle de cumulus C1, présenté en section 5.1.2.

Cette étude a été reproduite avec ESAF en modifiant l'algorithme Monte-Carlo décrit en section 5.3 selon le schéma de la figure 5.26. Dix mille photons sont générés au-dessus de la couverture nuageuse, et les photons sont diffusés jusqu'à leur sortie du nuage. La fraction d'entre eux sortant par le haut du nuage détermine l'albédo. Le nombre initial de photons n'est pas réduit avant propagation. Cette étude, qui ne comporte pas de détecteur et ne nécessite pas d'approximation de la fonction de phase du nuage, permet d'estimer la précision du code de propagation, indépendamment de la réduction du nombre de photons et de l'approximation de la fonction de phase.

La comparaison des résultats obtenus avec ceux publiés par McKee et al. [160] est représentée sur le haut de la figure 5.27. On observe un très bon accord pour les profondeurs optiques inférieures à 30, quelque soit l'inclinaison. Pour les nuages plus épais, ESAF semble sous-estimer l'albédo<sup>10</sup>. La base de données TOVS des caractéristiques de la couverture nuageuse autour du globe (section 2.3) donne une profondeur optique moyenne  $\langle PO \rangle = 2$  et peu de nuages dépassent  $PO > 4$ . On ne considérera donc pas de nuages plus épais que  $PO = 30$  par la suite, restant ainsi dans l'intervalle où l'accord avec McKee et al. est satisfaisant.

En bas à gauche de la figure 5.27, on compare la formule analytique utilisée dans la propagation

<sup>10</sup>on notera qu'aux grandes profondeurs optiques, McKee et al. modifient le pur Monte-Carlo en assignant un poids aux photons pour réduire le temps de calcul

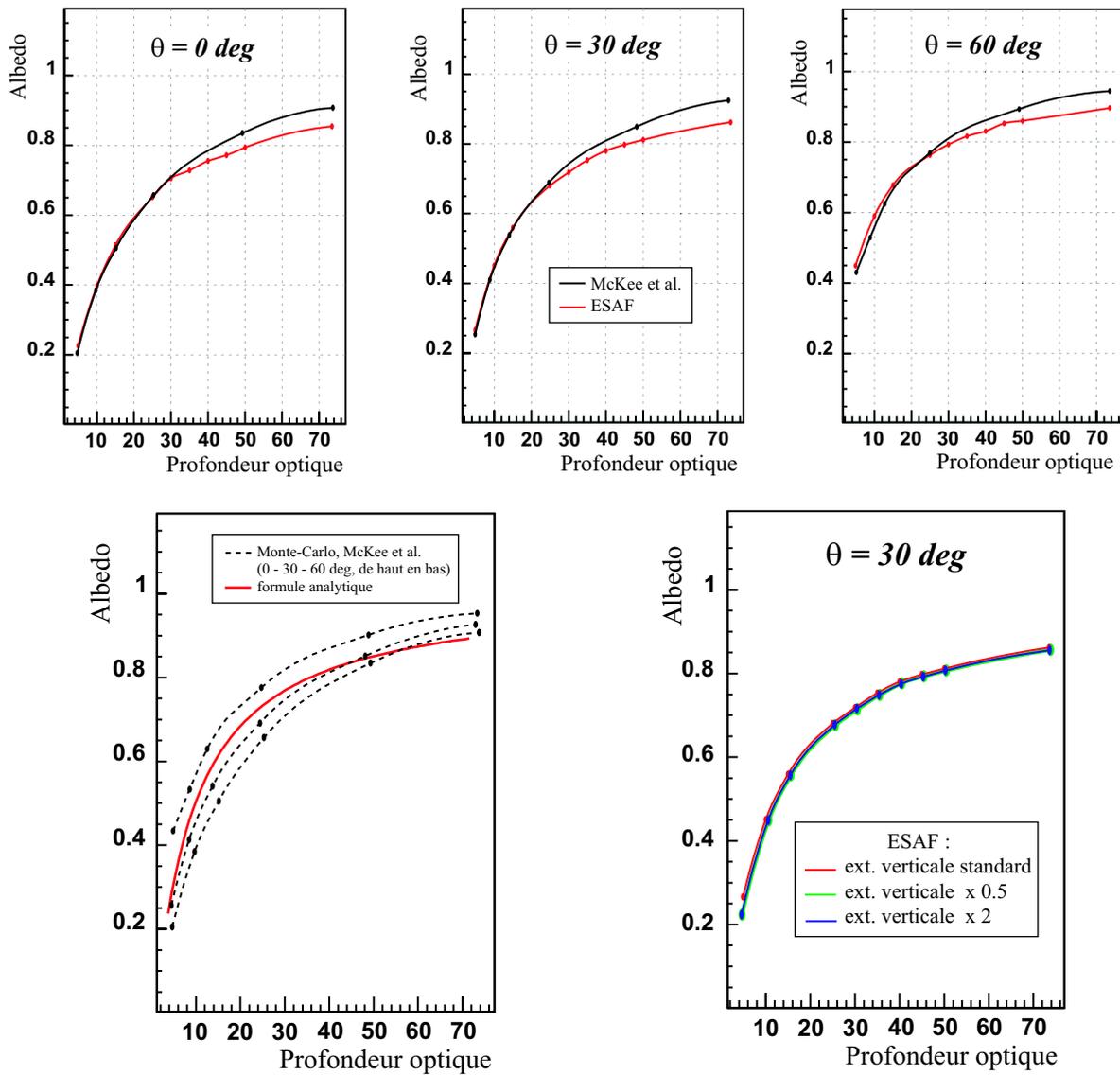


FIG. 5.27 – Albédo des nuages en fonction de la profondeur optique et de l'angle d'incidence d'un faisceau lumineux ( $450 \text{ nm}$ ) : (*haut*) Comparaison entre ESAF et McKee et al. ; (*bas-gauche*) Comparaison avec la formule analytique reliant l'albédo et la profondeur optique, utilisée par la méthode de propagation par paquets (section 5.2.4) ; (*bas-droite*) Effet de l'extension verticale du nuage sur son albédo

par paquets (section 5.2.4) avec les courbes de McKee et al. On constate que la formule analytique constitue une approximation raisonnable pour relier l'albédo des nuages à leur profondeur optique. L'incidence du faisceau doit néanmoins être prise en compte et l'on observe des écarts significatifs au Monte-Carlo, notamment aux petites profondeurs optiques. En bas à droite, la figure illustre l'influence de l'extension verticale du nuage sur l'albédo. Dans le cas considéré, les trois courbes s'ajustent parfaitement et l'albédo ne semble pas dépendre de ce paramètre.

#### 5.4.4 Tirs Lidar et diffusion multiple dans les nuages (MUSCLE)

Une série d'articles a été publiée dans *Applied Physics B* par un groupe de travail nommé *MUSCLE* (MUltiple SCattering Lidar Experiments) [162]. Plusieurs groupes de recherche s'intéressent à la contribution de la diffusion multiple au signal Lidar. Chacun d'eux a développé des simulations qu'ils ont confrontées à l'expérience. Néanmoins, les aspects étudiés sont généralement différents, et il est difficile d'apprécier les performances relatives des programmes. C'est pourquoi l'un des objectifs de *MUSCLE* fut d'appliquer ces codes à une même configuration et de comparer les résultats obtenus.

La configuration proposée est la suivante : il n'y a ni atmosphère, ni sol, seulement un nuage infiniment étendu dans le plan horizontal, homogène, de coefficient d'extinction  $17.25 \text{ km}^{-1}$  et d'épaisseur  $300 \text{ m}$ . Le laser de longueur d'onde  $1064 \text{ nm}$  est placé au sol, dirigé verticalement vers le haut, et le nuage se situe à une altitude de  $1 \text{ km}$  (modèle de cumulus C1, à  $1064 \text{ nm}$ ). Le nombre de photons générés avant propagation n'est pas précisé dans l'article qui présente les résultats des simulations de *MUSCLE* [162].

La contribution de la diffusion multiple au signal Lidar obtenu dans ces conditions est alors tracé en fonction de *la distance de pénétration dans le nuage*. Contrairement à ce que le nom de cette variable indique, elle ne correspond pas à la véritable position des photons. C'est une interprétation géométrique du signal en temps, *considérant que tous les photons sont diffusés selon l'axe du laser*.

L'étude menée par le groupe *MUSCLE* a été reproduite avec *ESAF*. Pour conserver un temps de calcul raisonnable,  $2 \times 10^{12}$  photons ont été générés. Les fonctions de phase tabulées par D. Deirmendjian (*Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions* [153]) n'incluant pas la longueur d'onde  $1064 \text{ nm}$ , on utilise la fonction de phase tabulée à  $1190 \text{ nm}$ . C'est une approximation raisonnable compte tenu de la faible variation du facteur d'asymétrie caractérisant la fonction de phase dans cette gamme de longueur d'onde (section 5.1.2, figure 5.4.(c)).

Dans la présente étude, et contrairement à celle présentée en section précédente, l'algorithme Monte-Carlo est utilisé dans son intégralité : le nombre initial de photons est réduit avant propagation. La simulation comporte un détecteur (le récepteur Lidar, situé à la même position que le laser) et le pic de la fonction de phase pose un problème de temps de calcul. À  $1190 \text{ nm}$ ,  $\Phi_{max} = 48.32$  et l'on peut simuler les deux premiers ordres de diffusion en un temps raisonnable, tout en conservant la fonction de phase originale. Pour les ordres supérieurs, on doit modifier la fonction de phase, et la présente étude permet d'estimer l'impact sur la précision du calcul des deux types d'approximation présentées en section 5.3.3.1 et 5.3.3.2.

La figure 5.28 présente la comparaison des résultats d'*ESAF* avec ceux de *MUSCLE*. La figure regroupe toutes les simulations de *MUSCLE* et présente le rapport des signaux de première et

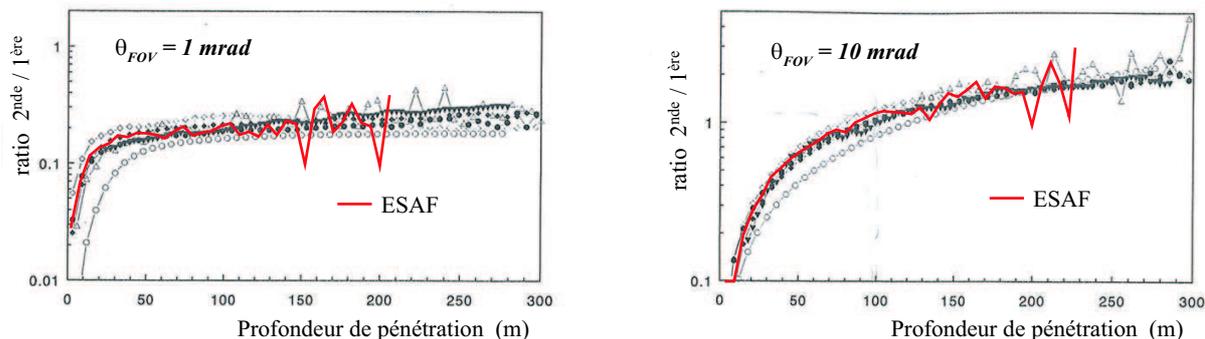


FIG. 5.28 – Tir Lidar ( $1064\text{ nm}$ ) depuis le sol sur un cumulus distant de  $1\text{ km}$ , d'épaisseur  $300\text{ m}$  et de coefficient d'extinction  $17.25\text{ km}^{-1}$  : contribution du second ordre de diffusion pour deux ouvertures angulaires du récepteur ( $\theta_{FOV} \equiv$  pleine ouverture) ; Comparaison des résultats obtenus avec ESAF (en rouge) sans approximation de la fonction de phase tabulée à  $1190\text{ nm}$ , avec les simulations MUSCLE (autres courbes)

deuxième diffusion pour deux valeurs d'ouverture angulaire du récepteur. La courbe rouge est obtenue avec la fonction de phase tabulée *sans approximation*. On peut voir que les résultats d'ESAF sont en bon accord avec les autres simulations, et particulièrement avec les codes de type Monte-Carlo représentés en rond plein (Florence), losange (Munich) et triangle ouvert (NASA). Les fluctuations statistiques des courbes obtenues avec ESAF à grande profondeur de pénétration résultent du faible nombre de photons diffusés au-delà de  $100\text{ m}$ .

La figure 5.29 est équivalente à la figure 5.28, mais les courbes d'ESAF sont obtenues en appliquant les deux types d'approximation de la fonction de phase. Dans les deux configurations, l'accord avec les simulations MUSCLE est dégradé, quoique toujours satisfaisant dans le cas du pic moyenné. Globalement, les courbes obtenues avec ESAF sont similaires à celles de MUSCLE,

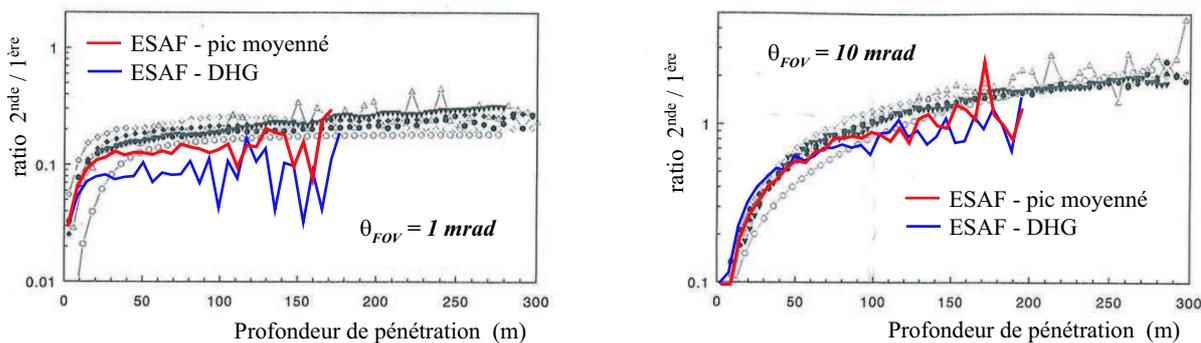


FIG. 5.29 – Tir Lidar ( $1064\text{ nm}$ ) depuis le sol sur un cumulus distant de  $1\text{ km}$ , d'épaisseur  $300\text{ m}$  et de coefficient d'extinction  $17.25\text{ km}^{-1}$ . Le rapport entre l'intensité du second ordre de diffusion et celle du premier ordre est présenté en fonction de la profondeur de pénétration, pour deux ouvertures angulaires du récepteur ( $\theta_{FOV} \equiv$  pleine ouverture). Les résultats d'ESAF sont comparés aux simulations MUSCLE (dans ESAF, fonction de phase tabulée à  $1190\text{ nm}$ , pour les deux types d'approximation)

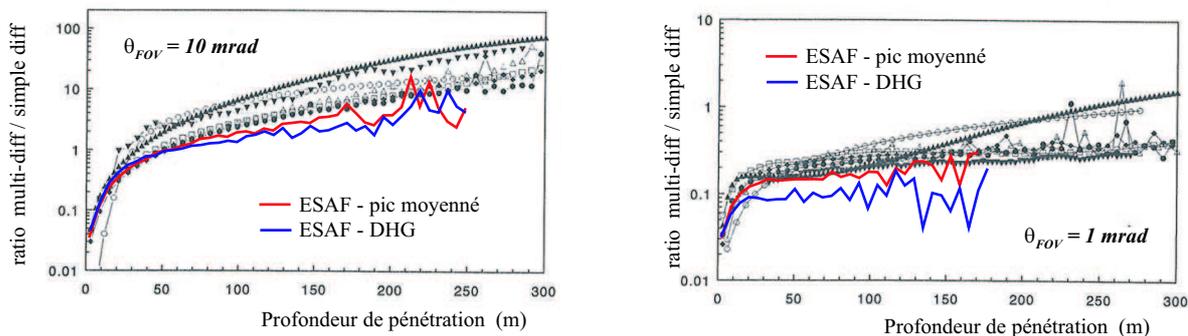


FIG. 5.30 – Tir Lidar ( $1064\text{ nm}$ ) depuis le sol sur un cumulus distant de  $1\text{ km}$ , d'épaisseur  $300\text{ m}$  et de coefficient d'extinction  $17.25\text{ km}^{-1}$ . Le rapport entre l'intensité des ordres de diffusion supérieurs ou égaux à deux et celle du premier ordre est présenté en fonction de la profondeur de pénétration, pour deux ouvertures angulaires du récepteur ( $\theta_{FOV} \equiv$  pleine ouverture). Les résultats d'ESAF sont comparés aux simulations MUSCLE (ESAF : fonction de phase tabulée à  $1190\text{ nm}$ , pour les deux types d'approximation (DHG en bleu, "pic moyenné" en rouge), ordre maximal de diffusion  $Ord_{max} = 8$ )

mais les deux approximations semblent sous-estimer la contribution du second ordre de diffusion, surtout pour la plus petite des ouvertures angulaires. A  $10\text{ mrad}$ , l'accord des deux simulations reste bon jusqu'à une profondeur de pénétration de l'ordre de  $100\text{ m}$ , puis les courbes dévient légèrement des prévisions de MUSCLE.

La figure 5.30 présente la contribution totale de la diffusion multiple vis-à-vis de la diffusion simple. L'ordre maximal de diffusion significatif pour cette étude est estimé respectivement à 8 et 4 pour les deux ouvertures angulaires  $10\text{ mrad}$  et  $1\text{ mrad}$  [163]. ESAF simule ici les diffusions jusqu'à l'ordre  $Ord_{max} = 8$ . Les résultats obtenus avec l'approximation du pic de la fonction de phase ("pic moyenné") sont en bon accord avec les résultats de MUSCLE, bien qu'ESAF semble quelque peu sous-estimer la contribution de la diffusion multiple aux grandes profondeurs. Pour une ouverture de  $1\text{ mrad}$ , la fonction de phase analytique (DHG) donne moins de photons multi-diffusés que la précédente approximation et les simulations de MUSCLE. L'approximation analytique de la fonction de phase semble donc moins performante que l'approximation du pic ("pic moyenné"). On simulera donc par la suite la diffusion multiple des photons dans les nuages avec cette seconde approximation.

En dernier lieu, le groupe de Florence (participants de MUSCLE) a publié une revue sur la contribution de la diffusion multiple au signal Lidar détecté depuis l'espace [164]. Cet article présente les contributions sommées des différents ordres de diffusion à la puissance totale reçue par le détecteur (demi-ouverture  $1.75\text{ mrad}$ ), en présence d'un nuage homogène (modèle C1,  $1064\text{ nm}$ ), de coefficient d'extinction  $0.1\text{ m}^{-1}$  et situé à  $270\text{ km}$  du récepteur. Il n'y a ni atmosphère, ni sol. La figure 5.31 est extraite de l'article, et les simulations d'ESAF y sont superposées. Les résultats obtenus avec ESAF s'accordent relativement bien aux résultats de la publication originale, bien qu'ESAF semble surestimer le signal à partir de l'ordre 8, pour les profondeurs de pénétration inférieures à  $40\text{ m}$ .

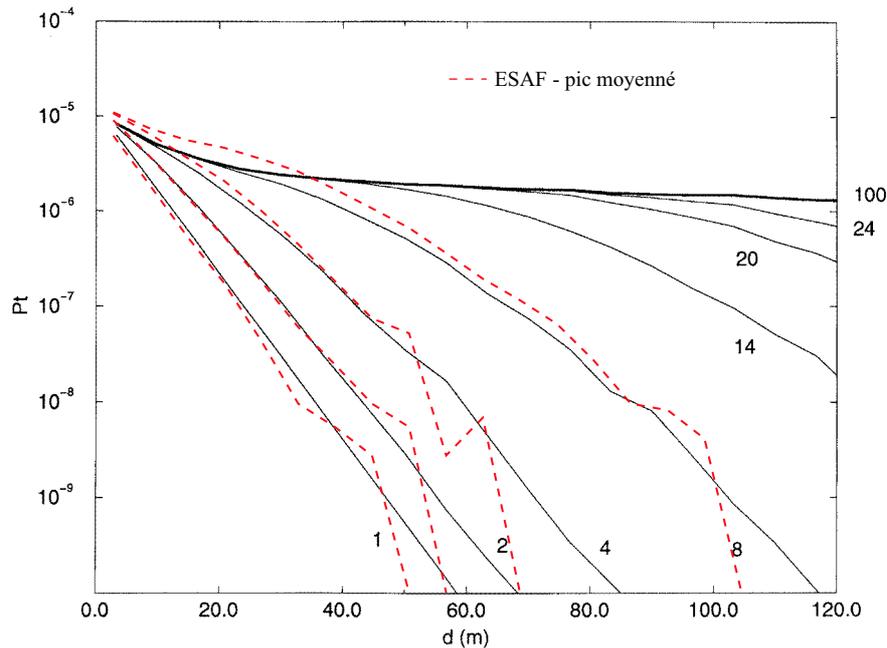


FIG. 5.31 – Tir Lidar depuis l'espace sur une couverture nuageuse homogène (modèle C1,  $1064\text{ nm}$ ) située à  $270\text{ km}$  du détecteur (demi-ouverture  $1.75\text{ mrad}$ ), de coefficient d'extinction  $0.1\text{ m}^{-1}$  et d'extension verticale  $120\text{ m}$  : contributions sommées des différents ordres de diffusion à la puissance totale reçue, en fonction de la profondeur de pénétration. La courbe obtenue avec ESAF (pointillés rouges) est comparée avec celle de Brusciaglioni et al. [164]

La diffusion multiple des photons dans les nuages simulée par l'algorithme Monte-Carlo donne des résultats en bon accord avec ceux publiés par le groupe MUSCLE. Le traitement de la diffusion multiple sur les autres types de milieu (molécules d'air, aérosols, surface de la Terre) utilise les mêmes algorithmes que ceux testés dans le cas des nuages. La simulation du transfert radiatif développée au sein d'ESAF atteint un niveau de précision suffisant pour estimer l'influence des différents processus de diffusion et d'absorption sur la détection spatiale du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie.

Dans ESAF, la simulation du transfert radiatif tient compte des processus suivants : la diffusion des photons sur les molécules de l'air, les aérosols, les nuages et la surface de la Terre, ainsi que l'absorption des ultra-violets par l'ozone. Deux algorithmes ont été développés pour simuler la propagation des photons de fluorescence et Cerenkov émis par les gerbes atmosphériques. Le premier regroupe les photons par paquets et simule la diffusion simple des photons Cerenkov sur les molécules d'air, ainsi que leur réflexion à la surface de la Terre. Cet algorithme inclut aussi une méthode simplifiée du calcul de la diffusion multiple des photons Cerenkov dans les nuages. Le second algorithme propage les photons les uns après les autres, en ayant réduit au préalable le nombre de photons à traiter par l'application d'un terme d'angle solide. Cet algorithme Monte-Carlo traite

le diffusion simple et la diffusion multiple des photons de fluorescence et Cerenkov sur tous les types de milieux. Les tests effectués pour éprouver la validité des algorithmes montrent que la propagation des photons est simulée de manière satisfaisante dans ESAF.



## Chapitre 6

# Caractéristiques du signal collecté par la lentille

Une gerbe atmosphérique produite par un rayon cosmique génère des photons de fluorescence et Cerenkov. Après propagation jusqu'à la lentille du télescope, ces photons constituent le signal lumineux associé à la gerbe. On peut distinguer trois composantes du signal : la fluorescence directe, le Cerenkov réfléchi au sol et les photons diffusés.

Ce chapitre est consacré aux caractéristiques du signal lumineux collecté par la lentille du télescope, simulé avec les algorithmes développés dans ESAF qui ont été présentés dans les chapitres précédents. Les résultats des simulations sont en grande partie indépendants de la configuration du détecteur. Pour une description plus claire des caractéristiques du signal, le rayon de la lentille est fixé à  $2.5\text{ m}$ , soit deux fois supérieur à celui du télescope conçu pour EUSO. L'altitude du détecteur est fixée à  $430\text{ km}$ .

Dans la première partie de ce chapitre, on présente les caractéristiques du signal de base formé par les signaux de fluorescence directe et du Cerenkov réfléchi au sol, en conditions de ciel clair. Ces caractéristiques peuvent être utilisées pour reconstruire le profil longitudinal de la gerbe. Le principe du procédé de reconstruction est exposé en fin de section.

La composante diffusée du signal en conditions de ciel clair est décrite dans la seconde partie du chapitre. Cette composante déforme le signal de base. Son intensité ainsi que son intrication spatiale et temporelle avec le signal de base sont présentées dans cette section.

La présence d'aérosols et de nuages modifie les caractéristiques de la composante diffusée du signal. Dans certaines configurations, la diffusion multiple des photons à travers ces milieux optiquement épais peut donner naissance à un signal piqué en temps. Les caractéristiques de ce *pic de multi-diffusion* sont décrites dans la troisième partie de ce chapitre.

### 6.1 Signal de base en conditions de ciel clair

On étudie dans un premier temps les caractéristiques du signal de fluorescence directe : sa trace dans le champ de vue, sa vitesse angulaire, sa durée et son intensité. Le temps d'arrivée des photons Cerenkov réfléchis au sol, ainsi que l'intensité et l'amplitude du pic sont présentés dans un deuxième temps. Le principe de la reconstruction du profil longitudinal à partir du signal

déTECTÉ est exposé dans un troisième temps.

Pour toutes les simulations présentées dans cette section, et sauf précisions contraires, le développement de la gerbe est simulé par l'intermédiaire de la formule de GIL, pour des protons d'énergie égale à  $10^{20}$  eV. Le premier point d'interaction est généré aléatoirement selon la section efficace proton-air. L'émission de fluorescence est simulée par le modèle issu des mesures de Kakimoto et complété des raies de Bunner. Les photons Cerenkov sont propagés par paquets jusqu'au sol en une seule étape, et le sol est considéré lambertien d'albédo égal à 8%. L'atmosphère est décrite par le modèle US-Standard.

### 6.1.1 Fluorescence directe

On rappelle que la composante du signal nommée *fluorescence directe* est constituée des photons de fluorescence émis par la gerbe et collecté par la lentille sans avoir interagi durant leur parcours dans l'atmosphère (chapitre 5). Sa trace sur la surface focale donne la position de la gerbe dans le champ de vue ainsi que son angle azimutal. La vitesse angulaire du signal de fluorescence directe permet d'estimer l'angle zénithal, et sa durée fournit de manière indirecte une référence en altitude, nécessaire pour déterminer la trajectoire de la gerbe. Le spectre en temps du signal de fluorescence directe permet alors de reconstruire la distribution longitudinale des photons de fluorescence émis selon l'axe de la gerbe.

#### 6.1.1.1 Trace dans le champ de vue

La surface focale du télescope est segmentée en pixels et permet de localiser la trace du signal de fluorescence directe dans le champ de vue. L'angle polaire de cette trace permet de déterminer l'angle azimutal  $\varphi$  de la gerbe. La figure 6.1 présente quelques exemples de traces à  $\varphi = 45^\circ$ , pour différentes valeurs de l'angle zénithal ( $\theta = 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ ). Sur cette figure, la pixellisation de la surface focale correspond à un champ de vue segmenté en carrés de  $0.8$  km de côté.

On peut constater que la trace est d'autant plus longue que l'angle zénithal est élevé. Cet

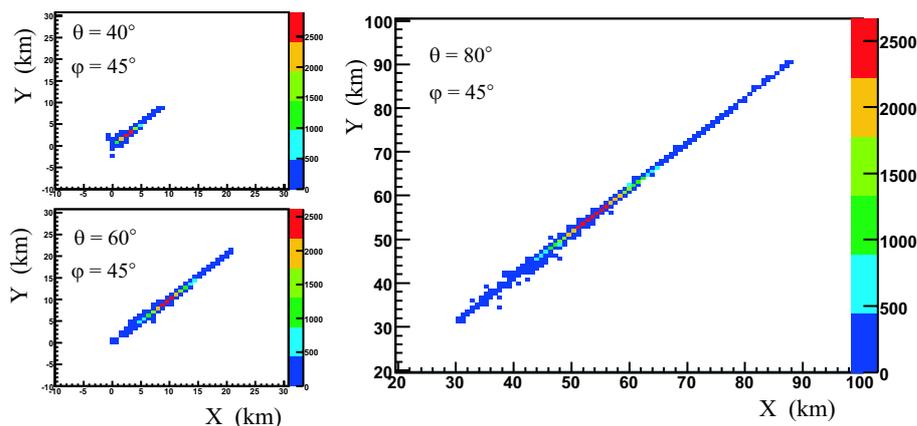


FIG. 6.1 – Exemples de trace du signal de la fluorescence directe dans le champ de vue, pour  $\theta = 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ . Les trois traces sont représentées à la même échelle ( $E = 10^{20}$  eV,  $\varphi = 45^\circ$ , lentille du télescope de rayon  $2.5$  m)

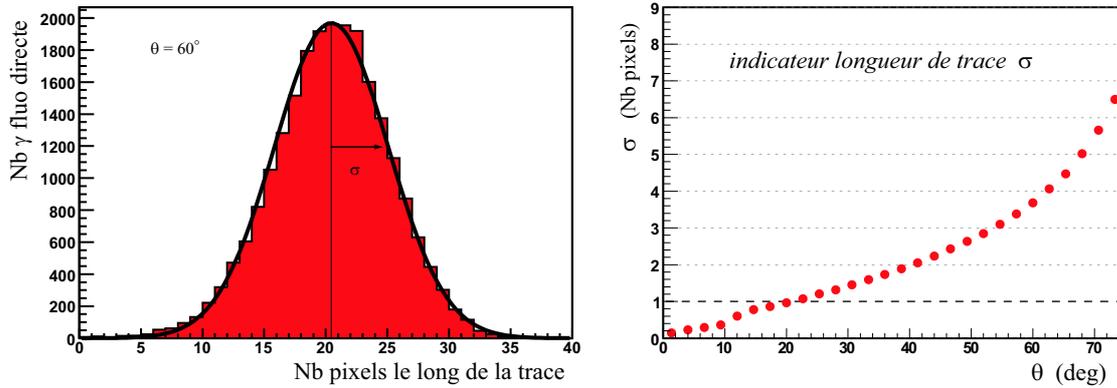


FIG. 6.2 – (*gauche*) Ajustement gaussien sur la distribution des photons le long de la trace dans le champ de vue, exprimée en nombre de pixels, pour un évènement à  $E = 10^{20} \text{ eV}$ ,  $\theta = 60^\circ$  (lentille du télescope de rayon  $2.5 \text{ m}$ ); (*droite*) Indicateur de longueur de trace en fonction de l'angle zénithal de l'évènement (simulation *Proton\_theta*)

allongement provient de deux effets. Le premier est purement géométrique, et résulte de la projection de la trajectoire de la gerbe orthogonalement à l'axe optique. Le second effet est associé au fait que les gerbes plus inclinées se développent sur de plus longues distances (section 3.5.2).

Afin de quantifier l'effet de l'angle zénithal sur la longueur de trace, on génère un lot de dix mille évènements d'angle zénithal uniformément réparti entre  $0^\circ$  et  $75^\circ$ , d'angle azimutal  $\varphi = 0^\circ$ , et d'impact au sol situé au nadir du télescope. On nomme ce lot d'évènements *Proton\_theta*. Pour chaque évènement, on considère la distribution des photons le long de la trace dans le champ de vue. Cette distribution est discrétisée en intervalles de  $0.8 \text{ km}$ , et la distance le long de la trace est exprimée en "nombre de pixels" (figure 6.2 (*gauche*)). Pour s'affranchir en partie de l'effet de la discrétisation, on ajuste une gaussienne sur cette distribution. L'écart-type  $\sigma$  résultant de l'ajustement est un indicateur de la longueur de trace : environ 95% du signal est compris dans un intervalle de  $4\sigma$ . La figure 6.2 (*droite*) présente l'évolution de cet indicateur avec l'angle zénithal. En-dessous de  $20^\circ$ , 95% du signal lumineux est contenu dans moins de 4 pixels. A  $70^\circ$ , la même fraction du signal est répartie dans 20 pixels environ. Il est plus difficile de reconstruire l'angle azimutal des gerbes dont la trajectoire est peu inclinée par rapport à l'axe optique du télescope, en raison du plus faible nombre de pixels touchés.

### 6.1.1.2 Vitesse angulaire

Observée depuis le télescope, une gerbe atmosphérique apparaît sous la forme d'un point lumineux se déplaçant dans l'atmosphère à la vitesse de la lumière. La vitesse de déplacement de ce point lumineux dans le champ de vue du télescope, autrement dit sa *vitesse angulaire*, dépend de l'inclinaison de la gerbe, de sa position dans le champ de vue et de sa distance au télescope. A position dans le champ de vue fixée, c'est l'altitude du maximum de développement qui détermine la distance gerbe-détecteur. On étudie ici les influences respectives de l'angle zénithal de la gerbe et de l'altitude du maximum de développement sur la vitesse angulaire.

### Estimation analytique

L'effet de l'angle zénithal de la gerbe sur la vitesse angulaire du signal est illustré sur le schéma de droite de la figure 6.3, dans le cas particulier d'une gerbe dont le maximum de développement se situe au nadir du télescope. La vitesse angulaire  $\omega$  est définie par le temps de traversée  $\Delta t$  du champ de vue  $\alpha$  d'un pixel :

$$\omega = \frac{\alpha}{\Delta t}$$

Au premier ordre, le temps  $\Delta t$  peut s'exprimer par la relation :

$$c\Delta t = \frac{\tan \alpha}{\sin \theta} (H_e - H_{max}) (1 + \cos \theta) \quad (6.1)$$

Dans la configuration du télescope conçu pour EUSO, le champ de vue d'un pixel est de l'ordre de  $1.9 \text{ mrad}$ , correspondant à une distance projetée au sol  $d_{sol} = 0.8 \text{ km}$  pour une altitude du télescope  $H_e = 430 \text{ km}$ .  $\alpha$  étant très petit, on peut considérer que  $\tan \alpha \sim \alpha$ , et la vitesse angulaire peut alors s'écrire :

$$\frac{\omega}{c} = \frac{\sin \theta}{(1 + \cos \theta) (H_e - H_{max})} \quad (6.2)$$

Afin d'exprimer la vitesse angulaire en "nombre de pixels par GTU", on normalise cette expression par la valeur :

$$\omega_0 = \frac{\alpha}{GTU} = \frac{d_{sol}}{H_e} \times \frac{1}{GTU}$$

et l'équation 6.2 devient :

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{c \times GTU}{d_{sol}} \frac{\sin \theta}{(1 + \cos \theta) \left(1 - \frac{H_{max}}{H_e}\right)} \quad (6.3)$$

où le terme  $\frac{c \times GTU}{d_{sol}}$  est égal à 0.938 pour une unité de temps  $GTU = 2.5 \mu s$ . Au premier ordre ( $H_{max} \ll H_e$ ), la vitesse angulaire varie linéairement avec l'altitude du maximum de développement.

### Résultats de la simulation

Un lot d'évènements est généré pour évaluer les influences respectives de l'angle zénithal et de l'altitude du maximum  $H_{max}$  sur la vitesse angulaire. A angle zénithal fixé, mille évènements sont simulés avec un premier point d'interaction  $X_1$  tiré uniformément entre 0 et  $500 \text{ g.cm}^{-2}$ . La profondeur du premier point d'interaction se répercute directement sur la profondeur du maximum, et par conséquent sur l'altitude du maximum. Ainsi, à inclinaison fixée, l'intervalle balayé en altitude est d'environ  $3 \text{ km}$ . L'angle azimutal est fixé à  $\varphi = 0^\circ$ , et l'impact des gerbes au sol se situe au nadir du télescope. On nomme ce lot d'évènements *Proton\_Hmax*.

On compare l'estimation analytique de la vitesse angulaire établie précédemment à celle obtenue par la simulation du signal de fluorescence directe pour les évènements du lot *Proton\_Hmax*. La formule analytique est valable au premier ordre pour des gerbes dont le maximum de développement - et non l'impact - se situe au nadir du télescope. A angle zénithal fixé et pour un impact fixé au nadir, la variation de l'altitude du maximum de développement s'accompagne d'un déplacement de la position du maximum dans le champ de vue, d'autant plus important que l'angle zénithal est élevé. Cet effet doit être pris en compte avant de comparer les évènements simulés avec le calcul analytique.

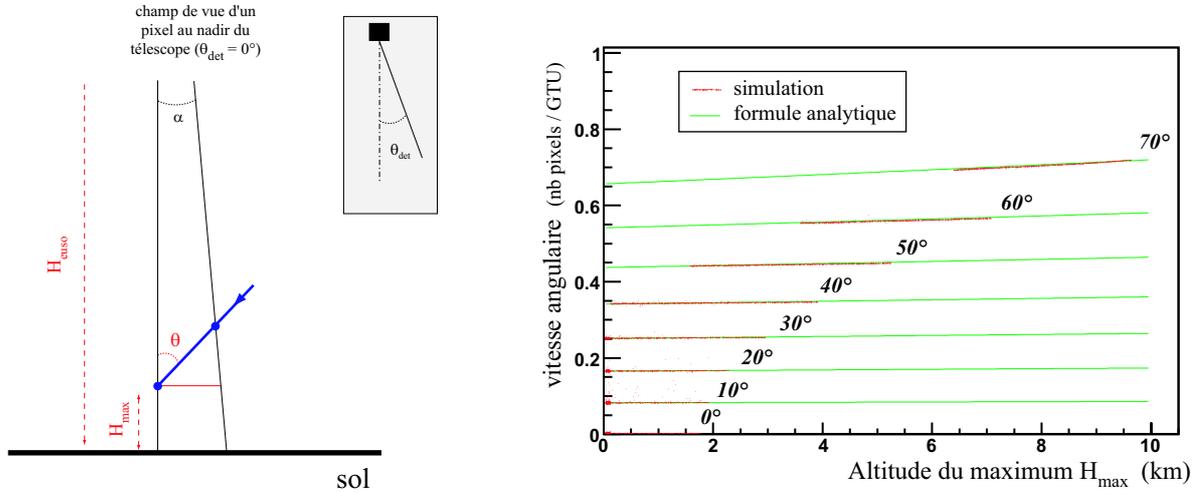


FIG. 6.3 – (*gauche*) Schéma de principe du calcul analytique de la vitesse angulaire au nadir du télescope; (*droite*) Evolution de la vitesse angulaire avec l'altitude du maximum, pour différentes valeurs de l'angle zénithal (simulation *Proton\_Hmax*)

L'angle azimutal des évènements simulés étant nul, les gerbes se développent dans le plan  $(X, Z)$ . Dans cette configuration particulière, l'effet de la position du maximum de la gerbe dans le champ de vue peut être pris en compte dans la formule analytique 6.3 par l'introduction de l'angle  $\theta_{\text{det}}$  sous lequel est repérée la position du maximum depuis le télescope (encart du schéma à gauche de la figure 6.3) :

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{c \times GTU}{d_{\text{sol}}} \frac{\sin(\theta + \theta_{\text{det}}) \cos(\theta_{\text{det}})}{(1 + \cos(\theta + \theta_{\text{det}})) \left(1 - \frac{H_{\text{max}}}{H_e}\right)} \quad (6.4)$$

Cette formule est superposée aux résultats de la simulation sur la figure 6.3 (droite), où la vitesse angulaire est tracée en fonction de l'altitude du maximum, pour différentes valeurs de l'angle zénithal. La formule analytique reproduit fidèlement la vitesse angulaire simulée. A angle zénithal fixé, et dans la gamme d'altitude où se développent les gerbes hadroniques, la vitesse angulaire est quasiment constante. La dépendance semble plus forte à grand angle zénithal, mais résulte principalement de l'effet résiduel de la position du maximum de développement dans le champ de vue, la valeur de  $\theta_{\text{det}}$  atteignant environ  $3^\circ$  pour les gerbes d'angle zénithal égal à  $70^\circ$ .

La faible dépendance de la vitesse angulaire avec l'altitude du maximum de la gerbe est la seconde manifestation du peu de sensibilité d'un détecteur spatial aux effets de proximité. La faible variation du terme d'angle solide évoquée en section 2.1 en était la première manifestation. Cette propriété est ici essentielle puisque la vitesse angulaire constitue un bon estimateur de l'angle zénithal de la gerbe, sans connaissance préalable de l'altitude du maximum de développement.

### 6.1.1.3 Durée du signal

A plus haute altitude, les gerbes atmosphériques se développent sur de plus longues distances. On a montré en section 3.5.2 que cette propriété permettait de relier la "largeur du profil lon-

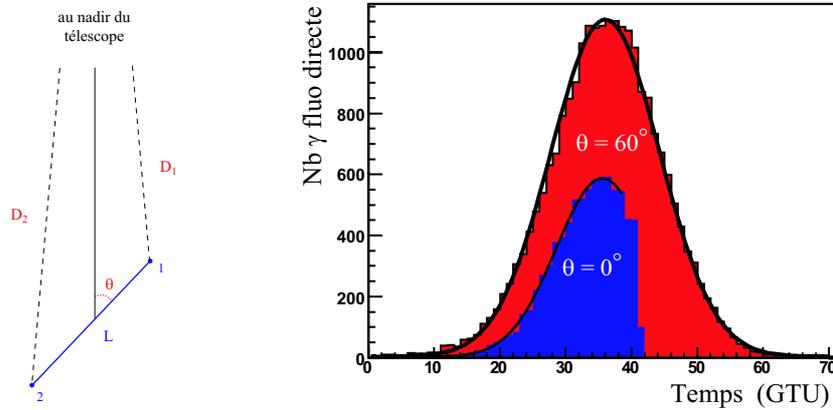


FIG. 6.4 – (*gauche*) Schéma de principe du calcul analytique de la durée du signal ; (*droite*) Exemples d’ajustement gaussien sur le spectre en temps de la fluorescence directe. Dans le cas des gerbes verticales, l’ajustement est limité à quelques GTU au-delà du maximum de signal pour s’affranchir de la troncature du signal suite à l’impact de la gerbe au sol avant la fin de son développement

gitudinal en distance” des électrons de la gerbe à la densité de l’air considérée au maximum de développement. On étudie ici comment se répercute l’effet du plus long parcours des électrons sur la durée du signal de fluorescence directe.

### Estimation analytique

On présente un calcul simplifié pour estimer de manière analytique les dépendances de la durée du signal avec l’angle zénithal et l’altitude du maximum de développement. Le schéma de gauche de la figure 6.4 présente le cas simple d’une gerbe dont le maximum de développement se situe au nadir du télescope. Les points 1 et 2 sont deux positions séparées d’une distance  $L$  le long de l’axe de la gerbe, dont les distances respectives au détecteur sont notées  $D_1$  et  $D_2$ . On note  $\Delta t$  la différence de temps d’arrivée sur le télescope des photons émis entre ces deux positions :

$$c\Delta t = L + (D_2 - D_1) \quad (6.5)$$

Pour une distance  $L$  faible devant  $D_1$  et  $D_2$ , la dépendance avec  $\theta$  de la durée du signal collecté par la lentille est donnée au premier ordre par la relation :

$$c\Delta t = L \times (1 + \cos \theta) \quad (6.6)$$

La distance sur laquelle se développe une gerbe varie proportionnellement à l’inverse de la densité de l’air  $\rho(H_{max})$  considérée au maximum de développement (chapitre 3). En considérant le terme  $L$  de l’équation 6.6 comme étant représentatif de la “largeur du profil longitudinal”, on peut exprimer la dépendance de la durée du signal avec l’altitude du maximum par la relation :

$$c\Delta t \propto \frac{1 + \cos \theta}{\rho(H_{max})} \quad (6.7)$$

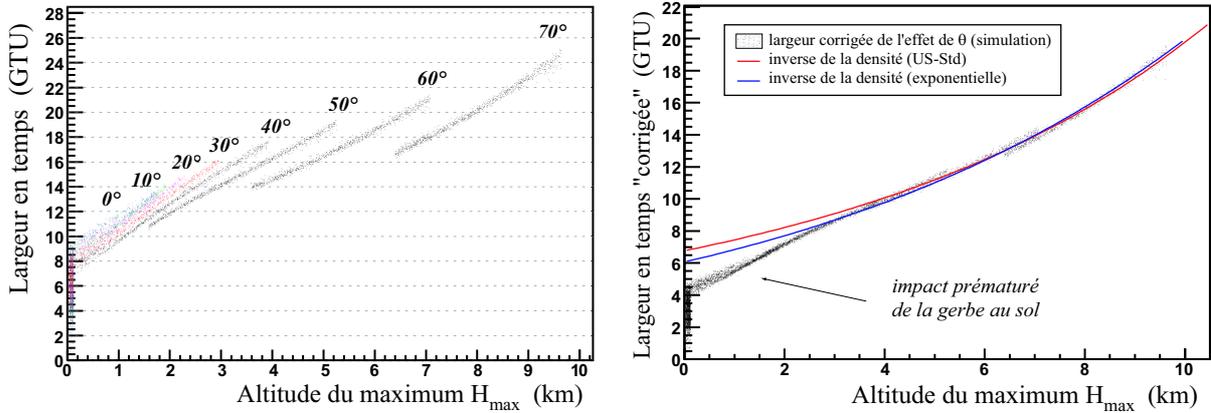


FIG. 6.5 – (*gauche*) Dépendance de la durée du signal (“largeur en temps”) avec l’altitude du maximum  $H_{max}$ , tracée pour différentes valeurs de l’angle zénithal ; (*droite*) Effet spécifique de l’altitude du maximum, après correction de l’effet de l’angle zénithal. Une fonction proportionnelle à l’inverse du profil de densité de l’atmosphère US-Standard est ajustée à la courbe (altitudes inférieures à 4 km exclues) avec pour paramètre libre un coefficient de normalisation. Une fonction proportionnelle à l’inverse du profil de densité du modèle d’atmosphère isotherme est aussi ajustée (simulation *Proton\_Hmax* )

### Résultats de la simulation

On compare à présent la formulation analytique précédemment établie avec la durée du signal simulé pour le lot d’évènements *Proton\_Hmax*. Le spectre en temps des photons de fluorescence directe est discrétisé en unité de temps  $2.5 \mu s$  (*GTU*). On définit un indicateur de la durée du signal, la *largeur en temps*  $\Delta t_{fluo}$ , calculée en faisant le rapport du nombre total de photons  $N_{tot}$  et du nombre de photons au maximum du signal  $N_{max}$  :

$$\Delta t_{fluo} = \frac{N_{tot}}{N_{max}} \quad (6.8)$$

L’amplitude  $N_{max}$  étant un nombre de photons par unité de temps (*GTU*), la largeur en temps  $\Delta t_{fluo}$  s’exprime en “nombre de *GTU*”. L’amplitude  $N_{max}$  du signal est déterminée par un ajustement gaussien (figure 6.4 (droite)). Pour les évènements peu inclinés, l’intervalle d’ajustement est limité à quelques *GTU* au-delà du maximum de signal pour s’affranchir de la troncature du spectre en temps suite à l’impact de la gerbe au sol avant la fin de son développement (figure 6.4 (droite)).

La figure 6.5 (gauche) présente l’évolution de  $\Delta t_{fluo}$  en fonction de l’altitude du maximum  $H_{max}$ , pour différentes valeurs de l’angle zénithal  $\theta$ . A altitude fixée, la largeur diffère selon l’inclinaison de la gerbe. La figure 6.5 (droite) représente la largeur en temps corrigée de l’effet de l’inclinaison estimé précédemment :

$$\Delta t_{fluo_{cor}} = \frac{\Delta t_{fluo}}{(1 + \cos \theta)}$$

On observe alors qu’à altitude fixée correspond une valeur unique de la largeur en temps corrigée. On retrouve aussi l’effet de l’impact prématuré de la gerbe au sol, déjà observé sur la largeur du

profil longitudinal en distance en section 3.5.2.

L'inverse du profil de densité  $\frac{1}{\rho(H_{max})}$  de l'atmosphère US-Standard (utilisée pour simuler les évènements) est ajusté à la courbe, avec pour paramètre libre un coefficient de normalisation. Pour s'affranchir de l'effet de l'impact de la gerbe au sol avant la fin de son développement, les altitudes inférieures à  $4\text{ km}$  ne sont pas incluses dans l'ajustement. Le coefficient de normalisation  $\Delta t_0$  issu de l'ajustement est égal à  $6.8\text{ GTU}$ . Le bon accord avec la simulation confirme la dépendance de la durée du signal avec  $\rho(H_{max})$ , estimée par l'équation 6.7.

Afin de relier analytiquement la largeur en temps à l'altitude du maximum, on utilise le modèle d'atmosphère isotherme (section 2.3). Le profil de densité correspondant est exponentiel :

$$\rho(h) \propto \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right) \quad (6.9)$$

avec  $h_0 = 8.4\text{ km}$ . Une fonction inversement proportionnelle à ce profil est ajustée aux résultats de la simulation. Le coefficient de normalisation issu de l'ajustement est égal à  $6.1\text{ GTU}$ . A basse altitude, cet ajustement diffère quelque peu de celui réalisé avec l'atmosphère US-Standard, mais la pente des deux courbes est quasiment identique. En définitive, les dépendances de la largeur en temps avec l'angle zénithal et l'altitude du maximum peuvent se formuler au premier ordre par la relation :

$$\Delta t_{fluo} = \Delta t_0 (1 + \cos \theta) \exp\left(\frac{H_{max}}{h_0}\right) \quad (6.10)$$

avec  $h_0 = 8.4\text{ km}$  et  $\Delta t_0 = 6.1\text{ GTU}$ .

Si le profil de densité de l'atmosphère ainsi que l'angle zénithal de la gerbe sont connus, la durée du signal de fluorescence directe peut être utilisée pour inférer l'altitude du maximum, et fournir ainsi une référence en altitude nécessaire à la reconstruction de la trajectoire de l'évènement. Cette référence en altitude peut être utilisée de manière complémentaire à celle fournit par le signal Cerenkov réfléchi au sol, ou s'y substituer si le pic Cerenkov n'est pas détecté.

#### 6.1.1.4 Intensité du signal

On étudie ici la variation du nombre total de photons détectés avec l'angle zénithal et la position du maximum de développement dans le champ de vue.

##### Dépendance avec l'angle zénithal

On rappelle qu'à énergie et masse du primaire fixées, les gerbes inclinées se développent à plus haute altitude et génèrent plus de photons du fait d'un plus long parcours des électrons à haute altitude (chapitre 4). Ainsi, à  $75^\circ$ , le nombre de photons générés est quatre fois supérieur à celui d'une gerbe verticale.

Les photons des gerbes inclinées étant générés à plus haute altitude, ils se propagent à travers les couches les moins denses de l'atmosphère et sont donc moins atténués sur leur trajet vers le télescope. La transmission moyennée sur l'ensemble des photons de fluorescence émis par la gerbe est tracée sur la figure 6.6 (gauche) en fonction de l'angle zénithal, pour des gerbes simulées à

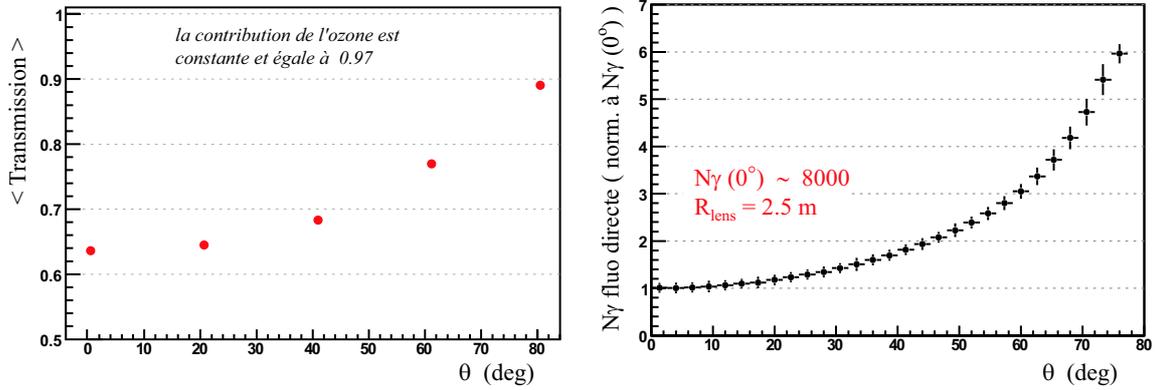


FIG. 6.6 – (*gauche*) Transmission moyenne des photons de fluorescence en fonction de l’angle zénithal de la gerbe ; (*droite*) Variation de l’intensité du signal de fluorescence directe en fonction de l’angle zénithal (simulation *Proton\_theta*)

$10^{20} \text{ eV}$  dont l’impact est situé au nadir du télescope (lot d’évènements *Proton\_theta*). D’environ 65% pour les gerbes verticales, la transmission est augmentée d’un facteur 1.4 environ à  $80^\circ$ . On notera que l’atténuation du flux par la couche d’ozone reste faible, avec une valeur de transmission de 97% indépendante de l’angle zénithal.

La figure 6.6 (droite) présente la variation de l’intensité du signal de fluorescence directe avec l’angle zénithal. Les effets respectifs de la transmission et de l’intensité à l’émission se traduisent par une augmentation de près d’un facteur 6 de l’intensité du signal de fluorescence directe entre  $0^\circ$  et  $75^\circ$ . Pour un rayon de la lentille égal à  $2.5 \text{ m}$  et un télescope placé à  $430 \text{ km}$  d’altitude, le nombre de photons de fluorescence directe est d’environ 8000 pour une gerbe verticale à  $10^{20} \text{ eV}$ . Dans la configuration de l’optique envisagée pour EUSO, 2000 photons de fluorescence sont collectés par la lentille pour une gerbe verticale.

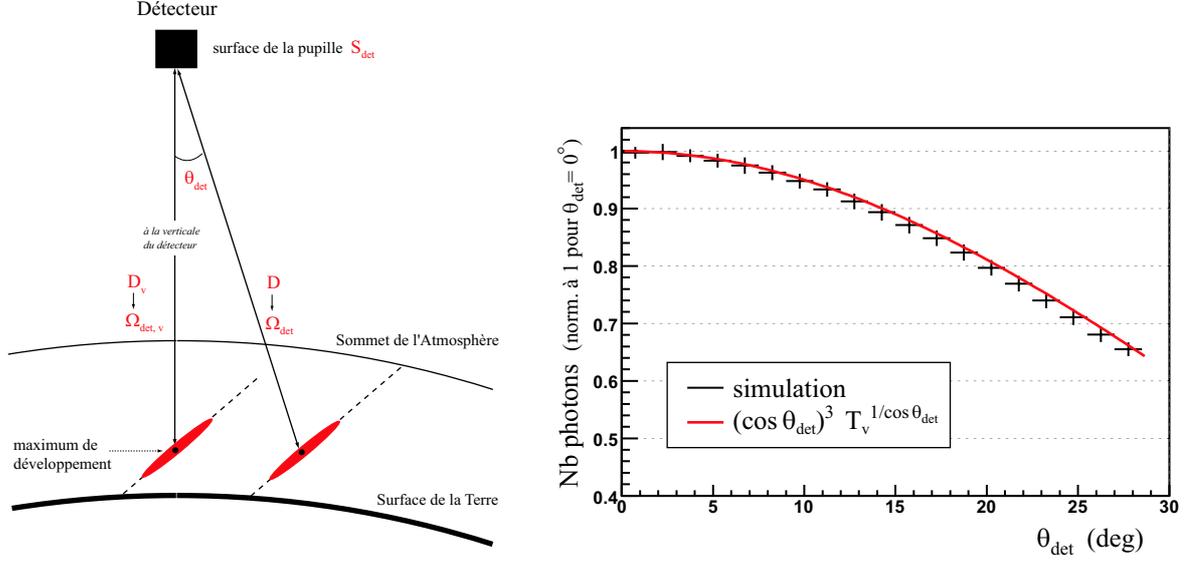
### Dépendance avec la position dans le champ de vue

Afin de formuler au premier ordre la dépendance de l’intensité du signal de fluorescence directe avec la position de la gerbe dans le champ de vue, on considère en première approximation que tous les photons sont émis au maximum de développement :

$$N_{\text{direct}} = N_0 \frac{\Omega_{\text{det}}}{4\pi} T \quad (6.11)$$

$N_0$  étant le nombre total de photons émis par la gerbe,  $\Omega_{\text{det}}$  l’angle solide formé par la surface projetée du détecteur et  $T$  la transmission à travers l’atmosphère considérée entre la position du maximum de développement et le télescope. On note  $D$  la distance entre le maximum de développement et le détecteur, et  $S_{\text{det}}$  la surface de la lentille du télescope. Par la suite, les variables munies de l’indice  $v$  correspondent aux évènements dont le maximum se situe à la verticale du détecteur (figure 6.7 (gauche)).

Pour une position dans le champ de vue repérée par l’angle  $\theta_{\text{det}}$  depuis le télescope (figure 6.7


 FIG. 6.7 – Effet du champ de vue sur l'intensité du signal de fluorescence directe (simulation *Proton\_ChampVue*)

(gauche)), l'angle solide formé par la lentille s'écrit :

$$\Omega_{det} = \frac{S_{det} \cos \theta_{det}}{D^2} \quad (6.12)$$

En négligeant la sphéricité de la Terre, on peut exprimer la variation de la distance  $D$  avec la position dans le champ de vue :

$$D = \frac{D_v}{\cos \theta_{det}} \quad (6.13)$$

$D_v$  étant la distance entre le télescope et le maximum d'une gerbe située à sa verticale. L'équation 6.12 s'écrit alors :

$$\Omega_{det} = \frac{S_{det}}{D_v^2} (\cos \theta_{det})^3 = \Omega_{det,v} (\cos \theta_{det})^3 \quad (6.14)$$

Par ailleurs, la transmission  $T$  du signal varie avec la position dans le champ de vue suivant la loi :

$$T = (T_v)^{\frac{1}{\cos \theta_{det}}}$$

$T_v$  étant la transmission considérée à la verticale du télescope.

En définitive, considérer tous les photons émis au maximum de développement permet d'exprimer de manière simple la variation de l'intensité du signal avec la position de l'évènement dans le champ de vue :

$$N_{direct} \sim (\cos \theta_{det})^3 (T_v)^{\frac{1}{\cos \theta_{det}} - 1} (N_{direct,v}) \quad (6.15)$$

Pour vérifier la validité de cette formulation analytique, on génère un lot de dix mille évènements d'angle zénithal fixé à  $\theta = 60^\circ$ , d'angle azimutal  $\varphi = 0^\circ$ , et d'impact au sol uniformément

distribué dans le champ de vue du télescope (lot *Proton\_ChampVue*). La figure 6.7 (droite) présente la variation de l'intensité du signal de fluorescence directe en fonction de la position du maximum de développement dans le champ de vue, repérée par l'angle  $\theta_{det}$ , pour les événements du lot *Proton\_ChampVue*. A l'extrémité du champ de vue ( $\theta_{det} = 30^\circ$ ), le nombre de photons est réduit d'environ 40% par rapport à celui d'une gerbe au nadir.

Pour une gerbe d'inclinaison  $\theta = 60^\circ$ , la transmission verticale des photons de fluorescence moyennée sur le spectre longueur d'onde est d'environ  $T_v = 0.75$  (figure 6.6 (gauche)). En utilisant cette valeur de  $T_v$ , la formulation analytique précédemment établie est superposée aux résultats de la simulation, et reproduit de manière satisfaisante la baisse d'intensité du signal en fonction de  $\theta_{det}$ .

A angle zénithal fixé, l'intensité du signal de fluorescence détecté par un télescope spatial est relativement homogène dans le champ de vue. Les effets cumulés d'angle solide et de transmission réduisent l'intensité du signal d'au plus 40% pour les gerbes détectées à l'extrémité du champ de vue par rapport à celles situées au nadir.

Par contre, l'intensité du signal augmente avec l'angle zénithal, d'un facteur 6 entre  $0^\circ$  et  $75^\circ$ , principalement parce que les gerbes plus inclinées émettent plus de photons.

La vitesse angulaire dépend peu de l'altitude du maximum de développement de la gerbe, et constitue par conséquent un bon estimateur de l'angle zénithal.

Par l'intermédiaire de la trace du signal dans le champ de vue, l'angle azimutal et la position de la gerbe dans le champ de vue peuvent être identifiés. Une fois la direction de la gerbe estimée, la durée du signal de fluorescence directe permet d'inférer l'altitude du maximum à partir du profil de densité de l'atmosphère. La durée du signal de fluorescence directe constitue ainsi une alternative au pic Cerenkov réfléchi pour fournir la référence en altitude nécessaire à la reconstruction de la trajectoire de la gerbe.

## 6.1.2 Cerenkov réfléchi au sol

On s'intéresse à présent à la seconde composante du signal de base, le *Cerenkov réfléchi au sol*, constituée des photons Cerenkov émis par la gerbe qui sont collectés par la lentille du télescope après avoir été réfléchis au sol, sans avoir subi d'autre interaction durant leur parcours dans l'atmosphère. Le rayonnement Cerenkov étant focalisé selon l'axe de la gerbe, les photons sont réfléchis autour de son impact au sol. A angle zénithal fixé, le temps d'arrivée du pic de signal fournit alors une référence en altitude.

### 6.1.2.1 Temps d'arrivée du pic Cerenkov

Les photons Cerenkov émis par les électrons de la cascade se déplacent à la même vitesse que le front de gerbe et sont focalisés selon l'axe de développement. Ils atteignent donc le sol au même endroit et au même moment que les électrons de la gerbe. On présente ici comment le temps d'arrivée du pic de signal constitués des photons Cerenkov réfléchis au sol permet de distinguer deux gerbes de même inclinaison mais atteignant leur maximum de développement à des altitudes différentes. A angle zénithal fixé, le décalage en temps  $\Delta t_{ckov}$  du pic Cerenkov par rapport au maximum de la fluorescence directe augmente avec l'altitude de la gerbe. Pour illustrer

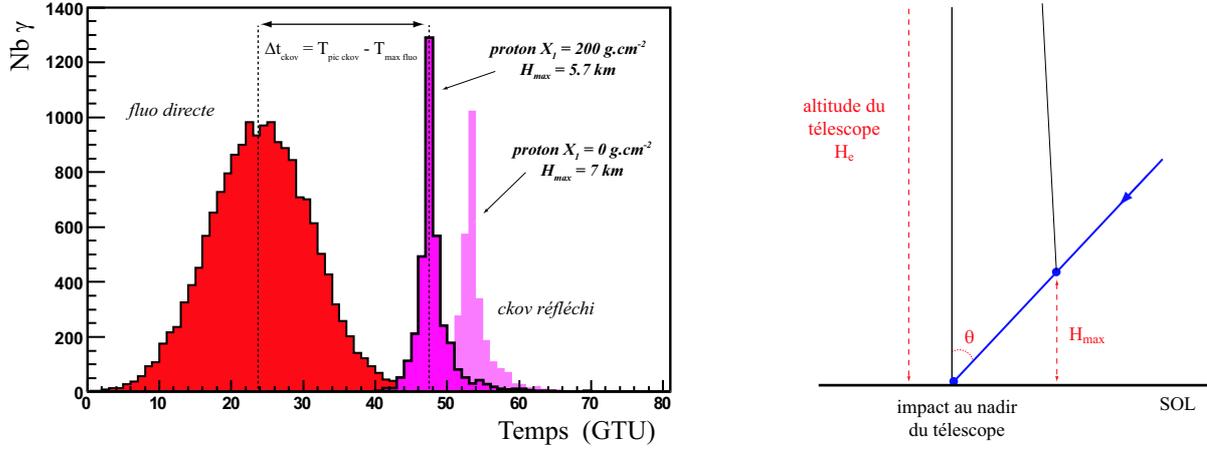


FIG. 6.8 – (*gauche*) Illustration du décalage en temps du pic Cerenkov par rapport au maximum de la fluorescence directe, pour deux gerbes de même inclinaison  $\theta = 60^\circ$  mais atteignant leur maximum de développement à des altitudes différentes ( $E = 10^{20} eV$ , impact au nadir du télescope, rayon de la lentille  $2.5 m$ , albédo du sol  $8\%$ ); (*droite*) Schéma de principe du calcul analytique du décalage en temps entre le pic Cerenkov et le maximum du signal de fluorescence directe, dans le cas particulier d'une gerbe d'impact au nadir du télescope

cet effet, les spectres en temps du signal de base de deux évènements proton de même inclinaison ( $60^\circ$ ), mais dont la profondeur  $X_1$  de premier point d'interaction diffère, sont superposés sur la figure 6.8. L'origine des temps correspond à l'arrivée du premier photon sur la lentille.

La gerbe initiée à  $X_1 = 0 g.cm^{-2}$ , se développe à plus haute altitude que celle initiée à  $X_1 = 200 g.cm^{-2}$ . Le décalage en altitude des deux maxima de développement est d'environ  $1.3 km$ , et le temps d'arrivée du pic Cerenkov est retardé d'environ  $6 GTU$  pour la gerbe initiée à plus haute altitude.

### Estimation analytique

Pour caractériser de manière analytique les dépendances du décalage en temps du pic Cerenkov avec l'angle zénithal  $\theta$  et l'altitude du maximum de développement  $H_{max}$ , on considère le cas particulier de gerbes dont l'impact se situe au nadir du télescope. La distance entre le maximum du profil longitudinal et l'impact de la gerbe au sol étant petite devant l'altitude du détecteur, on obtient au premier ordre :

$$c\Delta t_{ckov} = H_{max} \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) \quad (6.16)$$

Afin d'exprimer le décalage en temps  $\Delta t_{ckov}$  en "nombre de  $GTU$ ", on normalise l'équation précédente par l'unité de temps  $GTU$  ( $2.5 \mu s$ ) :

$$\frac{\Delta t_{ckov}}{GTU} = \frac{H_{max}}{c \times GTU} \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) \quad (6.17)$$

où  $c \times GTU = 0.75 km$ .

### Résultats de la simulation

On considère à présent les évènements simulés du lot *Proton\_Hmax*. On ajuste une gaussienne

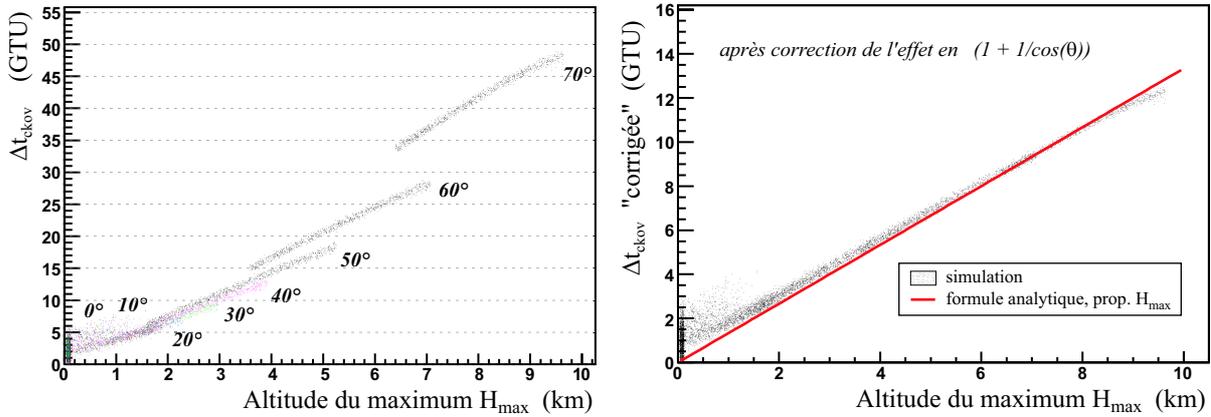


FIG. 6.9 – (*gauche*) Evolution avec l'altitude du maximum du décalage en temps  $\Delta t_{ckov}$  du pic Cerenkov par rapport au maximum de la fluorescence directe, pour différentes valeurs de l'angle zénithal (simulation *Proton\_Hmax*); (*droite*) Influence spécifique de l'altitude du maximum sur  $\Delta t_{ckov}$ , après correction de l'effet de l'angle zénithal (simulation *Proton\_Hmax*)

sur le spectre en temps de la fluorescence directe pour déterminer le temps  $T_{max}$  correspondant au maximum de signal. Par définition,  $\Delta t_{ckov}$  représente le décalage en temps du pic Cerenkov par rapport à  $T_{max}$ . La figure 6.9 (gauche) présente l'évolution de  $\Delta t_{ckov}$  avec l'altitude du maximum de développement, pour différentes valeurs de l'angle zénithal. A altitude fixée,  $\Delta t_{ckov}$  diffère selon l'inclinaison de la gerbe. La figure 6.9 (droite) représente le décalage en temps corrigé de l'effet de l'inclinaison estimé précédemment :

$$\Delta t_{ckov_{cor}} = \frac{\Delta t_{ckov}}{\left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right)}$$

On observe alors qu'à altitude fixée correspond alors une valeur unique du décalage en temps. L'estimation analytique 6.17 est superposée aux résultats de la simulation. L'accord confirme la dépendance linéaire au premier ordre du décalage en temps entre le pic Cerenkov et le maximum du signal de fluorescence directe avec l'altitude du maximum, à angle zénithal fixé.

Parce que le pic Cerenkov fournit une référence en altitude - l'impact de la gerbe au sol - il permet de distinguer des gerbes de même inclinaison qui atteignent leur maximum de développement à des altitudes différentes.

### 6.1.2.2 Intensité du signal Cerenkov réfléchi au sol

Le signal Cerenkov réfléchi au sol ne peut être utilisé pour reconstruire l'altitude du maximum de développement que s'il est suffisamment intense pour être détecté. L'intensité du signal détecté dépend de l'intensité du rayonnement Cerenkov émis par la gerbe (chapitre 4), de sa transmission jusqu'au sol, de la réflectivité du sol, et de la transmission des photons réfléchis jusqu'au télescope. On étudie dans un premier temps l'intensité du signal ainsi que l'amplitude du pic associé, pour un sol lambertien d'albédo 8%. On présente dans un second temps les conséquences sur l'intensité du signal d'une réflexion de type spéculaire, caractéristique de la réflectivité des océans.

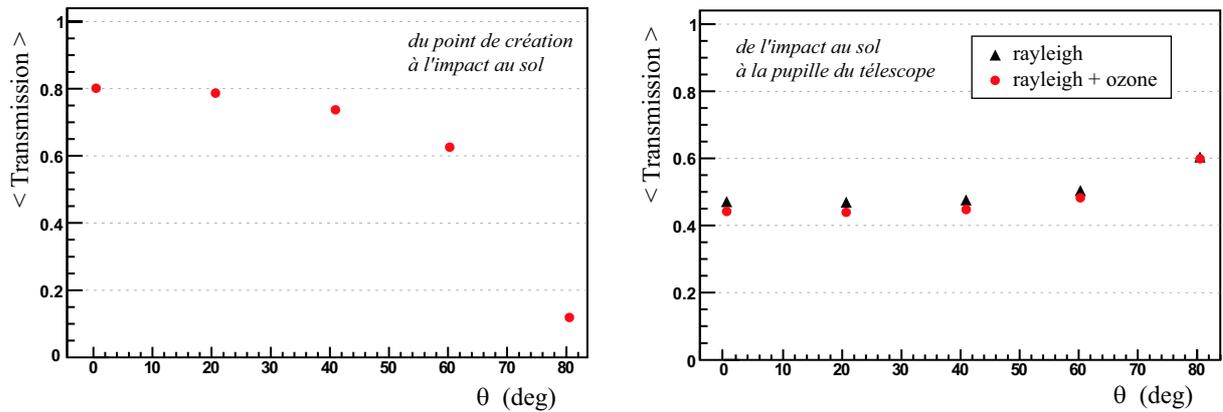


FIG. 6.10 – (*gauche*) Variation avec l'angle zénithal de la transmission jusqu'au sol du rayonnement Cerenkov émis par les gerbes (impact au nadir); (*droite*) Variation avec l'angle zénithal de la transmission des photons Cerenkov du sol à la lentille du télescope (impact au nadir)

### Transmission des photons Cerenkov jusqu'au sol

La transmission entre le point d'émission et le sol, moyennée sur tous les photons Cerenkov émis par la gerbe est tracée sur la figure 6.10 (*gauche*) en fonction de l'angle zénithal, pour des gerbes d'impact au nadir du télescope. Le rayonnement Cerenkov étant émis en-dessous de la couche d'ozone, en conditions de ciel clair seule la diffusion sur les molécules d'air atténue son intensité le long de son trajet jusqu'au sol. Du fait d'un plus long parcours des photons pour atteindre le sol dans le cas des gerbes inclinées, le rayonnement Cerenkov traverse une plus grande quantité d'air et la transmission associée diminue avec l'angle zénithal de la gerbe. D'environ 80% à  $0^\circ$ , la transmission est réduite d'un facteur 8 à  $80^\circ$ .

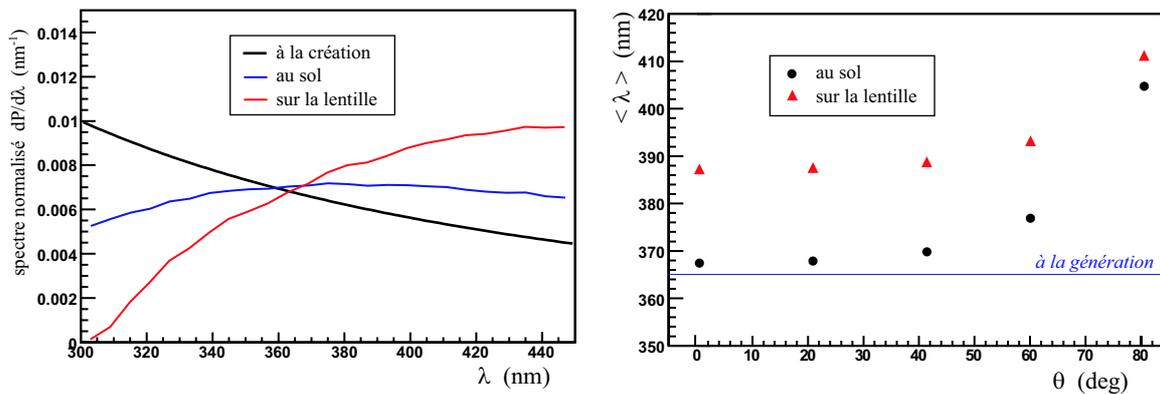


FIG. 6.11 – (*gauche*) Spectre en longueur d'onde des photons Cerenkov à l'émission, au sol, et sur la lentille du télescope ( $\theta = 60^\circ$ , impact au nadir). Les spectres en longueur d'onde représentés sont normalisés à 1 par intégration sur l'intervalle 300-450 nm; (*droite*) Longueur d'onde moyenne (sur l'intervalle 300-450 nm) des photons Cerenkov à leur impact au sol, et après transmission jusqu'à la lentille, en fonction de l'angle zénithal de la gerbe (impact au nadir)

### Evolution du spectre en longueur d'onde

Lors de son trajet jusqu'au sol, le rayonnement Cerenkov est plus fortement atténué aux petites longueurs d'onde, du fait de la forte dépendance de la section efficace de diffusion rayleigh avec  $\lambda$ . Cet effet est illustré sur la figure 6.11 (gauche), qui représente l'évolution du spectre en longueur d'onde des photons Cerenkov au cours de leur propagation, pour une gerbe inclinée à  $60^\circ$  et d'impact au nadir du télescope. Les spectres tracés sont tous normalisés à 1 dans l'intervalle de longueur d'onde  $300\text{-}450\text{ nm}$ . Le spectre est "déformé" au cours de la propagation et se dépeuple aux petites longueurs d'onde. Les longueurs d'onde moyennes du spectre à l'impact au sol et sur la lentille du télescope sont représentées sur la figure 6.11 (droite) en fonction de l'angle zénithal de la gerbe. Le rayonnement Cerenkov émis par les gerbes inclinées traverse plus d'atmosphère que celui émis par les gerbes verticales et son spectre en est d'autant plus déformé : la longueur d'onde moyenne augmente avec l'angle zénithal de la gerbe.

### Transmission des photons du sol au télescope

La transmission entre le sol et le détecteur, moyennée sur tous les photons Cerenkov réfléchis au sol, est représentée en fonction de l'angle zénithal de la gerbe sur la figure 6.10 (droite). La transmission reste constante et égale à 45% jusqu'à  $40^\circ$ , puis augmente jusqu'à atteindre 60% à  $80^\circ$ . L'impact des gerbes étant situé au nadir du télescope, le trajet des photons Cerenkov du sol au télescope est par conséquent le même. L'augmentation résiduelle de la transmission du sol au détecteur est une manifestation de l'évolution du spectre en longueur d'onde au cours du trajet des photons jusqu'au sol.

L'absorption moléculaire étant restreinte aux longueurs d'onde inférieures à  $330\text{ nm}$ , partie du spectre la plus dépeuplée par la diffusion rayleigh avant que les photons n'atteignent la couche d'ozone, sa contribution reste relativement faible. L'ozone ne participe que d'environ 10% à la valeur de la transmission dans le cas des gerbes verticales, et n'a plus aucun effet à  $80^\circ$ .

### Dépendance de l'intensité avec l'angle zénithal

L'intensité du signal Cerenkov réfléchi détecté par le télescope varie avec l'intensité du rayonnement à l'émission, sa transmission dans l'atmosphère et la réflectivité du sol. La variation de

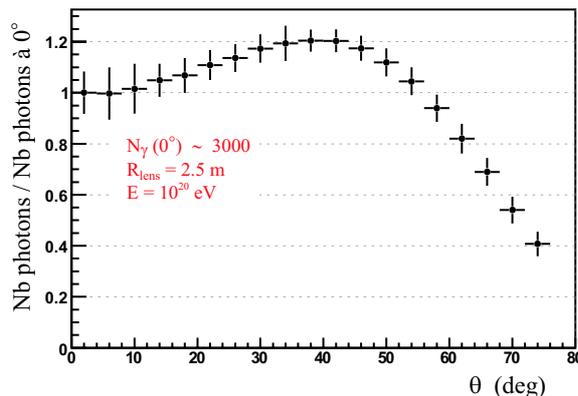


FIG. 6.12 – Variation de l'intensité du signal Cerenkov réfléchi au sol en fonction de l'angle zénithal de la gerbe (simulation *Proton\_theta*)

l'intensité du signal est tracée sur la figure 6.12 en fonction de l'angle zénithal, pour les évènements simulés du lot *Proton\_theta*. A  $10^{20}$  eV, le nombre de photons Cerenkov réfléchis par un sol lambertien d'albédo 8%, et collectés par une lentille de rayon 2.5 m, est d'environ 3000 pour une gerbe verticale. L'intensité du signal varie proportionnellement avec l'albédo et la surface de la lentille, et n'est que de 750 photons dans la configuration du télescope conçu pour EUSO.

Entre  $0^\circ$  et  $40^\circ$ , la transmission des photons Cerenkov est presque indépendante de l'angle zénithal, et la variation d'intensité d'environ 20% sur cet intervalle angulaire résulte de la baisse du nombre de photons émis par les gerbes peu inclinées, du fait de leur impact au sol avant la fin de leur développement (chapitre 4). La diminution de l'intensité du signal au-delà de  $40^\circ$  résulte de la plus forte atténuation du rayonnement Cerenkov sur son trajet jusqu'au sol, associée à la baisse d'intensité à l'émission (chapitre 4). Le nombre de photons Cerenkov réfléchis au sol et collectés par la lentille est réduit de plus d'un facteur deux à  $80^\circ$  par rapport à l'intensité du signal correspondant aux gerbes verticales.

### 6.1.2.3 Amplitude du pic Cerenkov réfléchi au sol

En présence de bruit de fond lumineux, c'est l'intensité du signal par pixel et par unité de temps qui doit être considérée pour estimer si le signal Cerenkov réfléchi au sol peut être ou non détecté. On a vu au chapitre 4 que les photons sont émis avec un angle moyen autour de l'axe de la gerbe de l'ordre de  $5^\circ$ . La distribution angulaire des photons à l'émission provoque une dispersion des photons réfléchis autour du point d'impact de la gerbe au sol. Outre le fait que tous les photons ne sont pas détectés dans le même pixel, cette dispersion des photons dans le champ de vue se traduit par une dispersion de leur temps d'arrivée sur le détecteur. On étudie ici cet effet sur l'amplitude du pic du signal Cerenkov réfléchi.

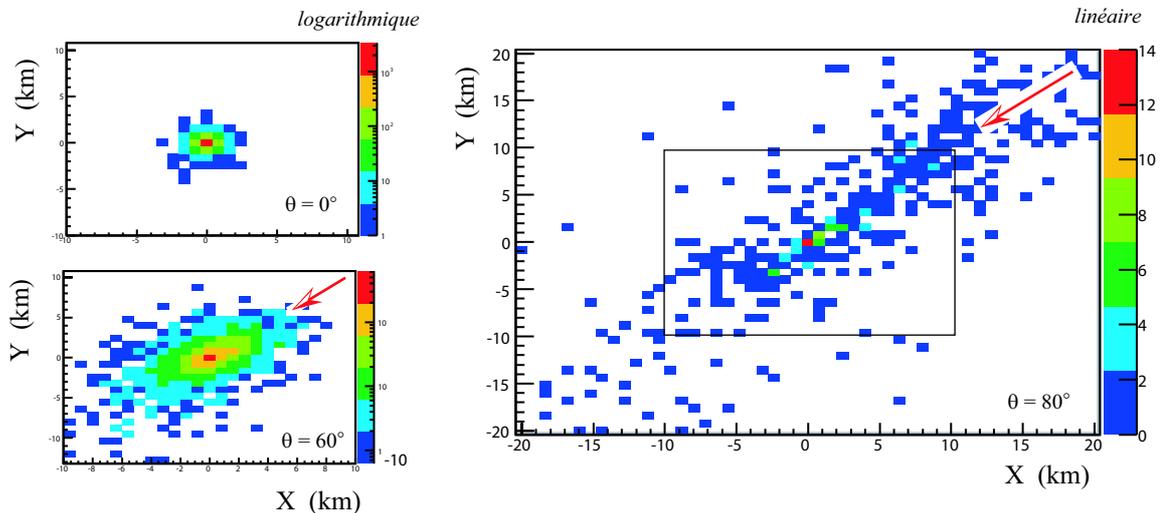


FIG. 6.13 – Répartition du signal Cerenkov réfléchi au sol dans le champ de vue pour  $\theta = 0^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ . Les distributions sont toutes représentées à la même échelle ( $E = 10^{20}$  eV, impact au nadir, rayon de la lentille 2.5 m)

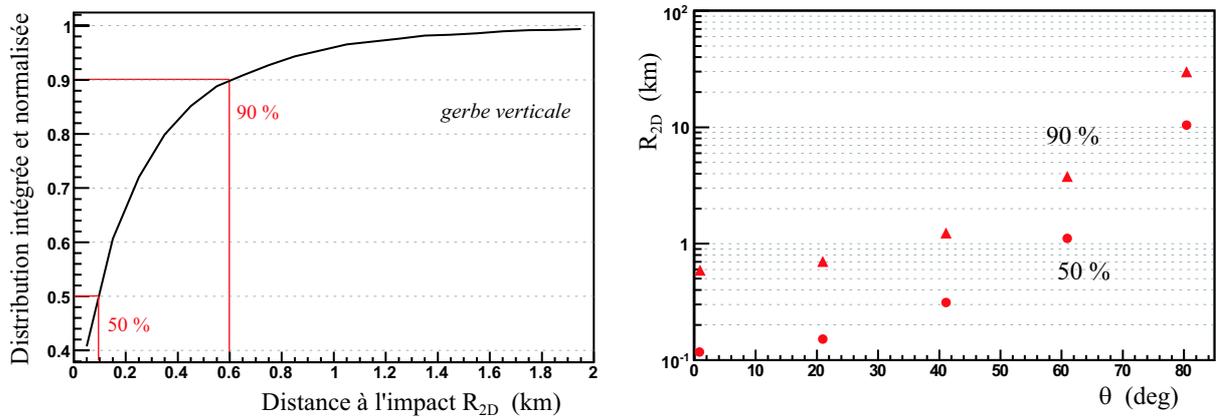


FIG. 6.14 – (*gauche*) Distribution latérale du Cerenkov réfléchi autour de l'impact au sol d'une gerbe verticale; (*droite*) Rayon  $R_{2D}$  du cercle centré autour de l'impact de la gerbe dans le champ de vue et contenant 50% (resp. 90%) des photons Cerenkov réfléchis ( $E = 10^{20} \text{ eV}$ )

### Répartition au sol des photons Cerenkov réfléchis

La figure 6.13 donne quelques exemples de répartition des photons dans le champ de vue pour des angles zénithaux de  $0^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $80^\circ$ . Lorsque l'inclinaison de la gerbe augmente, la distribution angulaire des photons se traduit par une plus large dispersion des photons autour de l'impact de la gerbe. On définit deux indicateurs afin de quantifier cette dispersion :  $R_{2D_{50\%}}$  (resp.  $R_{2D_{90\%}}$ ) est le rayon du cercle centré autour de l'impact de la gerbe dans le champ de vue et contenant 50% (resp. 90%) des photons réfléchis au sol.

Pour une gerbe verticale, la moitié des photons est contenue dans un cercle de 100 m de rayon autour de l'impact de la gerbe, et 90% d'entre eux dans un cercle de 600 m de rayon (figure 6.14 (*gauche*)). La surface au sol couverte par un pixel au nadir du télescope conçu pour EUSO est d'environ 800 m, et dans cette configuration les photons réfléchis sont presque tous détectés dans un seul pixel.

La dépendance du rayon  $R_{2D}$  avec l'angle zénithal de la gerbe est représentée sur la figure 6.14 (*droite*). A  $60^\circ$ , le rayon  $R_{2D_{50\%}}$  est augmenté d'un facteur 10 par rapport aux gerbes verticales, et  $R_{2D_{90\%}}$  d'un facteur 6. Pour de telles inclinaisons, plus de la moitié des photons Cerenkov réfléchis au sol sont distribués autour du pixel repérant l'impact de la gerbe.

### Amplitude du pic Cerenkov

La dispersion des photons au sol se traduit par une dispersion temporelle du signal détecté, en raison de la dépendance du parcours des photons avec leur position d'impact au sol. La figure 6.15 (*gauche*) présente l'évolution avec l'angle zénithal du rapport entre l'amplitude du pic  $N_{max}$  et le nombre total de photons Cerenkov détectés. Pour les événements peu inclinés, presque tous les photons sont détectés dans la même unité de temps ( $GTU = 2.5 \mu s$ ). Au-delà de  $\theta = 70^\circ$ , moins de 20% du signal total participe à l'amplitude du pic.

La figure 6.15 (*droite*) présente la variation de l'amplitude du pic avec l'angle zénithal. A  $10^{20} \text{ eV}$  et pour une gerbe verticale et un sol lambertien d'albédo égal à 8%, l'amplitude du pic Cerenkov est d'environ 2900 photons pour une lentille de rayon 2.5 m et une unité de temps de  $2.5 \mu s$ . A  $75^\circ$ , l'amplitude du pic est réduite de plus d'un facteur 30. Aussi, dans la configuration

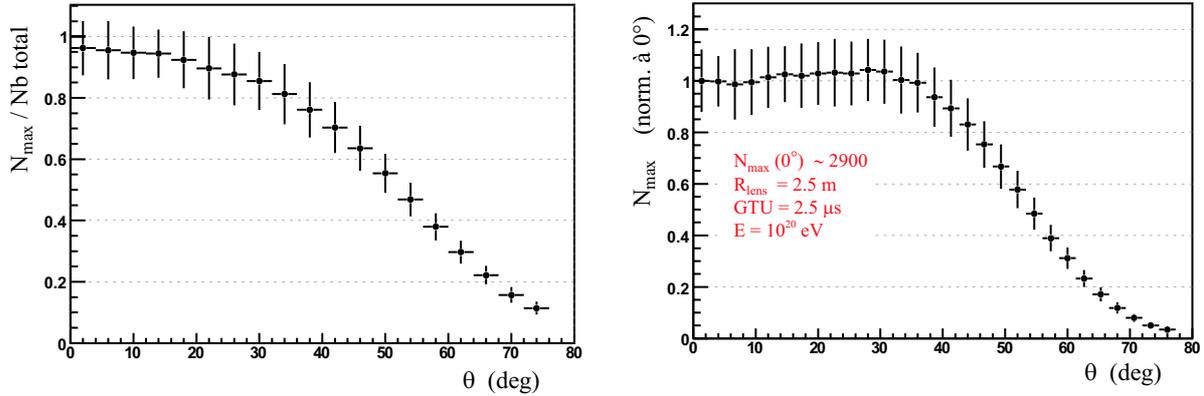


FIG. 6.15 – (*gauche*) Evolution avec l’angle zénithal du rapport entre l’amplitude  $N_{max}$  du pic Cerenkov et le nombre total de photons Cerenkov collectés par la lentille (simulation *Proton\_theta*) ; (*droite*) Amplitude  $N_{max}$  du pic Cerenkov en fonction de l’angle zénithal (simulation *Proton\_theta*)

du télescope d’EUSO, le pic ne compte plus que quelques photons au-delà de  $70^\circ$ .

La transmission du rayonnement Cerenkov dans les basses couches de l’atmosphère, associée à la dispersion des photons dans le champ de vue et dans le temps devrait compromettre la détection du pic Cerenkov pour les gerbes les plus inclinées.

#### 6.1.2.4 Intensité du signal Cerenkov réfléchi sur les océans

On a considéré jusqu’à présent que la surface de la Terre se comportait comme une surface lambertienne. C’est là une description simplifiée et la réflectivité d’une surface dépend de sa nature et de sa topologie. Pour un télescope embarqué sur l’ISS, l’apparition des mers et océans dans le champ de vue est fréquente. Dans ces conditions, la description lambertienne n’est plus valable. Il est alors préférable de considérer une réflexion de type spéculaire.

On présente ici les variations de l’intensité du signal Cerenkov réfléchi avec l’angle zénithal de la gerbe et la position de son impact dans la champ de vue, pour une réflexion de type spéculaire. On génère pour cette étude trois nouveaux lots d’évènements. Pour le premier, nommé *Spéculaire\_theta*, les conditions de simulation sont identiques à celles du lot *Proton\_theta*, exceptée la réflectivité de la surface de la Terre qui est de type spéculaire.

Les évènements des deux autres lots, nommés *Spéculaire\_ChampVue* et *Lambertien\_ChampVue*, sont générés avec un angle zénithal fixé à  $20^\circ$ , un angle azimutal égal à  $0^\circ$  et un impact de la gerbe uniformément distribué dans la moitié supérieure du champ de vue (par symétrie, les résultats sont identiques dans la moitié inférieure). La réflexion est de type spéculaire pour le premier lot, de type lambertienne pour le second.

Pour chaque lot *Spéculaire\_theta* et *Spéculaire\_ChampVue*, on simule l’intensité du Cerenkov réfléchi avec les BRDF décrites en section 5.1.6 et représentatives de la réflectivité des océans. Deux configurations de la BRDF sont considérées pour chacun d’eux, correspondant à deux valeurs de la vitesse du vent  $\mathbf{u}$  :  $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $9\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . L’albédo est fixé à la même valeur de 8% pour tous les lots d’évènements considérés dans la présente étude.

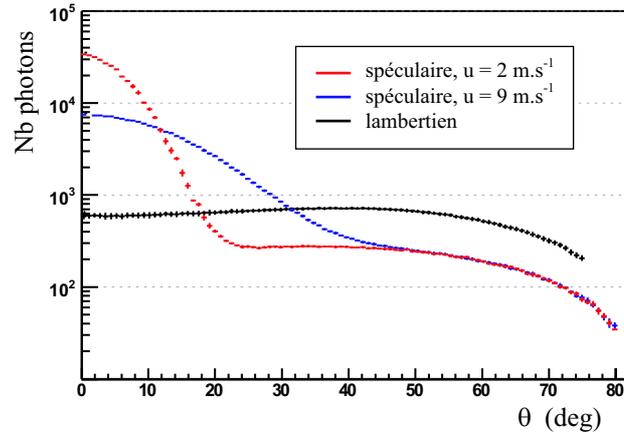


FIG. 6.16 – Effet de la réflexion spéculaire sur l'intensité du signal Cerenkov réfléchi au sol en fonction de l'angle zénithal de la gerbe, pour deux vitesses du vent  $u$  :  $2 \text{ m.s}^{-1}$  et  $9 \text{ m.s}^{-1}$  (simulation *Spéculaire\_theta*). Le cas lambertien est superposé pour comparaison (simulation *Proton\_theta*). Dans les différentes configurations, l'albédo de la surface de la Terre est le même et égal à 8%.

### Dépendance avec l'angle zénithal

La figure 6.16 présente l'effet d'une réflexion spéculaire sur l'intensité du signal Cerenkov réfléchi en fonction de l'angle zénithal, pour des gerbes dont l'impact est situé au nadir du télescope. Pour une gerbe verticale, l'intensité du signal est augmentée d'environ un facteur 50 (respectivement 10) par rapport au cas lambertien pour une vitesse du vent de  $2 \text{ m.s}^{-1}$  (respectivement  $9 \text{ m.s}^{-1}$ ). Cette situation correspond au cas où le pic de réflexion spéculaire se trouve dans la direction du télescope. Pour un impact au nadir, lorsque l'angle zénithal de la gerbe augmente, le pic spéculaire ne pointe plus en direction du télescope et l'intensité du Cerenkov réfléchi décroît. Cette décroissance est plus lente pour une vitesse du vent plus élevée du fait de l'élargissement du pic spéculaire. Pour une vitesse du vent de  $2 \text{ m.s}^{-1}$  (respectivement  $9 \text{ m.s}^{-1}$ ), l'intensité du signal Cerenkov réfléchi devient inférieure à celle du cas lambertien pour une inclinaison de la gerbe supérieure à  $18^\circ$  (respectivement  $30^\circ$ ).

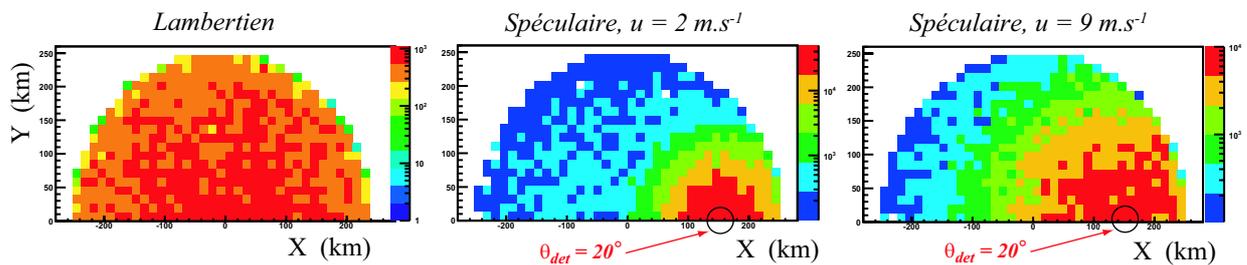


FIG. 6.17 – Intensité du Cerenkov réfléchi en fonction de la position de l'impact dans le champ de vue, pour une gerbe à  $10^{20} \text{ eV}$  et d'angle zénithal  $20^\circ$ . De gauche à droite sont représentés : le cas d'un sol lambertien (*Lambertien\_ChampVue*), le cas des océans pour une vitesse du vent de  $2 \text{ m.s}^{-1}$  (réflexion spéculaire), et le cas des océans pour une vitesse du vent de  $9 \text{ m.s}^{-1}$  (réflexion spéculaire). Dans les différentes configurations, l'albédo de la surface de la Terre est le même et égal à 8%.

### Dépendance avec la position de l'impact dans le champ de vue

La forte anisotropie de la distribution angulaire des photons réfléchis sur les océans se traduit aussi par une dépendance significative de l'intensité du signal avec la position de l'impact de la gerbe dans le champ de vue. La figure 6.17 illustre la dépendance de l'intensité du signal avec la position de l'impact dans le champ de vue d'une gerbe d'angle zénithal égal à  $20^\circ$ .

Dans le cas de la réflexion spéculaire, le maximum d'intensité se situe sur l'axe des abscisses à la position pour laquelle le pic spéculaire est dirigé vers le télescope (sur la figure,  $X_{spec} = \tan 20^\circ \times 430 \text{ km}$ ). L'intensité décroît fortement lorsqu'on s'en écarte, d'autant plus que la vitesse du vent est faible. La fraction de la surface couverte au sol par le télescope et pour laquelle l'intensité est supérieure à celle obtenue dans le cas lambertien est de 44% pour une vitesse du vent de  $9 \text{ m.s}^{-1}$  et 24% pour une vitesse du vent de  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour un angle zénithal de la gerbe supérieure à  $30^\circ$ , quelque soit la position de l'impact le pic spéculaire ne pointe plus dans la direction du télescope, et la fraction définie ci-dessus diminue.

La direction de la gerbe étant connue, le pic de signal du Cerenkov réfléchi fournit une référence en altitude correspondant à l'impact de la gerbe au sol. Cependant, la forte atténuation de l'intensité du signal à grand angle zénithal, associée à la dispersion des photons au sol, se traduit par une forte diminution de l'amplitude du pic lorsque l'inclinaison de la gerbe dépasse  $50^\circ$ .

Par ailleurs, une réflexion de type spéculaire se traduit généralement par une intensité du Cerenkov réfléchi inférieure à celle obtenue dans le cas lambertien, exceptées les rares situations où le pic spéculaire est dirigé vers le télescope. La surface du globe étant majoritairement recouverte par les océans, l'hypothèse d'un sol lambertien reste optimiste, et dans dans la plupart des cas le signal Cerenkov réfléchi risque de ne pas être observable.

### 6.1.3 Exploitation du signal de base

Au cours de cette section, on a décrit un certain nombre de caractéristiques des deux composantes du signal de base : la fluorescence directe et le Cerenkov réfléchi au sol. On présente ici le principe de reconstruction de la trajectoire de la gerbe et du profil longitudinal  $N(X)$  des électrons, qui permettent d'inférer la direction, l'énergie et la nature du rayon cosmique (chapitre 3).

#### 6.1.3.1 Reconstruction de la direction de la gerbe

La direction de la gerbe est définie par son angle azimutal et son angle zénithal. Le premier peut être déduit de la trace du signal de fluorescence directe sur la surface focale, et l'angle zénithal s'obtient à partir de la vitesse angulaire du signal.

#### Angle azimutal

La trace du signal de fluorescence directe sur la surface focale du détecteur permet de déterminer l'angle azimutal de la gerbe. La précision avec laquelle cet angle peut être mesuré dépend de la taille des pixels couvrant la surface focale. Dans la configuration du détecteur conçu pour EUSO, les

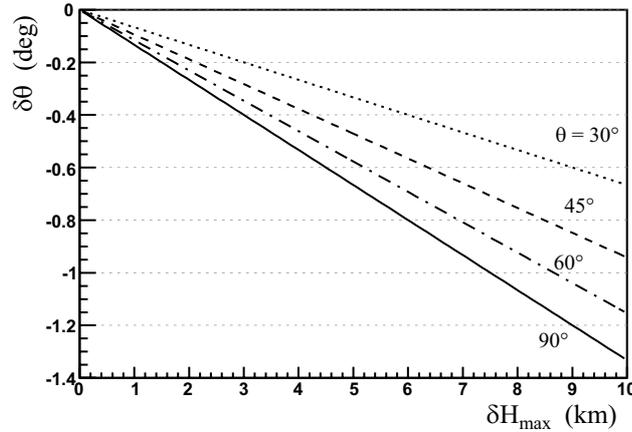


FIG. 6.18 – Erreur sur l'estimation de l'angle zénithal induite par une incertitude sur l'altitude du maximum de développement

deux tiers du signal lumineux sont contenus dans seulement deux pixels pour des angles zénithaux inférieurs à  $20^\circ$ , contre dix pixels pour les gerbes inclinées à  $70^\circ$ . Aussi, la résolution sur l'angle azimutal diminue avec l'angle zénithal et de manière plus générale avec l'inclinaison de la gerbe par rapport à l'axe optique du télescope.

### Angle zénithal

L'intervalle en altitude où la majeure partie des gerbes hadroniques atteignent leur maximum de développement étant compris entre 0 et 10 km, la vitesse angulaire du signal de fluorescence directe peut être utilisée pour estimer l'angle zénithal de la gerbe. L'équation 6.3 reliant la vitesse angulaire à l'angle zénithal et à l'altitude du maximum permet d'étudier au premier ordre l'effet spécifique d'une incertitude  $\delta H_{max}$  relative à l'altitude du maximum de développement sur l'estimation de l'angle zénithal (en radians) :

$$\delta\theta \sim -\sin\theta \frac{\delta H_{max}}{H_e - H_{max}} \quad (6.18)$$

où  $H_e = 430 \text{ km}$  est l'altitude du télescope. L'altitude du maximum étant très petite devant l'altitude du télescope, on peut considérer au premier ordre que l'incertitude sur l'angle zénithal est indépendante de  $H_{max}$ . L'erreur  $\delta\theta$  est tracée sur la figure 6.18 en fonction de l'incertitude sur l'altitude du maximum, pour différentes valeurs de l'angle zénithal de la gerbe. Si l'altitude du maximum est surestimée, l'angle zénithal est sous-estimé. Pour les gerbes les plus inclinées, une incertitude de 10 km sur l'altitude du maximum de développement implique une erreur de  $1.3^\circ$  sur l'angle zénithal. Par conséquent, reconstruire l'angle zénithal en faisant l'hypothèse que l'altitude du maximum se trouve au niveau de la mer ( $H_{max} = 0 \text{ km}$ ) se traduit par une surestimation de l'angle zénithal généralement inférieure au degré.

La taille des pixels et la discrétisation du signal en temps réduisent fortement la précision avec laquelle est déterminée la vitesse angulaire, et par conséquent l'angle zénithal.

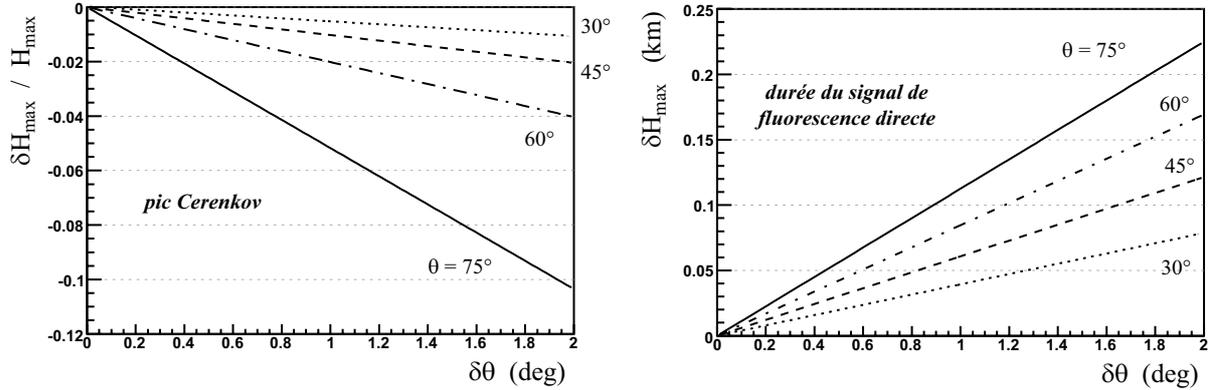


FIG. 6.19 – Incertitude sur l’altitude du maximum de développement de la gerbe induite par une incertitude sur l’angle zénithal : (*gauche*) Erreur relative sur l’altitude du maximum, déterminée par l’intermédiaire du pic Cerenkov ; (*droite*) Erreur absolue sur l’altitude du maximum, déterminée à partir de la durée du signal de fluorescence directe

### 6.1.3.2 Référence en altitude et reconstruction de la trajectoire

Après cette première estimation de la direction de la gerbe, une référence en altitude est nécessaire pour reconstruire sa trajectoire. On a montré précédemment que deux caractéristiques du signal de base peuvent être utilisées pour fournir cette référence en altitude. Le pic Cerenkov indique l’impact de la gerbe au sol, et la durée du signal de fluorescence peut être reliée à l’altitude du maximum de développement par l’intermédiaire du profil de densité de l’atmosphère.

#### Pic Cerenkov réfléchi

Dans le cadre du projet EUSO, l’utilisation du pic Cerenkov réfléchi comme référence en altitude fait partie du principe de détection. Si l’altitude du sol est connue, le temps d’arrivée du pic de signal Cerenkov fournit une référence en altitude. La direction de la gerbe ayant été reconstruite, on peut alors déterminer sa trajectoire. Dans la présente étude et pour plus de généralité, on ne tient pas compte de la pixellisation

L’angle zénithal ayant été estimé avec une incertitude  $\delta\theta$  de l’ordre de  $1^\circ$  à partir de la vitesse angulaire, on peut évaluer au premier ordre l’incertitude associée  $\delta H_{\max}$  sur l’altitude du maximum d’après l’équation 6.17 :

$$\frac{\delta H_{\max}}{H_{\max}} \sim -\frac{\tan \theta}{(1 + \cos \theta)} \delta\theta \quad (6.19)$$

où  $\delta\theta$  est exprimé en radians. Au premier ordre, l’erreur relative sur l’altitude du maximum est indépendante de  $H_{\max}$ . Quand l’angle zénithal est surestimé, l’altitude est sous-estimée. L’erreur relative est tracée sur la figure 6.19 (gauche) en fonction de l’incertitude sur l’angle zénithal. A  $75^\circ$ , une gerbe initiée par un proton atteint son maximum en moyenne à  $11 \text{ km}$  d’altitude. Aussi, une incertitude d’environ un degré sur l’angle zénithal se traduit par une erreur de  $550 \text{ m}$  sur  $H_{\max}$ . Cette erreur diminue avec l’angle zénithal, et n’est plus que de  $140 \text{ m}$  à  $60^\circ$ .

#### Durée du signal de fluorescence directe

On a montré précédemment qu’une fois corrigée de l’effet de l’inclinaison, la “largeur en temps” du

signal de fluorescence directe fournit une référence en altitude. L'équation 6.10 reliant la durée du signal à l'angle zénithal et à l'altitude du maximum permet d'étudier au premier ordre l'impact d'une incertitude  $\delta\theta$  sur la détermination de  $H_{max}$  :

$$\delta H_{max} = h_0 \frac{\sin \theta}{(1 + \cos \theta)} \delta\theta \quad (6.20)$$

où  $h_0 = 8.4 \text{ km}$ . Contrairement au cas du pic Cerenkov, l'altitude du maximum est surestimée quand l'angle zénithal l'est aussi, et l'erreur *absolue* sur l'altitude est indépendante de  $H_{max}$ . La dépendance de  $\delta H_{max}$  avec  $\delta\theta$  est tracée sur la figure 6.19 (droite) pour différentes valeurs de l'angle zénithal. Pour une incertitude de l'ordre du degré, l'erreur sur l'altitude est généralement inférieure à  $100 \text{ m}$ .

### Reconstruction de la trajectoire

En supposant dans un premier temps l'altitude du maximum au niveau de la mer, la vitesse angulaire permet d'estimer l'angle zénithal au degré près. A partir de cette estimation, le pic Cerenkov ou la durée du signal de fluorescence directe fournissent une référence en altitude. L'incertitude de l'ordre du degré sur l'angle zénithal se traduit par une incertitude sur l'altitude du maximum nettement inférieure à  $1 \text{ km}$  quelque soit la méthode utilisée. L'angle zénithal peut être à nouveau évalué, de manière plus précise. Les deux estimateurs se comportent différemment en fonction de l'erreur  $\delta\theta$  sur l'angle zénithal, et l'utilisation conjointe du pic Cerenkov et de la durée du signal de fluorescence directe devrait permettre de réduire les erreurs de trajectoire.

Il est important de souligner que la présente étude ne tient pas compte de la précision avec laquelle sont mesurées la vitesse angulaire et les deux estimateurs de l'altitude. La pixellisation de la surface focale ainsi que les fluctuations statistiques du signal en photo-électrons dégradent la précision avec laquelle est reconstruite la trajectoire. L'effet de la pixellisation sur la résolution angulaire a été étudié durant la phase A du projet EUSO pour différentes tailles des pixels [43]. Pour les photo-multiplicateurs R8900-03-M36 (chapitre 2), l'écart entre les directions reconstruites et simulées est supérieur à  $8^\circ$  pour des gerbes d'angle zénithal inférieur à  $20^\circ$ . La résolution est meilleure à plus grand angle, et l'erreur sur la direction devient inférieure à  $2^\circ$  pour des angles zénithaux supérieurs à  $55^\circ$ .

#### 6.1.3.3 Reconstruction du profil longitudinal

Une fois que la trajectoire de la gerbe a été déterminée, on peut faire correspondre à chaque temps  $t_i$  et à chaque unité de temps  $\Delta t_i$  du spectre en temps du signal une position  $L_i$  et une distance  $\Delta L_i$  le long de la trajectoire reconstruite. Le nombre de photons  $\Delta N_{det_i}$  détectés par unité de temps  $\Delta t_i$  est relié au nombre de photons de fluorescence  $\Delta N_{gen_i}$  émis sur la distance  $\Delta L_i$  correspondante le long de l'axe de la gerbe :

$$\Delta N_{gen_i} = \frac{4\pi}{\Omega_i \times \langle T \rangle_i} \Delta N_{det_i} \quad (6.21)$$

$\Omega_i$  étant le terme d'angle solide calculé au point d'émission  $L_i$  des photons le long de l'axe de la gerbe, et  $\langle T \rangle_i$  la transmission dans l'atmosphère calculée entre le télescope et la position  $L_i$  et moyennée sur le spectre en longueur d'onde des photons de fluorescence à l'émission.

Le nombre  $N_{e_i}$  d'électrons de la gerbe à la position  $L_i$  le long de l'axe de la cascade peut alors être déduit du nombre  $\Delta N_{gen_i}$  de photons de fluorescence émis sur la distance  $\Delta L_i$ , par

l'intermédiaire du rendement de fluorescence  $FY_i^L$  intégré sur le spectre en longueur d'onde et considéré au point d'émission des photons :

$$N_{e_i} = \frac{\Delta N_{gen_i}}{FY_i^L \times \Delta L_i} \quad (6.22)$$

On peut alors reconstruire le profil longitudinal “en grammage”  $N_{e_i}(X_i)$  à partir du profil longitudinal “en distance”  $N_{e_i}(L_i)$ , en intégrant la densité de l'atmosphère le long de l'axe de la gerbe depuis la position  $L_i$  jusqu'au sommet de l'atmosphère. L'énergie  $E$  du rayon cosmique peut alors être déduite du profil longitudinal  $N(X)$ , et la profondeur du maximum  $X_{max}$  fournit une information sur sa composition (chapitre 3).

Les termes d'angle solide, de transmission et de rendement de fluorescence impliqués dans les équations 6.21 et 6.22 peuvent être des sources d'erreurs systématiques lors de la reconstruction de  $E$  et  $X_{max}$ .

Une fois la position de la gerbe dans le champ de vue identifiée, une erreur sur la référence en altitude utilisée pour reconstruire la trajectoire de la gerbe peut induire une erreur  $\delta\Omega_i$  sur le terme d'angle solide. Pour une incertitude de l'ordre de  $1\text{ km}$  sur la référence en altitude, l'incertitude associée  $\delta\Omega_i$  reste néanmoins inférieure au pourcent pour un télescope situé à  $430\text{ km}$  d'altitude :

$$\delta\Omega_i \sim \frac{429^2}{430^2} < 1\%$$

Le terme de transmission  $\langle T \rangle_i$  peut être évalué de manière imprécise à cause d'une erreur sur la référence en altitude ou d'une méconnaissance des conditions atmosphériques. On a montré au chapitre 5 qu'en conditions de ciel clair une erreur en altitude de l'ordre du kilomètre implique une erreur inférieure à 7% sur la transmission. Si la transmission est évaluée par l'intermédiaire du profil de densité du modèle US-Standard, sans tenir compte des variations de ce profil selon la latitude, la longitude et le jour de l'année, l'erreur sur  $\langle T \rangle_i$  reste en moyenne inférieure à 2% (chapitre 5).

Le rendement de fluorescence doit être pris en compte pour reconstruire le profil longitudinal “en distance” des électrons de la gerbe. L'incertitude sur la valeur absolue du rendement mesurée en laboratoire est de l'ordre de 15% et constitue une des sources d'erreurs systématiques les plus importantes sur la reconstruction de l'énergie. On a vu que le rendement de fluorescence varie peu avec l'altitude, de l'ordre de 1% par kilomètre (chapitre 4). Aussi, l'estimation du rendement est peu sensible à la précision avec laquelle est déterminée la référence en altitude utilisée pour reconstruire la trajectoire de la gerbe.

Si le rendement de fluorescence est estimé à partir des profils de pression et de température du modèle d'atmosphère US-Standard, sans tenir compte de la variation de ces profils avec la latitude, la longitude et le jour de l'année, l'erreur associée sur le rendement reste en moyenne inférieure à 2.5%.

Enfin, la reconstruction du profil longitudinal “en grammage”  $N(X)$  à partir du profil longitudinal “en distance”  $N(L)$  dépend de manière significative de la précision avec laquelle est déterminée la trajectoire de la gerbe.

Une incertitude de l'ordre de  $1\text{ km}$  sur la référence en altitude se traduit par une incertitude de  $100\text{ g.cm}^{-2}$  sur la profondeur du maximum  $X_{max}$  et une incertitude de 10% sur l'énergie reconstruite par la méthode d'intégration du profil (chapitre 3).

L'effet d'une reconstruction imprécise de l'angle zénithal sur la détermination de  $E$  et  $X_{max}$  dépend du type de référence en altitude utilisée pour reconstruire la trajectoire de la gerbe. Au chapitre 3, on a estimé cet effet pour une référence en altitude prise au maximum de développement, de telle sorte qu'une erreur sur l'angle n'avait pas d'impact sur la position du maximum. Cela correspond à la situation où la référence en altitude est donnée par la durée du signal de fluorescence directe. Pour un flux isotrope de protons, on a montré qu'une erreur de  $2^\circ$  sur l'angle zénithal induit une erreur moyenne de  $40\text{ g.cm}^{-2}$  sur  $X_{max}$ , l'erreur sur l'énergie étant par ailleurs négligeable. Si la référence en altitude est prise à l'impact de la gerbe au sol (référence donnée par le pic Cerenkov), alors une erreur sur l'angle zénithal se répercute sur la reconstruction de l'altitude du maximum de développement suivant l'équation 6.19, et l'erreur résultante sur  $X_{max}$  et  $E$  s'en trouve amplifiée. Pour un flux isotrope de protons, une erreur de  $2^\circ$  sur l'angle zénithal se traduit alors par une erreur moyenne d'environ  $100\text{ g.cm}^{-2}$  sur la profondeur du maximum et de 4% sur l'énergie reconstruite par la méthode d'intégration du profil.

On présente dans la section suivante les caractéristiques de la composante diffusée du signal. Les photons collectés par la lentille après avoir diffusés dans l'atmosphère déforment le signal de base, et sont par conséquent une source potentielle d'erreurs systématiques.

## 6.2 Composante diffusée en conditions de ciel clair

On étudie à présent les caractéristiques de la composante diffusée du signal en conditions de ciel clair, qui est constituée des photons collectés par la lentille du télescope après avoir été diffusés sur les molécules d'air ou à la surface de la Terre. Par définition (section 5.1.7), cette composante ne regroupe pas les photons Cerenkov détectés après avoir été réfléchis au sol sans avoir subi d'autres interactions. Il s'agit en effet de la composante dite *Cerenkov réfléchi* étudiée en section précédente. On présente dans cette section l'intensité de la composante diffusée, ainsi que son intrication spatiale et temporelle avec le signal de fluorescence directe. On distinguera la *composante simplement diffusée* de la *composante multi-diffusée*, la première étant constituée des photons n'ayant interagi qu'une seule fois, la seconde comprenant les photons ayant subi au moins deux diffusions.

Pour cette étude, on simule cinq évènements d'énergie  $10^{20}\text{ eV}$ , à cinq inclinaisons différentes  $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $80^\circ$ . L'angle azimutal est fixé à  $0^\circ$  et l'impact de la gerbe est situé au nadir du télescope. Les conditions atmosphériques sont données par le modèle US-Standard, le sol est lambertien d'albédo 8%, et la diffusion des photons est traitée jusqu'à l'ordre 4 par l'algorithme Monte-Carlo décrit au chapitre 5. Le rayon de la lentille est de  $2.5\text{ m}$  et l'altitude du télescope est fixée à  $430\text{ km}$ .

### 6.2.1 Intensité de la composante diffusée

On s'intéresse ici au nombre total de photons diffusés et collectés par la lentille, intégré en temps et dans le champ de vue du télescope.

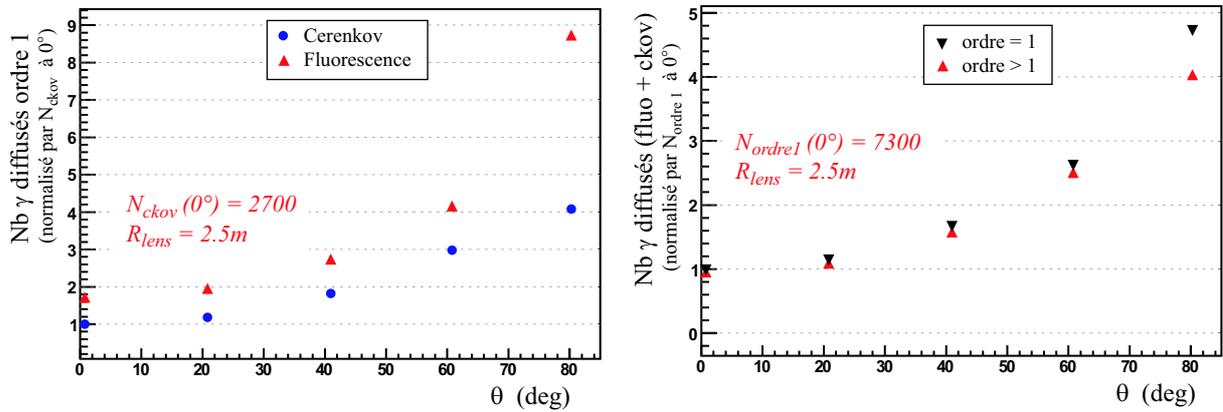


FIG. 6.20 – Intensité de la composante diffusée : (*gauche*) Nombres de photons de fluorescence et Cerenkov diffusés une fois, normalisés à l’intensité du Cerenkov simplement diffusé à  $\theta = 0^\circ$  (2700  $\gamma$  pour une lentille de 2.5 m) ; (*droite*) Intensité des composantes simplement et multi-diffusée (fluorescence + Cerenkov), normalisée à l’intensité de la composante simplement diffusée à  $\theta = 0^\circ$  (7300  $\gamma$  pour une lentille de rayon 2.5 m)

### Diffusion simple

La figure 6.20 (*gauche*) présente le nombre de photons de fluorescence et Cerenkov diffusés à l’ordre 1 en fonction de l’angle zénithal. Les intensités sont normalisées à celle du Cerenkov simplement diffusé pour une gerbe verticale, qui est égale à 2700 photons environ pour une lentille de 2.5 m de rayon.

Le rayonnement Cerenkov émis par les gerbes plus inclinées parcourt de plus longues distances à travers les basses couches de l’atmosphère. Par conséquent, l’intensité du Cerenkov simplement diffusé augmente avec l’angle zénithal. A  $80^\circ$ , le nombre de photons diffusés est 4 fois supérieur à celui d’une gerbe verticale.

L’intensité de la fluorescence simplement diffusée croît aussi avec l’angle zénithal, puisqu’un plus grand nombre de photons sont générés par la gerbe (chapitre 4). D’environ 4600 photons pour une gerbe verticale et une lentille de rayon 2.5 m, l’intensité de la fluorescence simplement diffusée est cinq fois supérieure pour un angle zénithal de  $80^\circ$ . Le nombre total de photons simplement diffusés, intégré en temps et dans le champ de vue, est par conséquent du même ordre de grandeur que l’intensité du signal de fluorescence directe.

### Diffusion multiple

On considère à présent l’intensité de la composante multi-diffusée, constituée des photons de fluorescence et Cerenkov collectés par la lentille après avoir interagi au moins deux fois sur les molécules d’air ou à la surface de la Terre. La figure 6.20 (*droite*) présente l’intensité de la composante multi-diffusée, comparée à celle de la diffusion simple : les intensités des deux composantes sont globalement similaires quelque soit l’angle zénithal.

La figure 6.21 présente la contribution des différents ordres de diffusion à l’intensité de la composante multi-diffusée : 60% des photons sont diffusés deux fois, et cette contribution diminue d’environ un facteur 2 à chaque ordre de diffusion. Ainsi, les photons diffusés quatre fois ne constituent que 15% de la composante multi-diffusée. En extrapolant ce comportement, on peut estimer que l’ordre 5 contribue à 7% de la composante multi-diffusée, et à environ 3% du nombre total

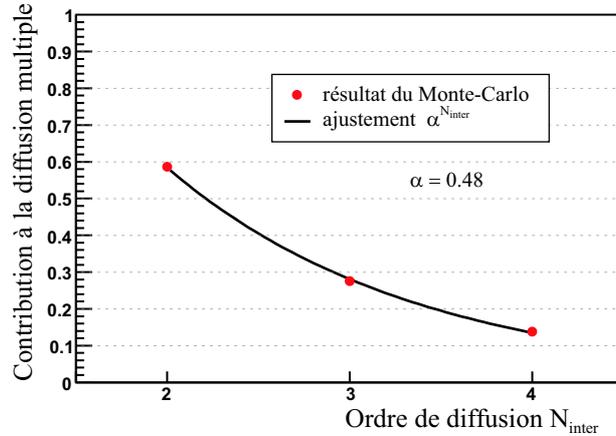


FIG. 6.21 – Contribution des ordres de diffusion à l'intensité de la composante multi-diffusée (nombre d'interactions  $N_{inter} > 1$ ). Ce comportement est indépendant de l'angle zénithal de la gerbe

de photons diffusés. Ce comportement est indépendant de l'angle zénithal. Les ordres de diffusion supérieurs à 4 contribuent faiblement à l'intensité de la composante diffusée, et c'est pourquoi ils n'ont pas été simulés.

Intégrée en temps et dans le champ de vue du télescope, la composante diffusée du signal présente une intensité environ deux fois supérieure à celle du signal de fluorescence directe. Cependant, seuls les photons diffusés intriqués temporellement et spatialement avec la fluorescence directe sont une source potentielle d'erreur systématique.

### 6.2.2 Intrication temporelle avec le signal de fluorescence directe

On s'intéresse à présent au spectre en temps des photons diffusés considérés dans tout le champ de vue, afin d'étudier leur intrication temporelle avec le signal de fluorescence directe. La figure 6.22 présente le spectre en temps des photons diffusés superposé à celui du signal de base, pour des gerbes de différentes inclinaisons. La composante *simplement* diffusée est représentée sur la figure de gauche en distinguant les contributions respectives du Cerenkov et de la fluorescence. Sur la figure de droite sont tracées les composantes simplement diffusées et multi-diffusées, sans distinguer les photons de fluorescence des photons Cerenkov.

Du fait de leur plus long parcours dans l'atmosphère, les photons *simplement* diffusés arrivent décalés en temps par rapport au signal de fluorescence directe, et affectent principalement la seconde moitié du spectre en temps.

L'intrication des photons *multi*-diffusés avec le signal de fluorescence directe est plus faible que celle des photons simplement diffusés. Du fait du plus grand nombre d'interactions, ces photons parcourent de plus grandes distances avant d'être diffusés vers le télescope. Ils sont ainsi retardés en temps par rapport à ceux n'ayant diffusés qu'une seule fois. La composante multi-diffusée décroît fortement après le pic Cerenkov réfléchi, car une large partie des photons Cerenkov sont absorbés à leur impact au sol et ne contribuent plus dès lors à la composante diffusée.

En définitive, les photons diffusés affectent particulièrement la seconde moitié du spectre en

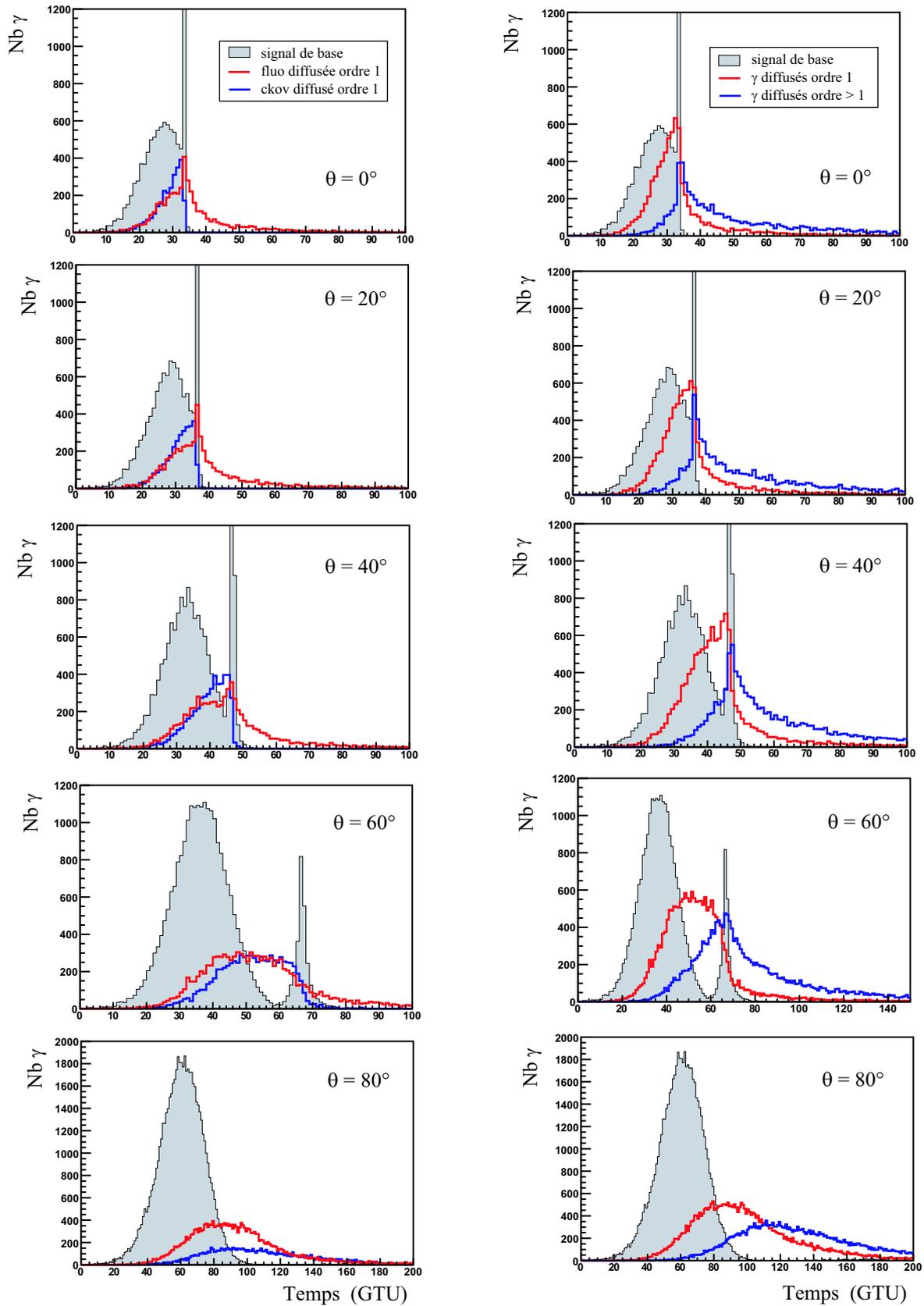


FIG. 6.22 – Spectres en temps des photons diffusés, superposés au signal de base : (*gauche*) contributions de la fluorescence et du Cerenkov à la composante simplement diffusée; (*droite*) contributions des composantes simplement et multi-diffusée

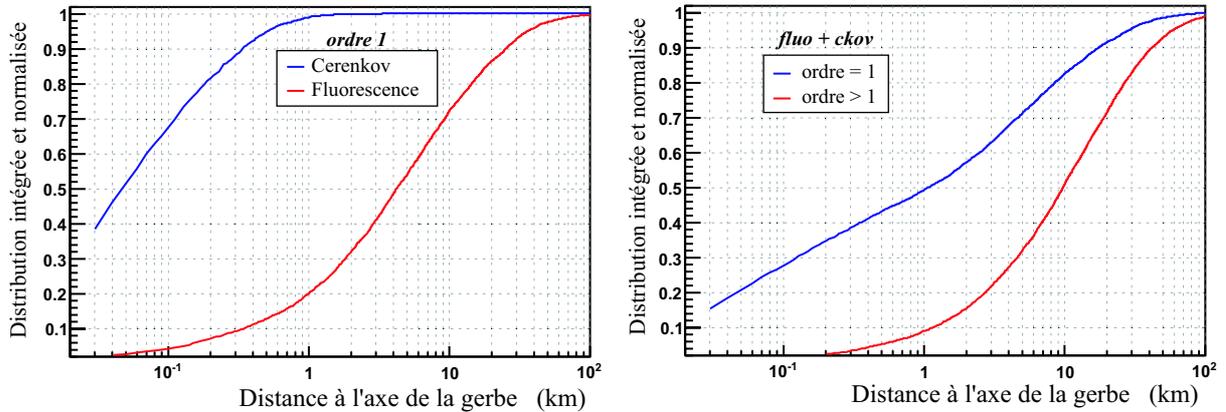


FIG. 6.23 – Distributions latérales des photons diffusés par rapport à l'axe d'une gerbe verticale. Les distributions sont intégrées et normalisées à 1 : (*gauche*) Cerenkov et fluorescence simplement diffusés ; (*droite*) Composantes simplement et multi-diffusée (sans distinction entre fluorescence et Cerenkov)

temps du signal de fluorescence directe, la contribution de la diffusion multiple étant nettement plus faible que celle de la diffusion simple.

### 6.2.3 Répartition des photons diffusés dans le champ de vue

Afin de caractériser l'intrication spatiale de la composante diffusée avec le signal de base, on s'intéresse à présent à la distribution des photons diffusés dans le champ de vue du télescope. Du fait de la focalisation selon l'axe de la gerbe du rayonnement Cerenkov émis, le point de première diffusion des photons Cerenkov se situe à proximité de l'axe de la cascade. Ce n'est pas le cas des photons de fluorescence, émis de manière isotrope.

La figure 6.23 présente les distributions latérales des photons diffusés par rapport à l'axe d'une gerbe verticale. Les distributions sont intégrées et normalisées à 1. Tous les photons Cerenkov simplement diffusés sont situés à moins de 1 km de l'axe de la gerbe, et la moitié d'entre eux à moins de 50 m. Dans le cas particulier d'une gerbe verticale et pour une taille des pixels de 0.8 km, 90% des photons Cerenkov diffusés une fois sont collectés dans le même pixel que le signal de fluorescence directe. A l'inverse, la moitié des photons de fluorescence simplement diffusés sont distants de plus de 4 km de l'axe de la cascade. Aussi, pour une gerbe verticale, 10% d'entre eux sont collectés dans le même pixel que le signal de fluorescence directe.

Du fait d'un nombre plus élevé d'interactions, les photons multi-diffusés sont encore plus éloignés de l'axe de la gerbe : la moitié d'entre eux se situent à une distance supérieure à 10 km. Pour une gerbe verticale, 5% des photons multi-diffusés sont collectés dans le même pixel que le signal de fluorescence directe.

Afin de caractériser l'intrication spatiale de la composante diffusée avec le signal de fluorescence directe quelque soit l'angle zénithal de la gerbe, on se place dans le champ de vue du télescope et l'on s'intéresse à la distance  $R_{2D}$  entre la position d'un photon diffusé et la trace du signal de fluorescence directe (illustration figure 6.24). On appelle  $R_{2D_{50\%}}$  (resp.  $R_{2D_{90\%}}$ ) la distance autour

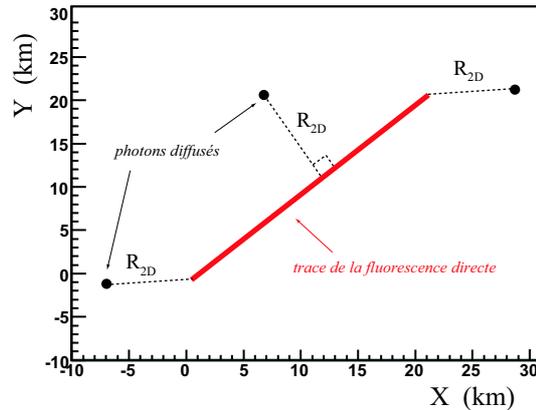


FIG. 6.24 – Définition de la distance  $R_{2D}$  des photons diffusés par rapport à la trace de fluorescence directe dans le champ de vue (intégrée dans le temps)

de la trace définissant la zone contenant 50% (resp. 90%) des photons diffusés.

La figure 6.25 présente les variations de  $R_{2D_{50\%}}$  et  $R_{2D_{90\%}}$  avec l'angle zénithal de la gerbe. Les gerbes plus inclinées se développant à plus haute altitude, les photons Cerenkov doivent parcourir de plus longues distances pour atteindre les zones de plus forte densité de l'atmosphère, où leur probabilité de diffusion est plus importante. Pour les gerbes plus inclinées, la distribution angulaire des photons à l'émission se traduit alors par une plus large dispersion des photons Cerenkov simplement diffusés autour de la trace. Pour un angle zénithal inférieur à  $50^\circ$ , plus de 50% de ces photons sont observés dans le champ de vue à une distance inférieure à une centaine de mètres de la trace du signal de fluorescence directe, et sont donc collectés par des pixels appartenant à la trace. A  $80^\circ$ , plus de la moitié des photons Cerenkov simplement diffusés ne sont pas collectés par des pixels situés sur la trace du signal de fluorescence directe.

La dispersion des photons de fluorescence simplement diffusés autour de la trace varie peu avec l'angle zénithal, et du fait de l'isotropie des photons à l'émission, plus de la moitié des photons

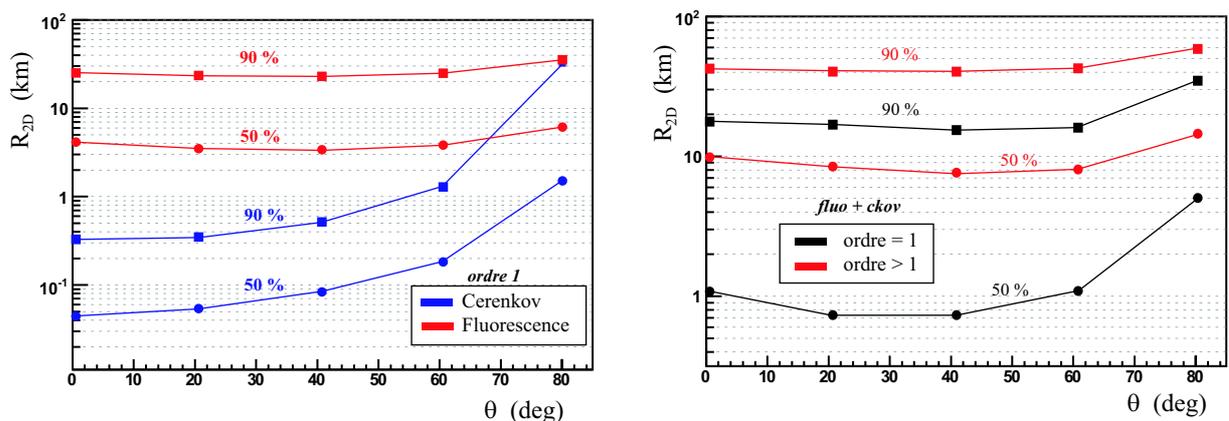


FIG. 6.25 – Evolution avec l'angle zénithal de la distance  $R_{2D_{50\%}}$  (resp.  $R_{2D_{90\%}}$ ) prise autour de la trace de fluorescence directe et définissant la zone contenant 50% (resp. 90%) des photons diffusés

diffusés à l'ordre 1 se situe au-delà de 5 pixels autour de la trace du signal de fluorescence directe.

Du fait d'un nombre d'interactions plus élevé, et par conséquent d'un plus long parcours, les photons multi-diffusés sont encore plus largement dispersés. La moitié d'entre eux se situent au-delà de 10 pixels autour de la trace du signal de fluorescence directe.

En définitive, exception faite des photons Cerenkov simplement diffusés, seule une faible fraction de la composante diffusée est intriquée spatialement avec le signal de fluorescence directe.

#### 6.2.4 Intrication spatiale et temporelle avec le signal de base

Dans les paragraphes précédents, on a considéré indépendamment l'une de l'autre les intrications spatiale et temporelle de la composante diffusée avec le signal de fluorescence directe. Les distributions spatiales étaient intégrées dans le temps et les spectres en temps considéraient tous les photons détectés dans le champ de vue.

Corréler la position des photons dans le champ de vue avec leur temps d'arrivée permet de mieux séparer la composante diffusée du signal de base. La figure 6.26 présente l'évolution du signal en fonction du temps et de la coordonnée  $X$  de la position des photons dans le champ de vue, pour un évènement d'énergie  $10^{20}$  eV et d'angle zénithal  $60^\circ$ . On voit clairement que l'on sépare mieux la composante diffusée du signal de base en considérant les évolutions corrélées des coordonnées spatiale et temporelle. C'est particulièrement vrai dans les cas de la fluorescence simplement diffusée et des photons multi-diffusés, qui sont plus largement dispersés dans l'espace des phases  $X - t$  que le Cerenkov simplement diffusé. En sélectionnant des zones de l'espace des phases  $X - t$  autour de la trace de l'évènement, on peut ainsi réduire la contribution des diffusés au signal total. Le même type de considération dans l'espace des phases  $Y - t$  offre un critère supplémentaire d'épuration du signal.

Seul un traitement du signal dans l'espace des phases tridimensionnel  $X - Y - t$  permet d'estimer la contribution effective de la composante diffusée et son effet sur la reconstruction des paramètres de la gerbe à partir de l'analyse du signal détecté par le télescope. Cette étude nécessite de simuler la réponse du détecteur et sera abordée au chapitre 7.

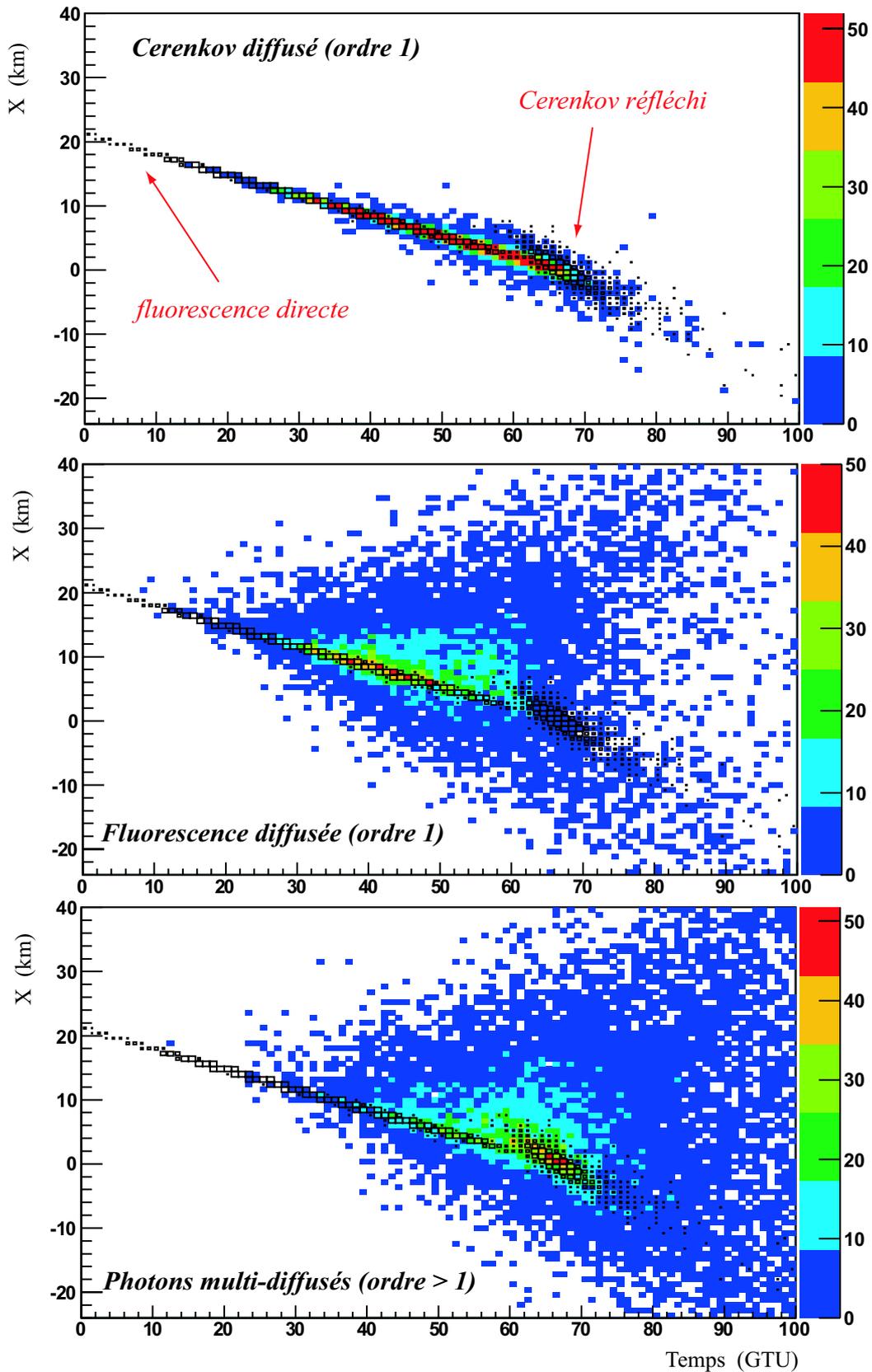


FIG. 6.26 – Intrication spatiale et temporelle des photons diffusés avec le signal de base : (de haut en bas) Cerenkov simplement diffusé, fluorescence simplement diffusé, photons multi-diffusés ( $E = 10^{20}$  eV,  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ )

### 6.3 Signal en présence d'aérosols ou de nuages

En conditions de ciel clair, la propagation des photons dans l'atmosphère se traduit par une atténuation de la fluorescence directe et du Cerenkov réfléchi au sol, et par l'apparition d'une composante diffusée qui se superpose à ce signal de base. La présence d'une forte densité de particules en suspension dans l'air modifie de manière significative les propriétés de transmission de l'atmosphère et sont susceptibles de déformer encore plus le signal détecté.

On étudie dans un premier temps l'atténuation du signal de base en présence d'aérosols ou de nuages. On présente ensuite les caractéristiques de la diffusion multiple en présence d'aérosols ou de nuages. Tous les lots d'évènements simulés pour cette étude sont générés à une énergie de  $10^{20}$  eV, avec un angle azimutal fixé à  $45^\circ$ , et l'impact de la gerbe est situé au nadir du télescope. L'émission de fluorescence est simulée par le modèle déduit des mesures de Kakimoto, complétées des raies de Bunner (chapitre 4). Les lots diffèrent par le type d'aérosols ou de nuages présents dans l'atmosphère. Les profils atmosphériques sont donnés par le modèle US-Standard, le sol est lambertien d'albédo 8%, et la diffusion des photons est traitée jusqu'à l'ordre 8 par l'algorithme Monte-Carlo décrit au chapitre 5. Le rayon de la lentille est de  $2.5$  m et l'altitude du télescope est fixée à  $430$  km.

#### 6.3.1 Transmission du signal de base en présence d'aérosols ou de nuages

La présence de milieux optiquement épais sur la trajectoire des photons émis par les gerbes est susceptible de fortement atténuer l'intensité du signal de base. Les aérosols sont confinés aux basses altitudes, entre  $0$  et  $2$  km, et leur impact sur l'intensité de la fluorescence directe est donc limité. La figure 6.27 présente la transmission moyenne à travers les couches d'aérosols du signal de base, en fonction de l'angle zénithal, dans deux conditions de visibilité (rural 5km et rural 23km).

L'altitude du maximum de développement de la gerbe se situant généralement au-dessus de  $2$  km, seule la deuxième moitié du spectre en temps du signal de fluorescence directe peut être affectée par les aérosols. L'intensité de la fluorescence directe n'est pas atténuée de plus de 4% pour une visibilité de  $23$  km, et de 13% pour une visibilité de  $5$  km. Les gerbes inclinées se développant

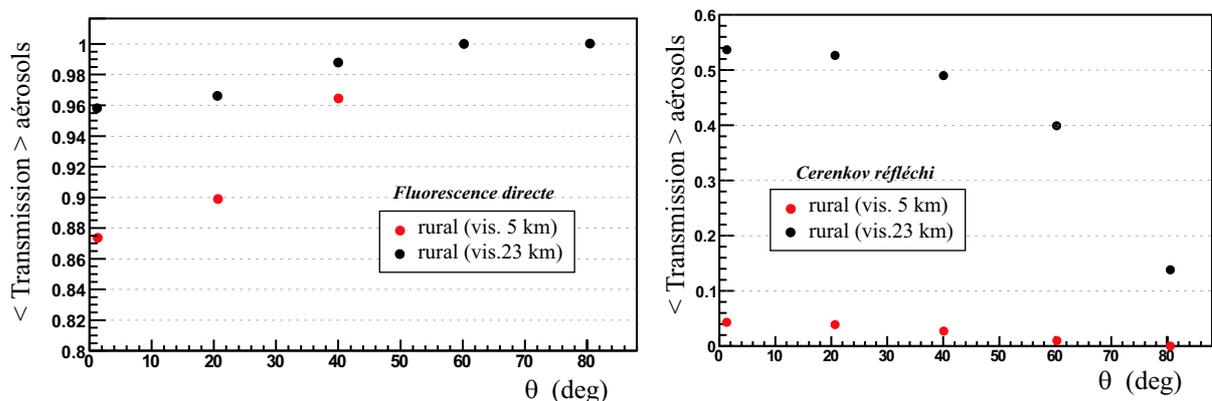


FIG. 6.27 – Transmission moyenne à travers les aérosols : (*gauche*) du signal de fluorescence directe ; (*droite*) du signal Cerenkov réfléchi au sol (de son point d'émission jusqu'à la lentille du télescope)

à plus haute altitude, le signal de fluorescence directe est encore moins atténué par les aérosols.

La situation est différente pour le Cerenkov réfléchi au sol. Quelque soit l'angle zénithal de la gerbe, les photons traversent deux fois la couche d'aérosols, et l'intensité du signal en est fortement affectée. Réduite de plus d'un facteur 20 pour une gerbe verticale et une visibilité de 5 km, l'intensité diminue avec l'inclinaison de la gerbe du fait d'un plus long parcours des photons Cerenkov à travers la couche d'aérosols. L'effet est moindre pour une visibilité de 23 km, l'intensité étant réduite de moitié à  $\theta = 0^\circ$  et d'un facteur 6 à  $80^\circ$ .

Contrairement aux aérosols, les nuages ne sont pas confinés aux basses altitudes et peuvent se situer au-dessus du maximum de développement de la gerbe. Si tous les photons sont produits sous le nuage, l'intensité du signal est atténuée d'un facteur  $\exp\left(-\frac{PO}{\cos\alpha}\right)$ ,  $PO$  étant la profondeur optique verticale du nuage et  $\alpha$  l'inclinaison du trajet des photons dans la couche nuageuse. Seuls 13% des photons produits sous un nuage de profondeur optique égale à 2 sont transmis jusqu'au télescope. Si le nuage se situe à basse altitude, sous le maximum de développement de la gerbe, la situation devient similaire à celle des aérosols : seul le Cerenkov réfléchi au sol est fortement atténué par sa double traversée de la couche nuageuse.

Les aérosols affectent peu le signal de fluorescence directe, mais atténuent fortement l'intensité du Cerenkov réfléchi au sol. L'impact des nuages sur le signal de base dépend de l'altitude du nuage et de sa profondeur optique. Une gerbe située sous un nuage peut être masquée et ne pas être détectée. Si l'intensité du signal est tout de même suffisante pour déclencher la prise de données, l'atténuation et la distorsion du signal dépendent des caractéristiques de la couverture nuageuse et sont difficiles à estimer. Il semble donc préférable de ne conserver que les gerbes dont la majeure partie du développement se situe au-dessus des nuages, de sorte à pouvoir au moins identifier le maximum de développement. La présence de nuages réduit donc l'acceptance d'un détecteur spatial, et l'on quantifiera cet effet au chapitre 7.

### 6.3.2 Contribution essentielle de la diffusion multiple

En conditions de ciel clair, la composante multi-diffusée est peu intriquée avec le signal de base. Largement dispersée dans l'espace et dans le temps, elle constitue une sorte de bruit de fond superposé au signal de base. La situation est différente en présence de nuages ou d'aérosols. La diffusion multiple doit nécessairement être prise en compte pour caractériser l'interaction des photons dans ces milieux optiquement épais. Pour l'illustrer, on considère ici une gerbe d'énergie  $10^{20}$  eV et d'angle zénithal  $60^\circ$ , en présence d'une couche d'aérosols de type rural (visibilité 5 km). La figure 6.28 (gauche) présente le spectre en temps du signal associé, les contributions des différents ordres de diffusion étant superposées les unes aux autres.

Si l'on ne considère que les photons diffusés à l'ordre 1, on ne voit pas apparaître *la composante Cerenkov réfléchi au sol*, constituée des photons Cerenkov collectés par la lentille après avoir été réfléchis au sol, et n'ayant subi qu'une seule interaction. On peut observer par contre que les ordres supérieurs en diffusion se superposent en temps de manière cohérente pour former un pic d'amplitude deux fois supérieure au maximum du signal de fluorescence directe. C'est là une caractéristique nouvelle du signal. La couche d'aérosols atténue fortement le Cerenkov réfléchi mais donne naissance conjointement à un *pic de multi-diffusion*. Les temps correspondant à l'impact

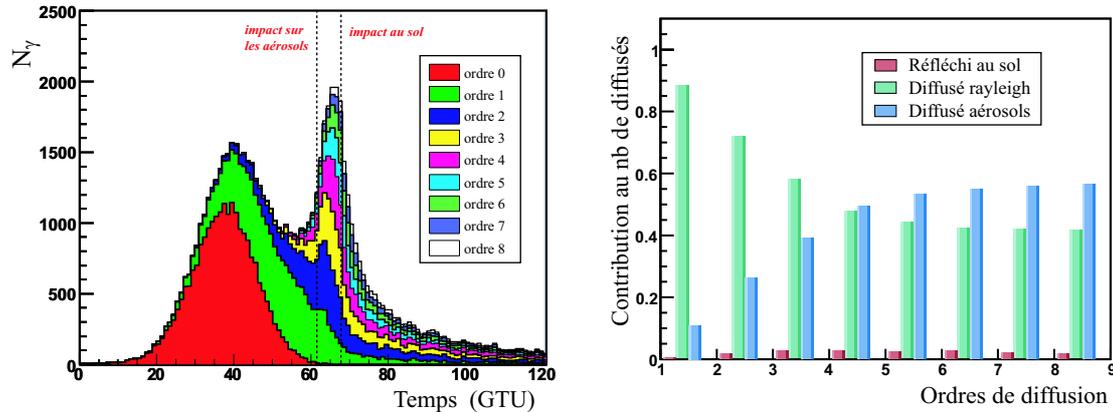


FIG. 6.28 – (*gauche*) Spectre en temps du signal en présence d'aérosols (modèle rural vis.  $5\text{ km}$ ,  $E = 10^{20}\text{ eV}$ ,  $\theta = 60^\circ$ , rayon de la lentille  $2.5\text{ m}$ ), les contributions des différents ordres de diffusion étant superposées les unes aux autres ; (*droite*) Contribution des différents types de diffusion en fonction du nombre d'interactions subies par les photons

de la gerbe sur la couche d'aérosols (à  $2\text{ km}$  d'altitude) et sur la surface de la Terre sont indiqués sur la figure. Les différents ordres de diffusion étant successivement décalés en temps, le maximum du pic ne correspond pas à l'impact de la gerbe sur les aérosols, ni à celui sur la surface de la Terre.

La figure 6.28 (droite) présente la contribution des trois types d'interaction (au sol, sur l'air, sur les aérosols) à chaque ordre de diffusion. Jusqu'à l'ordre trois, c'est la diffusion rayleigh qui contribue majoritairement au signal. Les fonctions de phase de diffusion Mie sont très piquées vers

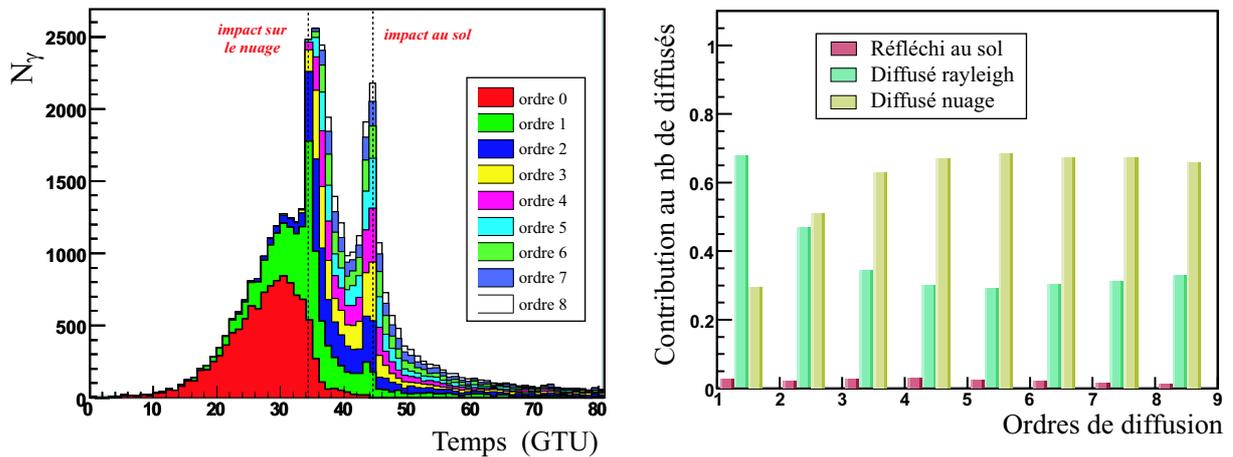


FIG. 6.29 – (*gauche*) Spectre en temps du signal en présence d'un nuage de profondeur optique verticale égale à 2, d'extension verticale  $1\text{ km}$ , et situé  $1\text{ km}$  sous le maximum de développement d'une gerbe inclinée à  $\theta = 40^\circ$  ( $E = 10^{20}\text{ eV}$ , rayon de la lentille  $2.5\text{ m}$ ), les contributions des différents ordres de diffusion étant superposées les unes aux autres ; (*droite*) Contribution des différents types de diffusion en fonction du nombre d'interactions subies par les photons

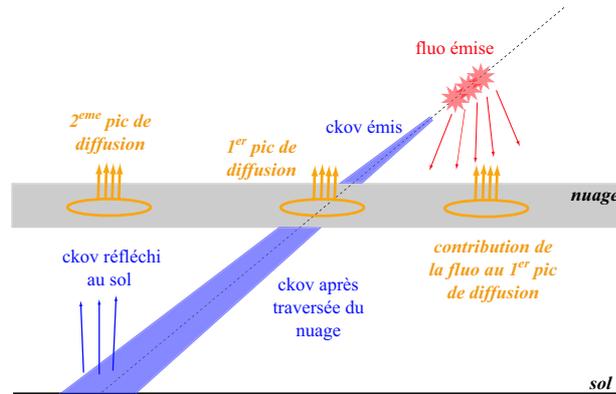


FIG. 6.30 – Schéma de principe du double pic de diffusion sur les nuages

l'avant, et les photons émis au-dessus de  $2\text{ km}$  puis diffusés sur les aérosols sont dans un premier temps peu rétro-diffusés vers le télescope. Après plusieurs interactions, la distribution angulaire des photons diffusés à l'ordre " $n - 1$ " est moins focalisée vers le bas et les photons diffusés à l'ordre " $n$ " par les aérosols ont plus de chance d'être dirigés vers le détecteur. Dans la présente configuration, la contribution de la diffusion mie devient prépondérante à partir de l'ordre 4.

Par ailleurs, on peut observer qu'à chaque ordre de diffusion, une fraction du signal est constituée de photons réfléchis au sol. Ce sont principalement les photons Cerenkov qui, diffusés par les aérosols à petit angle autour de leur direction d'incidence, atteignent le sol autour de l'impact de la gerbe. On nommera par la suite cette composante *le Cerenkov multi-diffusé réfléchi au sol*.

L'impact de la gerbe sur un nuage de profondeur optique élevée donne aussi naissance à un pic de multi-diffusion. La figure 6.29 (gauche) présente le spectre en temps du signal pour une gerbe d'angle zénithal  $60^\circ$  en présence d'un nuage de profondeur optique verticale égale à 2, d'extension verticale  $1\text{ km}$ , et situé à  $1\text{ km}$  d'altitude sous le maximum de développement. Le pic de diffusion sur le nuage est clairement visible et son maximum est décalé d'une unité de temps par rapport au temps correspondant à l'impact de la gerbe sur le nuage.

On peut observer un second pic de multi-diffusion correspondant à l'impact de la gerbe au sol. Le schéma de la figure 6.30 illustre le principe d'apparition de ce second pic. A leur première traversée du nuage, une partie des photons Cerenkov multi-diffusés sont dirigés vers le détecteur et forment un premier pic de signal correspondant à l'impact de la gerbe sur le nuage. Les photons Cerenkov diffusés à petit angle autour de leur direction d'incidence atteignent le sol autour de l'impact de la gerbe. Ces photons ainsi réfléchis sont une nouvelle fois diffusés à leur remontée vers le détecteur et forment un second pic de signal, correspondant à l'impact de la gerbe au sol.

Le traitement de la diffusion multiple en présence de particules en suspension s'avère indispensable pour une interprétation correcte du signal. On discute par la suite quelques aspects des pics de multi-diffusion en présence d'aérosols ou des nuages. En présence de nuages, puisque seules les gerbes qui atteignent leur maximum de développement au-dessus de la couverture nuageuse sont susceptibles d'être conservées pour analyse, on se limitera à cette configuration.

### 6.3.3 Amplitude du pic de multi-diffusion en présence d'aérosols

La figure 6.31 présente l'évolution du spectre en temps du signal en fonction de l'angle zénithal, en présence de deux types d'aérosols de faible visibilité ( $5\text{ km}$ ) : rural (gauche) ou urbain (droite). Les différentes composantes du signal sont superposées les unes aux autres, et classées *selon le type de la dernière interaction subie* par les photons.

Le pic de multi-diffusion est principalement constitué de photons Cerenkov qui, focalisés selon l'axe de la gerbe, diffusent autour de son impact sur la couche d'aérosols. La fluorescence étant émise de manière isotrope et essentiellement au-dessus des aérosols, elle contribue peu à l'amplitude du pic.

Malgré les faibles valeurs de transmission du Cerenkov à travers les aérosols ( $\langle T \rangle < 5\%$ , figure 6.27 (droite)), on peut observer une contribution non négligeable des photons Cerenkov réfléchis au sol. Ce sont principalement les photons diffusés sur les aérosols à petit angle autour de leur direction d'incidence et qui atteignent le sol à proximité de l'impact de la gerbe.

Jusqu'à un angle zénithal de  $40^\circ$ , l'amplitude du pic de multi-diffusion décroît peu avec l'inclinaison de la gerbe. A  $60^\circ$ , l'amplitude est réduite d'un facteur 2 et la composante réfléchie au sol n'est pratiquement plus visible. A  $80^\circ$ , les photons Cerenkov traversent plus d'air et sont plus largement dispersés autour de l'impact de la gerbe sur les aérosols. On n'observe alors plus de structure en pic.

Pour une même visibilité de  $5\text{ km}$ , les coefficients d'absorption du modèle urbain sont six fois supérieurs à ceux du modèle rural (section 5.1.3). Environ un tiers des photons qui interagissent avec les aérosols de type urbain sont absorbés. L'amplitude du pic en est réduite de moitié par rapport au modèle rural.

En présence de couches d'aérosols de plus grande visibilité (rural ou maritime, visibilité  $23\text{ km}$ , figure 6.32), la transmission du Cerenkov à travers ces couches moins denses est dix fois plus élevée que celle des couches de plus faibles visibilités (figure 6.27). La composante réfléchie au sol est par conséquent plus intense, et bien que le nombre de photons diffusés par les aérosols soit fortement diminué, l'amplitude du pic est 40% supérieure à celle des modèles de visibilité  $5\text{ km}$  pour  $\theta \leq 40^\circ$ .

En présence d'une couche d'aérosols de faible visibilité, la suppression de la composante *Cerenkov réfléchi au sol* s'accompagne d'un pic de multi-diffusion. S'il est détecté, ce pic peut être utilisé comme référence en altitude, en lieu et place de la composante Cerenkov réfléchi au sol. Les exemples de spectres en temps présentés ici ont été tracés en considérant tous les photons observés dans le champ de vue. La dispersion dans le champ de vue des photons diffusés par les aérosols doit néanmoins être prise en compte pour caractériser plus précisément l'amplitude et la position du pic en temps. Cette étude sera abordée au chapitre 7.

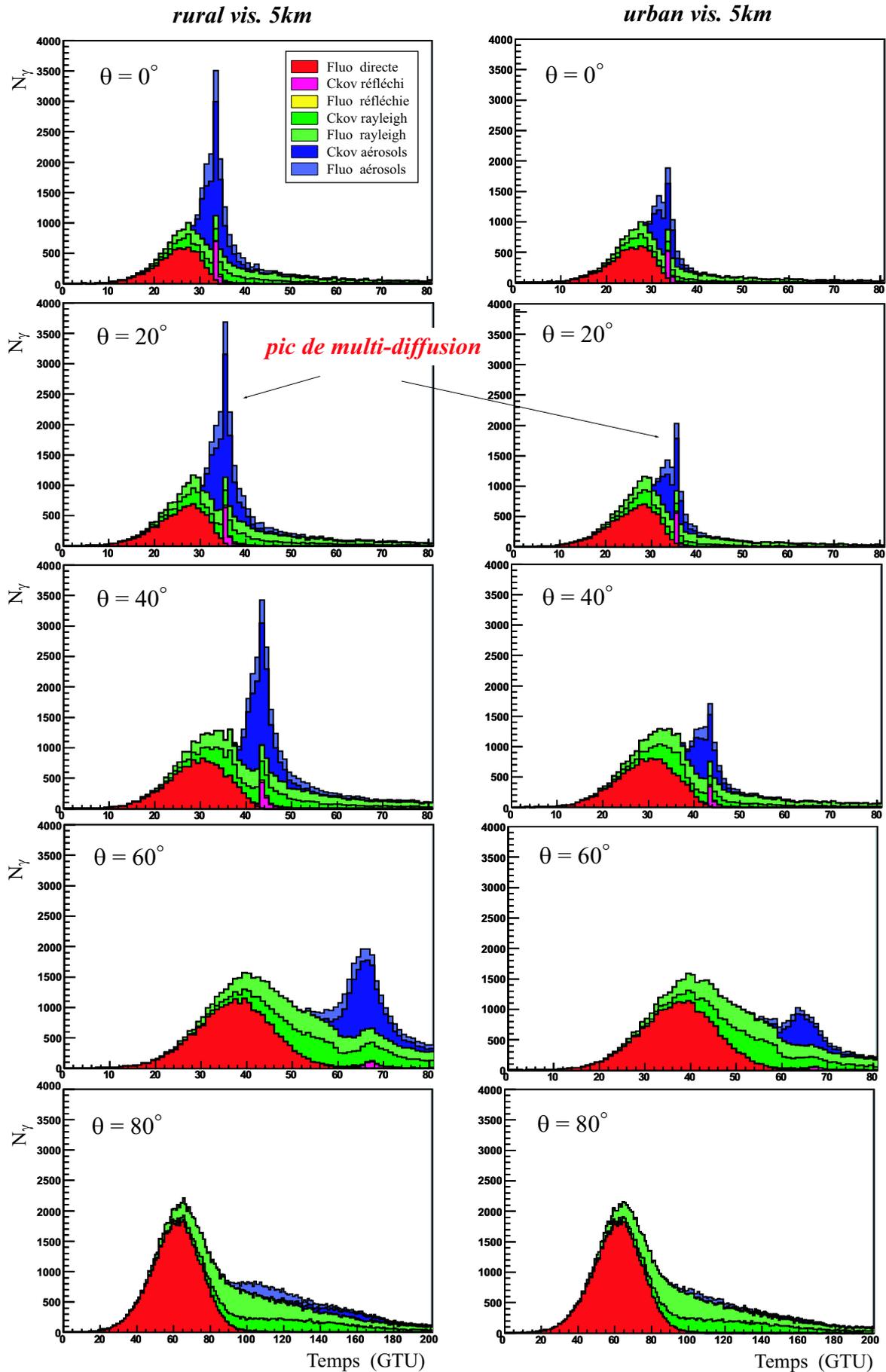


FIG. 6.31 – Evolution du spectre en temps du signal en fonction de l'angle zénithal de l'évènement, en présence d'aérosols (rural et urbain, visibilité 5 km)

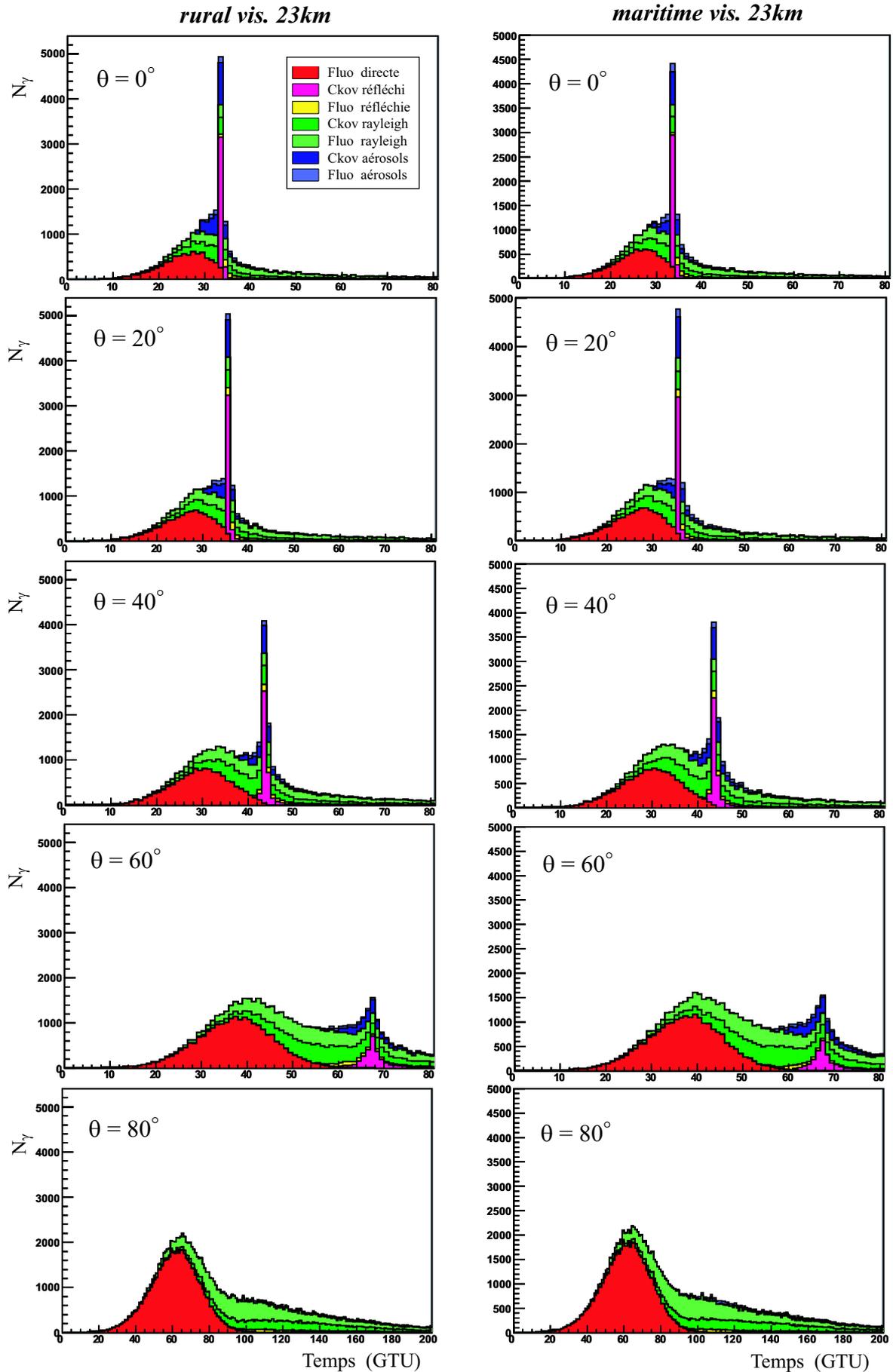


FIG. 6.32 – Evolution du spectre en temps du signal en fonction de l'angle zénithal de l'évènement, en présence d'aérosols (rural et maritime, visibilité 23 km)

### 6.3.4 Amplitudes des pics de multi-diffusion en présence de nuages

Un lot d'évènements a été généré en présence de nuages pour étudier l'évolution du pic de multi-diffusion en fonction de l'angle zénithal de la gerbe  $\theta$ , de l'altitude supérieure du nuage  $H_{sup}$ , de sa profondeur optique verticale intégrée  $PO$  et de son extension verticale  $\Delta H_{vert}$ . On fait varier chacun de ces paramètres en fixant les autres à leur valeur par défaut, que l'on définit par :

- $\theta = 60^\circ$
- $H_{sup} = H_{max} - 1 \text{ km}$ ,  $H_{max}$  étant l'altitude du maximum de développement de la gerbe ( $H_{max} = 7.3 \text{ km}$  à  $\theta = 60^\circ$ )
- $PO = 2$
- $\Delta H_{vert} = 1 \text{ km}$

La fonction de phase de diffusion dans les nuages est celle du modèle C1 (chapitre 5). La propagation des photons est simulée jusqu'à l'ordre 8 en diffusion par l'algorithme Monte-Carlo décrit au chapitre 5 et les profils d'atmosphère sont ceux du modèle US-Standard. Les spectres en temps du signal simulé sont représentés sur les figures 6.33 et 6.34.

#### Influence de l'angle zénithal et de l'altitude du nuage

La structure en double pic de la composante multi-diffusée en présence de nuage est particulièrement visible sur la figure 6.33, représentant les dépendances du signal avec l'angle zénithal de la gerbe et l'altitude supérieure du nuage. La séparation en temps des deux pics varie en fonction de ces deux paramètres. L'altitude du nuage étant fixée (figure 6.33 (droite)), plus la gerbe est inclinée, plus le second pic est retardé en temps. A angle zénithal fixé (figure 6.33 (gauche)), plus le maximum de développement de la gerbe est proche du nuage, plus le premier pic devance le second.

Lorsque le maximum de développement de la gerbe est suffisamment proche du nuage, une partie du Cerenkov est émise à l'intérieur et en-dessous de la couche nuageuse, et sa contribution au premier pic de diffusion diminue (figure 6.33 (droite)). Parallèlement, les photons de fluorescence étant émis plus près du nuage, ils participent plus à l'amplitude du pic.

#### Profondeur optique du nuage

A  $\theta = 60^\circ$ , la présence d'un nuage de profondeur optique inférieure à 0.5 ne modifie pas la structure du signal par rapport aux conditions de ciel clair (figure 6.34 (gauche)). On ne distingue pas de premier pic de diffusion et le second pic de diffusion se substitue à la composante Cerenkov réfléchi au sol. Pour une profondeur optique supérieure ou égale à 1, le premier pic apparaît et son amplitude augmente avec la profondeur optique. Parallèlement, le second pic baisse d'intensité et disparaît totalement aux profondeurs optiques supérieures à 4.

#### Extension verticale du nuage

La profondeur optique verticale intégrée étant fixée, l'amplitude du premier pic dépend aussi de l'extension verticale du nuage (figure 6.34 (droite)). Pour un nuage moins étendu, la longueur de diffusion est plus courte et le parcours des photons à travers le nuage en est réduit. Leur plus faible dispersion en temps se traduit par un pic plus haut et plus étroit. Par exemple, si l'on compare les pics respectifs des nuages d'extension verticale  $0.5 \text{ km}$  et  $2 \text{ km}$ , l'amplitude du pic diminue de

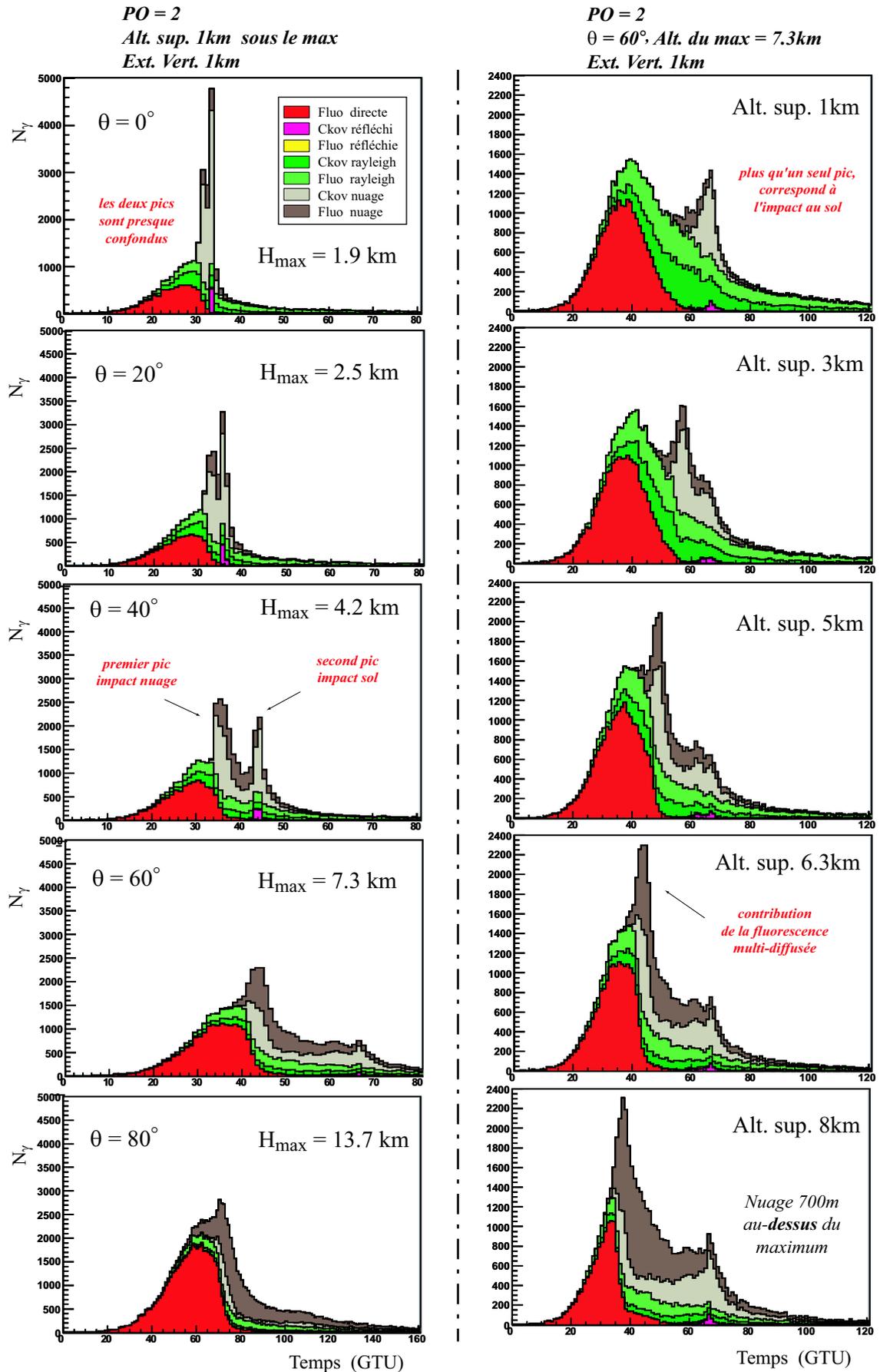


FIG. 6.33 – Evolution du spectre en temps du signal en fonction de l'angle zénithal de l'évènement et de l'altitude supérieure du nuage (par défaut :  $\theta = 60^\circ$ ,  $PO = 2$ , altitude supérieure du nuage 1 km sous le maximum de développement de la gerbe, extension verticale du nuage 1 km)

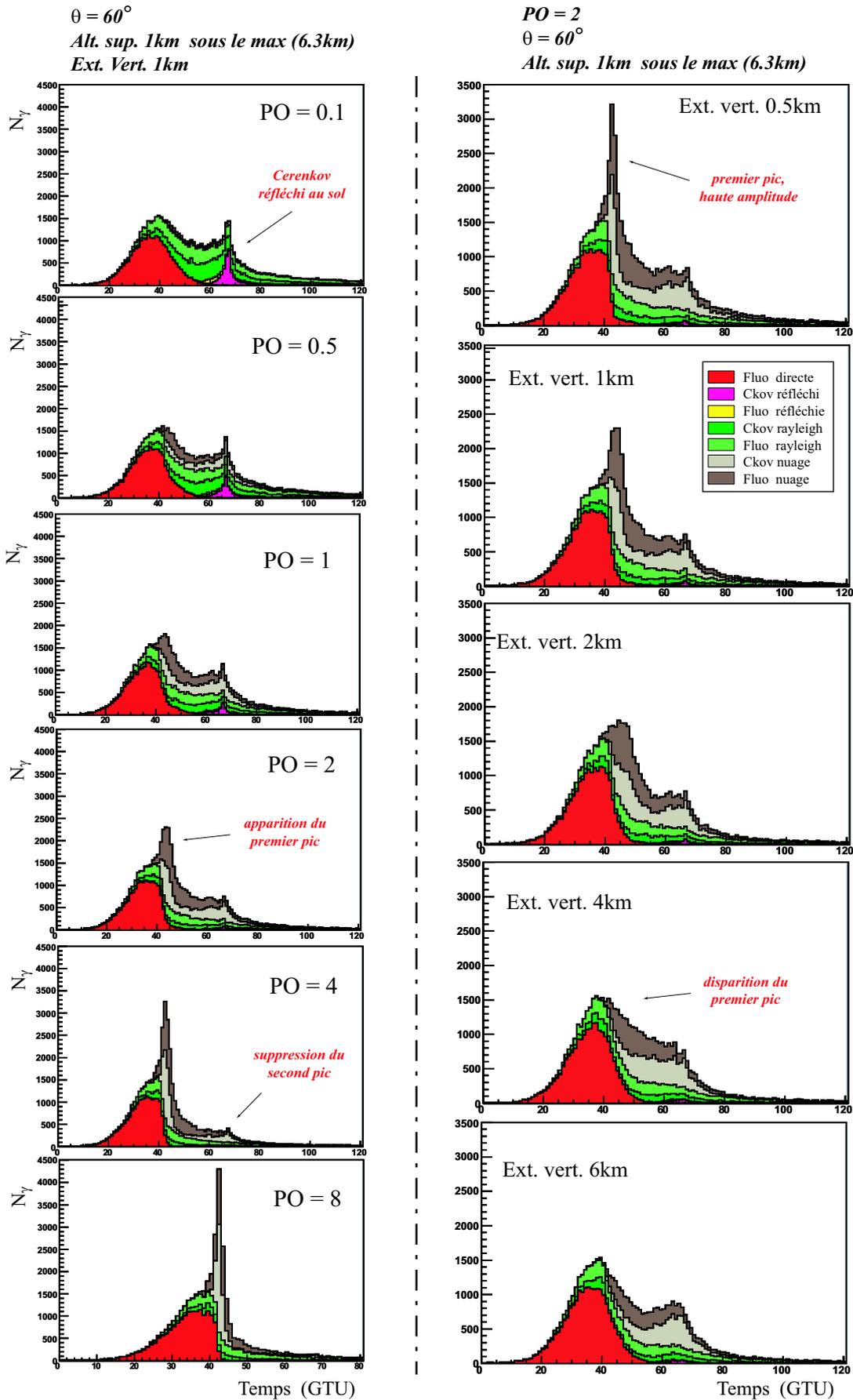


FIG. 6.34 – Evolution du spectre en temps du signal en fonction de la profondeur optique verticale intégrée et de l’extension verticale du nuage (par défaut :  $\theta = 60^\circ$ ,  $PO = 2$ , altitude supérieure du nuage 1 km sous le maximum de développement de la gerbe, extension verticale du nuage 1 km)

50% quand le nuage est plus étendu. Pour une profondeur optique égale à 2, on ne distingue plus de premier pic quand l'extension verticale du nuage dépasse 2 km.

En définitive, l'amplitude du premier pic de multi-diffusion correspondant à l'impact de la gerbe sur la couche nuageuse dépend de la profondeur optique verticale du nuage, de son extension verticale, de sa distance au maximum de développement de la gerbe et de l'angle zénithal. Par conséquent, la détection de ce pic n'est pas toujours garantie. S'il est détecté et si l'altitude de la couverture nuageuse est connue, par l'intermédiaire d'un Lidar par exemple, le pic de multi-diffusion *sur le nuage* peut fournir une référence en altitude. Si le pic de multi-diffusion correspondant à l'impact *au sol* est aussi observé, on dispose alors de deux références en altitude : l'impact de la gerbe sur le nuage et sur la surface de la Terre.

L'effet de la dispersion dans le champ de vue des photons diffusés par le nuage sera prise en compte au chapitre 7 afin de caractériser plus précisément l'amplitude et la position des pics en temps.

Une détection de la fluorescence depuis l'espace réduit les effets de proximité. L'intensité du signal de fluorescence directe varie relativement peu avec la position de la gerbe dans le champ de vue, et la vitesse angulaire du signal est un bon estimateur de l'angle zénithal. La trace du signal sur la surface focale permet de localiser la gerbe dans le champ de vue et de déterminer son angle azimutal. Le Cerenkov réfléchi au sol et la durée du signal de fluorescence directe fournissent tout deux une référence en altitude, nécessaire à la reconstruction de la trajectoire de l'évènement. Les gerbes plus inclinées donnent lieu à un signal plus intense, et sont plus facilement détectables.

L'algorithme de propagation Monte-Carlo développé dans ESAF permet de simuler les contributions des diffusions simple et multiple au signal détecté. En conditions de ciel clair, la composante diffusée intégrée en temps et dans le champ de vue est aussi intense que le signal de base. Elle reste néanmoins fortement dispersée dans le champ de vue, exception faite des photons Cerenkov simplement diffusés, et seule une fraction des photons diffusés est susceptible d'être collectée dans les mêmes pixels que le signal de base. Une analyse du signal par pixel et par unité de temps devrait permettre de réduire la contribution des photons diffusés. Cette étude sera abordée au chapitre 7.

ESAF permet aussi de simuler la diffusion multiple des photons dans les aérosols et les nuages. Confinés à basse altitude, les aérosols atténuent peu le signal de fluorescence directe, et la première moitié du spectre en temps n'est généralement pas affectée. En revanche, les nuages peuvent se situer à plus haute altitude et fortement atténuer l'intensité de la fluorescence directe, voire masquer complètement l'évènement. Si l'on dispose d'un Lidar embarqué dans l'espace aux côtés du télescope, celui-ci pourrait signaler la présence de particules en suspension dans l'air et indiquer l'altitude supérieure de la couche de diffuseurs. On peut alors envisager de conserver les gerbes dont le maximum de développement se situe au-dessus des nuages. L'impact des nuages sur l'acceptance d'un détecteur spatial sera traité au chapitre 7.

En présence de couche de particules en suspension, le signal Cerenkov réfléchi au sol n'est généralement plus observable, mais les interactions multiples des photons à l'intérieur des nuages ou des aérosols donnent naissance à un ou deux pics de multi-diffusion, correspondant aux impacts de la gerbe sur la couche de particules et sur la surface de la Terre. Ces pics de multi-diffusion peuvent fournir une référence en altitude.





## Chapitre 7

# Performances d'un détecteur spatial

On étudie dans ce chapitre l'acceptance et le seuil en énergie du télescope conçu pour le projet EUSO. La capacité d'un détecteur à collecter un grand nombre d'évènements est fondamentale pour limiter l'influence des erreurs statistiques.

Les résolutions avec lesquelles sont mesurées les propriétés des rayons cosmiques constituent aussi un critère essentiel pour évaluer la performance d'un détecteur. Un certain nombre de sources d'erreur systématique ont été décrites précédemment, et l'on étudie dans ce chapitre l'effet de la composante diffusée du signal sur l'estimation de l'énergie du rayon cosmique et de la profondeur du maximum de développement de la gerbe.

La capacité d'un télescope à détecter le signal lumineux émis par une gerbe atmosphérique dépend de l'intensité du bruit de fond lumineux. Les différentes sources de bruit de fond ainsi que le temps effectif d'observation associé aux nuits sans lune (*cycle utile*) sont abordés dans une première partie.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la simulation simplifiée du détecteur, développée pour évaluer l'acceptance du télescope spatial conçu pour EUSO.

Dans une troisième partie, on simule l'acceptance du détecteur en tenant compte du bruit de fond lumineux et des caractéristiques de la couverture nuageuse autour du globe. Le nombre d'évènements susceptibles d'être détectés sur une durée de trois ans est présenté dans une quatrième partie, dans les deux configurations d'un spectre des RCUHE avec ou sans coupure GZK.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'influence de la composante diffusée du signal en condition de ciel clair sur l'estimation de l'énergie et de la profondeur du maximum de développement. L'impact des nuages et des aérosols sur la déformation du signal est aussi étudiée dans cette cinquième partie.

### 7.1 Sources et intensité du bruit de fond

La capacité du télescope à détecter les gerbes dépend de l'intensité du bruit de fond lumineux, susceptible de masquer un signal d'intensité trop faible. Pour s'affranchir de la lumière du jour et de la lune, la détection spatiale des rayons cosmiques est restreinte aux nuits sans lune. Leur fréquence détermine la valeur du *cycle utile*, et fait l'objet de la première partie de cette section.

On présente ensuite les caractéristiques du bruit de fond résiduel des nuits sans lune, dont on peut distinguer trois composantes : la composante diffuse qui varie peu dans le temps, le bruit de

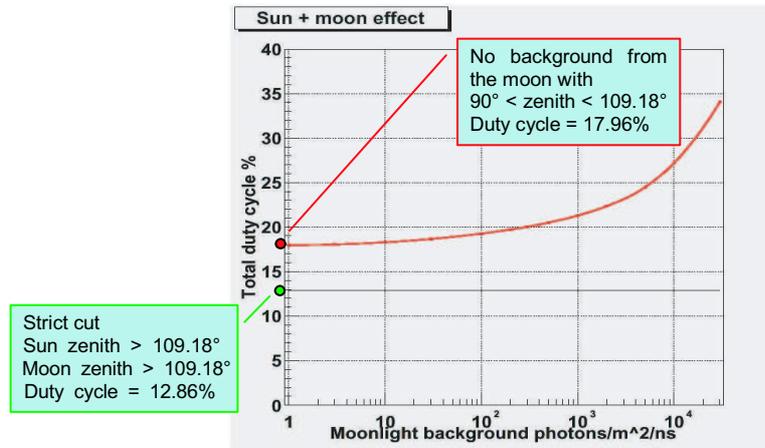


FIG. 7.1 – Cycle utile d'EUSO moyenné sur l'année en fonction du bruit de fond induit par la lune [165]

fond d'origine anthropique, et les phénomènes lumineux transitoires produits naturellement dans l'atmosphère.

### 7.1.1 Nuits sans lune et cycle utile

Observés depuis l'ISS, le soleil et la lune sont sous l'horizon 13% du temps en moyenne par an (angle zénithal supérieur à 109.18°) [165]. Si l'on inclut la fraction du temps où la lune se situe sous l'horizon *vu depuis le sol* (angle zénithal supérieur à 90°), le cycle utile atteint 18%.

Afin d'accroître le temps effectif d'observation, on peut choisir d'inclure les configurations où la lune se trouve à un angle zénithal inférieur à 90° mais occasionne une faible augmentation du bruit de fond. La figure 7.1 présente l'augmentation du cycle utile en fonction du bruit de fond induit par la lune.

Comme on le verra en section 7.1.2 (tableau 7.1), le bruit de fond diffus des nuits *sans lune* est de l'ordre de 500 *photons/m<sup>2</sup>/sr/ns*. Si l'on tolère une part équivalente de bruit de fond induit par la lune, le cycle utile atteint environ 20%. Aussi, la hausse du temps d'observation reste faible même en acceptant de doubler la valeur du bruit de fond, et l'on utilisera par la suite une valeur du cycle utile de 18%.

### 7.1.2 Composante diffuse du bruit de fond lumineux

On considère dans cette section les sources naturelles de bruit de fond dont l'intensité varie peu dans le temps. On distinguera le flux lumineux perçu directement par le télescope de celui détecté après avoir été diffusé par la Terre.

#### 7.1.2.1 Flux direct : le *Nightglow*

Le terme *Airglow* désigne la luminescence de la haute atmosphère résultant de processus chimiques, telles les excitations d'atomes par collision et les recombinaisons ioniques. De nuit, cette luminescence est qualifiée de *Nightglow*. Dans l'intervalle de longueur d'onde compris entre 300 et 400 *nm*, la principale contribution au *Nightglow* résulte de la désexcitation de la molécule

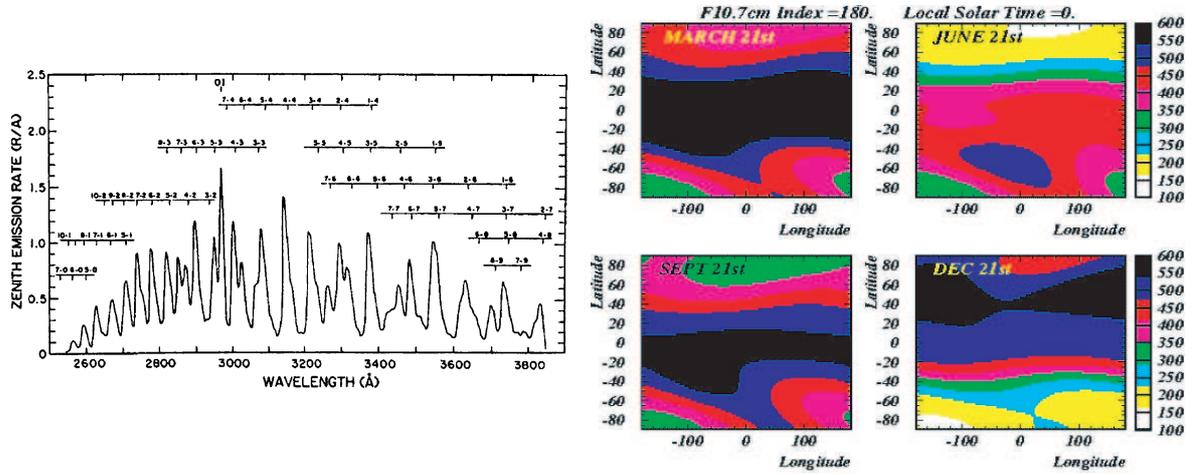


FIG. 7.2 – (*gauche*) Spectre du Nightglow mesuré entre 240 et 400 nm par une fusée (Hennes [168], extrait de [169]); (*droite*) Variations de l'intensité du nightglow avec la latitude, la longitude et la saison (intensité exprimée en  $\text{photons}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$ ) [170]

d'oxygène selon les transitions de Herzberg [166], la molécule  $O_2$  étant produite dans un état excité suite aux collisions à trois corps de type [167] :



où  $O$  est l'oxygène monoatomique et  $M$  une molécule de l'air (principalement l'azote  $N_2$ ). La zone d'émission du Nightglow se situe aux alentours de 100 km d'altitude, dans la couche de quelques kilomètres d'épaisseur où est produit l'oxygène monoatomique suite à la dissociation de  $O_2$  par les radiations solaires (couche de Chapman).

La figure 7.2 (*gauche*) présente le spectre en longueur d'onde du Nightglow mesuré entre 260 et 400 nm par une fusée (Hennes [168]). Le flux correspondant est isotrope, et son intensité intégrée avoisine les  $300 \text{ photons}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$  entre 300 et 400 nm. Celle-ci dépend par ailleurs de la concentration en oxygène monoatomique dans la couche de Chapman, déterminée par le taux d'exposition aux radiations solaires. Ainsi, l'intensité du Nightglow est sujette à des variations selon la latitude et la saison. Le temps de relaxation des collisions atomiques induit en outre une dépendance avec la longitude.

La figure 7.2 (*droite*) présente ces dépendances, calculées en fonction de la concentration d'oxygène monoatomique donnée par le modèle d'atmosphère MSISE. D'après cette étude [170], l'intensité varie entre 250 et  $600 \text{ photons}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$  dans la gamme de latitude couverte par l'orbite de l'ISS.

### 7.1.2.2 Albédo de la Terre et flux diffusé

Un télescope spatial orienté vers la Terre est aussi sensible au flux lumineux diffusé par l'atmosphère et le sol. Outre le nightglow, les autres sources de bruit de fond qui constituent le flux incident de photons au sommet de l'atmosphère sont [171] :

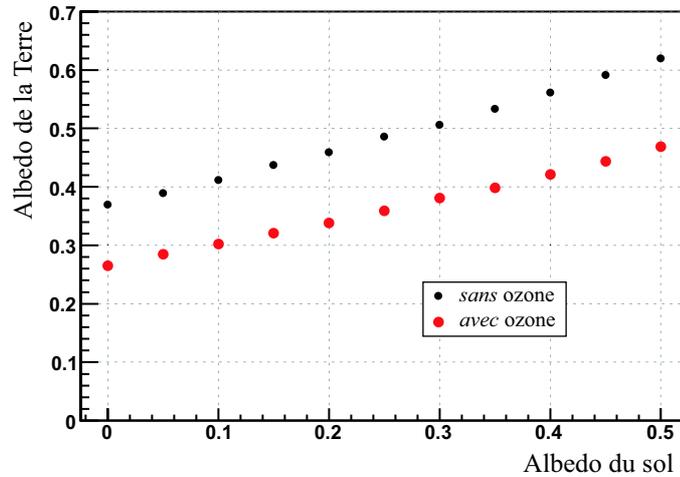


FIG. 7.3 – Albédo de la Terre en fonction de l'albédo du sol, avec et sans l'absorption de l'ozone (conditions de ciel clair, atmosphère US-Standard)

- la lumière Zodiacale (*Zodiacal Light*) : issue de la diffusion de la lumière solaire sur les poussières interplanétaires, son flux est de l'ordre de  $100 \text{ photons/m}^2/\text{sr/ns}$
  - le fond interstellaire (*Integrated faint star light*) : constitué des étoiles peu brillantes du milieu interstellaire, son flux est de l'ordre de  $80 \text{ photons/m}^2/\text{sr/ns}$
  - les étoiles distinctes : moyenné sur  $2\pi$ , le flux moyen est de l'ordre de  $30 \text{ photons/m}^2/\text{sr/ns}$
- Ainsi, pour une intensité du nightglow de  $300 \text{ photons/m}^2/\text{sr/ns}$ , le flux total incident au sommet de l'atmosphère est de  $510 \text{ photons/m}^2/\text{sr/ns}$  entre  $300$  et  $400 \text{ nm}$ .

La fraction du flux incident diffusé par l'atmosphère terrestre vers le télescope est déterminée par l'albédo de la Terre. Ce dernier a été calculé avec le programme Monte-Carlo de propagation des photons présenté en section 5.4.3. On génère de manière isotrope  $10^5$  photons au sommet de l'atmosphère, répartis uniformément en longueur d'onde entre  $300$  et  $400 \text{ nm}$ , et ceux-ci sont propagés jusqu'à sortir de l'atmosphère ou être absorbés. La fraction des photons qui ressort de l'atmosphère sans avoir été absorbés définit l'albédo de la Terre. Toutes les interactions décrites en section 5.1 (ozone compris) ainsi que la diffusion multiple des photons sont prises en compte dans ce calcul.

### Conditions de ciel clair

La figure 7.3 présente l'évolution de l'albédo de la Terre  $Alb_T$  en fonction de l'albédo du sol  $Alb_s$ , en conditions de ciel clair et en tenant compte ou non de l'absorption de l'ozone. Sans ozone et pour un albédo du sol de 8%, on trouve une valeur similaire à celle estimée dans le cadre du projet EUSO [171] :  $Alb_T = 40\%$ . Le code de propagation développé au sein d'ESAF permet de simuler la diffusion multiple des photons tout en tenant compte de l'absorption de l'ozone. Ce dernier absorbe les rayonnements ultra-violet en-deçà de  $330 \text{ nm}$ , et réduit la valeur de  $Alb_T$  à 30%. L'albédo de la Terre varie linéairement avec celui du sol, et passe de 27% pour un sol complètement absorbant à 47% pour  $Alb_s = 50\%$ .

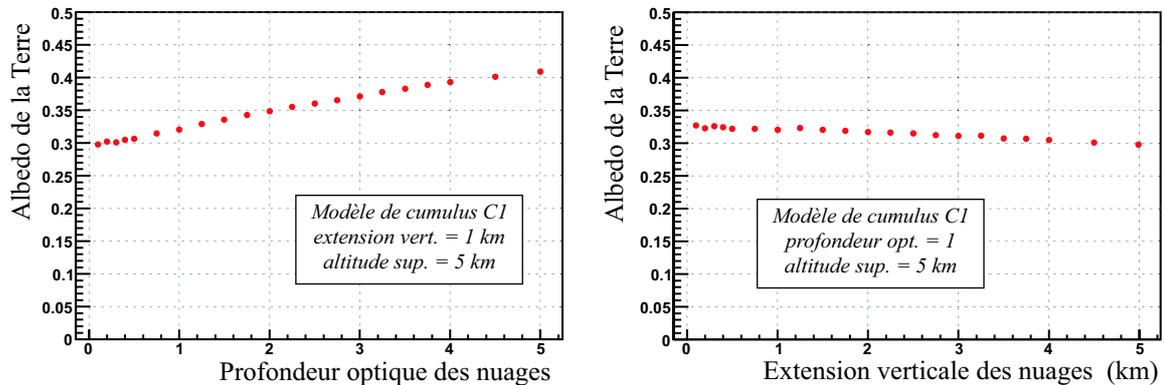


FIG. 7.4 – Albédo de la Terre en présence de nuages, influence de la profondeur optique et de l’extension verticale de la couverture nuageuse (modèle de cumulus C1)

### En présence de nuages ou d’aérosols

La présence de particules en suspension dans l’air (nuages ou aérosols) est une source de diffusion supplémentaire ; elle est donc susceptible d’augmenter l’albédo de la Terre. L’algorithme Monte-Carlo développé dans ESAF permet de simuler la propagation des photons en présence de nuages ou d’aérosols, et l’on estime ici l’impact des couches de particules en suspension sur l’albédo de la Terre.

L’altitude supérieure du nuage est fixée à  $5\text{ km}$ , l’albédo du sol à  $8\%$  et la fonction de phase de diffusion des nuages est celle du modèle de cumulus C1 (décrit en section 5.1.2). On simule la diffusion multiple des photons jusqu’à leur absorption ou leur sortie de l’atmosphère. La figure 7.4 donne les valeurs de  $Alb_T$  en fonction de la profondeur optique des nuages et de leur extension verticale. De  $30\%$  en conditions de ciel clair, l’albédo de la Terre atteint  $35\%$  pour une profondeur optique égale à 2, et  $40\%$  pour une profondeur optique de 5. L’effet de l’extension verticale des nuages sur l’albédo de la Terre est inférieur à  $1\%$  par kilomètre.

L’influence de l’altitude supérieure des nuages a aussi été étudiée avec le même type de simulation ; elle ne dépasse pas  $1\%$  sur une gamme d’altitude comprise entre 1 et  $10\text{ km}$ . La base de donnée TOVS de la couverture nuageuse autour du globe (section 7.3.3) donne une profondeur optique moyenne de l’ordre de 2, ce qui correspond à un albédo de la Terre de  $35\%$  d’après notre calcul. On notera que ce résultat est sensiblement inférieur à l’estimation réalisée dans le cadre du projet EUSO ( $56\%$ ) [171].

Le même type de calcul a été réalisé en présence d’aérosols, pour les quatre modèles présentés en section 5.1.3. Pour les modèles *rural* ( $23\text{ km vis.}$ ), *maritime et urbain*, l’albédo de la Terre n’est pas modifié par rapport aux conditions de ciel clair ( $30\%$ ). Il est plus grand pour le modèle *rural* ( $5\text{ km vis.}$ ) et atteint  $36\%$ .

### Composante diffuse du bruit de fond perçue par EUSO

Le tableau 7.1 regroupe les contributions des flux direct et diffusé ainsi que l’intensité totale de la composante diffuse du bruit de fond, calculées en conditions de ciel clair et pour un albédo du sol de  $8\%$ . Les chiffres entre parenthèses indiquent l’intensité du bruit de fond en présence d’une couverture nuageuse de profondeur optique égale à 2. Les lignes du tableau intitulées “minimum” et “maximum” correspondent respectivement aux valeurs minimales et maximales de

	Nightglow Flux direct	Flux incident au sommet de l'atmosphère	Flux diffusé par la Terre (alb. sol 8%)	Intensité totale du bruit de fond
Minimum	250	460	140 (160)	390 (410)
Référence	300	510	150 (180)	<b>450</b> (480)
Maximum	600	810	240 (280)	840 (880)

TAB. 7.1 – Bruit de fond diffus pour un détecteur spatial, exprimé en  $photons/m^2/sr/ns$  (les valeurs entre parenthèses correspondent à la présence d'une couverture nuageuse de profondeur optique égale à 2)

l'intensité du Nightglow, présentées précédemment. La ligne intitulée "référence" correspond à une intensité du Nightglow de  $300\text{ photons}/m^2/sr/ns$ , valeur de référence utilisée lors de la phase A du projet EUSO. D'après notre calcul, l'intensité du bruit de fond total correspondant est de  $450\text{ photons}/m^2/sr/ns$ .

Le flux *diffusé* par la Terre mesuré par les expériences BABY [172] et NIGHTGLOW [169] (vol par ballon) est presque deux fois supérieur à la valeur de référence indiquée dans le tableau ( $150\text{ photons}/m^2/sr/ns$ ). Cependant, les ballons sont lancés à proximité des villes et les mesures ne s'affranchissent pas complètement de la pollution lumineuse d'origine anthropique. En outre, les ballons des deux expériences atteignent des altitudes correspondant à la limite inférieure de la couche d'ozone, et ces mesures ne prennent pas complètement en compte l'absorption résultante des photons dans l'ultra-violet.

Les mesures entre  $300$  et  $400\text{ nm}$  du bruit de fond *total* (direct et diffusé) par le satellite MSU Tatiana [173] révèlent des intensités comprises entre  $300$  et  $1000\text{ photons}/m^2/sr/ns$ , consistantes avec les valeurs présentées dans le tableau 7.1.

### 7.1.3 Autres composantes du bruit de fond

#### 7.1.3.1 Sources d'origine anthropique

L'activité humaine, et principalement l'éclairage des villes, est une autre source de bruit de fond susceptible d'affecter la détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. La figure 7.5 est une carte de la Terre vue de nuit, où l'on distingue nettement l'étendue de cet éclairage sur l'Europe, l'Amérique du Nord, l'Asie du sud et l'est de l'Amérique du sud. Les mesures du bruit de fond au-dessus de la Sicile par l'expérience BABY [172] indique que le passage au-dessus de zones habitées peut entraîner une augmentation du bruit de fond de plus d'un ordre de grandeur.

Contrairement à la composante diffuse, la pollution lumineuse d'origine anthropique n'est pas homogène dans le champ de vue d'un détecteur spatial de type EUSO : seuls quelques pixels sont affectés. L'impact du bruit de fond anthropique sur le cycle utile d'une détection spatiale des RCUHE n'a pas encore été étudié et ne sera pas considéré par la suite.

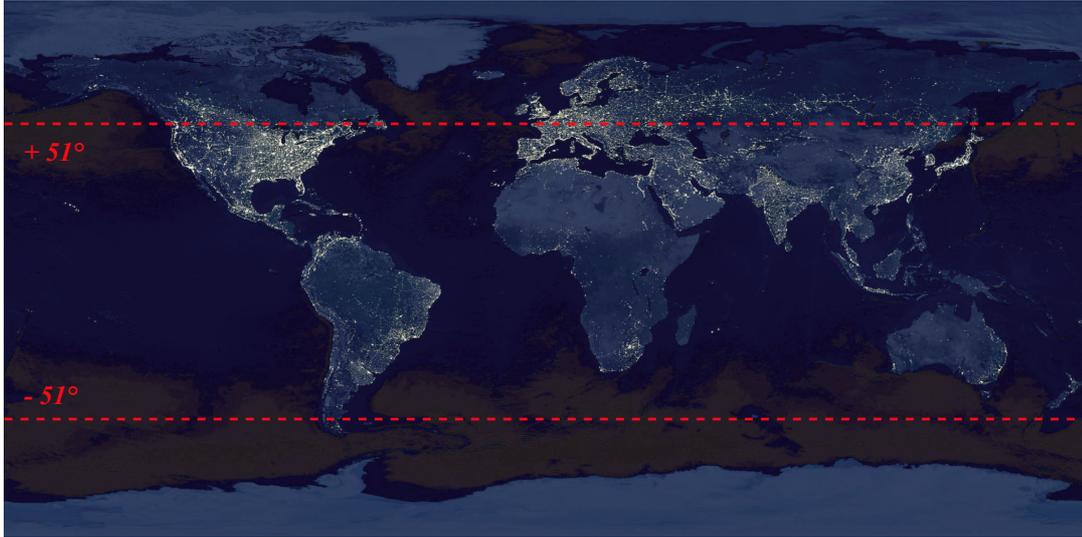


FIG. 7.5 – La Terre vue depuis l'espace la nuit [174]

### 7.1.3.2 Phénomènes naturels transitoires

La dernière source de bruit de fond est constituée des phénomènes lumineux transitoires produits naturellement dans l'atmosphère. On distingue généralement les phénomènes de basse et haute atmosphère.

Dans la basse atmosphère, les éclairs se développent principalement entre le bas des nuages et le sol, et la diffusion de la lumière à travers la couche nuageuse devrait en atténuer l'intensité. Environ un éclair sur dix se développent entre le sol et le haut du nuage. Ceux-ci sont beaucoup plus intenses et sont moins atténués, donnant lieu à des flash de plus grandes intensités. Comme l'indique la figure 7.6, les éclairs sont les plus abondants au-dessus des continents, et principalement distribués autour de l'équateur. La fréquence moyenne des éclairs est d'environ 1600 par jour sur tout le globe [176]. Pour un cycle utile de l'ordre de 20% et en supposant que la fréquence des éclairs est similaire le jour et la nuit, on devrait observer environ 320 éclairs par jour dans le champ de vue d'un télescope spatial.

Des phénomènes lumineux transitoires se développent entre la basse atmosphère et la ionosphère, jusqu'à environ 100 km. Découverts récemment (début des années 90) ils correspondent à un transfert d'une grande quantité d'énergie sur une durée allant de quelques microsecondes à quelques centaines de millisecondes. Ils sont classés selon leur forme en trois catégories : les *elves*, *sprites* et *blue jets*. La fréquence de leurs apparitions dans le champ de vue d'un télescope spatial a été estimé à environ 2 par jour pour les sprites et blue jets, et à 20-40 par jour pour les elves [176].

L'impact des phénomènes lumineux transitoires sur le cycle utile n'a pas encore été étudié, et l'exploitation des données des expériences par satellite MSU Tatiana [173] et ISUAL (*Image of Sprite : Upper Atmosphere Lightning*) [175] devraient permettre de mieux l'estimer. On ne considérera pas ces phénomènes par la suite.

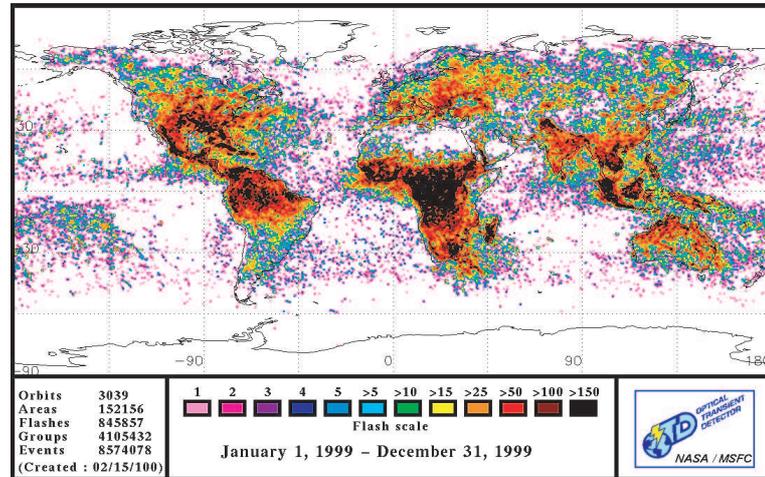


FIG. 7.6 – Fréquence des éclairs et répartition sur le globe [176]

Pour le détecteur EUSO, les nuits sans lune correspondent à un cycle utile de 18%. La composante diffuse du bruit de fond lumineux varie avec la latitude, la longitude, et la saison. Elle est constituée du Nightglow perçu en vision directe et du flux lumineux diffusé par la Terre. L'intensité de référence égale à  $450 \text{ photons}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$  sera utilisée par la suite pour simuler l'efficacité de déclenchement d'un télescope spatial en présence de bruit de fond lumineux. Les sources de bruit de fond anthropiques et les phénomènes naturels transitoires ne seront pas pris en compte dans cette étude.

## 7.2 Simulation simplifiée du détecteur

Pour être détectés, les photons collectés sur la lentille du télescope doivent être transmis à travers l'optique et les filtres, puis être convertis en photo-électrons par les photo-multiplicateurs. Afin d'étudier les performances d'un télescope spatial indépendamment de la configuration précise de l'instrument, une simulation simplifiée du détecteur a été implémentée dans ESAF. Pour chaque photon collecté par la lentille du télescope, celui-ci n'est pas propagé à travers les différents modules du télescope décrits au chapitre 2, mais une probabilité de conversion des photons en photo-électrons est calculée. Cette probabilité définit *l'efficacité du détecteur*, dépendante de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence du photon sur la lentille.

On détaille dans un premier temps les différents termes qui définissent l'efficacité du détecteur. Après avoir décrit la discrétisation du signal, on présente dans un troisième temps comment est simulé le bruit de fond par pixel et par unité de temps autour du signal de la gerbe. La simulation du déclenchement du détecteur est abordée en fin de section.

### 7.2.1 Efficacités du détecteur

On présente ici les termes d'efficacité qui définissent la probabilité pour un photon collecté par la lentille d'être converti en photo-électrons. Cette probabilité est calculée en fonction des caractéristiques du module optique, des filtres et des photo-multiplieurs.

#### Surface effective de collection des photons

La focalisation de la lumière par les lentilles de Fresnel étant de moins bonne qualité sur les bords, un diaphragme est inséré entre les deux lentilles pour stopper les photons les plus éloignés de l'axe optique. Comme indiqué au chapitre 2, le diamètre de la pupille d'entrée du télescope retenu pour EUSO est de  $2.3\text{ m}$ , et fixe la surface effective de collection des photons à  $4.15\text{ m}^2$ . Au cours de ce chapitre, on étudiera aussi une autre configuration du détecteur, avec une surface de collection 4 fois supérieure, soit un diamètre de la pupille d'entrée de  $4.6\text{ m}$ . Cette seconde configuration correspond à celle utilisée au chapitre 6, en supposant un rapport entre les diamètres de la pupille et des lentilles identique à celui de la configuration standard du détecteur EUSO. Quelque soit le diamètre de la pupille d'entrée, on fait l'hypothèse que toutes les autres caractéristiques du détecteur restent inchangées.

#### Efficacité de l'optique

L'efficacité de traversée de l'optique définie au chapitre 2 représente la probabilité  $\varepsilon_{opt}$  pour un photon traversant la pupille du télescope d'atteindre la surface focale. Par définition, ce terme tient compte de l'effet de surface projeté pour un flux incliné par rapport à l'axe optique du télescope. L'effet de projection étant déjà pris en compte dans la simulation du signal lumineux collecté par la lentille, il n'est pas appliqué dans la simulation du détecteur. Indépendamment de l'effet de surface projetée, l'efficacité de traversée de l'optique, égale à 0.53, est approximativement indépendante de l'angle d'incidence des photons sur la lentille. Plus faible d'environ 15% pour une incidence de  $30^\circ$ , on la considère constante dans la présente simulation. Le champ de vue du

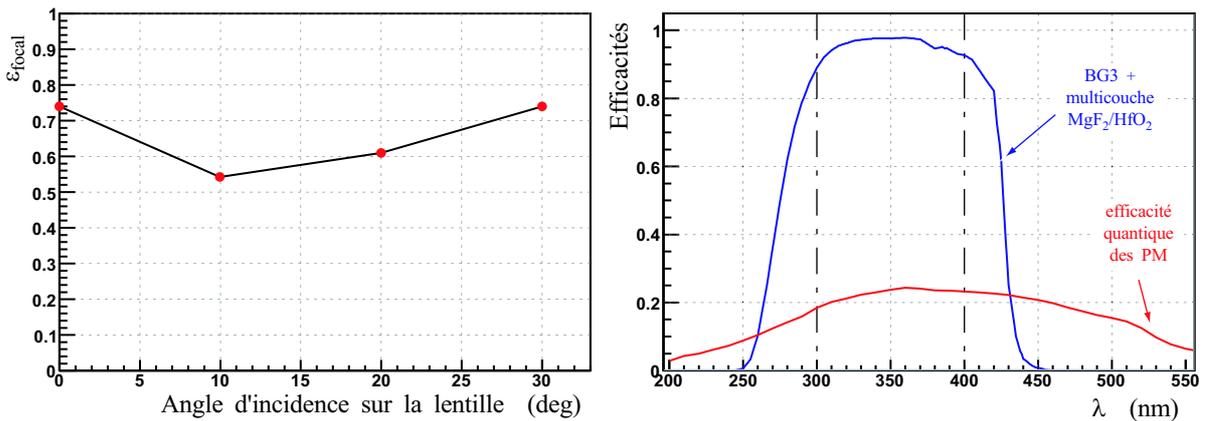


FIG. 7.7 – (*gauche*) Fraction  $\varepsilon_{focal}$  des photons collectés sur la surface focale qui sont focalisés dans un cercle de  $5\text{ mm}$  de diamètre (approximativement la dimension d'un pixel), tracée en fonction de l'angle d'incidence des photons sur la lentille; (*droite*) Spectres du filtre BG3 avec et sans enduit  $MgF_2/HfO_2$ , et spectre d'efficacité quantique des photo-multiplieurs multi-anodes Hamamatsu R8900-03-M36

télescope étant de  $30^\circ$  (angle de demi-ouverture), les photons collectés par la lentille avec un plus grand angle n'atteignent pas la surface focale et sont rejetés.

La fraction  $\varepsilon_{focal}$  des photons collectés sur la surface focale qui sont focalisés dans un cercle de  $5\text{ mm}$  de diamètre dépend des aberrations optiques (chapitre 2). Un cercle de cette dimension correspond approximativement à la taille d'un pixel, et les photons focalisés hors de ce cercle sont collectés dans les pixels voisins. Dans la présente simulation, on rejette ces photons "mal focalisés". La probabilité  $\varepsilon_{focal}(\alpha)$  pour un photon d'être focalisé dans le bon pixel est tracée sur la figure 7.7 (gauche) en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  du photon sur la lentille.

### Filtre optique et efficacités des photo-multiplicateurs

Une fois collectés sur la surface focale, les photons doivent traverser le filtre optique avant d'être convertis en photo-électrons par les photo-multiplicateurs. Ces deux processus dépendent de la longueur d'onde du photon. Les spectres en longueur d'onde de l'efficacité quantique des photo-multiplicateurs multi-anodes Hamamatsu R8900-03-M36 et du filtre optique BG3 avec enduit multi-couche  $MgF_2/HfO_2$  sont représentés sur la figure 7.7 (droite). Ils sont inclus dans la simulation pour calculer la probabilité  $\varepsilon_{BG3}(\lambda) \times \varepsilon_{QE}(\lambda)$  pour un photon de traverser le filtre et d'être converti en photo-électron, en tenant compte de la longueur d'onde de chaque photon. L'efficacité de collection des photo-multiplicateurs  $\varepsilon_{colec} = 0.67$  est considérée indépendante de la longueur d'onde.

En résumé, l'efficacité totale du détecteur est d'environ 5%, et les principaux facteurs de réduction du signal sont dûs :

- au diaphragme ( $\varepsilon_{epd} \sim 85\%$ )
- à l'efficacité de traversée de l'optique ( $\varepsilon_{opt} \sim 53\%$ )
- aux aberrations optiques ( $\varepsilon_{focal} \sim 60\%$ )
- à l'efficacité quantique des photo-multiplicateurs ( $\varepsilon_{QE} \sim 25\%$ )
- à l'efficacité de collection des photo-multiplicateurs ( $\varepsilon_{colec} \sim 67\%$ )

La probabilité  $P_{sig}(\alpha, \lambda)$  pour qu'un photon de longueur d'onde  $\lambda$ , collecté par la lentille avec un angle d'incidence  $\alpha$ , soit focalisé dans le pixel correspondant à sa direction d'incidence et soit converti en photo-électron est calculée selon la formule :

$$P_{sig}(\alpha, \lambda) = \varepsilon_{epd} \times \varepsilon_{opt} \times \varepsilon_{focal}(\alpha) \times \varepsilon_{BG3}(\lambda) \times \varepsilon_{QE}(\lambda) \times \varepsilon_{colec} \quad (7.2)$$

Pour chaque photon, on tire aléatoirement selon cette probabilité pour déterminer s'il est transformé en photo-électron.

Une gerbe d'énergie  $10^{20}\text{ eV}$  et d'angle zénithal  $60^\circ$  induit un signal de fluorescence d'environ 6000 photons sur une lentille  $1.25\text{ m}$  de diamètre. Pour une configuration du détecteur de type EUSO, le signal correspondant est de l'ordre de 300 photo-électrons.

### 7.2.2 Discrétisation du signal

La discrétisation du champ de vue du télescope est déterminée par l'assemblage des photo-multiplicateurs sur la surface focale. On ne tient pas compte dans la présente simulation de la configuration exacte de l'assemblage défini pour EUSO. On suppose la pixellisation parfaite et la

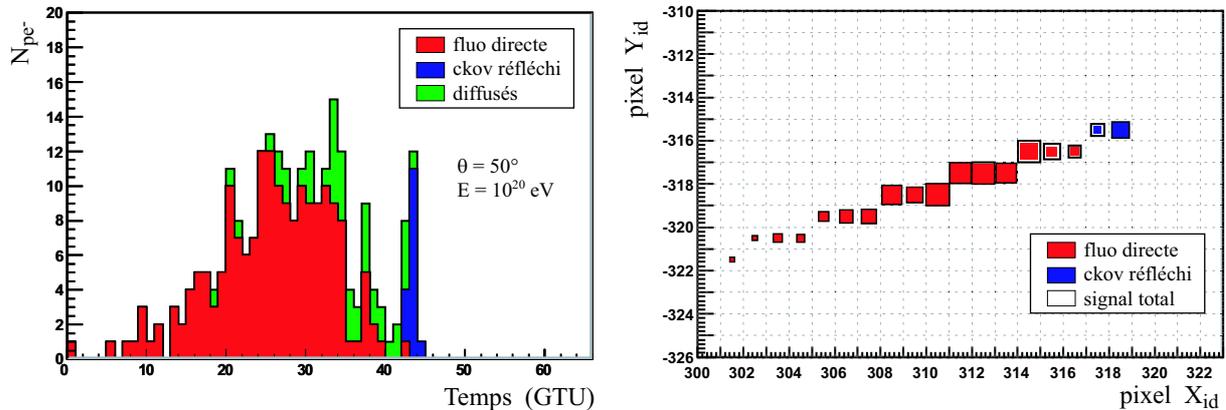


FIG. 7.8 – Exemple de signal en photo-électrons, pour une gerbe d'énergie  $10^{20}$  eV et d'angle zénithal  $50^\circ$  en conditions de ciel clair et pour un sol lambertien d'albédo 5% : (*gauche*) Spectre en temps du signal discrétisé en unité GTU ( $2.5 \mu s$ ); (*droite*) Distribution des photo-électrons dans les pixels de la surface focale (signal intégré dans le temps). A unité de temps fixée, seuls sont considérés les photo-électrons situés dans le pixel repérant la position de la gerbe dans le champ de vue

surface focale est l'image du champ de vue projeté dans le plan horizontal ( $X, Y$ ) situé au niveau de la mer ( $Z = 0$  km) et segmenté en pixels carrés de  $0.8$  km de côté.

Une fois converti en photo-électrons, le signal est discrétisé en temps et dans le champ de vue du télescope. L'unité de temps est le GTU (*Gate Time Unit*,  $2.5 \mu s$ ). Le premier photo-électron du signal est détecté à la première unité de temps, dont l'origine est aléatoirement déterminée par rapport au temps d'arrivée du premier photo-électron.

La figure 7.8 présente un exemple de signal associé à une gerbe d'énergie  $10^{20}$  eV, d'angle zénithal  $50^\circ$ , et d'angle azimutal  $200^\circ$ . Le spectre en temps du signal est tracé sur la figure de gauche, et sa trace dans le champ de vue sur la figure de droite. Ces figures sont obtenues en ne considérant, à unité de temps fixée, que les photo-électrons situés dans le pixel repérant la position de la gerbe dans le champ de vue.

### 7.2.3 Simulation du bruit de fond

On a présenté dans les paragraphes précédents comment un signal lumineux était converti en photo-électrons, discrétisé en temps et dans le champ de vue. On pourrait faire de même avec le bruit de fond lumineux, mais simuler le bruit de fond dans tous les pixels à chaque unité de temps nécessiterait de stocker en mémoire plusieurs millions de photo-électrons. Aussi, à chaque unité de temps, les photo-électrons du bruit de fond ne sont ajoutés que dans les pixels situés au voisinage du pixel repérant la position de la gerbe dans le champ de vue. On décrit ici comment est calculé le nombre de photo-électrons par pixel et par unité de temps correspondant au bruit de fond lumineux collecté par la lentille du télescope.

La probabilité pour un photon du bruit de fond d'être converti en photo-électrons est calculée à partir des mêmes termes que ceux considérés pour le signal (équation 7.2), exception faite du

terme  $\varepsilon_{focal}$  relatif aux aberrations optiques :

$$P_{sig}(\alpha, \lambda) = \varepsilon_{opt} \times \varepsilon_{BG3}(\lambda) \times \varepsilon_{QE}(\lambda) \times \varepsilon_{colec} \quad (7.3)$$

Le terme  $\varepsilon_{focal}$  n'est pas pris en compte car en première approximation les aberrations optiques n'ont pas d'incidence sur l'intensité du bruit de fond par pixel. Si l'on considère le bruit de fond localement homogène dans le champ de vue, et la fonction de dispersion de l'optique symétrique autour du point idéal de focalisation, la fraction du bruit de fond d'un pixel dispersée dans les pixels voisins sera exactement compensée par celle perdue par les pixels voisins au profit du pixel considéré.

Pour une intensité du bruit de fond lumineux égale à  $450 \text{ photons}/m^2/sr/ns$ , la valeur moyenne du nombre de photo-électrons de bruit de fond par pixel et par GTU est de 1.26. Cette valeur est calculée pour des photons dont la longueur d'onde est comprise entre 300 et 400 nm. On notera cependant que le filtre BG3 avec enduit multi-couche ne supprime pas complètement la composante du bruit de fond en-deçà de 300 nm et au-delà de 400 nm, comme l'indique la figure 7.7 (droite). Si l'on extrapole la valeur du bruit de fond aux plus petites et aux plus grandes longueurs d'onde, le nombre de photo-électrons par pixel par GTU est susceptible d'être augmenté d'environ 35%. Par souci de cohérence avec les études menées pour le projet EUSO, on utilisera par la suite l'intensité du bruit de fond par pixel et par GTU calculée entre 300 et 400 nm.

## 7.2.4 Simulation du déclenchement

Afin d'évaluer la capacité d'un télescope spatial à détecter les gerbes atmosphériques en présence de bruit de fond lumineux, une simulation du déclenchement a été implémentée. Elle est divisée en deux niveaux :

- Le premier niveau exploite l'intensité du signal dans chacun des pixels à chaque unité de temps. Lorsque le signal d'un pixel dépasse un seuil prédéfini  $N_{seuil}$ , le pixel est considéré *touché*.
- Le second niveau exploite la persistance du signal dans l'espace et dans le temps. On compte le nombre d'unités de temps pendant lesquelles des pixels *adjacents* sont touchés<sup>1</sup>. Si ce nombre dépasse un seuil prédéfini  $N_{pers}$ , l'évènement est considéré détecté.

On sera amené par la suite à considérer deux configurations du détecteur, une correspondant au télescope défini pour EUSO, l'autre correspondant à une surface de collection des photons quatre fois supérieure. Afin de définir le critère  $N_{seuil}$  du premier niveau de déclenchement de manière similaire pour les deux configurations, on définit un *rapport signal sur bruit* (*Signal to Noise Ratio*, *SNR*) par la formule :

$$SNR = \frac{(Signal + Bruit) - \langle Bruit \rangle}{\sigma_{Bruit}} \quad (7.4)$$

Le terme  $(Signal + Bruit)$  représente le nombre total de photo-électrons détectés dans un pixel,  $\langle Bruit \rangle$  la moyenne du bruit, et  $\sigma_{Bruit}$  la dispersion poissonnienne du bruit ( $\sqrt{\langle Bruit \rangle}$ ).

Le critère  $N_{seuil}$  de référence définit pour la phase A du projet EUSO correspond à un rapport signal sur bruit égal à 4. Quant au critère  $N_{pers}$  relatif à la persistance du signal, la valeur

<sup>1</sup>un pixel est considéré comme étant adjacent avec lui-même

de référence est fixée à  $4GTU$ . La valeur moyenne du bruit de fond par pixel et par unité de temps calculée précédemment pour la configuration standard de EUSO correspond à un critère  $N_{seuil} = 6$ . Pour une surface de collection quatre fois supérieure, un rapport signal sur bruit  $SNR \geq 4$  correspond à  $N_{seuil} = 15$ .

La simulation du détecteur décrite dans cette section est utilisée par la suite pour étudier l'acceptance et l'efficacité de déclenchement d'un détecteur spatial.

### 7.3 Acceptance d'un détecteur spatial

Un des premiers objectifs d'un détecteur de rayons cosmiques est de collecter un nombre d'évènements suffisamment élevé pour limiter l'influence des erreurs statistiques. On étudie dans cette section l'acceptance d'un détecteur spatial.

Le flux de rayons cosmiques par unité de temps  $dt$ , d'énergie  $dE$ , de surface  $dS$  et d'angle solide  $d\Omega$ , incident au sommet de l'atmosphère est défini par :

$$F(E, \theta, \varphi) = \frac{dN_{inc}}{(\vec{dS} \cdot \vec{d\Omega}) dt dE} \quad (7.5)$$

où  $\theta$  et  $\varphi$  sont respectivement l'angle zénithal et l'angle azimutal de la direction du flux, définie localement par rapport à la normale de l'élément de surface  $dS$ . Le facteur  $(\vec{dS} \cdot \vec{d\Omega}) = dS(\theta, \varphi) d\Omega$  est le produit de l'angle solide  $d\Omega$  avec l'élément de surface projeté selon la direction d'incidence du flux  $dS(\theta, \varphi)$ .

Tous les rayons cosmiques incidents au sommet de l'atmosphère ne sont pas nécessairement détectés. On définit un terme d'efficacité de détection  $\varepsilon_{det}$  qui relie le nombre d'évènements détectés  $N_{det}$  au nombre d'évènements incidents  $N_{inc}$  :

$$dN_{det} = \varepsilon_{det}(E, \theta, \varphi) dN_{inc} \quad (7.6)$$

Par intégration sur l'hémisphère supérieur " $\Omega_{1/2}$ " et sur une surface  $S$  donnée, le taux de comptage par unité de temps et d'énergie peut alors s'écrire :

$$\frac{dN_{det}}{dt dE} = \int_S \int_{\Omega_{1/2}} [F(E, \theta, \varphi) \times \varepsilon_{det}(E, \theta, \varphi)] dS(\theta, \varphi) d\Omega \quad (7.7)$$

Pour un flux isotrope :

$$\frac{dN_{det}}{dt dE} = F(E) \times \int_S \int_{\Omega_{1/2}} \varepsilon_{det}(E, \theta, \varphi) dS(\theta, \varphi) d\Omega \quad (7.8)$$

On définit l'acceptance de détection  $A_{det}$  comme le rapport entre le taux de comptage (par unité de temps et d'énergie) et le flux incident. Selon l'équation 7.8, l'acceptance s'écrit :

$$A_{det} = \int_S \int_{\Omega_{1/2}} \varepsilon_{det}(E, \theta, \varphi) dS(\theta, \varphi) d\Omega \quad (7.9)$$

La signification de l'acceptance dépend des critères considérés pour définir l'efficacité  $\varepsilon_{det}$ . Dans cette section, on calculera dans un premier temps l'*acceptance géométrique*, relative aux gerbes dont la trajectoire traverse le champ de vue du télescope. On définira dans un deuxième temps une *acceptance de référence*, restreinte aux gerbes dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue. S'ils se situent au-dessus du développement de la cascade, les nuages peuvent fortement atténuer le signal lumineux émis par la gerbe et l'évènement peut être manqué. Après avoir présenter les caractéristiques de la couverture nuageuse autour du globe, on évaluera l'*acceptance de déclenchement*, limitée aux évènements qui déclenchent la prise de données. On estimera en dernier lieu une *acceptance effective*, déduite de l'acceptance de déclenchement après le rejet des évènements susceptibles de dégrader la résolution.

### 7.3.1 Acceptance géométrique

On s'intéresse ici à l'*acceptance géométrique*  $A_{geom}$ , définie par les évènements dont la trajectoire traverse le champ de vue du télescope, indépendamment de l'efficacité de détection et du stade de développement de la gerbe à son entrée dans le champ de vue. Cela revient à fixer  $\varepsilon_{det} = 1$ , et l'acceptance géométrique est définie par :

$$A_{geom} = \int_S \int_{\Omega_{1/2}} dS(\theta, \varphi) d\Omega \quad (7.10)$$

L'élément de surface projetée  $dS(\theta, \varphi)$  est relié à l'élément de surface  $dS$  par :

$$dS(\theta, \varphi) = dS \times \cos \theta \quad (7.11)$$

et la dépendance de l'acceptance géométrique avec l'angle zénithal local suit par conséquent une loi en  $\sin 2\theta$  :

$$A = \int_S \pi dS \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\theta d\theta \quad (7.12)$$

Par intégration sur l'hémisphère supérieur, puis sur la surface considérée :

$$A = \pi S \quad (7.13)$$

#### 7.3.1.1 Calcul analytique

On peut faire une première estimation de l'acceptance géométrique en négligeant la sphéricité de la Terre et l'épaisseur de l'atmosphère. Projeté sur la surface de la Terre, le champ de vue du télescope forme un disque de surface :

$$S = \pi R_{FoV}^2 \quad \text{avec} \quad R_{FoV} = H_{det} \times \tan \theta_{FoV} \quad (7.14)$$

et les évènements dont l'impact au sol se situe dans ce disque définissent l'acceptance géométrique. Pour un télescope situé à une altitude  $H_{det}$  de 430 km, et d'angle de demi-ouverture  $\theta_{FoV}$  égal à 30°, l'acceptance géométrique est d'environ 608 000 km<sup>2</sup>sr. C'est la valeur de référence utilisée lors de la phase A du projet EUSO.

### 7.3.1.2 Simulation numérique

Les hypothèses requises pour le calcul analytique présenté précédemment sont approximatives. Elle correspond à la fraction des événements dont l'impact à la surface de la Terre (supposée plate) se situe dans le champ de vue du télescope. Tout d'abord, la projection du champ de vue au sol n'est pas un disque mais une portion de sphère, de surface nécessairement plus grande que le disque. De plus, les gerbes dont une partie du développement se situe dans le champ de vue mais qui n'ont pas d'impact au sol, ou un impact hors du champ de vue, ne sont pas comptabilisées par l'estimation analytique. Pour un calcul plus précis de l'acceptance géométrique, une simulation Monte-Carlo a été intégrée à ESAF.

#### Principe de la méthode

L'objectif du calcul numérique de l'acceptance géométrique est de dénombrer toutes les trajectoires susceptibles de traverser le champ de vue du télescope, sans tenir compte dans un premier temps du stade de développement de la gerbe à son entrée dans le champ de vue. Pour cela, on génère les points d'impact du rayonnement cosmique uniformément sur le sommet de l'atmosphère, considéré sphérique de rayon  $(R_T + H_{TOA})$ ,  $R_T = 6371 \text{ km}$  étant le rayon de la Terre et  $H_{TOA} = 100 \text{ km}$  l'épaisseur de l'atmosphère.

Pour éviter de générer des points d'impact tout autour du globe, on se limite à une portion de sphère centrée sur la position du télescope, définie par la coordonnée  $Z_{min}$  illustrée sur la figure 7.9 (gauche).

En notant  $R_{FoV} = H_{det} \tan \theta_{FoV}$ ,  $Z_{min}$  s'écrit :

$$Z_{min} = R_T + \frac{2H_{TOA}(2R_T + H_{TOA})}{R_T + H_{TOA}} - \sqrt{(R_T + H_{TOA} + R_{FoV})(R_T + H_{TOA} - R_{FoV})} \quad (7.15)$$

L'application numérique donne  $Z_{min} = 302 \text{ km}$ . On définit alors un terme d'acceptance géométrique  $A_{gen}$ , correspondant à la totalité des événements générés sur la portion de sphère de surface :

$$S_{sph} = 2\pi (R_T + H_{TOA}) (Z_{min} + H_{TOA}) \quad (7.16)$$

Selon l'expression 7.13, l'ensemble des événements générés correspond à une acceptance  $A_{gen} \sim 5.1 \times 10^7 \text{ km}^2 \text{ sr}$ .

A impact fixé au sommet de l'atmosphère, l'angle zénithal local (figure 7.9 (droite)) est tiré aléatoirement selon une distribution en  $\sin 2\theta$  (d'après l'équation 7.12) et l'angle azimutal local est distribué uniformément entre 0 et  $2\pi$ . On calcule si la trajectoire ainsi définie traverse le champ de vue du télescope, symbolisé par la fraction de cône représentée sur la figure 7.9 (gauche). Si l'on simule  $N_{gen}$  événements au sommet de l'atmosphère, l'acceptance géométrique se déduit alors du nombre d'événements  $N_{geom}$  qui traversent le champ de vue :

$$A_{geom} = \frac{N_{geom}}{N_{gen}} A_{gen} \quad (7.17)$$

On notera que les rayons cosmiques qui n'interagissent pas dans l'atmosphère ne produisent pas de gerbe atmosphérique et ne sont pas comptabilisés dans le calcul de  $N_{geom}$ , que la trajectoire initiale du rayon cosmique traverse ou non le champ de vue.

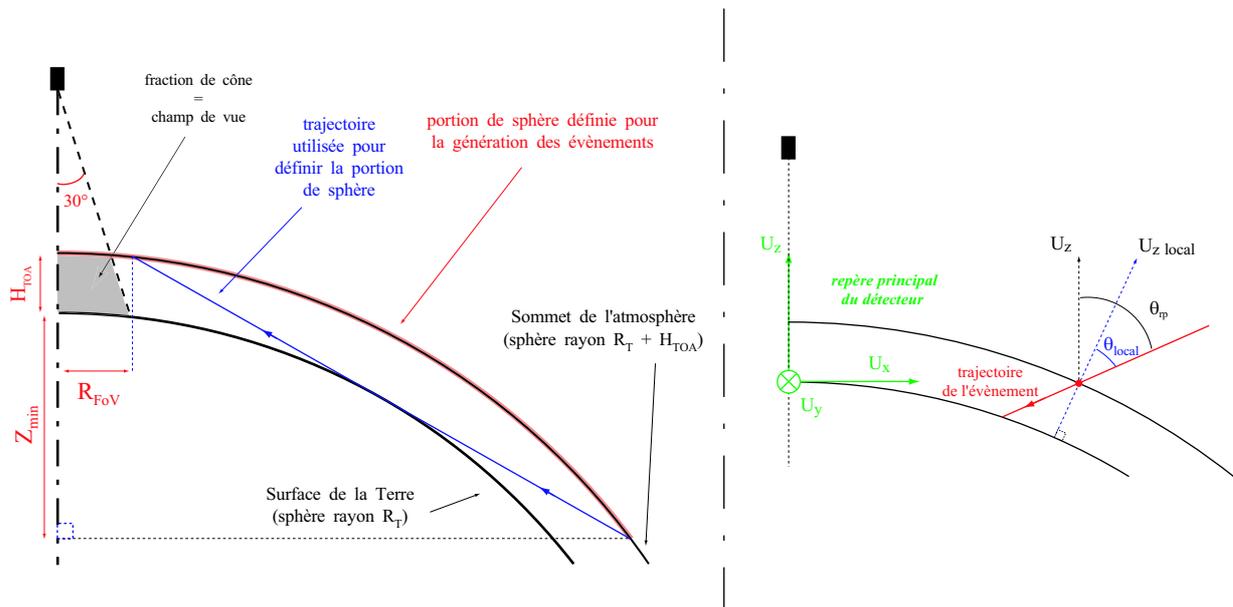


FIG. 7.9 – (*gauche*) Schéma définissant la portion de la sphère sur laquelle sont générés les points d'impact du rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère, pour la simulation numérique de l'acceptance géométrique ( $H_{\text{TOA}} = 100 \text{ km}$  est l'altitude du sommet de l'atmosphère,  $R_T$  est le rayon de la Terre); (*droite*) L'angle zénithal *local*  $\theta_{\text{local}}$  de la trajectoire de l'évènement est défini par rapport à la verticale prise localement à l'impact de la trajectoire au sommet de l'atmosphère, l'angle zénithal dans le "repère principal du détecteur"  $\theta_{\text{rp}}$  est défini par rapport à la verticale au détecteur

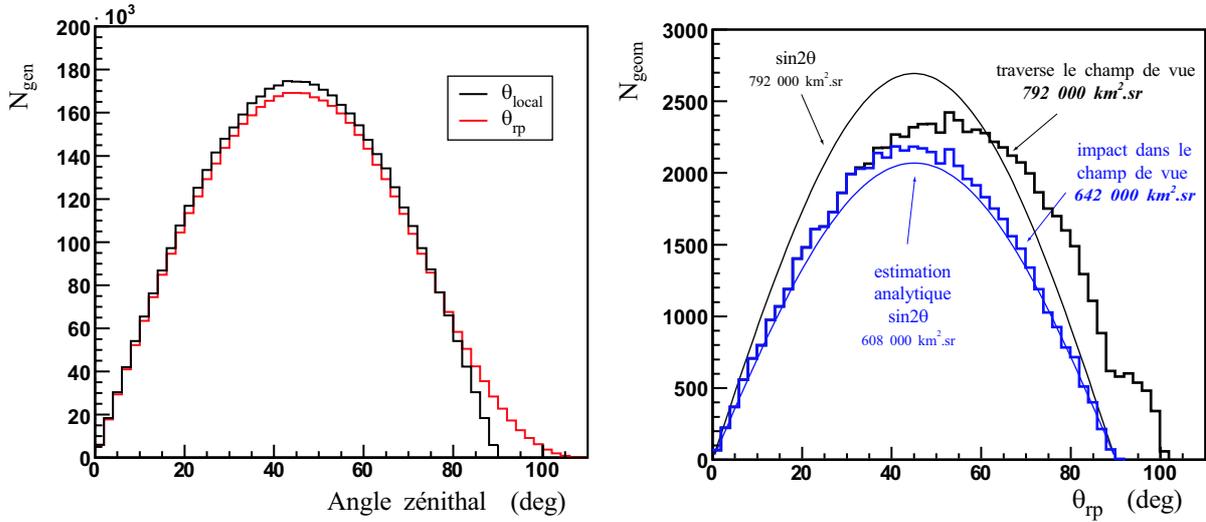


FIG. 7.10 – (*gauche*) Distributions angulaires des événements générés : comparaison entre l'angle zénithal local  $\theta_{local}$  et l'angle zénithal pris dans le repère principal du détecteur  $\theta_{rp}$  ; (*droite*) Acceptances géométriques simulées, définies selon deux critères : 1. la trajectoire traverse le champ de vue ( $792\,000\text{ km}^2\text{sr}$ ) - 2. l'impact de la gerbe au sol est dans le champ de vue ( $642\,000\text{ km}^2\text{sr}$ ). L'estimation analytique est superposée pour comparaison ( $608\,000\text{ km}^2\text{sr}$ , loi en  $\sin 2\theta$ ), ainsi que sa normalisation à  $792\,000\text{ km}^2\text{sr}$

### Acceptance géométrique simulée

On présente ici le résultat du calcul numérique obtenu en générant  $N_{gen} = 5 \times 10^6$  événements proton selon un spectre en énergie plat en  $\log E$  compris entre  $10^{19}$  et  $10^{21}$  eV. La figure 7.10 (gauche) présente la distribution de l'angle zénithal  $\theta_{rp}$  de toutes les trajectoires simulées,  $\theta_{rp}$  étant l'angle zénithal défini dans le repère principal du détecteur (figure 7.9 (droite)). Cette distribution est comparée à celle de l'angle zénithal local (en  $\sin 2\theta$ ). Elle s'en écarte particulièrement aux plus grands angles, au-delà de  $80^\circ$ . La proportion des trajectoires dites "horizontales" est supérieure à celle de la loi en  $\sin 2\theta$ , et l'on voit même apparaître des trajectoires ascendantes, d'inclinaison supérieure à  $90^\circ$ .

La figure 7.10 (droite) présente la distribution angulaire  $\theta_{rp}$  des événements dont la trajectoire traverse le champ de vue. Celle-ci s'écarte notablement de la loi en  $\sin 2\theta$ . Elle est décalée vers les plus grands angles et l'on peut noter un renflement de la distribution à  $\theta_{rp} > 85^\circ$ . Sur le nombre total d'événements générés, 77161 d'entre eux traversent le champ de vue. Selon l'équation 7.17, cela fixe la valeur de l'acceptance géométrique à :

$$A_{geom} = 792\,000\text{ km}^2\text{sr}$$

C'est 30% supérieur à la valeur estimée analytiquement. On notera que l'erreur statistique du calcul de l'acceptance est de l'ordre de  $\frac{\Delta A_{geom}}{A_{geom}} = \frac{1}{\sqrt{77161}} \sim 0.4\%$ .

En négligeant l'épaisseur de l'atmosphère dans le calcul analytique, on ne considèrerait que les gerbes dont l'impact se situait dans le champ de vue. La distribution des événements simulés qui vérifient ce critère est superposée à l'estimation analytique sur la figure 7.10 (droite). L'écart de

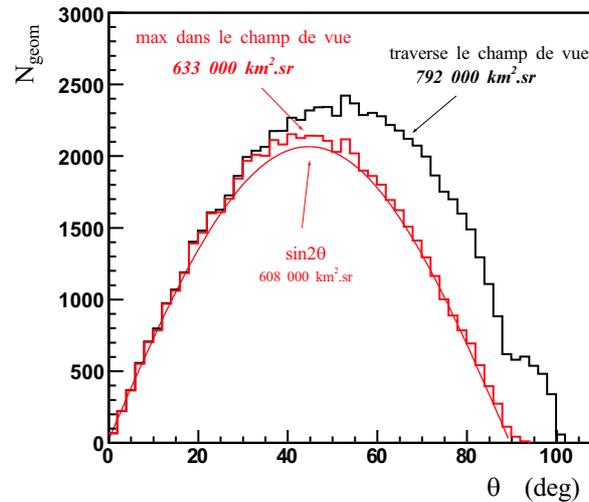


FIG. 7.11 – Acceptance géométrique correspondant aux évènements dont le maximum de développement de la gerbe se situe dans le champ de vue. L’acceptance géométrique de tous les évènements traversant le champ de vue ainsi que l’estimation analytique sont superposées sur la figure

cette distribution à la loi en  $\sin 2\theta$  est relativement faible. L’acceptance correspondante est de  $642\,000\text{ km}^2\text{sr}$ , soit 6% supérieure au calcul analytique.

Par la suite et sauf précision contraire, le terme “*angle zénithal*” fera implicitement référence à l’*angle zénithal défini dans le repère principal du détecteur* (noté jusqu’à présent  $\theta_{rp}$ ).

### 7.3.2 Acceptance de référence

Une fraction des évènements comptabilisés dans le calcul de l’acceptance géométrique  $A_{geom}$  correspondent à des gerbes dont l’axe traverse le champ de vue mais dont tout ou une partie du développement n’est pas observable. Puisque la détermination des caractéristiques du rayon cosmique nécessite l’observation du profil longitudinal de la gerbe autour de son maximum de développement, on calcule à présent une *acceptance de référence*  $A_{ref}$  correspondant aux gerbes dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue du télescope.

#### “Opacité” de l’atmosphère à grande inclinaison

La distribution angulaire des gerbes dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue est représentée sur la figure 7.11, et comparée à l’acceptance géométrique totale ainsi qu’à l’estimation analytique. L’acceptance de référence est égale à :

$$A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{sr}$$

et l’écart de 4% avec l’estimation analytique de l’acceptance géométrique est relativement faible.

L’acceptance de référence représente 80% de l’acceptance géométrique calculée numériquement. Cette diminution concerne principalement les gerbes inclinées, comme l’indique la figure 7.11. Les

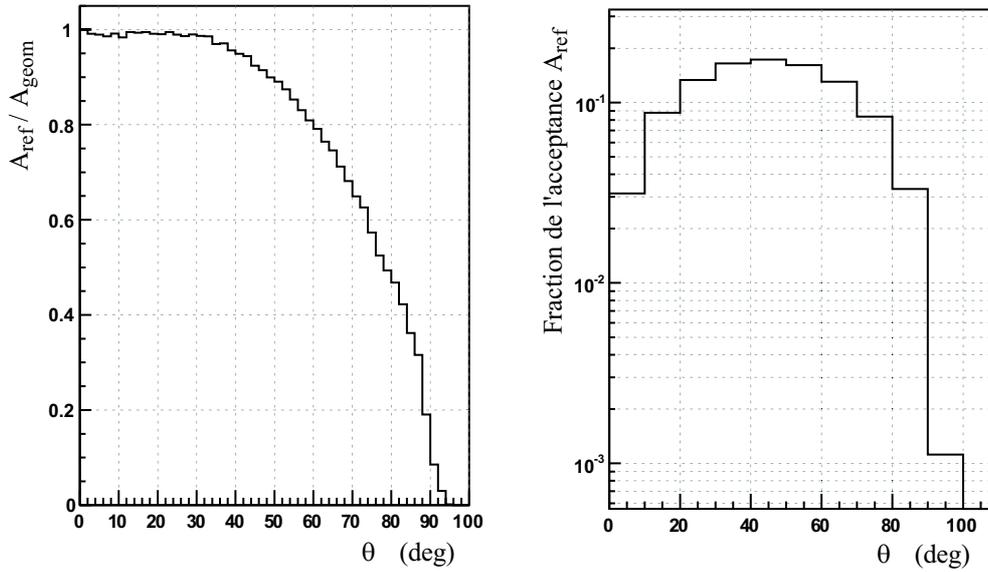


FIG. 7.12 – (*gauche*) Fraction des événements traversant le champ de vue ( $A_{geom}$ ) dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue ( $A_{ref}$ ) représentée en fonction de l'angle zénithal; (*droite*) Distribution angulaire des gerbes atteignant leur maximum de développement dans le champ de vue (la somme des différents intervalles angulaires est normalisée à un)

gerbes inclinées doivent parfois parcourir une grande quantité d'atmosphère avant de traverser le champ de vue du télescope. Une fraction de ces gerbes atteignent ainsi leur maximum de développement avant de pénétrer dans le champ de vue du télescope, et ne sont pas exploitables.

La fraction des gerbes traversant le champ de vue et dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue est tracée sur la figure 7.12 (gauche) en fonction de l'angle zénithal. Jusqu'à  $30^\circ$ , toutes les gerbes atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue. A  $60^\circ$ , le facteur de réduction est de 20%. La moitié des gerbes inclinées à  $80^\circ$  atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue; moins de 10% au-delà de  $90^\circ$ . Ainsi, comme l'indique la figure 7.12 (droite), les événements entre  $80^\circ$  et  $90^\circ$  représentent 3% de l'acceptance de référence, et les gerbes ascendantes 0.1% seulement.

### Gerbes hadroniques horizontales

Du fait de la forte atténuation du flux hadronique observable à très grand angle zénithal, les gerbes horizontales (ici  $\theta > 90^\circ$ ) représentent un canal privilégié pour l'observation éventuelle d'un flux de neutrinos d'ultra-haute énergie. Notre étude montre cependant qu'une fraction des gerbes hadroniques simulées à très grand angle atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue du télescope. Bien que cette fraction ne représente qu'une très faible partie de l'acceptance, elle pourrait constituer un bruit de fond potentiel à l'observation des neutrinos.

La figure 7.13 présente la distribution bidimensionnelle des gerbes horizontales selon  $\theta$  et  $Z_{max}$ , respectivement leur angle zénithal et la coordonnée  $Z$  de leur maximum de développement dans le repère principal du détecteur. Les points en gras représentent les 69 gerbes qui atteignent leur maximum dans le champ de vue du télescope. Aucune d'entre elles n'atteint son maximum de développement en-deçà de  $Z_{max} < 18 \text{ km}$ . Seules les gerbes horizontales qui se développent

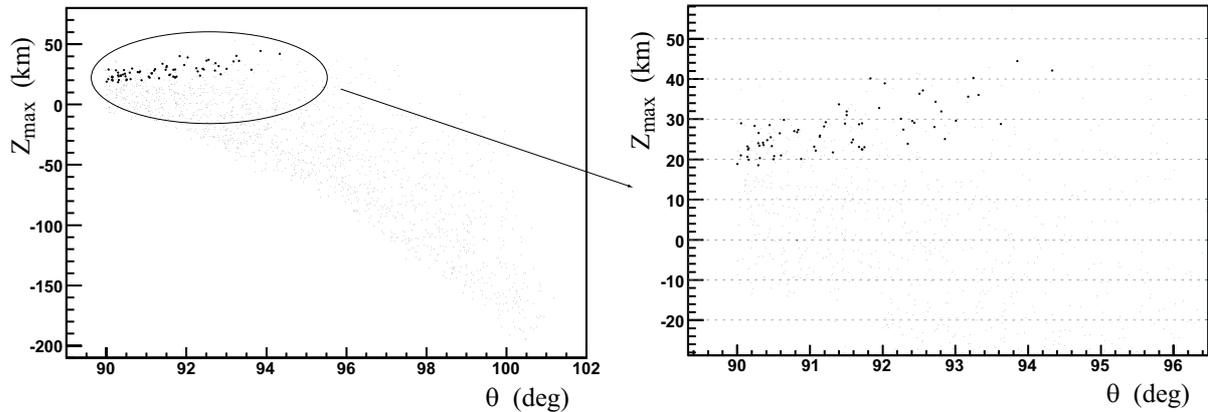


FIG. 7.13 – (*gauche*) Distribution bidimensionnelle  $(\theta, Z_{max})$  des gerbes “horizontales”,  $\theta$  et  $Z_{max}$  étant respectivement l’angle zénithal de l’évènement et la coordonnée  $Z$  du maximum de la gerbe dans le repère principal du détecteur. Les points en gras représente les gerbes qui atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue du télescope; (*droite*) Zoom de la figure de gauche

à haute altitude, où l’atmosphère est moins dense, sont susceptibles d’atteindre leur maximum après le très long trajet séparant le champ de vue de leur point d’entrée dans l’atmosphère.

Ainsi, ajouter un critère sur la coordonnée  $Z_{max}$  du maximum de développement des gerbes horizontales pourrait permettre de réduire encore le bruit de fond hadronique susceptible de perturber l’observation des neutrinos à grand angle zénithal.

L’acceptance géométrique d’un télescope spatial situé à  $430 \text{ km}$  d’altitude couvrant un champ de vue de  $60^\circ$  (plein angle) est de l’ordre de  $790\,000 \text{ km}^2 \text{ sr}$ . En ne considérant que les gerbes qui atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue, on a défini une acceptation de référence égale à  $633\,000 \text{ km}^2 \text{ sr}$ .

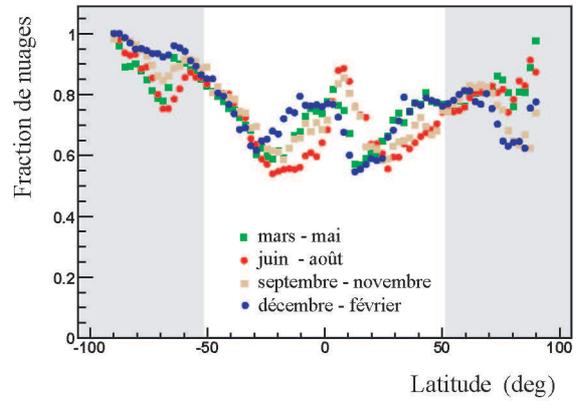
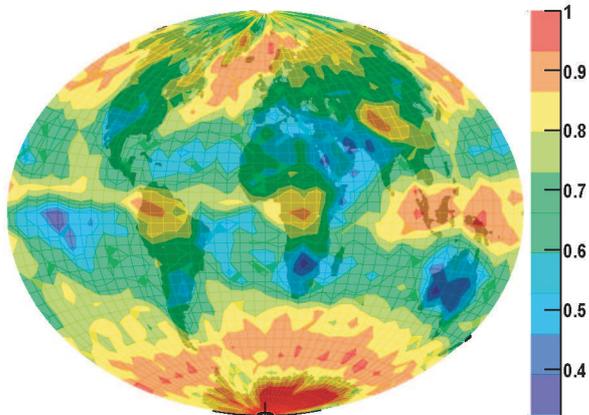
### 7.3.3 Couverture nuageuse

Les nuages situés entre le télescope et le développement de la gerbe peuvent fortement atténuer l’intensité du flux lumineux émis par la gerbe. Si cette intensité est insuffisante, la prise de données n’est pas déclenchée et l’évènement est manqué. Avant de quantifier l’acceptance de déclenchement, associée aux évènements qui déclenchent la prise de données, on présente les caractéristiques de la couverture nuageuse autour du globe.

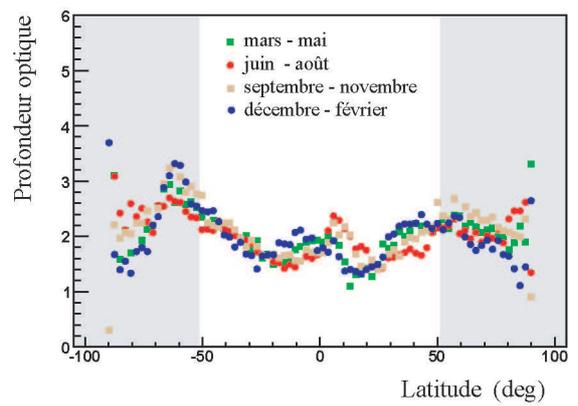
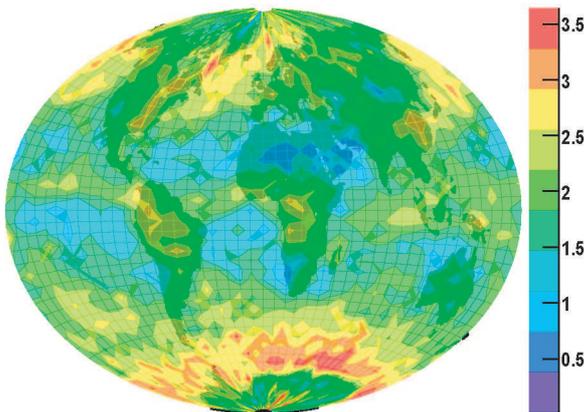
La base de données TOVS mentionnée au chapitre 2 fournit les caractéristiques de la couverture nuageuse en fonction de la latitude, de la longitude et du jour de l’année. Cette base de données a été introduites dans ESAF afin d’estimer l’impact des nuages sur l’acceptance d’un détecteur spatial.

Les cartes de la couverture nuageuse, de l’altitude supérieure des nuages et de leur profondeur optique sont représentées sur la figure 7.14. Pour chaque paramètre, la dépendance en fonction de la latitude est indiquée pour 4 périodes de l’année. Entre  $-51^\circ$  et  $+51^\circ$  de latitude, la fraction

Probabilité de présence de nuages (TOVS)



Profondeur optique des nuages (TOVS)



Altitude supérieure des nuages (TOVS)

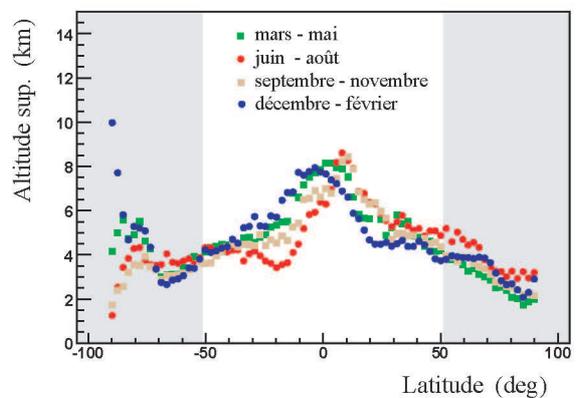
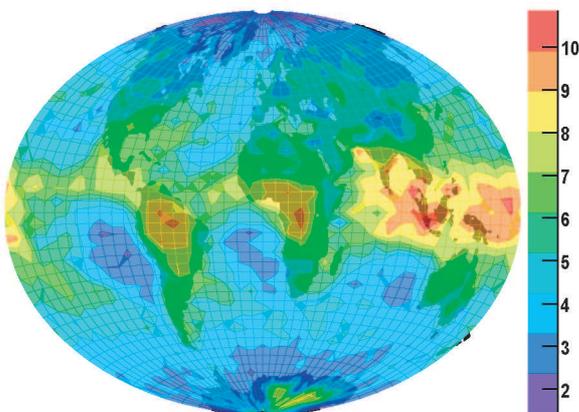


FIG. 7.14 – Caractéristiques des nuages autour du globe (données TOVS) : les valeurs moyennes de la couverture nuageuse, de la profondeur optique et de l'altitude supérieure des nuages sont représentées en fonction de la latitude et de la longitude (cartes intégrées sur 7 ans de prises de données). Leurs variations saisonnières en fonction de la latitude sont aussi indiquées

de ciel clair totale est d'environ 30%, la profondeur optique moyenne est environ égale à 2 et l'altitude supérieure moyenne des nuages est de l'ordre de 5 km. Il y a plus de nuages près de l'équateur et des pôles. Les nuages de haute altitude sont plus nombreux dans la zone équatoriale. Ces différentes caractéristiques sont faiblement dépendantes de la saison.

Comme l'indique le tableau 7.2 (haut), presque la moitié des nuages se situent en-deçà de 3 km. Ceux-ci n'affectent pas la détection des gerbes d'inclinaison supérieure à 40°, dont le maximum de développement se situe à plus haute altitude (section 3.5.1).

Les nuages ont été détectés par satellite dans un champ de vue pixellisé, avec des pixels de 17 km projeté au sol au nadir [58]. La *fraction de ciel clair* représente le nombre de pixels sans nuages rapporté au nombre total de pixels. La fraction de ciel clair indique la portion du ciel sans nuages, mais ne donne pas la topologie de la couverture nuageuse. Le tableau 7.2 (bas) présente la fraction de ciel clair en fonction de la profondeur optique et de l'altitude supérieure des nuages. Dans le cas des nuages de haute altitude et de grande profondeur optique, les faibles valeurs de la fraction de ciel clair traduisent une topologie extensive uniforme de la couverture nuageuse. Bien que cette propriété ne se généralise pas à toutes les configurations de nuages, les couvertures nuageuses simulées dans ESAF s'étendent de manière uniforme dans tout le champ de vue du télescope.

On notera enfin que les nuages de haute altitude et de faible profondeur optique (cirrus) sont plus difficiles à mettre en évidence. Bien que le sondeur TOVS soit un des plus sensibles [58], il est probable qu'une fraction de ces nuages n'ait pas été détectée. Leur faible profondeur optique atténuée peu le signal (10% pour  $PO = 0.1$ ) ; aussi les cirrus ne sont pas susceptibles de "masquer" le développement des gerbes. L'impact des cirrus sur l'acceptance devrait être relativement faible, mais ils pourraient dégrader la résolution en énergie s'ils ne sont pas pris en compte dans une

<i>Probabilité de présence (%)</i>				
$h \geq 10$	1.4	5.5	2.5	5.0
$7 \leq h < 10$	0.0	3.4	3.4	6.9
$3 \leq h < 7$	0.0	2.4	3.5	7.8
$h < 3$	0.7	5.9	5.3	17.3
<b>TOVS</b>	$PO < 0.1$	$0.1 \leq PO < 1$	$1 \leq PO < 2$	$PO \geq 2$

<i>Fraction de ciel clair (%)</i>				
$h \geq 10$	54	14	2	0
$7 \leq h < 10$	69	18	3	0
$3 \leq h < 7$	59	35	13	4
$h < 3$	54	50	40	26
<b>TOVS</b>	$PO < 0.1$	$0.1 \leq PO < 1$	$1 \leq PO < 2$	$PO \geq 2$

TAB. 7.2 – Résumé de la base de données de couverture nuageuse TOVS, pondérée en latitude selon l'orbite de l'ISS. La probabilité de présence ainsi que la fraction de ciel clair sont données en fonction de l'altitude supérieure  $h$  et de la profondeur optique  $PO$  des nuages (voir le texte pour la définition de la 'fraction de ciel clair'; la valeur de la fraction de ciel clair à  $h < 3$  et  $PO < 0.1$  n'inclut pas les situations où aucun nuage n'a été détecté dans le champ de vue)

éventuelle phase d'analyse des données.

La fraction moyenne de nuages présents dans le champ de vue d'un télescope spatial est d'environ 70%, et les caractéristiques de la couverture nuageuse doivent être prises en compte pour évaluer la fraction des gerbes atmosphériques effectivement observables. La base de données TOVS a été introduite dans ESAF pour étudier l'impact des nuages sur l'efficacité de déclenchement.

### 7.3.4 Efficacité de déclenchement

Grâce à des considérations purement géométriques, on a estimé la proportion d'événements susceptibles de traverser le champ de vue du télescope. En ajoutant comme condition que le maximum de développement de la gerbe se situe dans le champ de vue, on a défini une acceptation de référence  $A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{sr}$ . On s'intéresse à présent à la fraction de ces événements effectivement observables, c'est-à-dire à ceux qui déclenchent la prise de données. Cette fraction définit l'efficacité de déclenchement  $\varepsilon_{trigg}$  et l'acceptance de déclenchement associée  $A_{trigg} = \varepsilon_{trigg} \times A_{ref}$ .

Pour cette étude, on simule 20 000 événements proton, générés uniformément au sommet de l'atmosphère, de manière isotrope et selon un spectre en énergie plat en  $\log E$  entre  $10^{19}$  et  $10^{21}$  eV. On s'assure lors du développement de la gerbe que son maximum se situe dans le champ de vue du télescope. Si ce n'est pas le cas, l'événement est à nouveau simulé jusqu'à vérifier cette condition. On dispose ainsi d'un lot de 20 000 événements représentatifs de l'acceptation de référence  $A_{ref}$ .

Pour chacun des événements, le premier point d'interaction est généré aléatoirement selon la section efficace d'interaction proton-air et le développement de la gerbe est simulé grâce à la formule de GIL (section 3.4.1). La génération des photons de fluorescence est effectuée suivant le modèle inspiré des mesures de Kakimoto (section 4.1.2.2), et celle des photons Cerenkov suivant le modèle analytique présenté en section 4.2. Parce que les algorithmes de diffusion des photons sont coûteux en temps de calcul, on ne traite ici que la transmission de la fluorescence jusqu'au détecteur, ainsi que la transmission et la réflexion du Cerenkov au sol, grâce à l'algorithme de propagation par paquets (section 5.2). Le sol est supposé lambertien, d'albédo 5%. Tous les phénomènes physiques traités depuis l'interaction du proton primaire jusqu'à la transmission des photons sont simulés en tenant compte des propriétés locales de l'atmosphère, décrite par le modèle US-Standard. La simulation du détecteur est celle décrite en section 7.2. L'intensité du bruit de fond à l'entrée du télescope est de  $450\text{ photons/m}^2/\text{sr/ns}$ , et correspond à 1.26 photo-électrons par pixel et par GTU. Les paramètres du système de déclenchement décrits en section 7.2.4 sont fixés à  $N_{seuil} = 6$  et  $N_{pers} = 4$ . On nomme *Eff\_Déclenchement\_CielClair* la simulation de ce lot d'événements.

Afin d'estimer l'impact des nuages sur l'efficacité de déclenchement, on génère un lot d'événements similaire à celui présenté précédemment, mais en présence de nuages. Leur probabilité d'apparition dans le champ de vue, leur profondeur optique, ainsi que leur altitude supérieure sont fournies par la base de données TOVS. La distribution en latitude des événements simulés est calculée en fonction de l'inclinaison de l'orbite de l'ISS. L'extension verticale des nuages n'étant pas précisée dans la base de données, elle est fixée par défaut à 1 km. La diffusion multiple des photons dans les nuages n'est pas simulée car trop coûteuse en temps de calcul. On traite seulement la transmission des photons à travers les différents milieux. Parce que les fonctions de phase de dif-

fusion dans les nuages sont très piquées vers l'avant, l'atténuation du rayonnement Cerenkov par les nuages est négligée lors du trajet des photons vers le sol. Leur transmission à travers les nuages n'est prise en compte qu'à leur remontée vers le télescope. On nomme  $Eff\_Déclenchement\_Nuage$  la simulation de ce lot d'évènements.

### 7.3.4.1 Efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie

L'efficacité de déclenchement est définie par la fraction des évènements qui déclenchent la prise de données. La figure 7.15 (gauche) présente l'évolution de l'efficacité de déclenchement  $\varepsilon_{trigg}$  en fonction de l'énergie du proton, en incluant ou non les nuages durant la simulation. L'incertitude sur  $\varepsilon_{trigg}$  relative au nombre d'évènements simulés (1000 par intervalle  $\Delta \log_{10} E = 0.1$ ) est inférieure ou égale à la taille des points. On définit le seuil en énergie  $E_{seuil}$  comme l'énergie pour laquelle l'efficacité de déclenchement égale la moitié de sa valeur à  $E = 10^{21} eV$ .

#### En conditions de ciel clair

En conditions de ciel clair, l'efficacité de déclenchement est de 60% à  $10^{20} eV$ , et le seuil en énergie est égal à  $E_{seuil} \sim 9 \times 10^{19} eV$ . Entre  $5 \times 10^{19}$  et  $10^{20} eV$ , l'efficacité moyenne de déclenchement est de 32%. Pour  $E \geq 1.5 \times 10^{20} eV$ , toutes les gerbes dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue déclenchent la prise de données. Entre  $10^{20}$  et  $10^{21} eV$ , l'efficacité moyenne de déclenchement est de 96%.

#### Effet de la couverture nuageuse

Parce que les nuages situés au-dessus de la gerbe atténuent l'intensité du signal détecté, ils diminuent l'efficacité de déclenchement (figure 7.15 (gauche)). En tenant compte des nuages, le seuil en énergie est augmenté et passe à  $E_{seuil} \sim 10^{20} eV$ . L'efficacité de déclenchement augmente légèrement à plus haute énergie, et atteint une valeur maximale de 90% à  $10^{21} eV$ . Entre  $10^{20}$  et  $10^{21} eV$ ,

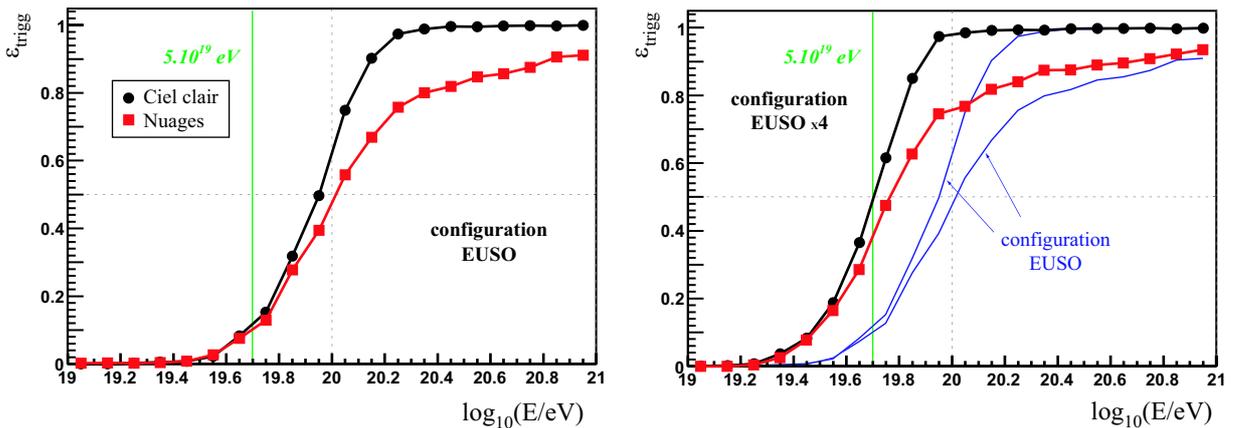


FIG. 7.15 – Efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie  $E$  du proton primaire, en conditions de ciel clair et en présence de nuages : (*gauche*) Configuration standard du télescope EUSO ; (*droite*) Configuration "EUSO x4" correspondant à une surface de collection des photons 4 fois supérieure (simulations  $Eff\_Déclenchement\_CielClair$  et  $Eff\_Déclenchement\_Nuage$ )

l'efficacité moyenne de déclenchement n'est plus que de 80%, comparée à 96% en conditions de ciel clair. L'efficacité moyenne entre  $5 \times 10^{19}$  et  $10^{20}$  eV est d'environ 27%.

### Effet d'une incrémentation du détecteur sur le seuil en énergie

Le seuil en énergie à  $5 \times 10^{19}$  eV requis pour le projet EUSO est inférieur à celui déterminé par la présente simulation, même en conditions de ciel clair. On estime ici quel serait l'impact sur le seuil en énergie d'un détecteur plus performant, dont la surface de collection serait par exemple quatre fois supérieure à celle du télescope EUSO. On simule deux nouveaux lots d'évènements dans les mêmes conditions que *Eff\_Déclenchement\_CielClair* et *Eff\_Déclenchement\_Nuage*, mais pour un diamètre de la pupille d'entrée de 4.6 m. Le bruit de fond par pixel et par GTU associé à cette surface de collection est de 5.06 photo-électrons. Pour conserver un mode de déclenchement similaire à celui utilisé jusqu'à présent, un pixel est considéré "touché" lorsque le rapport signal sur bruit  $\frac{(S+B)-\langle B \rangle}{\sigma_B}$  est supérieur ou égal à 4, correspondant à  $N_{seuil} = 15$ .

La figure 7.15 (droite) présente le gain d'efficacité résultant de cette incrémentation du détecteur. Le seuil en énergie est abaissé à  $5 \times 10^{19}$  eV en conditions de ciel clair, et à  $5.6 \times 10^{19}$  eV en tenant compte de la couverture nuageuse. Ces valeurs coïncident avec le seuil requis par les objectifs scientifiques d'EUSO.

En tenant compte de la couverture nuageuse, l'efficacité moyenne de déclenchement entre  $5 \times 10^{19}$  et  $10^{20}$  eV atteint 62%, soit un peu plus du double de la valeur obtenue avec la configuration standard du télescope EUSO. L'efficacité moyenne entre  $10^{20}$  et  $10^{21}$  eV est plus faiblement augmentée, puisqu'elle atteint 87% (contre 80% pour la configuration standard).

#### 7.3.4.2 Acceptance de déclenchement en fonction de l'angle zénithal

On se limite à présent aux énergies supérieures à  $10^{20}$  eV pour lesquelles l'efficacité de déclenchement est à son maximum, et l'on s'intéresse à la distribution angulaire des évènements qui déclenchent la prise de données. La figure 7.16 (gauche) présente cette distribution en conditions de ciel clair, en précisant la fraction des gerbes dont le pic Cerenkov réfléchi au sol est visible. Le pic est considéré visible si son amplitude équivaut à un rapport signal sur bruit  $\frac{(S+B)-\langle B \rangle}{\sigma_B}$  supérieur ou égal à 4.

En conditions de ciel clair, la fraction des gerbes dont le pic Cerenkov est visible représente 79% de l'acceptance de référence  $A_{ref}$ . Comme on l'a montré en section 6.1.2.2, l'amplitude du pic décroît fortement à grand angle zénithal, et les évènements dont le pic Cerenkov n'est plus visible deviennent prépondérants au-delà de  $\theta = 70^\circ$ .

La distribution angulaire des évènements simulés en présence de nuages est représentée sur la figure 7.16 (droite). Les gerbes plus inclinées se développent à plus haute altitude, et leur probabilité de se situer au-dessus des nuages est plus élevée. C'est pourquoi la distribution angulaire est globalement décalée vers les plus grandes inclinaisons par rapport aux conditions de ciel clair. Seuls 36% des évènements présentent un pic Cerenkov d'amplitude suffisante pour être détecté. On rappelle que la diffusion des photons dans le nuage n'a pas été simulée, et la possibilité de détecter un pic de multi-diffusion généré par la présence d'un nuage n'est pas prise en compte (section 6.3). Inclure cette éventualité est susceptible d'augmenter la fraction des évènements qui présentent un pic de diffusion.

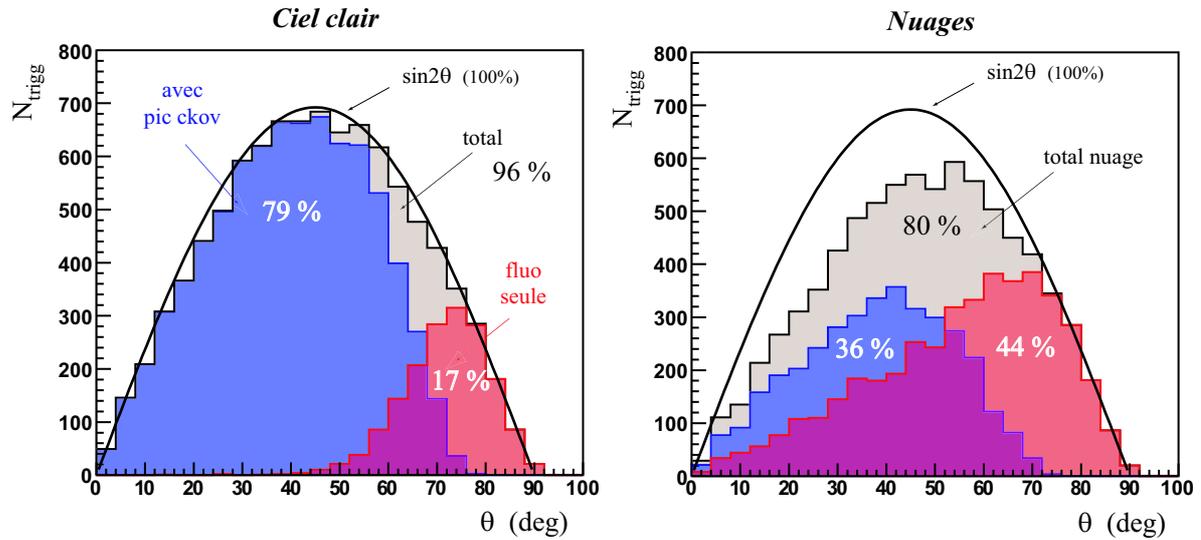


FIG. 7.16 – Acceptance de déclenchement en fonction de l'angle zénithal, en conditions de ciel clair (*gauche*) et en présence de nuages (*droite*), et contribution des évènements dont le pic Cerenkov au sol est détecté (amplitude du pic  $SNR > 4$ ). Les pourcentages correspondent aux valeurs d'acceptance rapportées à l'acceptance de référence  $A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{ sr}$  (simulations  $Eff\_Déclenchement\_CielClair$  et  $Eff\_Déclenchement\_Nuage$ , seuls les évènements d'énergie  $E \geq 10^{20}\text{ eV}$  sont pris en compte)

D'après les résultats de la présente étude, la configuration du télescope définie pour EUSO ne permet pas d'atteindre le seuil en énergie requis de  $5 \times 10^{19}\text{ eV}$ . Un télescope de surface de collection quatre fois supérieure pourrait permettre d'atteindre cet objectif. Les nuages diminuent d'environ 20% l'efficacité de déclenchement à  $10^{20}\text{ eV}$  et l'efficacité moyenne entre  $10^{20}$  et  $10^{21}\text{ eV}$ . La fraction des évènements détectés comportant un pic Cerenkov réfléchi au sol est plus faible en présence de nuages, et ne représente plus que 36% de l'acceptance de référence contre 79% en conditions de ciel clair.

### 7.3.5 Sélection des évènements et acceptance effective

Un certain nombre d'évènements détectés seront vraisemblablement rejetés lors de la phase d'analyse des données, afin d'assurer une qualité de reconstruction des paramètres des gerbes atmosphériques compatible avec les objectifs expérimentaux. On estime dans cette section la fraction des évènements susceptibles d'être conservés pour l'analyse. Cette fraction définit ce qu'on appellera l'*acceptance effective*  $A_{eff}$ .

Comme on l'a vu en section 3.3, la déduction de l'énergie et de la nature de la particule primaire repose sur les caractéristiques du profil longitudinal de la gerbe. Il est essentiel d'observer la gerbe autour de son maximum de développement pour inférer de manière satisfaisante les caractéristiques de son profil longitudinal. L'acceptance de référence  $A_{ref}$  a été définie dans cette perspective, puisqu'elle correspond aux évènements dont le maximum de développement se situe dans le champ de vue. L'acceptance de déclenchement  $A_{trigg}$  représente la fraction des évènements qui déclenchent

la prise de données. Pour estimer l'acceptance effective  $A_{eff}$ , on ajoute un critère supplémentaire : le profil longitudinal *autour du maximum de développement* doit aussi être observé.

### Portion du profil longitudinal

L'âge "s" (chapitre 3) est un indicateur du stade de développement de la gerbe que l'on l'utilise ici pour caractériser la portion du profil longitudinal effectivement observée depuis le télescope. Durant la simulation, les photons de fluorescence sont générés par la gerbe à un stade donné de son développement, et l'âge auquel ils sont émis est enregistré en mémoire. Cette information est associée au photon et conservée durant le reste de la simulation. Ainsi, chaque photo-électron du signal de fluorescence directe peut être associé à un stade de développement de la gerbe. Pour chaque évènement, on sélectionne les photo-électrons du signal de fluorescence détectés avec un rapport signal sur bruit supérieur ou égal à 4, et l'on identifie parmi eux les photo-électrons "d'âge minimal"  $s_{min}$  et "d'âge maximal"  $s_{max}$ . On considère ces deux bornes comme étant représentatives de la portion du profil longitudinal observé.

Les évolutions de  $s_{min}$  et  $s_{max}$  en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal sont représentées sur la figure 7.17, où seuls les évènements qui déclenchent la prise de données sont pris en compte. La portion du profil longitudinal observée devient plus large quand l'énergie augmente, passant d'un intervalle compris entre 0.8 et 1.1 pour une énergie de  $5 \times 10^{19}$  eV à l'intervalle compris entre 0.6 et 1.2 à  $10^{21}$  eV. Aux angles zénithaux inférieurs à  $40^\circ$ , l'effet d'impact de la gerbe au sol avant la fin de son développement est clairement visible :  $s_{max}$  est quasiment constant et égal à 1.2 aux grandes inclinaisons et décroît à partir de  $40^\circ$  jusqu'à atteindre  $s_{max} = 1.05$  à  $0^\circ$ .

### Critère de sélection

On définit à présent un critère de sélection des évènements afin d'estimer l'acceptance effective. On ne conserve que les évènements dont le profil longitudinal est observé dans un intervalle compris entre les bornes  $s_{bas}$  et  $s_{haut}$ , autrement dit :  $s_{min} < s_{bas}$  et  $s_{max} > s_{haut}$ . On considère par la suite deux types de coupure : une large ( $s_{bas} = 0.9$  et  $s_{haut} = 1.1$ ) et une stricte ( $s_{bas} = 0.8$  et

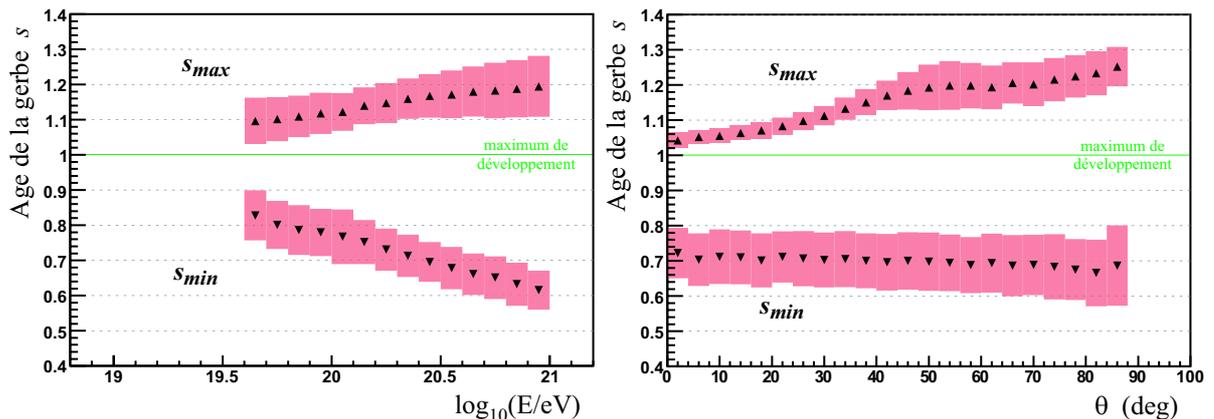


FIG. 7.17 – Portion du profil longitudinal observée avec un rapport signal sur bruit supérieur ou égal à 4, définie par les bornes  $s_{min}$  et  $s_{max}$  (simulation *Eff\_Déclenchement\_CielClair*, seuls les évènements qui déclenchent la prise de données sont pris en compte) : (*gauche*) En fonction de l'énergie du primaire ; (*droite*) En fonction de l'angle zénithal

$s_{haut} = 1.2$ ). Le profil longitudinal donné par la formule de GIL (section 3.4.1) pour un proton à  $10^{20}$  eV est tracé en fonction de l'âge de la gerbe sur la figure 7.18 (gauche). La sélection large (resp. stricte) revient à ne considérer que les gerbes dont la partie du profil supérieure à 80% (resp. 40%) est visible.

Ce critère de sélection est appliqué aux lots d'évènements *Eff\_Déclenchement\_CielClair* et *Eff\_Déclenchement\_Nuage*, afin d'estimer l'acceptance effective d'un télescope de type EUSO.

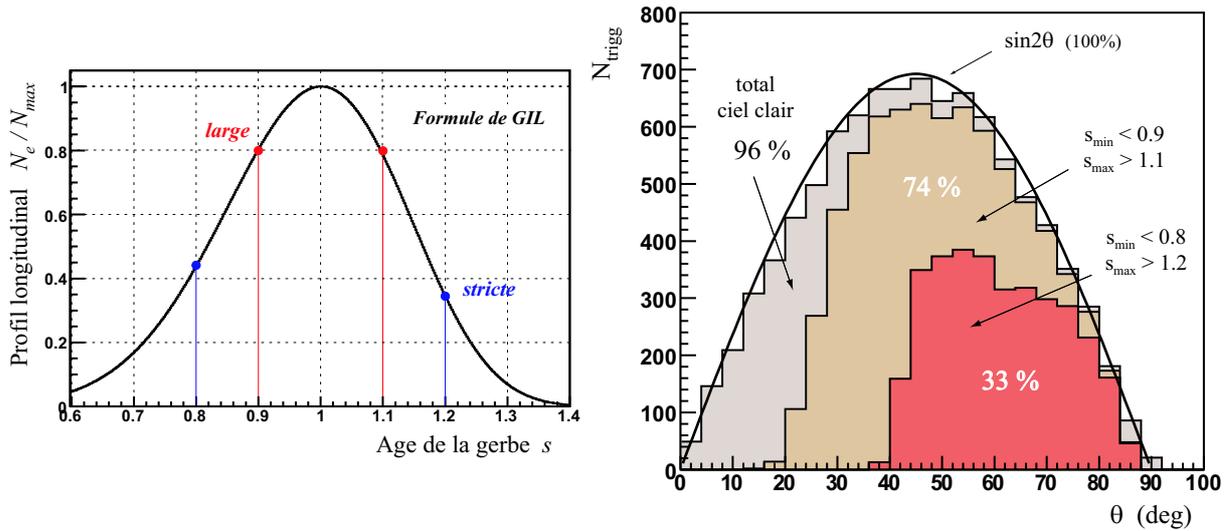


FIG. 7.18 – (*gauche*) Profil longitudinal d'une gerbe initiée par un proton à  $10^{20}$  eV (formule de GIL), représenté en fonction de l'âge  $s$  (le profil est normalisée à 1 à son maximum); (*droite*) Distributions angulaires des évènements simulés en condition de ciel clair (simulation *Eff\_Déclenchement\_CielClair*). Sont représentés : les évènements qui déclenchent la prise de données, la fraction d'entre eux après application de la sélection "large", les évènements après application de la sélection "stricte" (voir le texte pour plus de détails). Les pourcentages représentent les valeurs des acceptances correspondantes rapportées à l'acceptance de référence  $A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{ sr}$

### Acceptance effective en conditions de ciel clair

La figure 7.18 (droite) présente les distributions angulaires des évènements simulés qui déclenchent la prise de données en conditions de ciel clair, et sont conservés après l'application du critère de sélection défini précédemment. Dans les deux configurations, large et stricte, les évènements les moins inclinés sont les plus rejetés, du fait de l'impact prématuré de la gerbe au sol. Dans le cas d'une sélection large, presque aucune gerbe d'angle zénithal inférieur à  $20^\circ$  n'est conservée, et l'acceptance résiduelle représente 74% de l'acceptance de référence. Dans le cas d'une sélection stricte, presque aucune gerbe d'angle zénithal inférieur à  $40^\circ$  n'est conservée, et l'acceptance résiduelle représente 33% de l'acceptance de référence.

### Acceptance effective en présence de nuages

En présence de nuages, le signal de la gerbe est susceptible d'être fortement distordu, et la détermination des caractéristiques du rayon cosmique peut être faussée. On ajoute donc un critère de rejet supplémentaire : ne sont conservées que les gerbes dont la portion du profil longitudinal définie par  $s_{bas}$  et  $s_{haut}$  se situe au-dessus des nuages.

La figure 7.19 présente les distributions angulaires des évènements qui déclenchent la prise de données et se situent au-dessus des nuages, pour les deux types de sélection, large et stricte. Les gerbes plus inclinées se développent à plus haute altitude, et la probabilité qu'elles se situent au-dessus des nuages est plus élevée. C'est pourquoi les grandes inclinaisons sont encore favorisées. L'acceptance résiduelle dans la configuration large (resp. stricte) représente 43% (resp. 19%) de l'acceptance de référence.

A partir de considérations géométriques et de la simulation du développement des gerbes atmosphériques, on a défini une acceptance de référence  $A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{sr}$ , représentative des gerbes qui atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue d'un télescope spatial situé à  $430\text{ km}$  d'altitude et d'ouverture angulaire égale à  $60^\circ$  (plein angle).

La simulation du déclenchement de la prise de données en présence de bruit de fond et de nuages indique que le seuil en énergie du télescope conçu pour EUSO se situe aux alentours de  $10^{20}\text{ eV}$ . Une configuration du détecteur correspondant à une surface de collection quatre fois supérieure permettrait d'atteindre un seuil en énergie compatible avec les objectifs expérimentaux définis pour EUSO.

En appliquant un critère de sélection représentatif des évènements susceptibles d'être conservés pour l'analyse, on a défini une acceptance effective. Une sélection "large" correspond à une acceptance effective  $A_{eff} \sim 160\,000\text{ km}^2\text{sr}$  à  $10^{20}\text{ eV}$ , atteignant un

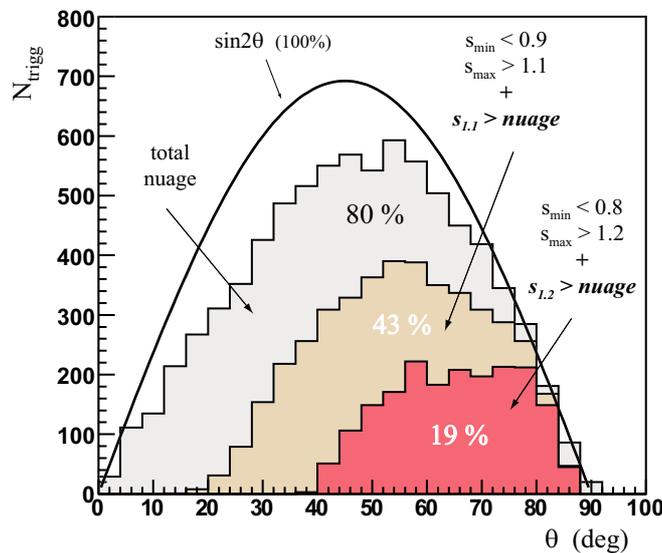


FIG. 7.19 – Distributions angulaires des évènements simulés en présence de nuages (simulation *Eff\_Déclenchement\_Nuage*). Sont représentés : les évènements qui déclenchent la prise de données, la fraction d'entre eux après application de la sélection "large", les évènements après application de la sélection "stricte" (voir le texte pour plus de détails). Les pourcentages représentent les valeurs des acceptances correspondantes rapportées à l'acceptance de référence  $A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{sr}$

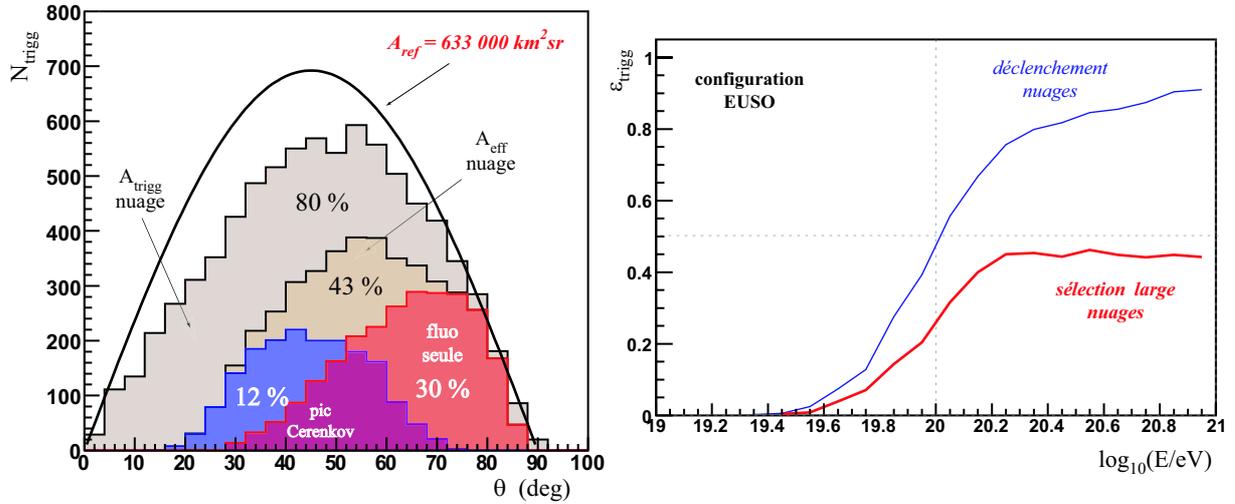


FIG. 7.20 – *Acceptance en présence de nuages* : (*gauche*) Distributions angulaires des évènements correspondant à l’acceptance de déclenchement  $A_{trigg}$  et à l’acceptance effective  $A_{eff}$  (sélection large). Les acceptances sont rapportées à l’acceptance de référence  $A_{ref} = 633\,000\text{ km}^2\text{sr}$  et sont exprimées en pourcentage. Elles représentent les valeurs moyennées en énergie entre  $10^{20}$  et  $10^{21}\text{ eV}$  (spectre plat en  $\log E$ ); (*droite*) Efficacité de déclenchement, et facteur de réduction associé au critère de sélection large

maximum de  $285\,000\text{ km}^2\text{sr}$  à  $2 \times 10^{20}\text{ eV}$  et stable à plus haute énergie (figure 7.20).

On notera que ces résultats ont été obtenus à partir d’une simulation simplifiée du détecteur, et en supposant une intensité constante du bruit de fond lumineux égale à  $450\text{ photons}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$ . On a de plus négligé les sources anthropiques de bruit de fond ainsi que l’influence éventuelle des phénomènes lumineux naturels transitoires. Les paramètres du système de déclenchement ont été fixés aux valeurs de référence définies durant la phase A du projet EUSO, et déterminées de manière à minimiser le seuil en énergie tout en conservant un taux raisonnable de “faux déclenchement” dus au bruit de fond. Le critère de sélection des évènements pour le calcul de l’acceptance effective reste indicatif, et ne saurait remplacer une étude plus complète basée sur une analyse “en aveugle” du signal simulé.

## 7.4 Taux de comptage

On évalue à présent le taux de comptage escompté pour un détecteur spatial, dans les deux hypothèses d’un spectre avec et sans coupure GZK.

### 7.4.1 Spectre des rayons cosmiques au sommet de l’atmosphère

On considère deux types de spectre en énergie pour générer le rayonnement cosmique au sommet de l’atmosphère. Le premier ne comporte pas de coupure GZK, et extrapole les résultats d’AGASA [177] aux plus hautes énergies. Le spectre différentiel suit une loi de puissance d’indice

spectral égal à 2.75, normalisé à :

$$\frac{dN}{dE (\vec{dS} \cdot \vec{d\Omega}) dt} = 3 \times 10^{-33} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} eV^{-1}$$

à  $E = 10^{19} eV$ .

Le second spectre comporte une coupure GZK, dont les caractéristiques sont issues d'un ajustement aux données d'HiRes (en mode monoculaire), ajustement publié par la collaboration HiRes [178]. Ce spectre est normalisé à la même valeur que le précédent à  $E = 10^{19} eV$ .

Dans les deux configurations spectrales, on évalue le taux de comptage intégré sur une durée de trois ans, en se limitant à l'intervalle en énergie compris entre  $4 \times 10^{19}$  et  $10^{21} eV$ . On suppose que le flux de rayons cosmiques est constitué uniquement de protons. On dénombre alors les gerbes atmosphériques qui atteignent leur maximum de développement dans le champ de vue du télescope et qui déclenchent la prise de données.

Pour cela, on génère deux lots d'évènements correspondant aux deux configurations spectrales. Pour chaque lot, le nombre de protons générés au sommet de l'atmosphère est calculé à partir du spectre des rayons cosmiques et de l'exposition. Celle-ci est identique pour les deux lots, égale à  $1.07 \times 10^{19} m^2 sr s$ , et calculée en fonction de l'acceptance de référence ( $A_{ref} = 6.33 \times 10^{11} m^2 sr$ ), du cycle utile (18%) et du temps d'observation (3 ans). Pour un intervalle en énergie compris entre  $4 \times 10^{19}$  et  $10^{21} eV$ , le nombre d'évènements générés est de 16232 pour le spectre en loi de puissance, et de 13316 pour le spectre avec coupure GZK.

Les autres conditions de simulation sont identiques à celles du lot *Eff\_Déclenchement\_Nuage*, utilisé précédemment pour estimer l'acceptance en présence de nuages.

#### 7.4.2 Nombre d'évènements détectés sur 3 ans

Le nombre d'évènements qui déclenchent la prise de données sur trois ans de mesure est tracé en fonction de l'énergie des protons primaires sur la figure 7.21 (gauche) pour un télescope de type EUSO, et dans les deux configurations spectrales. La figure 7.21 (droite) représentent le nombre d'évènements détectés par un télescope de surface de collection quatre fois supérieure à celle définie pour EUSO. Les barres d'incertitudes représentent les erreurs statistiques dues au nombre d'évènements détectés, la résolution en énergie n'étant pas prise en compte. Les valeurs numériques du nombre d'évènements détectés sur trois ans sont présentées dans la colonne de gauche du tableau 7.3.

Dans l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance extrapolant les résultats d'AGASA, un télescope spatial de type EUSO pourrait détecter au cours d'une année 750 évènements d'énergie supérieure à  $10^{20} eV$ . Comparé au taux de comptage prévisionnel du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger<sup>2</sup> intégré entre  $0^\circ$  et  $65^\circ$  d'angle zénithal ( $7200 km^2 sr$ ), publié par J. Blümer [179], la détection spatiale permettrait d'augmenter le taux de comptage annuel au-delà de  $10^{20} eV$  d'un facteur 7. Pour un télescope de surface de collection quatre fois supérieur, le taux de comptage annuel serait augmenté d'un facteur 9 dans la même gamme d'énergie.

---

<sup>2</sup>site sud uniquement

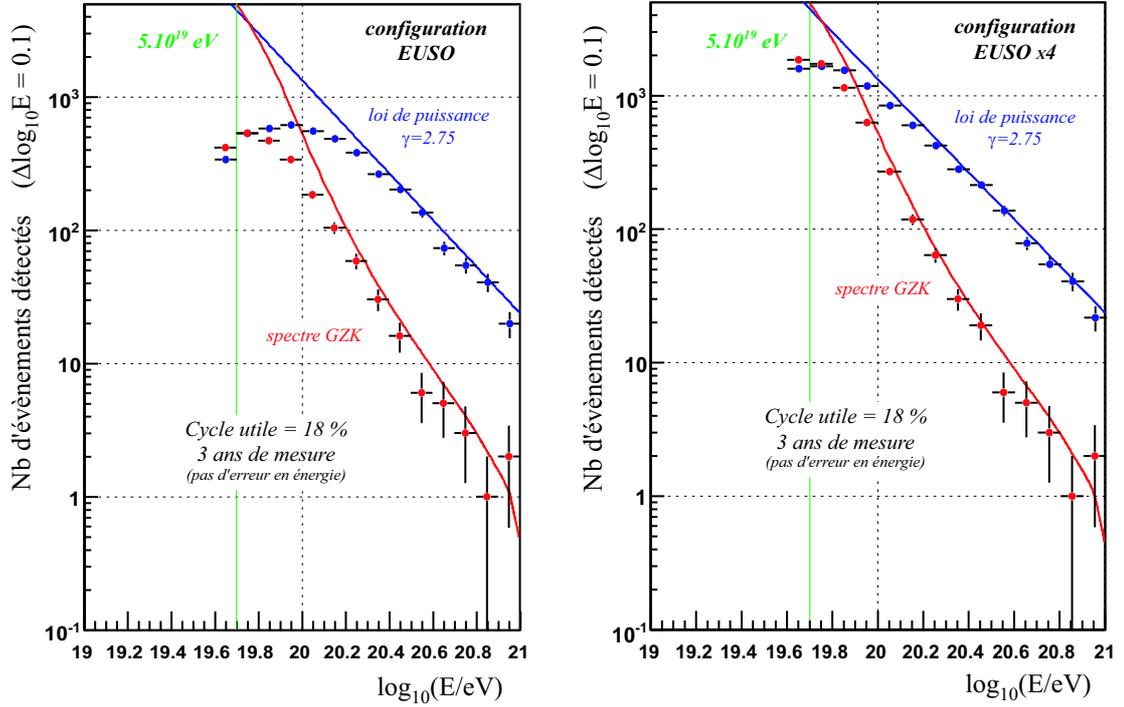


FIG. 7.21 – Taux de comptage intégré sur 3 ans, simulé pour un télescope spatial de type EUSO (*gauche*) et “EUSO x4” (*droite*), dans les deux hypothèses d’un spectre en loi de puissance de type AGASA ( $\gamma = 2.75$ ) extrapolé aux plus hautes énergies, et d’un spectre présentant une coupure GZK (tiré d’un ajustement aux données de HiRes, ajustement publié dans [178]). Les deux spectres sont normalisés à  $3 \times 10^{-33} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ eV}^{-1}$  à  $E = 10^{19} \text{ eV}$  et les courbes continues représentent les taux de comptage moyens correspondant à une efficacité de déclenchement égale à 1. Seules les incertitudes statistiques dues au nombre d’événements sont représentées (la résolution en énergie n’est pas prise en compte)

$\gamma = 2.75$	Déclenchement	Sélec. large	Sélec. stricte
$E > 4 \times 10^{19}$	4324 (8667)	<b>2283</b> (4803)	391 (880)
$E > 5 \times 10^{19}$	3982 (7093)	<b>2111</b> (3989)	387 (857)
$E > 10^{20}$	2235 (2699)	<b>1252</b> (1521)	328 (625)
$E > 5 \times 10^{20}$	117 (119)	<b>67</b> (67)	47 (47)

GZK	Déclenchement	Sélec. large	Sélec. stricte
$E > 4 \times 10^{19}$	2135 (5872)	<b>1101</b> (3206)	95 (292)
$E > 5 \times 10^{19}$	1731 (4040)	<b>896</b> (2254)	86 (262)
$E > 10^{20}$	406 (518)	<b>228</b> (310)	49 (97)
$E > 5 \times 10^{20}$	6 (6)	<b>3</b> (3)	2 (2)

TAB. 7.3 – Taux de comptage intégré sur 3 ans pour un télescope de type EUSO : correspondant à la figure 7.21 : la première colonne donne le nombre d’événements détectés, les deux autres colonnes sont une estimation du nombre d’événements susceptibles d’être conservés pour l’analyse (sélection large et stricte). Les valeurs entre parenthèses représentent le taux de comptage pour un télescope de type “EUSO x4”

Ces taux de comptage estimés pour un détecteur spatial représentent des limites supérieures. Si l'on applique le critère de sélection défini en section 7.3.5, seule la moitié des événements détectés par un télescope de type EUSO sont conservés dans le cas d'une sélection large. Dans le cas d'une sélection stricte, 15% des événements détectés sont conservés. Ces estimations sont présentées dans les colonnes au centre et à gauche du tableau 7.3.

Une durée de trois ans d'observation était définie pour le projet EUSO. L'Observatoire Pierre Auger devrait collecter des données sur plus d'une dizaine d'années, et le taux de comptage quatre fois supérieur estimé pour EUSO dans le cas d'une sélection large serait compensé par un temps d'observation plus court.

Dans l'hypothèse d'un spectre de type GZK, le taux de comptage au-delà de  $10^{20}$  eV est de 140 événements par an pour un télescope de type EUSO, et de 170 pour un télescope d'une surface de collection quatre fois supérieure. Comme l'indique la figure 7.21, la statistique collectée par EUSO sur trois ans de mesure serait suffisante pour étendre la mesure du spectre jusqu'à  $5 \times 10^{20}$  eV dans le cas d'un spectre avec coupure GZK.

Le taux de comptage annuel estimé pour un télescope spatial de type EUSO est augmenté d'un facteur 7 par rapport aux détecteurs au sol, bien qu'une sélection large des événements fasse diminuer ce rapport de près d'un facteur 2. Concernant le nombre total d'événements collectés, un temps d'observation réduit par rapport à un détecteur au sol pourrait contrebalancer ce gain d'acceptance.

## 7.5 Effets du signal diffusé sur l'estimation de $E$ et $X_{max}$

L'acceptance et le cycle utile sont deux caractéristiques fondamentales d'un détecteur, mais ne suffisent pas à caractériser à elles seules ses performances. Les paramètres de la gerbe atmosphériques doivent aussi être mesurés avec une résolution suffisante pour pouvoir inférer les propriétés du rayons cosmique. Au cours des chapitres précédents, on a recensé plusieurs sources d'erreur systématique et l'on étudie dans cette section l'influence de la composante diffusée du signal sur l'estimation de l'énergie et de la profondeur du maximum de développement de la gerbe.

L'intensité du rayonnement de fluorescence induit par les gerbes étant reliée à l'énergie du primaire, l'intégrale  $N_{tot}$  du signal de fluorescence directe constitue un estimateur de l'énergie. L'amplitude  $N_{max}$  du spectre en temps du signal de fluorescence directe est quant-à-elle reliée au nombre d'électrons au maximum de développement de la gerbe, et constitue un deuxième estimateur de l'énergie. On considère un troisième estimateur de l'énergie  $N_{1/2}$ , défini par l'intégrale du signal de fluorescence directe restreinte à la première moitié du spectre en temps jusqu'à son maximum. La composante diffusée se superpose au signal de fluorescence directe et augmente l'intensité du signal détecté, et l'on étudie dans un premier temps l'impact de cette contribution sur l'estimation de l'énergie en conditions de ciel clair.

Au chapitre 6, on a montré que le pic de signal Cerenkov réfléchi et la durée du signal de fluorescence directe fournissent tous deux une référence en altitude, nécessaire pour reconstruire

la trajectoire de la gerbe. Les photons détectés après avoir été diffusés dans l'atmosphère se superposent au signal de fluorescence directe, et l'on quantifie dans la deuxième partie de cette section l'impact de cette perturbation sur la détermination de l'altitude et de la profondeur du maximum de développement en conditions de ciel clair.

On présente dans une dernière partie la déformation du signal en présence de nuages ou d'aérosols.

### 7.5.1 Cadre de l'étude

Afin d'étudier l'influence de la composante diffusée sur l'estimation de l'énergie et de la profondeur du maximum, on génère un lot d'évènements proton à  $10^{20}$  eV répartis sur neuf valeurs différentes de l'angle zénithal comprises entre  $0^\circ$  et  $75^\circ$ . L'impact des gerbes au sol est fixé au nadir du télescope. Les profils d'atmosphère sont donnés par le modèle US-Standard. Le ciel est clair, sans aérosols ni nuages, et le sol est lambertien d'albédo 5%. La propagation des photons est simulée par l'algorithme Monte-Carlo décrit en section 5.3, et la diffusion multiple des photons de fluorescence et Cerenkov est traitée jusqu'à l'ordre 4. La contribution de la composante diffusée au signal total ne dépendant pas de la surface de collection du télescope, on fixe le diamètre de la pupille d'entrée à 4.6 m, soit une surface quatre fois supérieure à celle de EUSO, afin de s'affranchir en partie des fluctuations statistiques du signal. Le bruit de fond n'est pas simulé pour ce lot d'évènements, que l'on nomme par la suite *Diffusion\_theta*.

On a vu au chapitre 6 que les photons diffusés en conditions de ciel clair sont dispersés dans le champ de vue. Aussi, estimer la contribution de la composante diffusée au signal total dépend des pixels sélectionnés. Les signaux sur lesquels reposent les études suivantes sont obtenus en ne considérant à GTU fixée que les photo-électrons situés dans le pixel repérant la position de la gerbe dans le champ de vue. Les pixels voisins ne sont pas considérés.

C'est là une hypothèse raisonnable puisque dans une éventuelle phase d'analyse des données, malgré la dispersion d'une partie du signal de fluorescence directe dans les pixels voisins en raison des aberrations optiques, ces pixels voisins ne seront vraisemblablement pas inclus. En effet, si les huit pixels voisins étaient inclus, le gain de signal serait au maximum d'un facteur deux (figure 7.7), faible comparé à l'augmentation du bruit de fond d'un facteur neuf.

### 7.5.2 Influence sur l'estimation de l'énergie

Pour chaque évènement du lot *Diffusion\_theta*, on détermine dans un premier temps les trois estimateurs de l'énergie  $N_{tot}$ ,  $N_{max}$  et  $N_{1/2}$ , sans tenir compte de la composante diffusée. Le nombre de photo-électrons du signal de fluorescence directe fournit  $N_{tot}$ . Un ajustement gaussien est ensuite appliqué à ce signal pour déterminer son amplitude  $N_{max}$  (figure 7.22). Le temps  $t_{max}$  correspondant est alors utilisé pour calculer l'intégrale  $N_{1/2}$  du signal restreinte à la première moitié du spectre en temps. On réitère ensuite ces opérations en incluant cette fois-ci la composante diffusée. Les écarts relatifs entre les valeurs obtenues en incluant ou non la composante diffusée sont représentés sur la figure 7.23 pour les trois estimateurs.

Lorsque la composante diffusée est incluse, l'intégrale du signal  $N_{tot}$  est augmentée de 10 à 25% selon l'angle zénithal, et la contribution des diffusés diminue avec l'inclinaison de la gerbe.

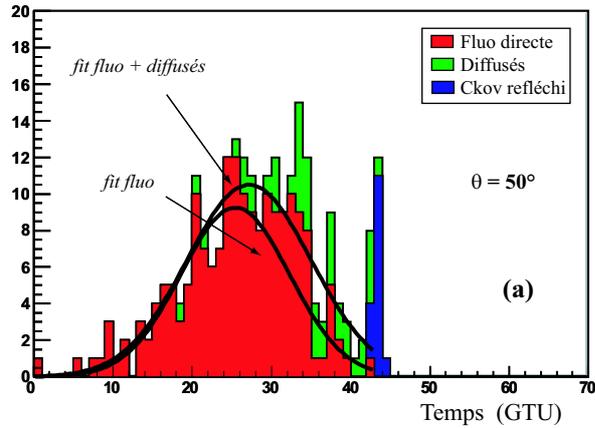


FIG. 7.22 – Exemple de signal simulé. Une gaussienne est ajustée en incluant ou non la composante diffusée

L'amplitude  $N_{max}$  est l'estimateur le plus affecté en-deçà de  $30^\circ$ , la contribution des diffusés pouvant atteindre 40%. Cette contribution diminue rapidement à plus grande inclinaison, et n'est que de 3% à  $75^\circ$ .

Comme on l'a vu au chapitre 6, la composante diffusée affecte particulièrement la deuxième moitié du spectre en temps de la fluorescence directe. Aussi, l'intégrale restreinte à la première moitié du spectre est l'estimateur le moins affecté par la diffusion. La contribution de la composante diffusée reste inférieure à 20% sur tout l'intervalle angulaire, et n'est que de 3% à  $75^\circ$ .

La figure 7.24 (gauche) présente la contribution des diffusés à l'intégrale du signal  $N_{tot}$ , en distinguant trois composantes : le Cerenkov simplement diffusé, la fluorescence simplement diffusée et les photons multi-diffusés.

Contrairement aux autres composantes de la diffusion, le Cerenkov est diffusé à proximité de

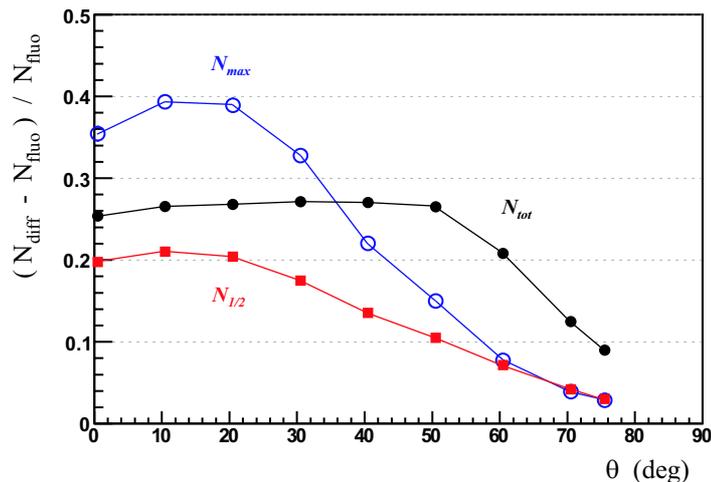


FIG. 7.23 – Contribution de la composante diffusée à l'intégrale du signal  $N_{tot}$ , à l'intégrale du signal restreinte à la première moitié du spectre en temps  $N_{1/2}$ , ainsi qu'à l'amplitude du signal  $N_{max}$

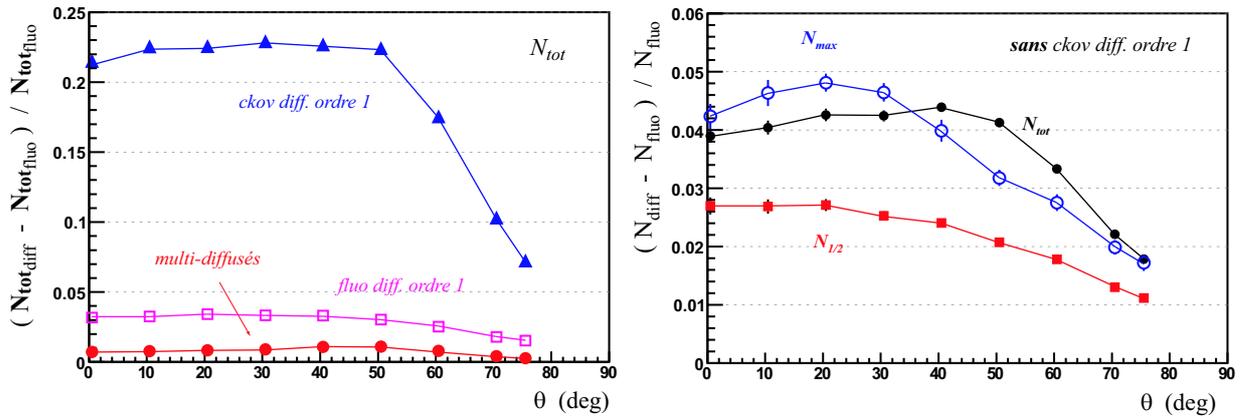


FIG. 7.24 – (*gauche*) Détail de la contribution de la composante diffusée à  $N_{tot}$  : Cerenkov simplement diffusé, fluorescence simplement diffusée et photons multi-diffusés ; (*droite*) Contribution de la composante diffusée, sans compter le Cerenkov simplement diffusé, et tracée pour les trois estimateurs de l'énergie

l'axe de la gerbe. Sa contribution au signal total dépasse 20% pour les angles zénithaux inférieurs à  $50^\circ$ . Les contributions de la fluorescence simplement diffusée et des photons multi-diffusés sont inférieures à 3% et 2% respectivement.

Parce que la contribution du Cerenkov simplement diffusé au signal est significative, l'analyse des données des détecteurs de fluorescence inclut systématiquement une procédure de soustraction de cette composante (e.g. HiRes [180]). Les autres composantes de la diffusion ne sont généralement pas prises en compte.

La contribution résiduelle de la composante diffusée est tracée sur la figure 7.24 (droite) pour les trois estimateurs de l'énergie, en faisant l'hypothèse que le Cerenkov simplement diffusé a été parfaitement soustrait. L'intégrale  $N_{1/2}$  restreinte à la première moitié du spectre en temps reste la moins sensible des trois estimateurs, avec une contribution comprise entre 1% et 3%. Les contributions résiduelles de la diffusion sur l'intégrale  $N_{tot}$  et l'amplitude  $N_{max}$  du signal sont globalement similaires, et restent inférieures à 5% sur tout l'intervalle angulaire.

### 7.5.3 Influence sur l'estimation de l'altitude et de la profondeur du maximum

On étudie dans cette section les effets de la composante diffusée sur l'estimation de l'altitude  $H_{max}$  et de la profondeur  $X_{max}$  du maximum de développement de la gerbe.

#### 7.5.3.1 Décalage en temps du pic Cerenkov en conditions de ciel clair

Comme on l'a vu en section 6.1.2.1, une fois l'angle zénithal estimé, le décalage en temps  $\Delta t_{ckov}$  du pic Cerenkov par rapport au maximum de fluorescence directe permet d'inférer l'altitude du maximum  $H_{max}$ . Pour chaque événement du lot *Diffusion\_theta*, ce décalage est estimé au moyen de l'ajustement gaussien décrit au paragraphe précédent. Les valeurs  $\Delta t_{ckov}$  obtenues en incluant la composante diffusée sont comparées à celles obtenues en ne considérant que le signal de fluorescence directe sur la figure 7.25 (a).

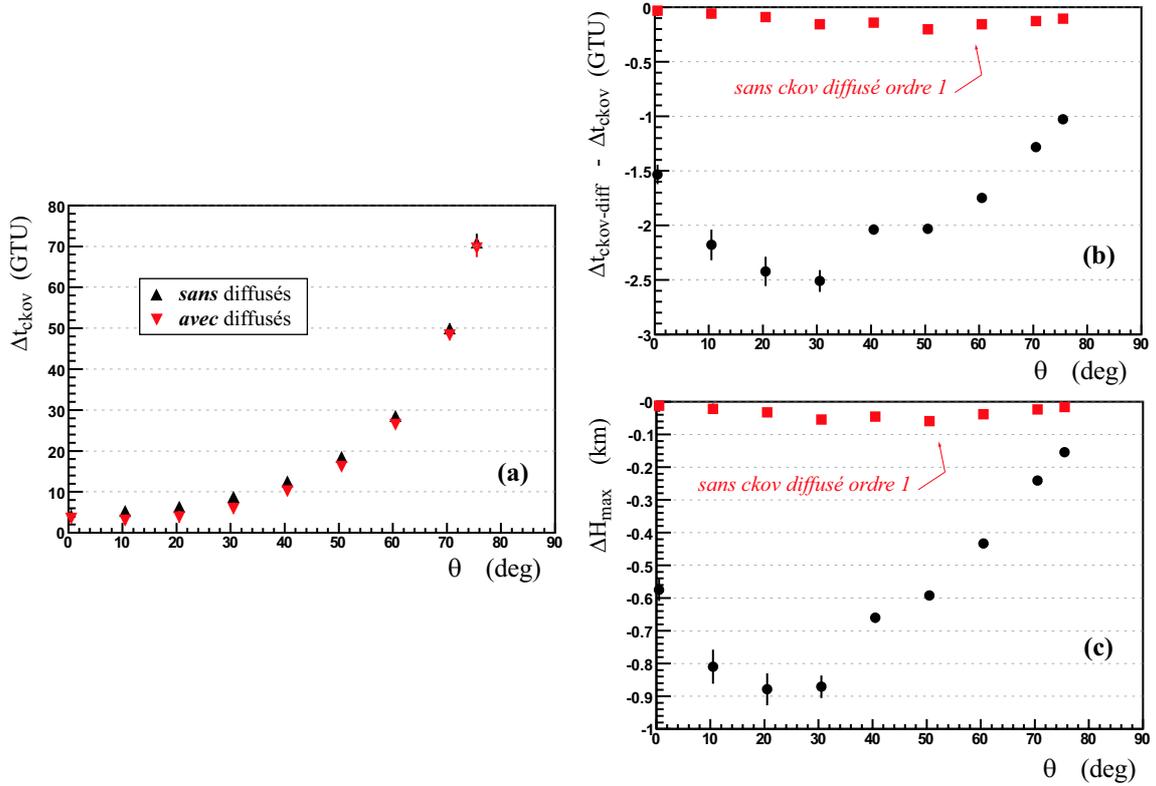


FIG. 7.25 – (a) Décalage en temps  $\Delta t_{ckov}$  du pic Cerenkov en fonction de l'angle zénithal de la gerbe ; (b) Erreur sur  $\Delta t_{ckov}$  due à la composante diffusée, avec ou sans Cerenkov simplement diffusé ; (c) Erreur correspondante sur  $H_{max}$

La figure 7.25 (b) présente la différence  $\delta(\Delta t_{ckov})$  entre les valeurs obtenues avec ou sans composante diffusée. L'effet de la diffusion se traduit par une sous-estimation systématique du décalage en temps, comprise entre 1 et 2.5 GTU.

Comme on l'a vu précédemment, le Cerenkov simplement diffusé est généralement soustrait lors de l'analyse des données. En supposant que le Cerenkov simplement diffusé a été parfaitement soustrait, l'effet résiduel de la fluorescence simplement diffusée et des photons multi-diffusés est superposé sur la figure 7.25 (b). L'impact de ces deux composantes sur  $\Delta t_{ckov}$  reste inférieur à 0.2 GTU en valeur absolue.

Au chapitre 6, on a établi une relation entre l'altitude du maximum de développement et le décalage en temps  $\Delta t_{ckov}$  (équation 6.17). Si la composante diffusée n'est pas soustraite au préalable, utiliser cette relation introduit une erreur  $\delta H_{max}$  sur l'altitude du maximum, reliée à  $\delta(\Delta t_{ckov})$  par la formule :

$$\delta H_{max} = \frac{c}{\left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right)} \delta(\Delta t_{ckov}) \quad (7.18)$$

Les erreurs  $\delta H_{max}$  ainsi calculées sont tracées sur la figure 7.25 (c) en fonction de l'angle zénithal, avant et après soustraction du Cerenkov simplement diffusé. Avant soustraction, l'erreur en alti-

tude peut atteindre  $0.9 \text{ km}$  aux petites inclinaisons. Après soustraction, l'erreur reste inférieure à  $0.06 \text{ km}$  sur tout l'intervalle angulaire.

Comme on l'a vu au chapitre 3, une erreur sur l'altitude du maximum  $H_{max}$  se répercute sur la détermination de la profondeur du maximum  $X_{max}$  avec un facteur de l'ordre de  $100 \text{ g.cm}^{-2}$  par kilomètre. Si le Cerenkov simplement diffusé n'est pas soustrait, la profondeur du maximum peut être surestimée de  $90 \text{ g.cm}^{-2}$  à faible inclinaison. C'est presque trois fois supérieur à l'objectif de résolution défini dans le cadre du projet EUSO ( $\Delta X_{max} < 35 \text{ g.cm}^{-2}$ ). Après soustraction du Cerenkov simplement diffusé, l'erreur résiduelle induite par la fluorescence simplement diffusée et les photons multi-diffusés sur la profondeur du maximum reste inférieure à  $10 \text{ g.cm}^{-2}$ .

### 7.5.3.2 Durée du signal de fluorescence directe

La durée du signal de fluorescence directe permet d'inférer l'altitude du maximum de développement de la gerbe (section 6.1.1.3). L'indicateur de cette durée est défini par le rapport entre le nombre total de photo-électrons de fluorescence et l'amplitude du spectre en temps :  $\Delta t_{flu0} = \frac{N_{tot}}{N_{max}}$ . Pour chaque évènement du lot *Diffusion\_theta*,  $\Delta t_{flu0}$  est obtenu en incluant ou

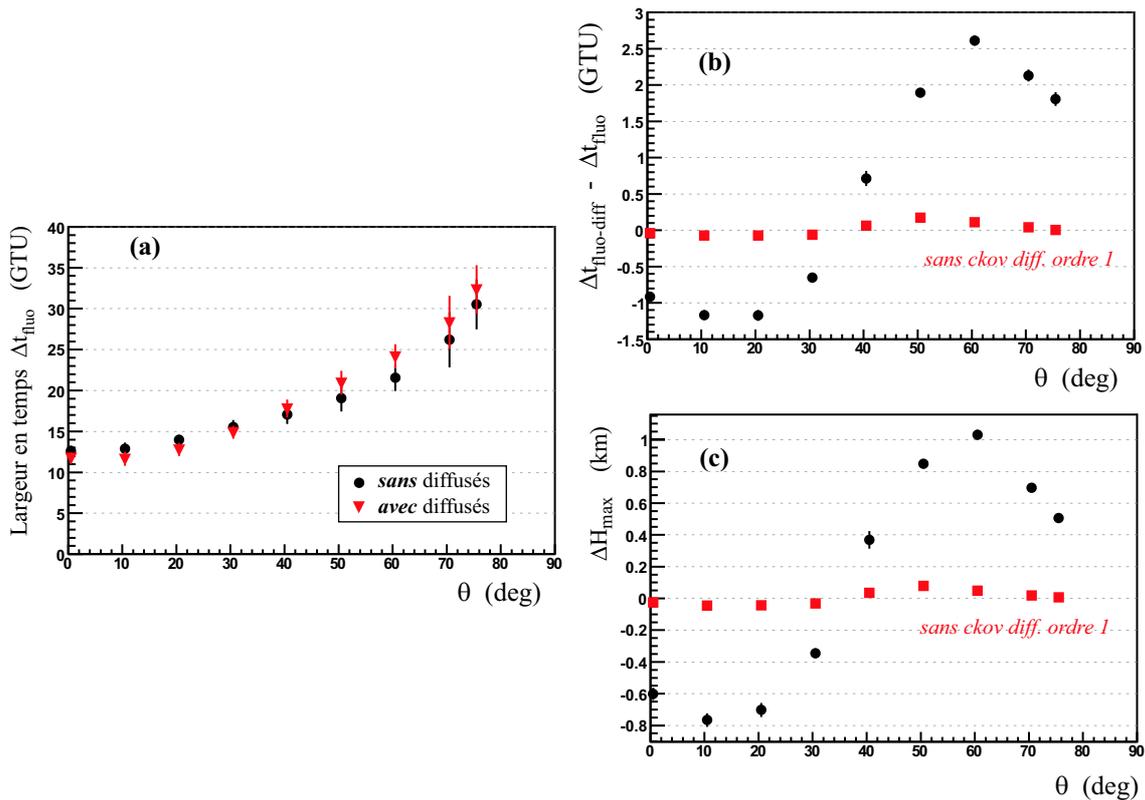


FIG. 7.26 – (a) Indicateur  $\Delta t_{flu0}$  de la durée du signal de fluorescence directe en fonction de l'angle zénithal, en incluant ou non la composante diffusée; (b) Erreur sur  $\Delta t_{flu0}$  due à la composante diffusée, avec ou sans Cerenkov simplement diffusé; (c) Erreur correspondante sur  $H_{max}$

non la composante diffusée. Dans les deux cas, l'ajustement gaussien décrit dans les paragraphes précédents permet d'estimer  $N_{max}$ .

Les valeurs  $\Delta t_{flu0}$  obtenues en incluant ou non la composante diffusée sont tracées sur la figure 7.26 (a) en fonction de l'angle zénithal. La composante diffusée tend à diminuer  $\Delta t_{flu0}$  en-deçà de  $40^\circ$ , et à l'augmenter au-delà.

La figure 7.26 (b) présente les écarts  $\delta(\Delta t_{flu0})$  entre les valeurs obtenues avec ou sans diffusés. En valeur absolue, les écarts sont compris entre 0 et  $3 GTU$ . En supposant une soustraction parfaite du Cerenkov simplement diffusé, l'effet résiduel de la fluorescence simplement diffusée et des photons multi-diffusés est superposé sur la figure 7.26 (b). L'impact de ces deux composantes sur  $\Delta t_{flu0}$  reste inférieur à  $0.2 GTU$  en valeur absolue sur tout l'intervalle angulaire.

Au chapitre 6, on a établi une relation entre l'altitude du maximum de développement et l'indicateur  $\Delta t_{flu0}$  de la durée du signal de fluorescence directe (équation 6.10). Si la composante diffusée n'est pas soustraite au préalable, utiliser cette relation introduit une erreur  $\delta H_{max}$  sur l'altitude du maximum, reliée à  $\delta(\Delta t_{flu0})$  par la formule :

$$\delta H_{max} = h_0 \frac{\delta(\Delta t_{flu0})}{\Delta t_{flu0}} \quad (7.19)$$

avec  $h_0 = 8.4 km$ .

Les erreurs  $\delta H_{max}$  ainsi calculées sont tracées sur la figure 7.26 (c) en fonction de l'angle zénithal, avant et après soustraction du Cerenkov simplement diffusé. Avant soustraction, l'erreur sur l'altitude du maximum de développement de la gerbe peut atteindre  $1 km$ , correspondant à une erreur sur la profondeur du maximum de l'ordre de  $100 g.cm^{-2}$ . Si le Cerenkov simplement diffusé est parfaitement soustrait, l'erreur résiduelle induite par la fluorescence simplement diffusée et les photons multi-diffusés sur la profondeur du maximum reste inférieure à  $10 g.cm^{-2}$ .

Du fait de son intrication spatiale et temporelle avec le signal de fluorescence directe, le Cerenkov simplement diffusé contribue de manière significative au signal détecté. S'il n'est pas soustrait, il peut induire une erreur en énergie de 20 à 40% selon l'estimateur utilisé, ainsi qu'une erreur de l'ordre de  $100 g.cm^{-2}$  sur la profondeur du maximum de développement de la gerbe.

Les contributions de la fluorescence simplement diffusée et des photons multi-diffusés en conditions de ciel clair restent faible. Leur impact sur la résolution en énergie est inférieur à 5% et les erreurs induites sur la profondeur du maximum de développement ne dépassent pas  $10 g.cm^{-2}$ .

## 7.6 Déformation du signal en présence de nuages et d'aérosols

On a vu en section 6.3 qu'en présence de nuages et d'aérosols, les interactions successives des photons sur les particules en suspension donnent lieu à un ou plusieurs pics de multi-diffusion sur le spectre en temps du signal intégré dans le champ de vue. Ces pics correspondaient à l'impact de la gerbe sur la couche de particules ou à la surface de la Terre.

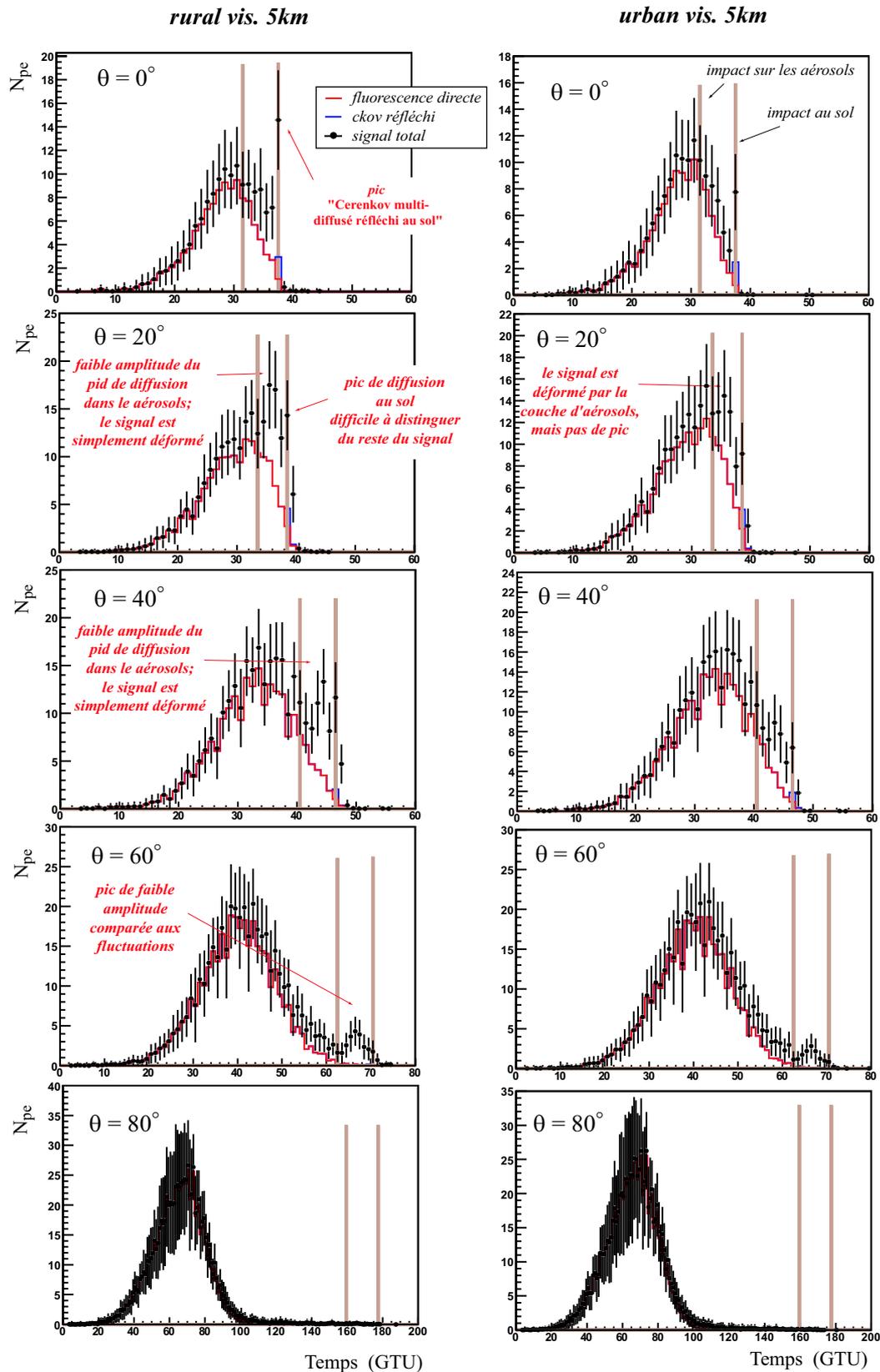


FIG. 7.27 – Evolution du spectre en temps moyen avec l'angle zénithal, en présence d'aérosols (rural et urbain, visibilité 5 km). Le spectre moyen des photo-électrons est obtenu à partir du spectre en temps des photons sur la lentille en simulant 100 fois la réponse du détecteur. Les barres d'erreur représentent la dispersion du signal autour de la moyenne due aux fluctuations statistiques. Les temps correspondant aux impacts de la gerbe sur la couche d'aérosols (alt. 2 km) et à la surface de la Terre sont superposés aux spectres. Les spectres moyens des composantes "fluorescence directe" et "Cerenkov réfléchi au sol" (une seule interaction) sont superposés au signal total, les fluctuations statistiques n'étant pas représentées dans ces deux cas

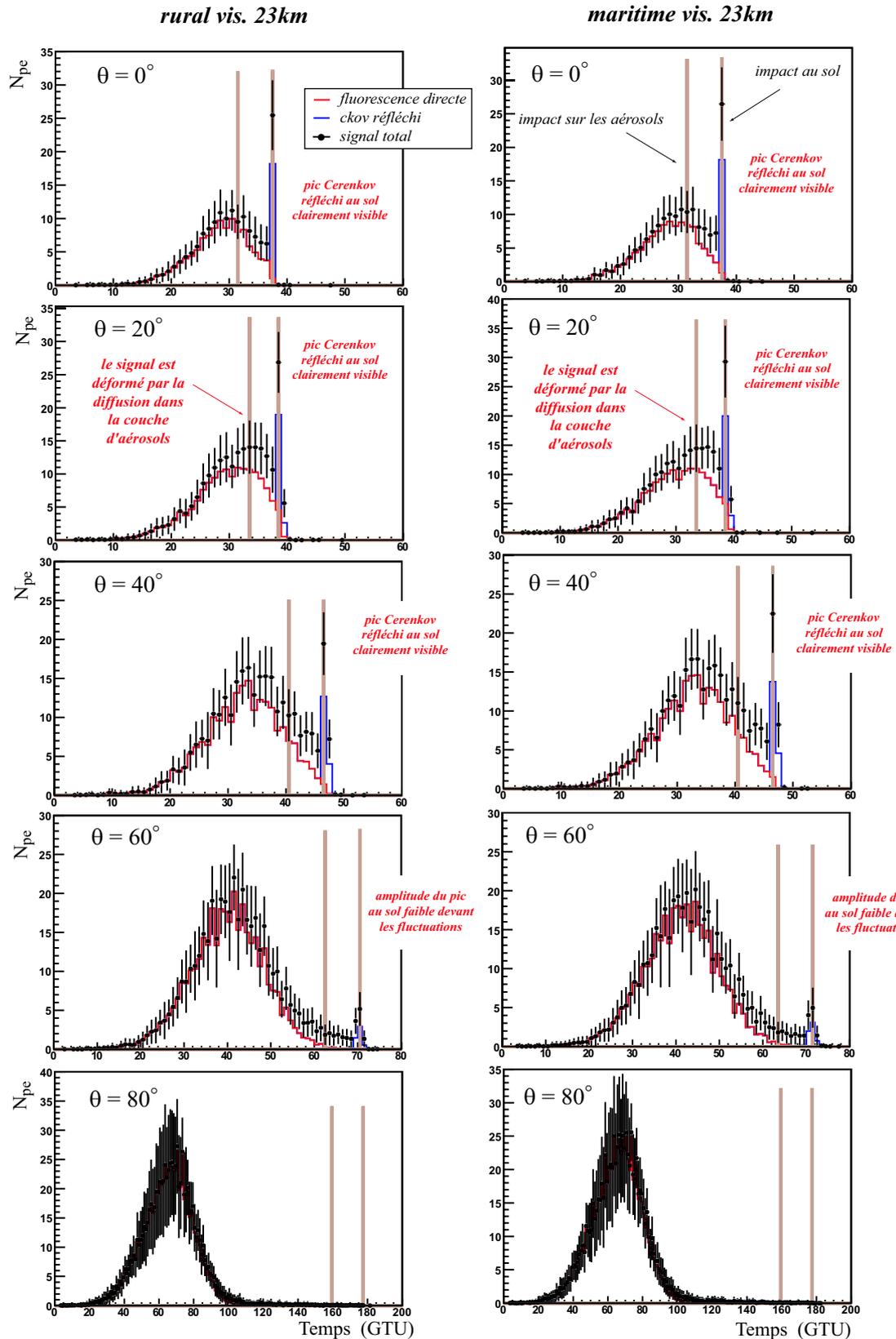


FIG. 7.28 – Evolution du spectre en temps moyen du signal en fonction de l'angle zénithal de l'évènement, en présence d'aérosols (rural et maritime, visibilité 23 km). Le spectre moyen des photo-électrons est obtenu à partir du spectre en temps des photons sur la lentille en simulant 100 fois la réponse du détecteur. Les temps correspondant aux impacts de la gerbe sur la couche d'aérosols (alt. 2 km) et à la surface de la Terre sont superposés aux spectres. Les spectres moyens des composantes "fluorescence directe" et "Cerenkov réfléchi au sol" (une seule interaction) sont superposés au signal total, les fluctuations statistiques n'étant pas représentées dans ces deux cas

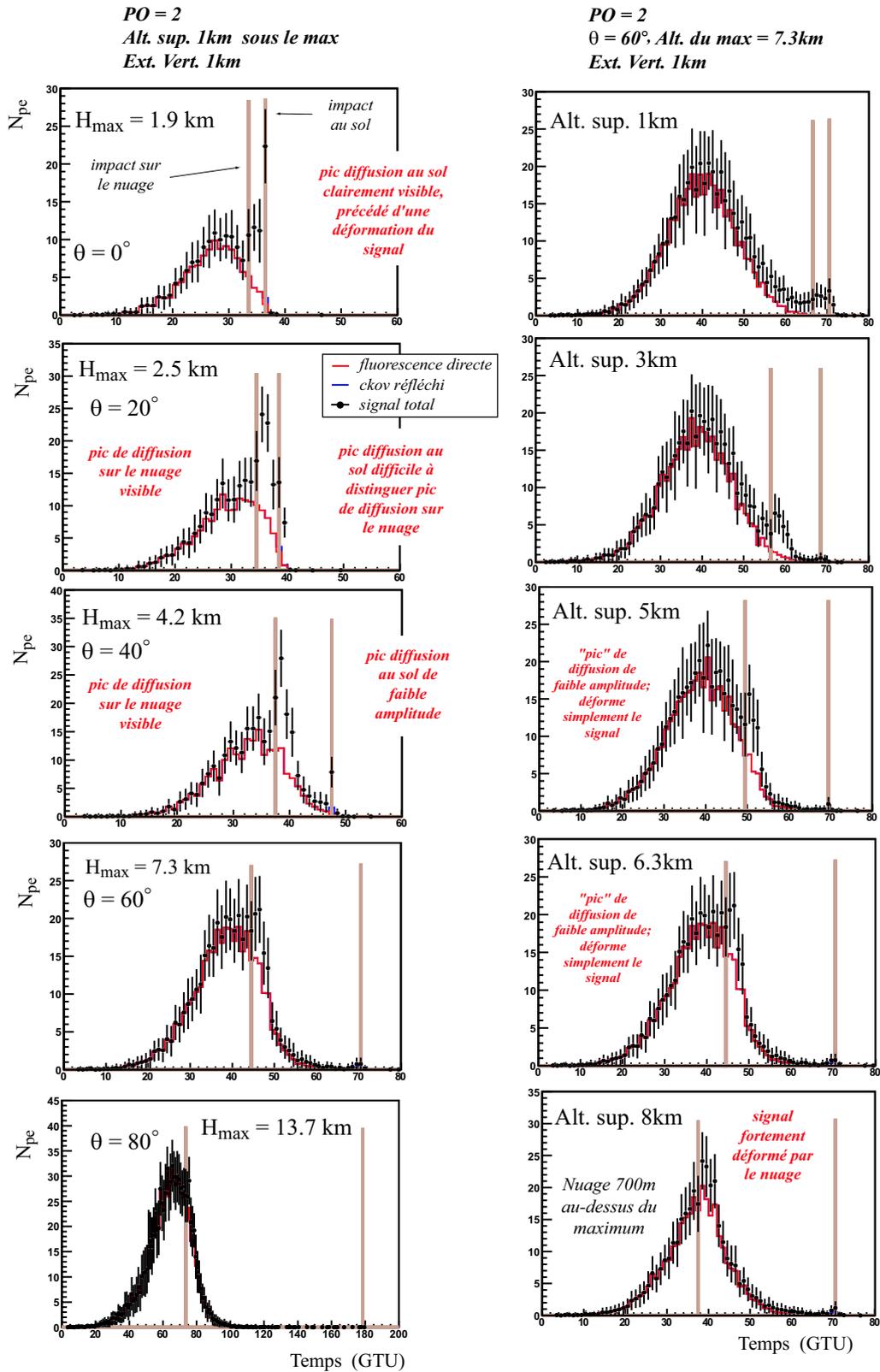


FIG. 7.29 – Evolution du spectre en temps moyen du signal en fonction de l'angle zénithal de l'évènement et de l'altitude supérieure du nuage (par défaut :  $\theta = 60^\circ$ ,  $PO = 2$ , altitude supérieure du nuage 1 km sous le maximum de développement de la gerbe, extension verticale du nuage 1 km). Le spectre moyen des photo-électrons est obtenu à partir du spectre en temps des photons sur la lentille en simulant 100 fois la réponse du détecteur. Les temps correspondant aux impacts de la gerbe sur la couche d'aérosols (alt. 2 km) et à la surface de la Terre sont superposés aux spectres. Les spectres moyens des composantes "fluorescence directe" et "Cerenkov réfléchi au sol" (une seule interaction) sont superposés au signal total, les fluctuations statistiques n'étant pas représentées dans ces deux cas

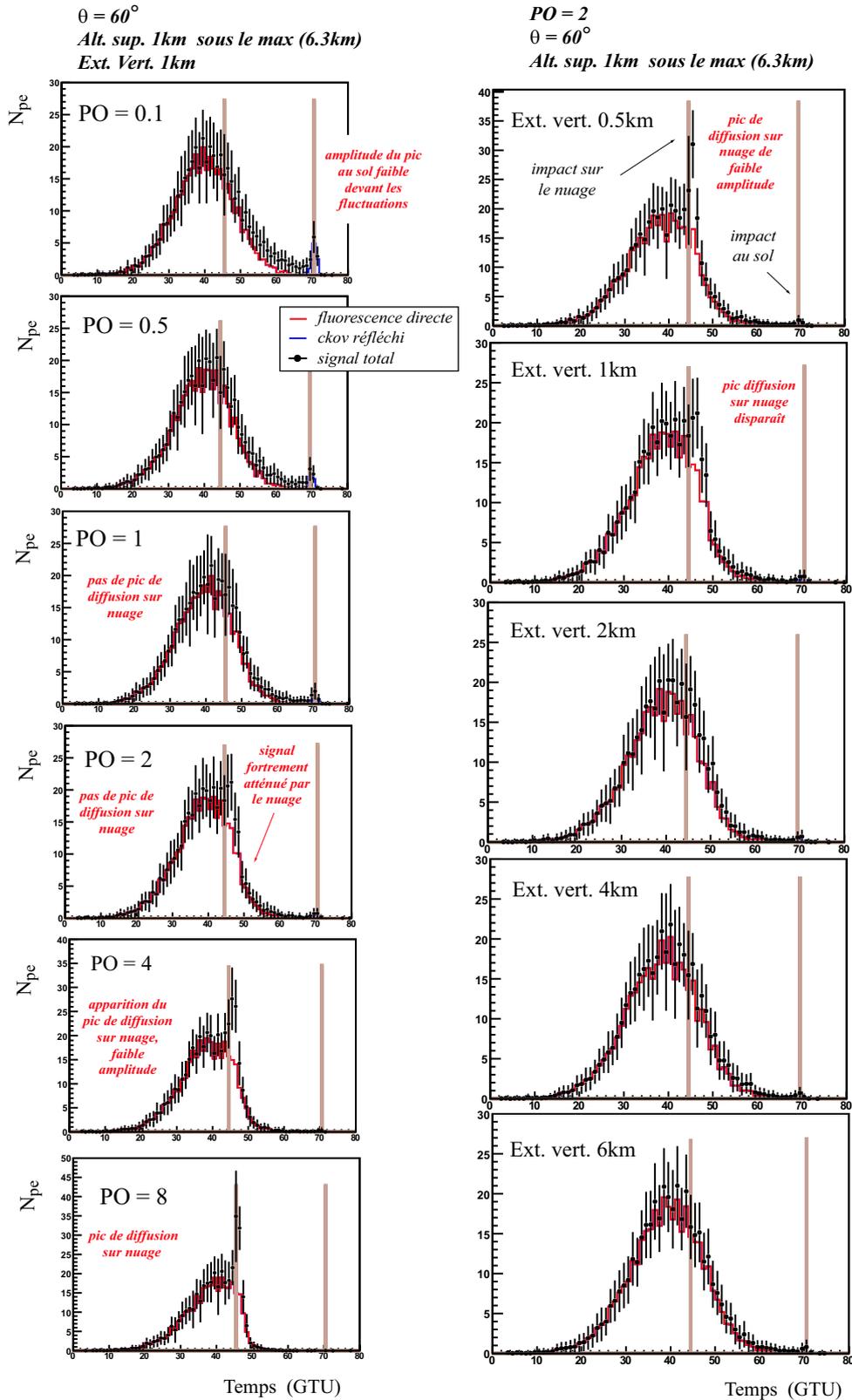


FIG. 7.30 – Evolution du spectre en temps moyen du signal en fonction de la profondeur optique verticale intégrée et de l'extension verticale du nuage (par défaut :  $\theta = 60^\circ$ ,  $PO = 2$ , altitude supérieure du nuage 1 km sous le maximum de développement de la gerbe, extension verticale du nuage 1 km). Le spectre moyen des photoélectrons est obtenu à partir du spectre en temps des photons sur la lentille en simulant 100 fois la réponse du détecteur. Les temps correspondant aux impacts de la gerbe sur la couche d'aérosols (alt. 2 km) et à la surface de la Terre sont superposés aux spectres. Les spectres moyens des composantes "fluorescence directe" et "Cerenkov réfléchi au sol" (une seule interaction) sont superposés au signal total, les fluctuations statistiques n'étant pas représentées dans ces deux cas

On étudie à présent l'effet du détecteur et de la sélection des pixels décrite en section 7.5.1 sur l'amplitude de ces pics de multi-diffusion. A GTU fixée, ne considérer que les photo-électrons situés dans le pixel repérant la position de la gerbe dans le champ de vue permet d'étudier l'intrication spatiale et temporelle des photons multi-diffusés avec le signal de base.

Pour chacun des événements présentés en section 6.3, la réponse du détecteur est simulée à cent reprises pour une configuration du télescope de type EUSO (diamètre d'entrée de la pupille 2.3 m). Les spectres en temps moyens des photo-électrons sont présentés sur les figures 7.27, 7.28, 7.29 et 7.30. Les barres d'erreur représentent l'effet des fluctuations statistiques dues à la réponse du détecteur. Les spectres moyens du signal de base sont superposés, les fluctuations statistiques n'étant dans ce cas pas représentées.

On peut constater que le pic de diffusion correspondant à l'impact de la gerbe sur les aérosols ou les nuages est de beaucoup plus faible amplitude que celui observé en section 6.3 lorsque le signal lumineux était intégré dans tout le champ de vue. L'évènement simulé à  $\theta = 60^\circ$  en présence d'aérosols de type rural (5 km vis.) en est une illustration (figure 7.27 (gauche)). Suite à la sélection des pixels, le rapport entre l'amplitude du pic de diffusion et le maximum de la fluorescence directe est diminué d'un facteur 8 environ.

L'amplitude du pic de diffusion sur les aérosols et les nuages est généralement faible comparée aux fluctuations statistiques du signal. Pour un angle zénithal  $\theta = 60^\circ$  et un nuage d'extension verticale 1 km situé à 1 km d'altitude sous le maximum de développement de la gerbe, on ne le voit apparaître que pour des profondeurs optiques supérieures ou égales à 4 (figure 7.30). Pour un nuage de profondeur optique égale à 2, d'extension verticale 1 km et situé à 1 km d'altitude sous le maximum de développement, on voit apparaître un pic pour des angles zénithaux compris entre  $20^\circ$  et  $40^\circ$ . Même dans ces conditions particulières, l'amplitude moyenne du pic reste peu significative comparée aux fluctuations statistiques du signal.

On notera qu'en présence de couches d'aérosols de haute visibilité (23 km), le pic de diffusion correspondant à l'impact de la gerbe au sol est clairement visible pour des angles zénithaux inférieurs à  $60^\circ$ .

La déformation du signal en présence de nuages ou d'aérosols dépend de la trajectoire de la gerbe et des caractéristiques des couches de particules en suspension. L'apparition d'un pic de diffusion correspondant à l'impact de la cascade sur les nuages ou les aérosols n'est pas systématique. Aussi, il paraît peu probable que la seule structure du signal puisse fournir assez d'informations pour mettre en évidence et caractériser les couches de particules en suspension dans l'environnement de la gerbe, informations nécessaires pour assurer une résolution optimale. C'est pourquoi il est nécessaire de disposer d'un instrument de sondage de l'atmosphère embarqué aux côtés du télescope. Une série de tirs Lidar en direction de la gerbe détectée devrait permettre de mettre en évidence et de caractériser ces couches de particules en suspension.





# Conclusion

L'origine des particules cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV reste encore mal comprise. EUSO est un projet de détection spatiale de ce rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Son principe consiste à observer les photons de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques depuis un télescope embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale.

Durant ma thèse, j'ai participé à la conception et à la réalisation du logiciel ESAF, développé dans le cadre du projet EUSO pour étudier les caractéristiques de la détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. J'ai pris en charge la modélisation des différents processus à l'origine du signal lumineux détecté par le télescope : le développement analytique des gerbes atmosphériques, l'émission des photons de fluorescence et Cerenkov ainsi que leur propagation jusqu'à la lentille du télescope. J'ai introduit dans ce programme un modèle d'atmosphère ainsi qu'une base de données de la couverture nuageuse afin de décrire les variations des conditions atmosphériques avec la latitude, la longitude et le jour de l'année.

La simulation du transfert radiatif dans l'atmosphère ne se limite pas à un calcul de transmission. L'algorithme Monte-Carlo de propagation des photons dans l'atmosphère que j'ai développé a permis de simuler les diffusions simple et multiple des photons de fluorescence et Cerenkov émis par les gerbes atmosphériques, en conditions de ciel clair ainsi qu'en présence de nuages ou d'aérosols. Les comparaisons aux simulations Monte-Carlo de tirs Lidar dans les nuages montrent que cet algorithme simule la propagation des photons de manière satisfaisante.

L'outil de simulation que j'ai développé a permis de préciser l'influence de l'atmosphère sur les performances d'un détecteur spatial. Les variations des profils atmosphériques en conditions de ciel clair ont relativement peu d'impact sur le rendement de fluorescence et la transmission des photons dans l'atmosphère en conditions de ciel clair, mais les variations du profil de densité peuvent introduire des erreurs significatives sur la reconstruction de la profondeur du maximum de développement de la gerbe si elles ne sont pas prises en compte.

L'algorithme de propagation Monte-Carlo a permis de montrer que la contribution des photons diffusés au signal lumineux collecté par la lentille du télescope est importante. En conditions de ciel clair, leur intrication spatiale et temporelle avec le signal de fluorescence reste néanmoins faible, exception faite du Cerenkov simplement diffusé. Ce dernier contribue de manière significative au signal détecté contrairement à la fluorescence simplement diffusée et aux photons multi-diffusés. L'impact de ces deux dernières composantes n'avaient pas encore été étudié. J'ai pu montrer qu'après une sélection des pixels selon la trace de la fluorescence dans le champ de vue,

elles contribuent peu au signal détecté, et ne dégradent pas de manière significative les résolutions sur l'énergie et la profondeur du maximum de développement de la gerbe.

L'utilisation de la base de données TOVS a permis de montrer que la présence d'une couverture nuageuse dans le champ de vue d'un télescope spatial est fréquente. Les déformations du signal induites par la diffusion des photons dans les nuages sont complexes. En simulant de manière détaillée la trajectoire des photons multi-diffusés dans les nuages, j'ai montré que l'apparition d'un pic de diffusion correspondant à l'impact de la gerbe sur une couverture nuageuse n'est pas systématique. Aussi, une mise en évidence de la présence d'un nuage dans l'environnement de la gerbe paraît difficile en utilisant uniquement la structure du signal en temps. L'utilisation d'un Lidar embarqué aux côtés du télescope spatial apparaît donc nécessaire à la mise en évidence et à la caractérisation des couches de particules en suspension dans l'air.

Muni d'un algorithme Monte-Carlo de la diffusion multiple des photons dans l'atmosphère, ESAF est un outil performant pour simuler les différentes étapes de la détection des gerbes atmosphériques par un télescope spatial. Développé dans le cadre du projet EUSO, il pourrait être utilisé par les futures expériences dédiées à la détection des RCUHE depuis l'espace. Une simulation du détecteur adaptée à la configuration du nouveau projet serait nécessaire, mais l'ensemble de la chaîne de simulation depuis l'interaction du rayon cosmique jusqu'au transfert des photons sur la lentille du télescope reste valable.





## Annexe A

# Distributions en latitude et longitude des positions de l'ISS

Les distributions en latitude et longitude des positions de la Station Spatiale Internationale ont été présentées au chapitre 2. On donne ici quelques détails des calculs effectués.

L'orbite de la Station Spatiale est inclinée de  $51.6^\circ$  par rapport à l'équateur et se situe entre 335 et 460  $km$  d'altitude. Effectuant 16 révolutions par jour, sa vitesse projetée au sol est d'environ  $7 km.s^{-1}$ . L'orbite de l'ISS détermine la distribution en latitude et longitude de la position du télescope autour du globe. Les propriétés de l'atmosphère diffèrent selon la latitude et la longitude, et il est nécessaire d'estimer la fréquence avec laquelle une portion du globe sera observée par le télescope.

Pour réaliser ce calcul, on effectue un changement de repère, en passant du repère  $R_s$  centré sur l'axe de rotation de l'ISS au repère  $R_t$  centré sur l'axe de rotation de la Terre (figure A.1 (haut)). Dans le repère  $R_s$ , l'orbite de l'ISS est contenue dans le plan horizontal  $(X_0, Y_0)$ , et la "longitude"  $\varphi_0$  correspondante est répartie uniformément. Le changement de repère s'opère grâce à la rotation  $R(Y_0, \alpha_{orb})$  d'axe  $Y_0$  et d'angle  $\alpha_{orb} = 51^\circ$  (inclinaison de l'orbite). Le changement de repère permet alors d'exprimer la latitude  $\theta_{lat}$  et la longitude  $\varphi$  d'un point de l'orbite dans le repère  $R_t$ , en fonction de l'angle  $\varphi_0$  :

$$\sin \theta_{lat} = -\sin \alpha_{orb} \times \cos \varphi_0 \quad (\text{A.1})$$

$$\tan \varphi = \frac{\tan \varphi_0}{\cos \alpha_{orb}} \quad (\text{A.2})$$

Les distributions de la position de l'ISS en fonction de la latitude  $\theta_{lat}$  et de la longitude  $\varphi$  (exprimées en degrés) sont alors données par :

$$f(\theta_{lat}) = \frac{\cos \theta_{lat}}{180 \sqrt{(\sin \alpha_{orb})^2 - (\sin \theta_{lat})^2}} \quad (\text{A.3})$$

$$f(\varphi) = \frac{\cos \alpha_{orb}}{360} \frac{1 + (\tan \varphi)^2}{1 + (\tan \varphi \cos \alpha_{orb})^2} \quad (\text{A.4})$$

ANNEXE A. DISTRIBUTIONS EN LATITUDE ET LONGITUDE DES POSITIONS DE L'ISS*i*

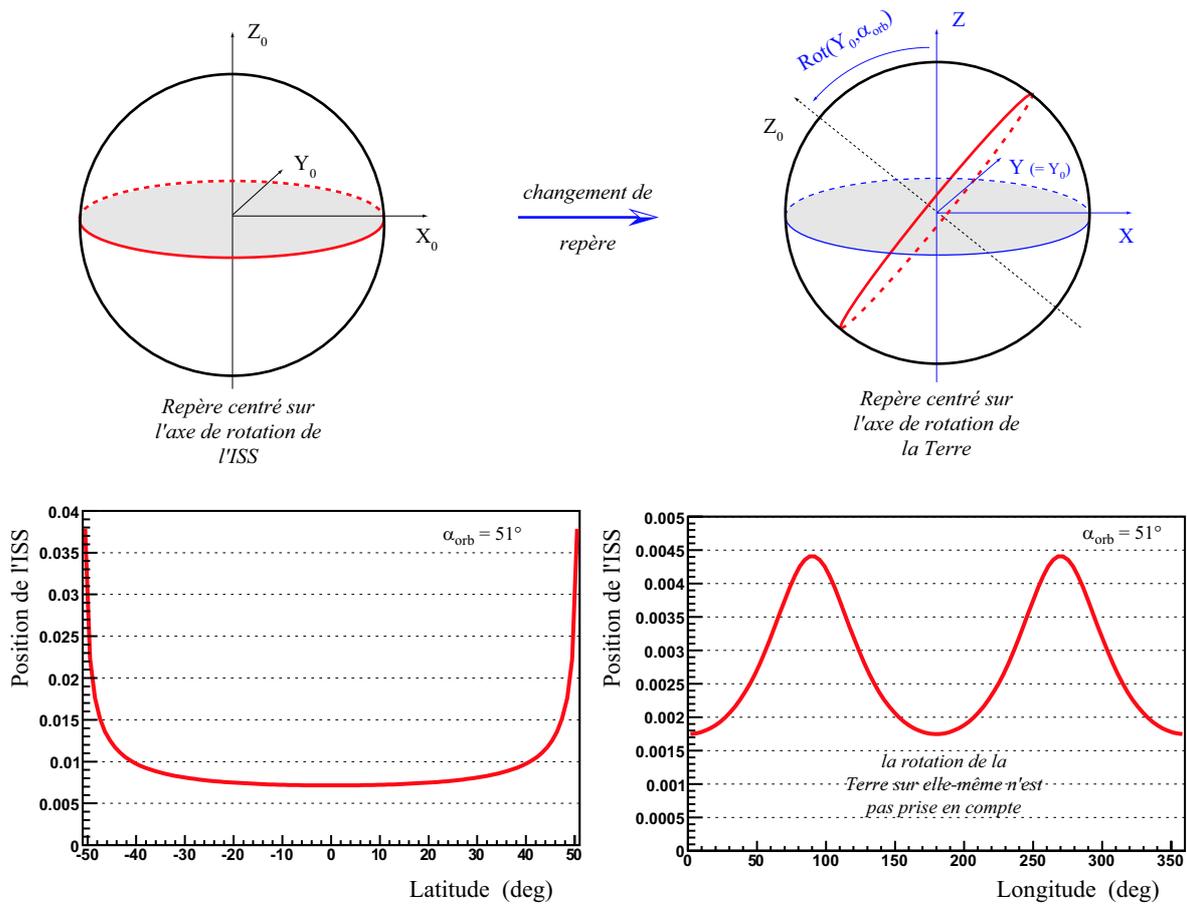


FIG. A.1 – (*haut*) Schéma de principe du changement de repère effectué pour calculer les distributions en latitude et longitude de la position de l'ISS; (*bas*) Distributions en latitude et longitude issues de ce calcul

## ANNEXE A. DISTRIBUTIONS EN LATITUDE ET LONGITUDE DES POSITIONS DE L'ISS<sup>iii</sup>

Ces distributions sont normalisées à 1 par intégration sur les intervalles angulaires  $[-51^\circ, 51^\circ]$  et  $[0^\circ, 360^\circ]$  respectivement.

Comme l'indique la figure A.1 (bas), l'ISS passe plus de temps aux basses et hautes latitudes que dans la zone équatoriale. La configuration géométrique utilisée pour ce calcul est telle que les passages à l'équateur s'opèrent aux longitudes de  $90^\circ$  et  $270^\circ$  (i.e. sur l'axe  $Y$  dans le repère de la Terre  $R_t$ ). Ces passages à l'équateur correspondent à la valeur maximale de la distribution en longitude. Les passages à  $|\theta_{lat}| = 51^\circ$  (i.e. sur l'axe  $X$  dans le repère de la Terre  $R_t$ ) correspondent à la valeur minimale de la distribution en longitude.

La rotation de la Terre sur elle-même n'a pas été prise en compte dans ces calculs. Elle se traduit par un décalage de phase de la distribution en longitude. La station spatiale effectue une révolution complète en  $90 \text{ min}$  environ. Pendant ce temps, la Terre tourne de  $23^\circ$  autour de son axe. Ainsi, au terme de 4 révolutions de la station, la Terre a tourné d'environ  $90^\circ$  autour de son axe, et la distribution en longitude se trouve en opposition de phase avec celle représentée sur la figure A.1. En première approximation, on peut considérer que la distribution en longitude moyennée sur quelques jours est uniforme. Par la suite, lorsque l'on considérera la distribution en longitude moyennée sur toute la durée de l'expérience ( $3 \text{ ans}$ ), on la supposera uniforme. On notera que la rotation de la Terre n'a aucun effet sur la distribution en latitude.

## Annexe B

# Section efficace proton-air à haute énergie

On a présenté au chapitre 3 les méthodes utilisées pour mesurer la section efficace proton-air à très haute énergie par l'intermédiaire du rayonnement cosmique. Au-delà de  $10^{14}$  eV, la section efficace peut être déduite de la distribution de la profondeur du maximum  $X_{max}$ . Après avoir donné quelques détails sur le principe de cette mesure, on estime l'impact de la variation des conditions atmosphériques sur la détermination de la section efficace.

### Principe de la mesure

Pour un flux pur en proton, et en omettant les fluctuations intrinsèques du développement de la gerbe (la quantité  $X_{rise} = X_{max} - X_1$  étant alors constante), les fluctuations du maximum sont déterminées par celles du premier point d'interaction  $X_1$ . Pour  $X > X_{rise}$ ,  $X_{max}$  est donc distribué selon une loi exponentiellement décroissante (figure B.1 (gauche)) :

$$P(X_{max} > X) \propto \exp(-X/\lambda_{p-air}) \quad (\text{B.1})$$

dont la pente est directement reliée à la longueur d'interaction proton-air. Néanmoins, l'effet des fluctuations de la gerbe sur la distribution de  $X_{max}$  n'est pas négligeable et la précédente formule doit être modifiée [85] :

$$P(X_{max} > X) = B \cdot \exp(-X/(k\lambda_{p-air})) \quad (\text{B.2})$$

$B$  étant un coefficient de normalisation. Le facteur  $k$  ( $> 1$ ) reflète l'aplanissement de la queue de distribution par les fluctuations du développement, engendrées principalement par l'asymétrie du spectre d'inélasticité des interactions hadroniques.

La figure B.1 illustre l'effet des fluctuations intrinsèques de la gerbe sur la détermination de la longueur d'interaction proton-air. Les distributions ont été obtenues en simulant dix mille gerbes de proton entre  $10^{19}$  eV et  $5 \cdot 10^{20}$  eV avec UNISIM. UNISIM est un programme hybride de développement des gerbes, combinant simulation Monte-Carlo et formules analytiques [108]. C'est un programme de simulation rapide qui traite les fluctuations aux premières étapes du développement et intègre le modèle hadronique haute énergie SYBILL. La courbe de gauche représente la distribution du  $X_{max}$  si l'on ne tient compte que des fluctuations du premier point d'interaction. Le fit

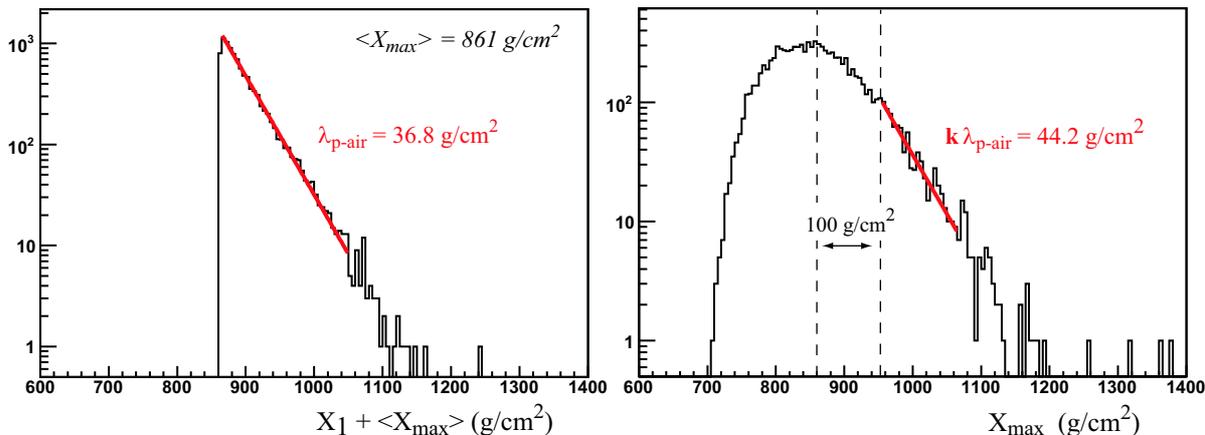


FIG. B.1 – Distribution du  $X_{max}$ , gerbes de proton simulées par UNISIM - (gauche) fluctuations du premier point d'interaction, sans les fluctuations intrinsèques de la gerbe - (droite) avec les fluctuations de la gerbe

de la queue de distribution donne une longueur d'interaction proton-air d'environ  $37 \text{ g.cm}^{-2}$ , correspondant à la section efficace d'environ  $660 \text{ mb}$  donnée par SYBILL (section 3.2.3.2, figure 3.4).

La figure de droite intègre les fluctuations intrinsèques de la gerbe et la distribution s'en trouve élargie. Le fit donne une longueur d'interaction apparente augmentée d'un facteur  $k \sim 1.20$  par rapport à la valeur établie sans les fluctuations. Ce type d'analyse n'inclut pas le maximum de la distribution dans l'intervalle de fit car la présence de noyaux lourds est susceptible de déformer la distribution de  $X_{max}$ . On a vu en effet en section 3.1 que la profondeur du maximum dépend de la masse du noyau. Les protons étant cependant les hadrons les plus pénétrants, limiter l'intervalle de fit à la partie haute du spectre permet de s'affranchir en partie de cet effet. Ainsi, en présence de 30% de  $\text{Fe}^1$ , un fit  $100 \text{ g.cm}^{-2}$  après le maximum ne dégrade pas la résolution [85]. L'hélium et les gammas étant aussi très pénétrants, leur présence en proportion significative pourrait fausser la détermination de la section efficace. Une présence de 40% d'hélium introduirait une erreur de l'ordre de 10%. [85].

La détermination de longueur d'interaction proton-air met en jeu deux paramètres physiques inconnus a priori et la détermination de  $\sigma_{p\text{-air}}^{inel}$  requiert une hypothèse sur l'inélasticité des interactions, fournie par les modèles hadroniques. De manière plus générale, la mesure de  $k\lambda_{p\text{-air}}$  permet de rejeter les modèles dont le couple  $(K_{inel}, \sigma_{p\text{-air}}^{inel})$  n'est pas compatible avec les observations.

## Effets des variations atmosphériques

On a étudié au chapitre 3 l'impact des variations du profil de densité de l'atmosphère sur la reconstruction de la profondeur du maximum  $X_{max}$  (section 3.6.4). On détaille ici comment se répercutent les erreurs associées à la méconnaissance du profil de densité sur la queue de distribution de  $X_{max}$ , et par conséquent sur la détermination de la section efficace proton-air. On rappelle que les variations du profil de densité de l'atmosphère sont modélisées grâce au modèle MSISE,

<sup>1</sup>proportion publiée par la collaboration HiRes

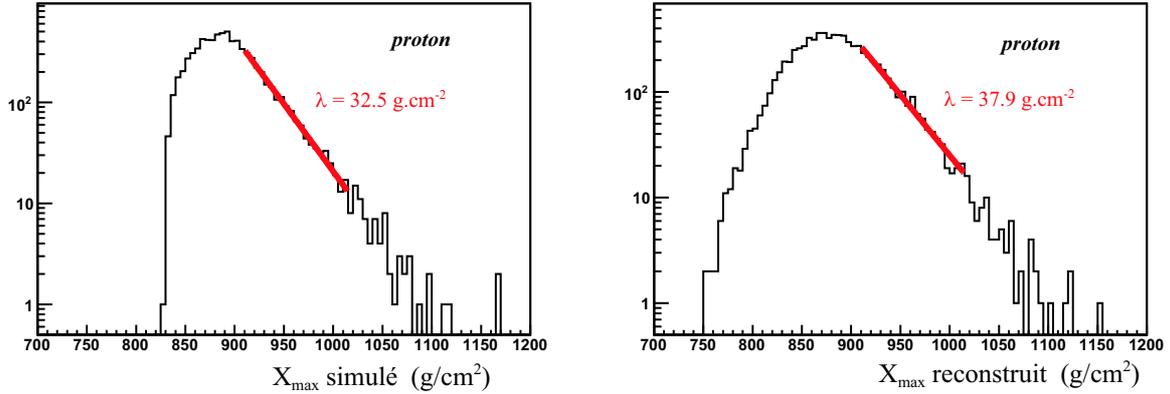


FIG. B.2 – Effet des variations du profil de densité sur la détermination de la longueur d’interaction proton-air (simulation *Proton\_MSISE* : spectre en énergie plat en  $\log E$  entre  $5 \times 10^{19}$  et  $5 \times 10^{20}$  eV, flux isotrope; la longitude, la latitude et le jour de l’année associés à chaque évènement sont aléatoirement déterminés en fonction de l’orbite de l’ISS et le profil de densité correspondant est fourni par le modèle MSISE)

et les conditions atmosphériques simulées sont réparties en latitude, longitude et jour de l’année selon la trajectoire de l’orbite de l’ISS.

Les erreurs induites par les variations du profil de densité aplanissent la queue de distribution du  $X_{max}$  reconstruit (figure B.2). Ainsi, la longueur d’interaction proton-air déterminée à partir de la distribution reconstruite surestime d’un facteur 1.17 la valeur donnée par la simulation. Concernant la mesure de la section efficace proton-air, l’impact des variations du profil de densité est donc du même ordre de grandeur que celui des fluctuations du développement des gerbes (section 3.2.3.2).





# Bibliographie

- [1] P. Auger et al., *Rev. Mod. Phys.* **11** (1939) 288
- [2] P. Bassi et al., *Phys. Rev.* **92** (1953) 441
- [3] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 146
- [4] J. Cronin, T.K. Gaisser, and S.P. Swordy, *Sci. Amer.* **276** (1997) p.44
- [5] M. Nagano, A.A. Watson, *Reviews of Modern Physics*, vol. 72, No. 3, July 2000
- [6] T.K. Gaisser, T. Stanev, *Nucl. Phys. A* **777** (2006) 98-110
- [7] J.R. Hörandel, *Astropart. Phys.* **21** (2004) 241-265
- [8] A. Haungs et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151** (2006) 167-174
- [9] E.S. Seo, *Adv. in Space Res.* **33** (2004) 1777-1785
- [10] R. Aloisio et al., *Astropart. Phys.* **27** (2007) 76-91
- [11] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1169
- [12] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [13] M. Ostrowski, astro-ph/0101053 v2 (2002)
- [14] A.A. Penzias and R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142** (1965) 419
- [15] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748
- [16] G.T. Zatsepin and V.A. Kuz'min, *JETP Lett.* **4** (1966) 78
- [17] S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* **89** (1993) 833
- [18] R.J. Protheroe and P. Johnson, *Astropart. Phys.* **4** (1996) 253
- [19] J.W. Cronin, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **138** (2005) 465-491
- [20] D. De Marco et al., *Astropart. Phys.* **20** (2003) 53-65
- [21] P.P. Kronberg, *Rep. Prog. Phys.* **57** (1994) 325
- [22] H. Ohoka et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **385** (1996) 268
- [23] R.M. Baltrusaitis et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **240** (1985) 410
- [24] J. Boyer et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **482** (2002) 457
- [25] Pierre Auger Project, Technical Design Report (2004)
- [26] G.B. Thomson for the HiRes collaboration, astro-ph/0609403
- [27] N. Hayashida et al., *Astropart. Phys.* **10** (1999) 303-311; N. Hayashida et al., astro-ph/9906056

- [28] M. Takeda et al., *Astroph. J.* **522** (1999) 225-237
- [29] J. Abraham et al., *Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory*, *Astropart. Phys.* (2007), doi :10.1016/j.astropartphys.2006.11.002 (article in press)
- [30] J.A. Bellido, R.W. Clay, B. R. Dawson, M. Johnston-Hollitt, *Astropart. Phys.* **15** (2001) 167-175
- [31] M. A. Lawrence et al., *J. Phys. G* **17** (1991) 733
- [32] B. N. Afanasiev et al., *Proc. of the Tokyo Workshop on Techniques for the Study of the Extremely High Energy Cosmic Rays*, University of Tokyo (1993)
- [33] Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.* **13** (2000) 151-160
- [34] M. Teshima et al., *Proc. 28th ICRC*, Tokyo (2003)
- [35] M. Ave et al., *Phys. Rev.* **D65** (2002) 063007
- [36] M. Shinozaki et al., *Astrophys. J.* **571** :L117-L120 (2002)
- [37] M. Risse et al., *Proc. 29th ICRC*, Pune **7** (2005) 143-146
- [38] J. Abraham et al., *Astropart. Phys.* **27** (2007) 155-168
- [39] P. Sokolsky, J. Belz and the HiRes collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune (2005); *astro-ph/0507485*
- [40] N. Hayashida et al., *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **21** (1995) 1101-1119
- [41] T. Abu-Zayyad et al., *Phys. Rev. Let.* **19** (2000) 4276-4279
- [42] J. Linsley, *Call for Projects and Ideas in High Energy Astrophysics* (1979)
- [43] EUSO PI and EUSO-Collaboration, *EUSO Instrument - Report on the Phase A Study (Red-Book) - Updates*, EUSO-PI-REP-005-1 (2004)
- [44] Y. Takizawa et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **166** (2007) 72-76
- [45] L. Tkatchev et al., *28th ICRC* (2003) 497-500
- [46] D. Ardouin et al., *Astropart. Phys.* **26** (2006) 341-350
- [47] C. Grupen et al., *Brazilian J. of Phys.*, vol 36, no. 4A, December 2006
- [48] NASA, EUSO-OM-DESIGN-001-2 (2003)
- [49] P. Abreu et al., EUSO-SDA-REP-012 (2003)
- [50] National Aeronautics and Space Administration (NASA), National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), United States Air Force, *U.S. Standard Atmosphere*, 1976 (NASA-TM-X-74335) 241p
- [51] [http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/us\\_standard.html](http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/us_standard.html)
- [52] NASA, *U.S. Standard Atmosphere Supplements* (1966), U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- [53] J.M. Picone, A.E. Hedin, D.P. Drob, and A.C. Aikin, *NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues*, *J. Geophys. Res.*, **107** (A12), 1468, doi :10.1029/2002JA009430, 2002.
- [54] A. E. Hedin, *Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere*, *J. Geophys. Res.* **96** (1991) 1159-1172

- [55] K. Labitzke, J. J. Barnett, and B. Edwards (eds.), Handbook MAP 16, SCOSTEP, University of Illinois, Urbana, 1985
- [56] <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/nrlmsise00.html>
- [57] <http://www.ozonelayer.noaa.gov/action/tovs.htm>
- [58] C. J. Stubenrauch et al., *Journal of climate* **19** (2006) 5531-5553
- [59] N. A. Scott et al., *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **80** (1999) 2679-2701
- [60] F.X. Kneizys et al., *The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 MODEL* (1996)
- [61] J. P. Burrows et al., *The Global Ozone Monitoring Experiment (GOME) : Mission Concept and First Scientific Results*, *J. Atmos. Sci.* **56** (1999)151-175
- [62] M. Coldewey et al., *Surface UV-flux estimation from GOME : Impact of wavelength dependent effective albedo*, ERS-Envisat Symposium "Looking down to earth in the new Millennium", ESA Special Publication 461, CD-ROM, ISBN 92-9092-685-6, ESA Publications Division, Noordwijk, Holland, 2000
- [63] A. Richter and J. P. Burrows, *Adv. Space Res.* **29** (2002) 1673-1683
- [64] A. Thea et al., 29th ICRC, Pune **00** (2005) 101-104
- [65] <http://root.cern.ch/>
- [66] S. Bottai et al., EUSO-SIM-REP-003-1 (2002)
- [67] A. Thea et al., 29th ICRC, Pune **8** (2005) 129-132
- [68] A. Theta, International Workshop "The UHE Universe : a vision for the next decade" (2006), [http://www.roma2.infn.it/uhe\\_workshop06/](http://www.roma2.infn.it/uhe_workshop06/)
- [69] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, third ed., Oxford University Press, London (1954)
- [70] J. Matthews, *Astropart. Phys.* **22** (2005) 387-397
- [71] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [72] J. Knapp et al., *Astropart. Phys.* **19** (2003) 77-99
- [73] R. Engel, 27th ICRC (2001) 181
- [74] Gaisser et al., *Phys. Rev. D* **47** (1993) 1919
- [75] D. Heck et al., *CORSIKA : A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA 6019 (1998)
- [76] S. J. Sciutto, *AIRES A system for air shower simulations* (1998)
- [77] W. R. Nelson et al., Report SLAC 25 (1985)
- [78] A. M. Hillas, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52** B (1997)
- [79] L. D. Landau and I. J. Pomeranchuk, *Dok. Akad. Nauk. SSSR* **92** (1953) 535-735
- [80] A. B. Migdal, *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811
- [81] S. Klein, *Rev. Mod. Phys.* **71** (1999) 1501-1538
- [82] N. N. Kalmykov et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52** (1997) 17
- [83] R. S. Fletcher et al., *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5710
- [84] J.R. Hörandel et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151** (2006) 205-208

- [85] J. Alvarez-Muniz et al., Phys. Rev. D **69** (2004) 103003
- [86] H. H. Mielke et al., J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **20** (1994) 637-649; G. B. Yodh et al., Phys. Rev. D **27** (1983) 1183-1186; T. K. Gaisser et al., Phys. Rev. D **36** (1987) 1350-1357
- [87] S. Ostapchenko (2004) astroph/0412591
- [88] M. Aglietta et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **75A** (1999) 222-224
- [89] M. Honda et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 525-528
- [90] R. M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1380-1383
- [91] M. M. Block, F. Halzen, T. Stanev, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4926-4928
- [92] J. Alvarez-Muniz et al., Phys. Rev. D **66** (2002) 033011
- [93] C. Song et al., Astropart. Phys. **14** (2000) 7-13
- [94] H. M. J. Barbosa et al., Astropart. Phys. **22** (2004) 159-166
- [95] V. de Souza et al., Phys. Rev. D **73** (2006) 043001
- [96] C. L. Pryke, Astropart. Phys. **14** (2001) 319-328
- [97] A. N. Cillis, Phys. Rev. D **59** (1999) 113012
- [98] X. Bertou, P. Billoir, S. Dagoret-Campagne, Astropart. Phys. **14** (2000) 121-130
- [99] S. Yoshida, M. Teshima, Progress of Theoretical Physics **89** (1993) 833
- [100] R. Gandhi et al., Astropart. Phys. **5** (1996) 81-110
- [101] M. Ambrosio et al., Astropart. Phys. **24** (2005) 355-371
- [102] I. Y. Crewther and R. J. Protheroe, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **16** (1990) L13-L20
- [103] O. Catalano et al., 27th ICRC (2001) 498
- [104] J. Linsley, 27th ICRC (2001) 502
- [105] T. K. Gaisser and A.M. Hillas, 15th ICRC, Plovdiv, **8** (1977) 353-357
- [106] T. Abu Zayyad et al., Astropart. Phys. **16** (2001) 1-11
- [107] C. Song, Astropart. Phys. **22** (2004) 151-158
- [108] S. Bottai et al., EUSO-SIM-REP-003-1 (2002)
- [109] D. V. Naumov, EUSO-SDA-REP-015 (2003)
- [110] T. Antoni et al., Astropart. Phys. **14** (2001) 245-260
- [111] D. J. van der Walt, J. Phys. G : Nucl. Phys. **14** (1988) 105-113
- [112] M. Nagano et al., J. Phys. G : Nucl. Phys. **10** (1984) L235-L239
- [113] D. Gora et al., Astropart. Phys. **24** (2006) 484-494
- [114] D. Gora et al., Astropart. Phys. **22** (2004) 29-45
- [115] J. N. Capdevielle, 27th ICRC (2001) 1-4
- [116] M. T. Dova et al., Astropart. Phys. **18** (2003) 351-365
- [117] A. M. Hillas, J. Phys. G : Nucl. Phys. **8** (1982) 1461-1473
- [118] M. Giller et al., J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) 97-105
- [119] F. Nerling et al., Astropart. Phys. **24** (2006) 421-437

- [120] G. Davidson and R. O'Neil, *Journal of Chemical Physics* **41** (1964) 3946-3955
- [121] A. N. Bunner, PhD thesis (1967) Cornell University
- [122] H. Brunet, thèse de l'université P. Sabatier, Toulouse (1973)
- [123] B. Keilhauer, PhD thesis (2003) Karlsruhe
- [124] B. Keilhauer et al., *Astropart. Phys.* **25** (2006) 259-268
- [125] M. Nagano et al., *Astropart. Phys.* **20** (2003) 293-309
- [126] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **372** (1996) 527-533
- [127] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (1964) Pergamon Press
- [128] B. Dawson, GAP-2002-067
- [129] M. Nagano et al., *Astropart. Phys.* **22** (2004) 235-248
- [130] <http://wwwlapp.in2p3.fr/IWFM05/>
- [131] J. W. Belz et al., *Astropart. Phys.* **25** (2006) 129-139
- [132] F. Arquero et al., *Astropart. Phys.* **26** (2006) 231-242
- [133] N. Sakaki et al., 29th ICRC Pune **8** (2005) 185-188
- [134] M. Risse and D. Heck, *Astropart. Phys.* **20** (2004) 661-667
- [135] S.M. Seltzer, M.J. Berger, *Int. J. of Applied Rad.* **35** (1984) 665
- [136] G. Lefeuvre et al., arXiv : 0704.1532v1 [astro-ph]
- [137] P. Colin et al., *Astropart. Phys.* (2007), doi :10.1016/j.astropartphys.2006.11.008
- [138] B. Buonomo et al., astro-ph/0703132v1
- [139] P. Privitera, *AIRFLY Fluorescence Yield measurements*, talk at Auger South Analysis Meeting, Sept. 2006
- [140] Particle Data Group, Review of Particle Physics, *Phys. Lett. B* **592** (2004)
- [141] F. Nerling, PhD thesis (2005) Karlsruhe
- [142] T. Stanev et al., 17th ICRC Paris **6** (1981) 256 ; J. W. Elbert et al., 18th ICRC Bangalore **6** (1983) 227 ; A. M. Hillas, *J. Phys. G : Nucl. Phys.* **8** (1982) 1461
- [143] R. M. Baltrusaitis et al., *J. Phys. G : Nucl. Phys.* **13** (1987) 115-119
- [144] Lord Rayleigh, *Philos. Mag.* **47** (1899) 375
- [145] A. Bucholtz, *Appl. Opt.* **34** (1995) 2765-2773
- [146] A. Abendschein, GAP-2003-059
- [147] R. Beer, Chapter 2 : *Transmission through the atmosphere*, in Laser Remote Chemical Analysis, R. M. Measures, ed., Vol. 94 of Chemical Analysis (Wiley, New York, 1988)
- [148] R. M. Baltrusaitis et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **240** (1985) 410-428
- [149] K. Reil, PhD thesis (2002), University of Utah
- [150] F.X. Kneizys et al., *The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 MODEL* (1996)
- [151] C.F. Bohren, Chapter 6 : *Scattering by Particles*, in Handbook of Optics, vol. 1 (McGraw-Hill, New York, 1995)

- [152] K. N. Liou, *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*, New York, Oxford University Press (1992)
- [153] D. Deirmendjian, *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*, New York, American Elsevier Pub. (1969)
- [154] A. M. Bass and R. J. Paur, Proc. of the Quadriennial Ozone Symposium in Halkidiki, Greece, edited by C. Zeferos and A. Ghaz (1985) 606-616 ; L. T. Molina and M. J. Molina, *J. Geophys. Res* **91** (1986) 14501-14509 ; K. Yoshino et al., *Planet. Space Sci.* **36** (1988) 395-398 ; M. Cacciani, A. diSarra, G. Fiocco, Dept. of Physics, University of Roma - La Sapienza, Italy, Internal Note No. 882 (1987)
- [155] C. K. Gatebe et al., *J. Atmos. Sc. - Special Edition* **62** (2005) 1072-1092
- [156] G. Agnetta et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **570** (2007) 22-35
- [157] P. Galeotti and the ULTRA collaboration, International Workshop "The UHE Universe : a vision for the next decade" (2006), [http://www.roma2.infn.it/uhe\\_workshop06/](http://www.roma2.infn.it/uhe_workshop06/)
- [158] L. C. Henyey, J. L. Greenstein, *Astrophys. J.* **93** (1941) 70-83
- [159] R. L. White, *Astrophys. J.* **229** (1979) 954-961
- [160] T. B. McKee, S. K. Cox, *J. Atmos. Sc.* **31** (1974) 1885-1892
- [161] T. B. McKee et al., *J. Atmos. Sc.* **40** (1983) 1016-1023
- [162] L. R. Bissonnette et al., *Appl. Phys. B* **60** (1995) 355-362
- [163] P. Bruscaaglioni et al., *Appl. Phys. B* **60** (1995) 325-329
- [164] P. Bruscaaglioni et al., *Pure Appl. Opt.* **7** (1998) 1273-1287
- [165] F. Montanet, EUSO-SIM-REP-009-1.2 (2004)
- [166] M. F. Ingham, *Rep. Prog. Phys.* **34** (1971) 875-912
- [167] L. M. Barbier, 26th ICRC, Salt Lake City, **5** (1999) 1
- [168] J. P. Hennes, *JGR* **71** (1966) 763
- [169] L. M. Barbier et al., *Astropart. Phys.* **22** (2005) 439-449
- [170] C. Berat et al., Rapport ISN-03-01
- [171] C. Berat et al., 28th ICRC (2003) 927-930
- [172] O. Catalano et al., *Nucl. Inst. Meth. A* **480** (2002) 547-554
- [173] G. K. Garipov et al., *Astropart. Phys.* **24** (2005) 400-408
- [174] C. Mayhew, R. Simmon, NASA / GFSC, NOAA / NGDC, DMSP Digital Archive
- [175] M. A. Huang, 27th ICRC (2001) 687-690
- [176] EUSO PI and EUSO-Collaboration, *EUSO Instrument - Report on the Phase A Study (Red-Book) - Updates*, EUSO-PI-REP-005-1 (2004)
- [177] M. Takeda et al., *Astropart. Phys.* **19** (2003) 447-462
- [178] R. U. Abbasi et al., *Phys. Lett. B* **619** (2005) 271-280
- [179] J. Blümer, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **29** (2003) 867-879
- [180] T. Abu-Zayyad et al., *Astropart.* **16** (2001) 1-11



## Résumé

EUSO est un projet de détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Son principe consiste à observer les photons de fluorescence émis par les gerbes atmosphériques depuis un télescope embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale.

Au cours de cette thèse, un logiciel de simulation a été développé pour étudier les caractéristiques de ce nouveau concept de détection. Il modélise les différentes étapes de la détection : développement des gerbes atmosphériques, génération des photons de fluorescence et Cerenkov, et transfert des photons jusqu'à la lentille du télescope. Il inclut notamment un algorithme Monte-Carlo de propagation des photons dans l'atmosphère, traitant la diffusion multiple en conditions de ciel clair ainsi qu'en présence de nuages et d'aérosols.

Avec ce programme de simulation, l'impact des conditions atmosphériques sur les performances d'un détecteur spatial a été étudié. La modélisation précise de la propagation des photons dans l'atmosphère a permis de quantifier la contribution des photons diffusés au signal détecté.

## Abstract

EUSO is a project of ultra-high energy cosmic rays detection from space. Its concept relies on the observation of fluorescence and Cerenkov photons emitted by extensive air showers from a telescope located on the International Space Station.

During this thesis, a simulation software has been developed to study the characteristics of this innovative concept of detection. It deals with the different steps of the detection chain : extensive air shower development, emission of fluorescence and Cerenkov light, and radiative transfer to the telescope. A Monte-Carlo code has been implemented to simulate the propagation of photons through the atmosphere, dealing with multiple scattering in clear sky conditions as well as in presence of aerosols and clouds.

With this simulation program, the impact of atmospheric conditions on the performances of a spaceborn detector has been studied. The precise treatment of photons propagation through the atmosphere has permitted to quantify the scattered light contribution to the detected signal.

## Mots Clefs

Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, détection spatiale, EUSO, ESAF, atmosphère, MSISE, gerbes atmosphériques, fluorescence, Cerenkov, diffusion multiple Monte-Carlo, nuages, TOVS, aérosols, LOWTRAN 7, acceptance, taux de comptage.

*La version électronique de ce document est accessible publiquement à l'adresse suivante  
<http://tel.archives-ouvertes.fr>*