

Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Disciplines : Physique, Astrophysique, Sciences de l'Espace et Planétologie

Présentée et soutenue par **Adrien Cheminet**
le 10 octobre 2013

Développement d'un système opérationnel de spectrométrie des neutrons dédié à la caractérisation dynamique de l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre

JURY (provisoire)

M. Alain Klotz, président
M. Erwin Flückiger, rapporteur
M. Marin Chabot, rapporteur
M. Guillaume Hubert, directeur de thèse
Mme Véronique Lacoste, encadrant
XX XXXXX, examinateur

Ecole doctorale :

Aéronautique Astronautique

Unité de recherche :

Equipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES

Directeurs de Thèse :

M. Guillaume Hubert, M. Daniel Boscher

TABLE DES MATIERES

Table des matières.....	3
Liste des Sigles et des Acronymes	7
Introduction Générale	11
Chapitre I. De l'environnement radiatif spatial à l'environnement radiatif atmosphérique	17
I.1 L'Environnement Radiatif Spatial	17
I.1.1 Le Rayonnement Cosmique Galactique	17
I.1.1.a Histoire et définition	17
I.1.1.b Physique et transport dans l'héliosphère/magnétosphère	18
I.1.1.c Modèle du Champ de Force.....	21
I.1.1.d Spectres ISL et mesures expérimentales	24
I.1.1.e Modulation Solaire	28
I.1.1.f Rigidité de coupure géomagnétique	30
I.1.2 Les événements solaires.....	34
I.1.2.a Les éruptions solaires (SF)	34
I.1.2.b Les Ejections de Masse Coronale (CME).....	35
I.1.2.c Effets : Ground Level Enhancement et Décroissance Forbush	37
I.2 L'Environnement Radiatif Atmosphérique	42
I.2.1 Les Grandes Gerbes Atmosphériques	42
I.2.1.a Histoire et définition	42
I.2.1.b Physique et Transport des particules dans l'atmosphère.....	43
I.2.1.c Particules secondaires.....	47
I.2.2 Les neutrons atmosphériques.....	49
I.2.2.a Nature et Effets	49
I.2.2.b Caractérisation du spectre neutronique - Etat de l'art	51
Chapitre II. Spectrométrie des neutrons étendue au domaine des hautes énergies	57
II.1 Présentation du système de mesure retenu	57
II.1.1 Description du système HERMEIS	57
II.1.1.a Spectrométrie par sphères de Bonner : Généralités.....	57
II.1.1.b Les sphères classiques	58
II.1.1.c Les sphères étendues au domaine des hautes énergies	61
II.1.1.d Electronique d'acquisition.....	61
II.1.2 La déconvolution.....	63
II.1.2.a Formulation mathématique du problème et méthodes existantes	63
II.1.2.b Méthode itérative : GRAVEL	64
II.1.2.c Méthode Métaheuristique : Recuit Simulé	65
II.1.3 Calcul des fonctions de réponse	68
II.1.3.a Avec le Code MCNPX	68
II.1.3.b Avec le Code GEANT4.....	73
II.1.3.c Comparaison et bilan	77
II.2 Validation expérimentale des fonctions de réponse	79
II.2.1 Les installations de référence	79
II.2.1.a Les sources de radionucléides.....	79

II.2.1.b	Les champs monoénergétiques.....	82
II.2.1.c	Les champs quasi-monoénergétiques	85
II.2.1.d	Le champ réaliste ANITA	87
II.2.1.e	Le champ réaliste CERF	90
II.2.2	Réponses inférieures à 20 MeV	92
II.2.2.a	Sources et Facteur de normalisation.....	92
II.2.2.b	Résultats au NPL.....	94
II.2.3	Domaine des hautes énergies (> 20 MeV)	97
II.2.3.a	Champs quasi-monoénergétiques TSL.....	97
II.2.3.b	Champ réaliste : ANITA.....	100
II.2.3.c	Champ réaliste : CERF	101
II.2.3.d	Bilan : Incertitudes à hautes énergies	104
Chapitre III.	Caractérisation du Système et premières mesures environnementales	105
III.1	Mesure du Mouvement propre et Test de stabilité en environnement à bas bruit..	105
III.1.1	Vérification de la charge en hélium 3 des compteurs proportionnels	105
III.1.2	Mesure du bruit intrinsèque des compteurs proportionnels.....	108
III.1.2.a	Description du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB)	108
III.1.2.b	Estimation du bruit à -70 m et à -500 m	110
III.1.3	Stabilité de l'électronique d'acquisition	112
III.1.3.a	Réglages Haute Tension et Seuil de discrimination.....	112
III.1.3.b	Stabilité en présence d'une source neutronique.....	113
III.2	Premières mesures environnementales en altitude	115
III.2.1	Sites de mesures	116
III.2.1.a	Mesures au LSBB à +500 m et à +1000 m	116
III.2.1.b	Mesures au Pic du Midi de Bigorre à +2885 m.....	116
III.2.2	Instrumentation et méthodologie	117
III.2.2.a	Acquisition des données.....	117
III.2.2.b	Correction des effets de la pression atmosphérique	118
III.2.2.c	Déconvolution des données corrigées - EXPACS	120
III.2.3	Résultats des campagnes de mesures	121
III.2.3.a	Au LSBB	121
III.2.3.b	Au Pic du Midi.....	121
III.2.3.c	Bilan - Comparaison des trois spectres	122
III.3	Vers des mesures en continu à +2885 m	125
III.3.1	Méthodologie d'analyse continue.....	125
III.3.1.a	Acquisition automatisée et Interface Graphique.....	125
III.3.1.b	Traitement préliminaire des données.....	127
III.3.1.c	Déconvolution.....	127
III.3.1.d	Analyse des spectres neutroniques	127
III.3.2	Déconvolution : Etudes de sensibilité.....	128
III.3.2.a	Comparaison Recuit Simulé-GRAVEL	129
III.3.2.b	Effets du nombre d'itérations et du chi ²	130
III.3.2.c	Choix du spectre à priori : FLAT - EXPACS	132
III.3.2.d	Matrices de réponses en fluence.....	133
III.3.2.e	Particules secondaires chargées	134
III.3.2.f	Configurations - Nombre de sphères	138

III.3.3 Incertitudes	139
III.3.3.a Effets du pas de temps d'intégration	139
III.3.3.b Contributions des réponses et Enveloppe	141
III.3.4 Bilan sur la dynamique et critique	143
Chapitre IV. Mesures à long terme de l'environnement radiatif naturel neutronique	145
IV.1 Dynamique temporelle sur cinq mois d'acquisition et comparaison avec les Moniteurs à Neutrons	145
IV.1.1 Présentation des Moniteurs à Neutrons.....	145
IV.1.2 Démarche de l'étude	148
IV.1.3 Résultats et comparaison avec HERMEIS	151
IV.2 Résultats après deux ans de mesures	153
IV.2.1 Comptages des sphères de Bonner	153
IV.2.2 Flux total en fonction du pas de temps	155
IV.2.3 Flux intégrés selon les domaines d'énergie.....	156
IV.2.4 Oscillations saisonnières du flux.....	158
IV.2.4.a Amplitude et période des oscillations	158
IV.2.4.b Evolution à long terme et Activité solaire	160
IV.3 Quantification des oscillations saisonnières.....	163
IV.3.1 Interprétations des oscillations saisonnières	163
IV.3.1.a Précipitations annuelles.....	163
IV.3.1.b Humidité et épaisseur de neige.....	164
IV.3.2 Simulations Monte Carlo	166
IV.3.2.a Objectifs et Démarche	166
IV.3.2.b Données radiatives d'entrée (QARM).....	168
IV.3.2.c Modélisation géométrique - Nature de la roche - Neige - Air	170
IV.3.2.d Physique de transport et données de sortie	173
IV.3.2.e Résultats des simulations	174
Chapitre V. Lien avec les rayons cosmiques	181
V.1 Interface RCG-atmosphère avec GEANT4.....	181
V.1.1 Objectifs et démarche générale.....	181
V.1.2 Choix du spectre RCG incident	182
V.1.2.a Modèle ISL et rappel de l'approximation Champ de force	182
V.1.2.b Incidence des particules primaires	184
V.1.2.c Coupure géomagnétique	185
V.1.3 Modélisation de l'atmosphère	186
V.1.3.a Géométrie et maillage en couronnes	186
V.1.3.b Conditions T, P et H et densité en fonction de l'altitude	187
V.1.4 Physique implémentée dans GEANT4.....	188
V.1.4.a Listes physiques	188
V.1.4.b Approximation à haute énergie (2n2p)	188
V.1.4.c Scoring des particules secondaires	189
V.1.5 Reconstruction des spectres secondaires	189
V.1.5.a Formulation mathématique	189
V.1.5.b Validation et résultats : neutrons atmosphériques	190
V.1.5.c Résultats : particules chargées	193
V.2 Aspects dynamiques et modulation des GCR.....	195
V.2.1 Comparaison à long terme avec l'activité solaire	195

V.2.2 Evénements solaires du 24 ^{ème} cycle.....	197
V.2.2.a Mesurés avec HERMEIS.....	197
V.2.2.b Modulation des GCR pendant les événements solaires.....	202
Conclusions et Perspectives	207
Références Bibliographiques	211
Liste des Communications	231
Annexe A. Grandeurs Physiques et Dosimetrie	235
A.1 Grandeurs physiques.....	235
A.2 Grandeurs dosimétriques	236
A.3 Application : évaluation de la dose en continu.....	241
Annexe B. Fiabilité des Composants	243
B.1 Grandeurs et définitions	243
B.2 SEE au Pic du Midi	246
B.3 SEE au CERF	249
Annexe C. Les Muons Atmosphériques	251
C.1 Risque ‘muons’ et généralités	251
C.2 Caméra CCD	252

LISTE DES SIGLES ET DES ACRONYMES

ABS :	Additional Bonner Sphere
ACE :	Advance Composer Explorer
ACREM :	Air Crew Radiation Exposure Monitoring
ACROPOL :	high Altitude Cosmic-Ray ONERA/Pic du Midi Observatory Laboratory
AIR :	Atmosphere Ionizing Radiation
AIRES :	AIR shower Extended Simulations
AMS :	Alpha Magnetic Spectrometer
ANITA :	Atmospheric-like Neutrons from thlck TArget
AWIPEV :	Alfred-Wegner-Institute et Institut-Paul-Emile-Victor
BESS :	Balloon Borne Experiment with a Superconducting Spectrometer
BIC :	Binary Intranuclear Cascade
BON2010 :	Badhwar-O'Neill 2010
BSS :	Bonner Sphere Spectrometer
CAPRICE :	Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment
CCD :	Charged Couple Device
CEM :	Cascade Exciton Model
CERF :	CERN-EU high energy Reference Field
CERN :	Organisme Européen pour la Recherche Nucléaire
CME :	Coronal Mass Ejection
CMI (IFM) :	Champ Magnétique Interplanétaire (Interplanetary Magnetic Field)
CNES :	Centre National d'Etudes Spatiales
CORSIKA :	COsmic Ray SImulations for KAscade
CREAM :	Cosmic Ray Energetics And Mass
CREME :	Cosmic Ray Effect on MicroElectronics
CRIS :	Cosmic Ray Isotope Spectrometer
DESP :	Département d'Environnement SPatial
DGAC :	Direction Générale de l'Aviation Civile
DRAM :	Dynamic-Random Access Memory
EDF :	Electricité de France
EML :	Environmental Measurements Laboratory
ENDF :	Evaluated Nuclear Data File
EPHIN :	Electron Proton Helium INstrument
ERNA :	Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique
EXPACS :	EXcel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum
FD :	Forbush Decrease
FIT :	Failure In Time
FLUKA :	FLUktuierende KAskade
FRUIT :	FRacasti Unfolding Interactive Tool
GEANT4 :	GEometry AND Tracking 4
GGA (EAS) :	Grande Gerbe Atmosphérique (Extensive Air Shower)
GLE :	Ground Level Enhancement
GOES :	Geostationary Operational Environmental Satellite
GZK :	Coupure Greisen-Zatsepin-Kuzmin

HE :	High Energy
HERMEIS :	High Energy Range Multisphere Extended IRSN System
HMGU :	Helmholtz Zentrum München
HP :	High Precision
IAGA :	International Association of Geomagnetism
IBM :	International Business Machines
ICM :	Ionizing Chamber Monitor
ICPR :	International Commission on Radiological Protection
ICRU :	International Commission on Radiations Units and Measurements
IGRF :	International Geomagnetic Reference Field
IMAX :	Isotope Matter Antimatter eXperiment
IMP-8 :	Interplanetary Monitor Platform-8
INFN :	Fracasti National Laboratories
IPEV :	Institut polaire Paul Emile Victor
IRSN :	Institut de Radioprotection et Sûreté Nucléaire
ISA :	International Standard Atmosphere
ISEEM :	Imaging Single-Event Effects Monitor
ISL :	InterStellaire Local
ISO :	International Organization for Standardization
ISS :	International Space Station
ISSN :	International Sun Spots Number
ITRS :	International Technology Roadmap for Semiconductors
JAEA :	Japan Atomic Energy Agency
JEDEC :	Joint Electron Device Engineering Council (JEDEC Solid State Technology Association)
KASKADE :	KArlsruhe Shower Core and Array DEtectors
KERMA :	Kinetic Energy Released per unit MAss
LANL :	Los Alamos National Laboratory
LAQGSM :	Los Alamos Quark Gluon String Model
LET :	Linear Energy Transfer
LHC :	Large Hadron Collisionner
LM :	Levenberg-Marquardt
LMDN :	Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons
LPSC :	Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
LSBB :	Laboratoire Souterrain à Bas Bruit
MAXED :	MAXimum Entropy Deconvolution
MBU :	Multiple Bit Upset
MCA :	Multi Channel Analyser
MCNPX :	Monte Carlo N-Particle X
MHD :	MagnétoHydroDynamique
MUSCA SEP ³	MULTi SCAle Single Event Phenomena Predictive Platform
NASA :	National Aeronautics and Space Administration
NEMUS :	NEutron MULTisphere Spectrometer
NM :	Neutron Monitor
NMDB :	European Neutron Monitors Data Base
NPL :	National Physical Laboratory

NUBAY :	Neutron spectrum Unfolding using BAYesian paramater estimation
OMP :	Observatoire Midi-Pyrénées
ONERA :	Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales
PAMELA :	Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei
PARMA :	PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere
PE :	PolyEthylene
PHITS :	Particle and Heavy Ion Transport code System
PHS :	Pulse Height Spectrum
PIC :	Precise Ionization Chamber
PTB :	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
QARM :	QINETIC Atmospheric Radiation Model
QGSP :	Quark Gluon String Precompound
QMD :	Quantum Molecular Dynamics
RBE :	Relative Biological Effectiveness
RCG :	Rayonnement Cosmique Galactique
SAND :	Spectrum Analysis by Neutron Detectors
SBU :	Single Bit Upset
SCA :	Single Channel Analyser
SDO :	SOlar Dynamics Observatory
SEE :	Single Event Effect
SEP :	Solar Energetic Particle
SER :	Soft Error Rate
SET :	Single Event Transient
SEU :	Single Event Upset
SF :	Solar Flare
SIDC :	Solar Influences Data analysis Center
SIEVERT :	Système d'Information et d'Evaluation par Vol de l'Exposition au Rayonnement cosmique dans les Transports aériens
SIS :	Solar Isotope Spectrometer
SOHO :	SOlar and Heliospheric Observatory
SPE :	Solar Proton Event
SPS :	Super Proton Synchrotron
SRAM :	Static-Random Access Memory
STS :	Space Transportation System (Shuttle)
TBFC :	Thin Film Breakdown Counter
TdF :	Télévision de France
TS :	Thermal Scattering
TSL :	Theodor Svedberg Laboratory
UMG :	Unfolding with MAXED and GRAVEL
UNSCEAR :	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation
VS :	Vent Solaire

INTRODUCTION GENERALE

En 2012, nous célébrions le centenaire de la découverte du rayonnement cosmique grâce à une succession de mesures effectuées à bord de ballons entreprise par le physicien autrichien Viktor Hess. Cent ans plus tard, de nombreuses avancées en physique des particules ont vu le jour grâce à l'étude de ce rayonnement très énergétique dont la question de l'origine n'est pas encore totalement élucidée. Parmi celles-ci, nous pouvons citer la mise en évidence de l'antimatière avec la découverte du positron par Carl David Anderson ou encore une contribution salutaire dans l'élaboration du modèle standard avant l'avènement des grands accélérateurs de particules. Depuis quelques années, l'étude du rayonnement cosmique a connu un regain d'intérêt notamment quant à l'étude de la nature de la matière noire et de l'abondance d'antimatière dans l'Univers. Pour tenter de répondre à ces questions, un consortium international a permis le développement d'un détecteur appelé AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) et sa mise en orbite terrestre à bord de la station spatiale internationale ISS en 2011.

Ce rayonnement cosmique est essentiellement composé de protons et de noyaux d'hélium. Ces particules peuvent être extrêmement énergétiques allant jusqu'à 10^{20} eV. Lorsque les particules primaires du rayonnement cosmique pénètrent dans les hautes couches de l'atmosphère, ces dernières ont une probabilité non nulle d'interagir avec les noyaux des molécules d'air (azote et oxygène majoritairement) par le biais de réactions nucléaires. Ces réactions se traduisent par des collisions inélastiques extrêmement violentes induisant la fragmentation du noyau cible en une multitude de particules secondaires de différentes natures. Ces particules secondaires vont à leur tour provoquer des réactions similaires en cascade et jusqu'au niveau du sol. Ces cascades de réactions nucléaires sont appelées les grandes gerbes atmosphériques, initialement observées par Pierre Auger en 1938. Depuis 2008, l'Observatoire Pierre Auger en Argentine est d'ailleurs l'une des plus grandes expériences dédiée à l'étude des gerbes atmosphériques et des particules extrêmement énergétiques du rayonnement cosmique.

Parmi les composantes des radiations secondaires produites dans l'atmosphère, on dénombre les neutrons, les protons mais aussi les pions et muons. Les neutrons induits par le rayonnement cosmique sont intéressants à plus d'un titre. Tout d'abord, il s'agit de la composante hadronique majoritaire au niveau de la mer et jusqu'aux altitudes de croisière des avions civils entre 10 km et 12 km. Ces neutrons ont aussi la particularité de couvrir une large gamme énergétique de 13 décades. En effet, les neutrons les plus relativistes emportent une énergie autour de la dizaine de GeV tandis que les neutrons les plus ralents atteignent l'équilibre thermodynamique avec le milieu ambiant, à quelques meV. Les

neutrons possèdent aussi la propriété de neutralité électrique, ce qui rend uniques leurs propriétés de transport en comparaison des particules secondaires chargées. En effet, étant insensibles à l'interaction coulombienne et au nuage électronique des atomes, leurs modes d'interaction privilégiés sont les réactions nucléaires. Ainsi, à travers leur parcours dans la matière, les neutrons engendrent des diffusions élastiques, inélastiques ou bien sont absorbés (capture radiative, fission, ou spallation) avec des probabilités différentes selon l'énergie incidente du projectile, la nature et la densité du noyau cible.

Du fait de leurs propriétés de transport, ces neutrons sont susceptibles de générer différents effets dans la matière dont l'étude de ces derniers peut se révéler nécessaire pour quantifier des risques ou bien trouver des applications variées, parfois inattendues. Les risques mentionnés concernent d'une part l'effet des radiations sur le corps humain et d'autre part l'effet des radiations sur les composants électroniques de taille submicrométrique. L'interaction des neutrons avec des tissus biologiques provoque la création de radicaux libres (radiolyse), l'altération de brins d'ADN ou bien la mort prématuées de cellules (apoptose) à l'origine d'effets sanitaires allant d'érythèmes jusqu'à l'apparition de cancer. En cas de faible exposition comme c'est le cas pour les personnels navigants à altitude de croisière des avions, on parle d'effets probabilistes à long terme. Les personnes ainsi exposées peuvent développer dans de très rares cas des cancers radio-induits de manière différée. Dans le cadre de la radioprotection de l'Homme, il est nécessaire d'évaluer ce risque et de limiter en conséquence l'exposition des travailleurs en milieu ionisant. Pour cela, on définit des grandeurs dosimétriques (dose efficace et équivalent de dose ambiant) permettant de quantifier le risque en fonction de la nature de la particule et d'instaurer des limites légales d'exposition annuelle. La connaissance de l'environnement neutronique atmosphérique est donc essentielle au calcul des doses reçues par les membres d'équipage lors d'un vol particulier. Par exemple, l'outil S.I.E.V.E.R.T développé conjointement par l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, la DGAC (Direction Générale de l'Aviation Civile) et l'IPEV (Institut Polaire Paul Emile Victor) peut, par exemple, calculer la dose reçue lors d'un vol Paris-New York d'une durée de 7 h en conditions normales d'activité solaire. Cette dose est estimée à 35 μSv ce qui est l'équivalent de la dose induite par les rayons X dans le cadre d'une radiographie dentaire panoramique.

Les neutrons atmosphériques ne traversent pas seulement des tissus biologiques. L'activité humaine est de plus en plus assistée par des systèmes électroniques (télécommunication, transport...). L'étude du comportement des composants micro- ou nanoélectroniques à la base de ces systèmes complexes soumis à des radiations est essentielle pour estimer la fiabilité de ces derniers quant à assurer le rôle pour lequel ils ont été conçus. En effet, les neutrons atmosphériques de relativement hautes énergies (supérieures à quelques MeV) peuvent induire des réactions nucléaires dans le silicium. Si

les noyaux de recul traversent une zone sensible du semi-conducteur, des porteurs de charges (paires électron/trou) sont générés puis collectés par les électrodes. Lorsque cette charge transitoire est supérieure à une charge critique inhérente au transistor, celui-ci peut changer d'état (bloqué à passant), ce qui est un aléa logique ou SEE (Single Event Effect). Les SEE peuvent se manifester sous différentes formes. On distinguera les défaillances réversibles comme les SEU (Single Event Upset : inversion d'un bit dans une mémoire), SET (Single Event Transient : courant transitoire) ou SEFI (Single Event Function Interrupt : arrêt du système) des effets destructifs, le plus souvent dans des composants de puissance, comme le SEB (Single Event Burnout : jusqu'à la fusion du composant), le SEGR (Single Event Gate Rupture : rupture de la grille du transistor) ou encore le SEL (Single Event Latch-up). Du fait de la variété des effets, ceux-ci peuvent impacter de nombreuses applications terrestres et atmosphériques, bien que l'environnement radiatif atmosphérique soit bien moins contraignant que l'environnement spatial. Parmi ces applications, on retrouve l'avionique, avec une conception allant vers le 'tout électronique' pour les avions modernes comme l'A350 d'Airbus, l'automobile et le ferroviaire (électronique de puissance), la communication (serveurs) et enfin le domaine sanitaire (pacemaker). Une anecdote illustre comment les radiations d'origine cosmique peuvent impacter notre quotidien. En 2003, lors d'une élection locale en Belgique, un candidat s'est vu attribué 4096 (2^{12}) voix de plus que le total des votants ne le permettait. Cette erreur dans l'urne électronique a été diagnostiquée et attribuée à un SEU sans doute provoqué par un neutron atmosphérique dans une mémoire RAM de l'urne.

Enfin, nous pouvons aborder quelques applications concrètes de la mesure des radiations atmosphériques. En géologie, une méthode de datation géochimique consiste à utiliser la production d'isotopes rares le plus souvent radioactifs tels que le tritium (^3H), le ^{10}Be , le ^{14}C , le ^{21}Ne , l' ^{26}Al ou encore le ^{36}Cl parmi tant d'autres. La technique de datation la plus célèbre est celle au Carbone 14. Le ^{14}C est généré par les neutrons d'origine cosmique par réaction (n,p) sur les noyaux d'azote ^{14}N de l'air. Cette technique de datation se fonde ainsi sur la présence dans tout organisme de radiocarbone en infime proportion. À partir de l'instant où un organisme meurt, la quantité de radiocarbone qu'il contient ainsi que son activité radiologique décroissent au cours du temps selon une loi exponentielle de période de 5374 ans. En géologie et pour les minéraux, il n'y a pas de renouvellement des éléments chimiques comme dans un être vivant. On mesure alors l'accumulation de radionucléides cosmogéniques qui dépend du taux d'exposition de la roche (altitude, latitude, profondeur, incidence et topographie). On peut ainsi explorer des couches géologiques datant de 1000 ans à un million d'années environ. Une application des particules secondaires atmosphériques qui concerne également la géologie est la tomographie par les muons. Cette technique permet de mesurer la densité d'un milieu par étude de l'atténuation du flux de ces particules pénétrantes en le traversant. Cela a été

appliqué par Luis Walter Alvarez afin de rechercher des chambres cachées dans la grande pyramide de Khéphren en Egypte.

La problématique de la mesure de l'environnement neutronique naturel atmosphérique est double. Tout d'abord, il s'agit d'un champ de particules mixte et de hautes énergies. Les neutrons baignent dans un environnement radiatif complexe, en présence de photons, électrons, positrons, muons, protons et alphas. Dans un premier temps, il faut donc choisir un système de mesure capable de détecter ces particules neutres sur l'ensemble de leur immense domaine énergétique, tout en étant le moins sensible possible aux autres particules. Ensuite, les débits de fluence des particules dans l'atmosphère sont extrêmement faibles par rapport à ceux de champs radiatifs artificiels créés par l'homme, comme peut l'être l'environnement secondaire résultant de l'interaction d'un faisceau de protons énergétiques avec les éléments de la salle de traitement dans le cadre des accélérateurs médicaux destinés aux hadron-thérapies. Ainsi, il faut choisir un système suffisamment efficace pour pouvoir étudier la dynamique des variations de l'environnement radiatif naturel atmosphérique avec une statistique raisonnable.

C'est dans le cadre de cette problématique que s'inscrivent ces travaux de thèse qui sont le fruit d'une collaboration entre le LMDN (Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons) de l'IRSN et le DESP (Département d'Environnement SPatial) de l'ONERA (Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales). L'expertise de l'IRSN a permis de développer et de contribuer à la caractérisation complète d'un nouveau système de spectrométrie des neutrons répondant aux contraintes citées précédemment. Celle de l'ONERA est liée à la connaissance générale de l'environnement spatial et des effets des radiations sur les composants via la plateforme de prédition MUSCA SEP3 (Multi SCale Single Event Phenomena Predictive Platform) initiée depuis 2007. Le premier objectif de ces travaux était de caractériser un système opérationnel de spectrométrie des neutrons, étendu au domaine des hautes énergies et adapté aux faibles débits de fluence, puis de le mettre en application en altitude au Pic du Midi de Bigorre, dans les Pyrénées, à près de 3000 m. Une seconde phase concernait l'acquisition de données en altitude, sur le long terme et le développement de la méthodologie d'analyse et de dépouillement afin d'étudier la dynamique temporelle du spectre des neutrons. Enfin, la dernière étape a consisté à valoriser les données expérimentales dans les domaines d'applications propres à l'IRSN (dosimétrie) et à l'ONERA (géophysique spatiale et fiabilité des composants). Pour ce faire, les résultats de ces travaux sont récapitulés au sein de cinq grands Chapitres et de trois Annexes pour l'aspect Valorisation.

Dans le Chapitre I, nous présenterons dans un premier temps l'environnement radiatif spatial en insistant sur le rayonnement cosmique galactique et son transport au

sein de notre système solaire. Nous verrons comment l'activité solaire peut impacter la quantité de particules primaires arrivant sur Terre via les effets de modulation dus à l'activité cyclique de 11 ans du Soleil et des événements sporadiques telles que des éruptions solaires. Nous décrirons ensuite la physique des grandes gerbes atmosphériques à l'origine de l'environnement radiatif naturel atmosphérique. Une dernière partie sera centrée sur les neutrons avec notamment un état de l'art de la caractérisation des spectres neutroniques atmosphériques.

Le Chapitre II sera consacré au système de mesure retenu pour répondre aux besoins de la caractérisation de l'environnement neutronique atmosphérique. Il s'agit d'un système de spectrométrie des neutrons par sphères de Bonner étendu au domaine des hautes énergies et qui se nomme HERMEIS (High Energy Range Multisphere Extended IRSN System). Tout d'abord, le principe général des sphères de Bonner, classiques et étendues aux hautes énergies, sera décrit. La méthode mathématique de reconstruction du spectre par déconvolution sera abordée. Ensuite, nous présenterons le calcul des réponses en fluence des sphères de Bonner avec des simulations Monte Carlo. La dernière partie de ce Chapitre sera dédiée à la validation expérimentale des réponses en fluence grâce à des campagnes d'irradiation auprès de champs neutroniques produits par des installations de référence. Ainsi, les sphères de Bonner ont été caractérisées auprès de sources de radionucléides, de champs monoénergétiques, de champs quasi-monoénergétiques de hautes énergies et deux champs réalistes étendus, ANITA et CERF que nous décrirons.

Dans le Chapitre III, nous nous focaliserons sur le système HERMEIS dont s'est doté l'ONERA. Ce dernier est identique au système primaire de l'IRSN caractérisé dans le Chapitre II. Le système de l'ONERA est destiné à effectuer les mesures environnementales. Il a d'abord fallu s'assurer que le bruit intrinsèque des détecteurs est bien négligeable devant le signal attendu à basse altitude. Pour cela, nous présenterons la caractérisation de ce spectromètre en environnement à bas bruit au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel (LSBB) et la détermination du mouvement propre. Ensuite, nous traiterons des résultats des premières mesures en altitude à +500 m et +1000 m sur le site du LSBB et de l'installation au sommet de l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre à +2885 m. La méthodologie d'acquisition des données en continu puis de l'analyse systématique de ces dernières sera développée. Une étude de sensibilité sur la déconvolution sera menée et les incertitudes expérimentales, statistiques et systématiques, seront quantifiées.

Le système HERMEIS étant installé au Pic du Midi depuis Mai 2011, nous aborderons dans le Chapitre IV les résultats des mesures à long terme. Tout d'abord, une étude préliminaire sur une durée de cinq mois permettra de valider la dynamique de l'environnement radiatif déterminée avec HERMEIS par comparaison avec les données issues des Moniteurs à Neutrons. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus avec

HERMEIS après deux ans de mesures. Ces derniers mettent en évidence une oscillation saisonnière du spectre d'une période d'un an dont l'amplitude varie en fonction des régions énergétiques considérées. Ces fluctuations sont imputées aux variations locales de l'environnement de mesures avec la présence de neige en hiver. Pour valider cette hypothèse, la dernière partie de ce Chapitre IV sera consacrée à la modélisation d'une scène tenant compte de la neige et de l'humidité dans la roche afin de quantifier l'impact que cela a sur le spectre neutronique grâce à des simulations Monte Carlo avec l'outil GEANT4.

Le Chapitre V concernera également des aspects dynamiques, mais plus en lien avec les variations de l'environnement spatial. Un lien sera donc établi avec le rayonnement cosmique galactique et les grandes gerbes atmosphériques. Pour cela, nous présenterons un outil développé à partir de simulations GEANT4 permettant d'estimer le spectre des particules secondaires atmosphériques en fonction du spectre des rayons cosmiques en entrée dont la forme varie avec la modulation solaire. Cet outil sera validé grâce à une comparaison avec les données expérimentales issues du projet AIR (Atmosphere Ionizing Radiation) à bord de l'avion ER-2 de la Nasa. Enfin, nous appliquerons cet outil pour valider les dynamiques observées avec HERMEIS au Pic du Midi, premièrement sur le long terme (approche d'un maximum solaire) puis ensuite sur des échelles de temps beaucoup plus réduites avec l'étude de décroissances Forbush observées suite à des éruptions solaires survenues durant le 24^{ème} cycle solaire.

Les données récoltées pendant deux ans ont également fait l'objet d'un travail de valorisation dans plusieurs domaines. Les Annexes A, B et C présentent respectivement l'exploitation de ces données en dosimétrie personnelle, en fiabilité des composants, et pour l'étude des composantes 'neutron' et 'muon' de l'environnement radiatif naturel atmosphérique à l'aide d'un second système de mesures (caméra CCD).

CHAPITRE I. DE L'ENVIRONNEMENT RADIATIF SPATIAL A L'ENVIRONNEMENT RADIATIF ATMOSPHERIQUE

I.1 L'Environnement Radiatif Spatial

Cette première partie décrit l'environnement radiatif spatial restreint aux particules chargées lourdes, protons et noyaux d'hélium, et énergétiques ($> 50 \text{ MeV/n}$). Ces particules sont majoritairement issues du Rayonnement Cosmique Galactique, dont on détaillera les propriétés. Les effets de l'héliosphère et de la magnétosphère terrestre sur le transport de ces particules seront également présentés. Les particules émises par le Soleil lors d'événements particuliers seront finalement abordées. Les particules piégées dans les ceintures de radiations ne seront pas considérées dans ces travaux.

I.1.1 Le Rayonnement Cosmique Galactique

I.1.1.a Histoire et définition

La question d'un rayonnement ionisant d'origine spatiale s'est posée pour la première fois au début du XX^{ème} siècle. En 1896, Henri Becquerel découvrait la radioactivité. L'ionisation de l'air et la décharge des appareils de mesure de l'époque étaient imputées à un rayonnement ionisant d'origine tellurique, dû aux radionucléides présents dans la roche. Grâce à des mesures au sommet de la Tour Eiffel effectuée en 1909, le physicien et prêtre jésuite Theodor Wulf observa une diminution du taux de décharge de ses instruments bien moindre que celle prévue dans l'hypothèse d'un rayonnement tellurique posant ainsi la question d'une source de radiation extraterrestre. Cette hypothèse fut confirmée par le physicien autrichien Vicktor Hess qui grâce à une série de vols en ballon réalisés en 1912, observa un taux de décharge beaucoup plus important à 5350 m d'altitude qu'au niveau du sol. Le terme Rayonnement Cosmique (RC) n'apparut qu'en 1925 employé par Robert Milikan pour décrire ce rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en haut, et étant très probablement d'origine extraterrestre. Jusqu'à dans les années 1950, les recherches sur le Rayonnement Cosmique se sont concentrées sur les propriétés à hautes énergies de ces radiations. Grâce à des chambres à brouillard, les physiciens étudiaient les trajectoires de ces particules hautement énergétiques. Ainsi, Carl Anderson mit en évidence la première signature expérimentale de l'antimatière avec l'observation des positrons en 1932. Par la suite, les accélérateurs de particules remplacèrent le Rayonnement Cosmique pour étudier les nouvelles particules à hautes énergies. Cependant, la Physique Spatiale en était à ses prémices avec l'étude du Système Solaire, des champs magnétiques dans l'Héliosphère ou encore du Vent Solaire.

A l'heure actuelle, la composition du Rayonnement Cosmique ainsi que la distribution énergétique des particules qui le composent sont bien connues. Les recherches sont actuellement portées sur l'origine, les mécanismes de transport et d'accélération et la modulation du Rayonnement Cosmique. Nous décrivons ici le Rayonnement Cosmique Galactique (RCG) qui est majoritairement à l'origine de l'environnement radiatif dans les couches basses de l'atmosphère terrestre auquel nous allons nous intéresser par la suite. Les particules du RCG proviennent de très loin hors de notre système solaire et vont arroser la Terre de manière quasi-isotrope après avoir traversé les champs magnétiques dans l'héliosphère et la magnétosphère terrestre. Les noyaux nucléaires composent la majeure partie du flux de RCG avec une proportion d'environ 98 %. Les collisions énergétiques avec le milieu interstellaire vont induire une fraction mineure d'électrons, positrons [Boezio *et al.*, 2000] et d'antiprotons [Beach *et al.*, 2001] avec un total atteignant 1-2 %. Tous les noyaux stables peuvent être répertoriés dans la composante nucléaire du RCG. Cependant, les espèces les plus abondantes sont respectivement les protons (noyaux d'hydrogène) et les alphas (noyaux d'hélium) avec respectivement 87 % et 12 % du nombre total de noyaux [Simpson *et al.*, 1983]. Au-delà de 10 GeV/nucléon, des mesures récentes ont démontré que la fraction de noyaux d'hélium et de noyaux plus lourds étaient seulement de 6 % [Asakimori *et al.*, 1998 ; Boezio *et al.*, 1999 ; Alcaraz *et al.*, 2000a,b]. Le domaine énergétique couvert par ces particules est très large, de la dizaine de MeV à quelques 10^{15} MeV. Ces particules aussi énergétiques sont suspectées d'être accélérées dans des champs magnétiques turbulents d'ondes de choc générées par des vestiges de supernovae [Wiedenbeck *et al.*, 2001 ; Uchiyama *et al.*, 2007], des étoiles à neutrons hautement magnétiques et tournant très rapidement sur elles-mêmes (pulsars), des disques d'accrétion de trous noirs ou des explosions de rayons γ [Waxman, 1995].

I.1.1.b Physique et transport dans l'héliosphère/magnétosphère

Pour décrire les particules du RCG, le spectre d'une particule de type i est décrit par l'*Équation 1* sur quasiment tout le domaine des énergies. L'intensité différentielle $J_i(E_k)$ s'exprime en nombre de particules d^4N par unité de temps dt , d'aire dA , d'angle solide $d\Omega$ et d'énergie cinétique dE_k .

$$J_i(E_k) = \left(\frac{d^4N}{dt \cdot dA \cdot d\Omega \cdot dE_k} \right)_i \propto E_k^{-\gamma_i} \quad \text{Équation 1}$$

Ce spectre possède quelques propriétés uniques notamment le fait qu'il couvre une quinzaine de décades en énergie mais également une dizaine d'ordres de grandeur en flux comme le montre la Figure 1. Cette particularité rend très difficile la détection des particules les plus énergétiques et donc rares. Les détecteurs doivent occuper une très grande surface pour un nombre d'occurrence maximisé tel que l'Observatoire Pierre Auger

et ses 3000 km^2 . Une loi de puissance décroissante de facteur γ_i est une bonne approximation si cet indice spectral varie avec l'énergie. Il vaut tout d'abord 2,7 jusqu'à une valeur de $4 \times 10^{15} \text{ eV}$. Il atteint ensuite la valeur de 3,0 entre $4 \times 10^{15} \text{ eV}$ et $5 \times 10^{18} \text{ eV}$. Enfin, ce facteur redescend à 2,8 pour des énergies supérieures à $5 \times 10^{18} \text{ eV}$. Les deux changements de valeurs de cet indice spectral qui traduisent une rupture de pente assez légère se nomment respectivement le genou et la cheville. Enfin, on parle de coupure GZK pour la limite supérieure des RCG actuellement observés ($3 \times 10^{19} \text{ eV}$).

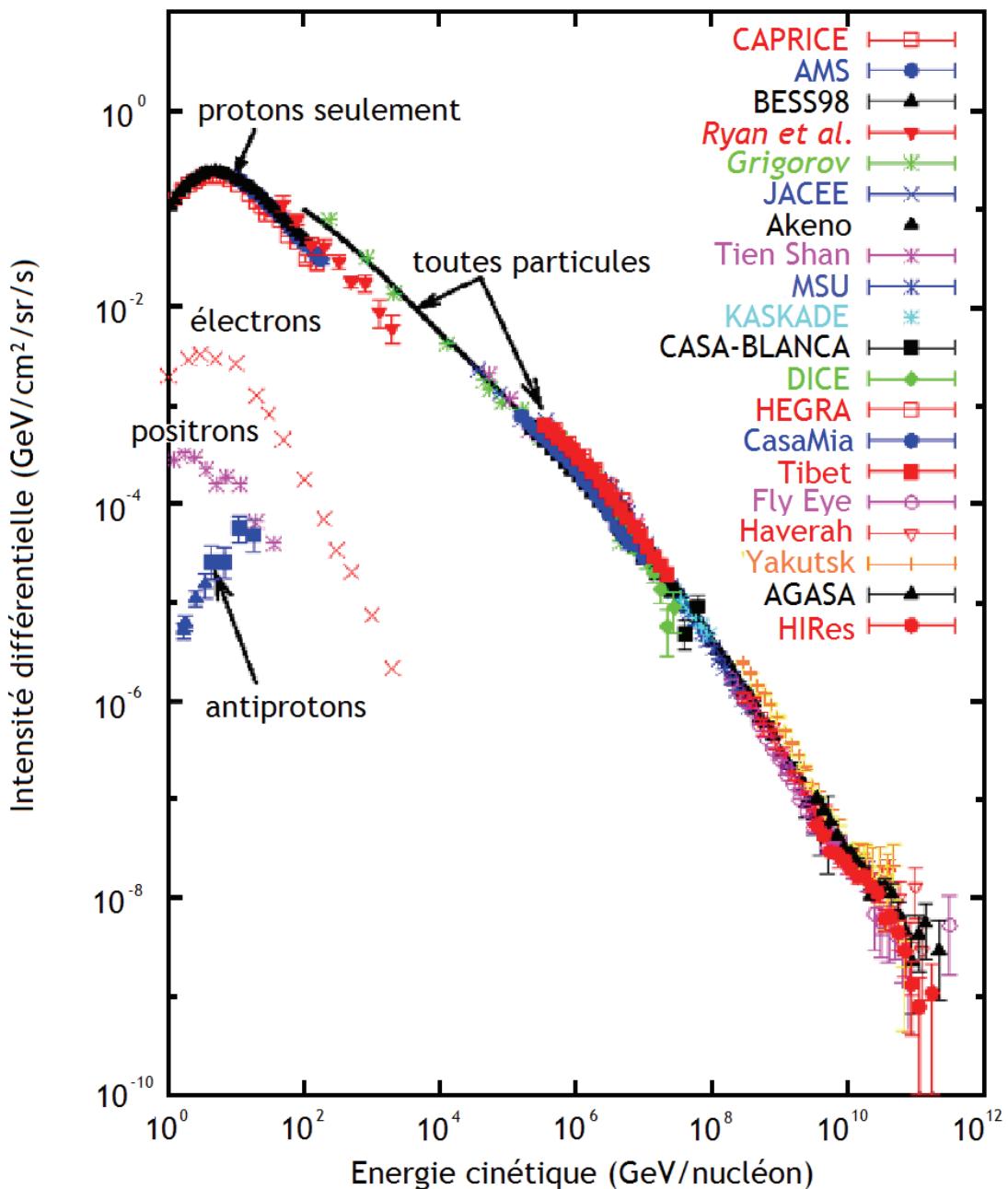


Figure 1 - Spectre différentiel de toutes les particules (protons et noyaux plus lourds, électrons, positrons, antiprotons) [Batalha, 2012]. Les marqueurs correspondent à différentes expériences avec les incertitudes associées.

A cause de la Modulation solaire que nous détaillerons dans la partie I.1.1.e, la région du spectre autour du GeV n'est pas décrite par une loi de puissance.

Les particules qui composent le RCG sont chargées. Par conséquent, leur transport dans la cavité solaire, appelée Héliosphère est principalement régi par l'interaction avec le Champ Magnétique Interplanétaire (CMI). Des processus de pertes d'énergie avec le Vent Solaire (VS) sont également à considérer. Le Vent Solaire est un flux de plasma constitué essentiellement d'ions, de protons et d'électrons qui sont éjectés depuis la haute atmosphère du Soleil à une vitesse de quelques centaines de $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. La vitesse de ce flux varie au cours de l'activité solaire qui présente une période de 11 ans (cf. I.1.1.e).

Au niveau de la Terre, il faut également considérer la magnétosphère terrestre. Les lignes de champs magnétiques terrestres devraient être similaires à celles d'un dipôle magnétique. Or le Vent Solaire et le Champ Magnétique Interplanétaire modifient cette configuration en comprimant les lignes de champ « côté jour » et en les étirant « côté nuit » comme l'illustre la Figure 2, ce qui est couramment nommé la Magnétopause.

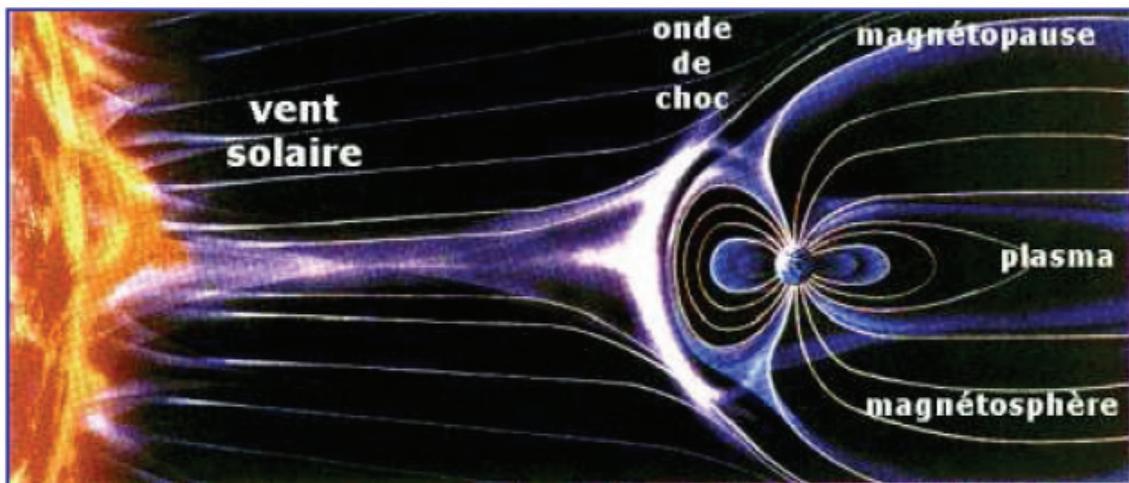


Figure 2 - Vue d'artiste de l'Héliosphère et de la Magnétosphère Terrestre. Interaction du Vent Solaire avec les lignes de champs de la Magnétosphère Terrestre.

Avant de mettre en équation le transport des particules du RCG dans l'Héliosphère, nous allons rappeler les principales grandeurs généralement utilisées pour ce genre de calcul. Nous nous intéressons à des noyaux chargés de numéro atomique Z correspondant au nombre de charges positives et de nombre baryonique A étant le nombre de nucléons (protons et neutrons liés au sein du noyau). Les particules considérées ayant une énergie E_k autour du GeV/nucléon dans cette étude sont à la frontière entre le domaine non-relativiste et relativiste. C'est-à-dire que l'énergie cinétique E_k est du même ordre de grandeur que l'énergie au repos E_0 égale à 938 MeV par nucléon. L'énergie totale d'un noyau est donc égale à $E_{noyau} = A \cdot (E_k + E_0)$. En introduisant, la quantité de mouvement ou impulsion p et la célérité de la lumière c , il en vient une description relativiste Energie-Impulsion décrite par l'Équation 2.

$$A^2 \cdot (E_k + E_0)^2 = p^2 c^2 + A^2 \cdot E_0^2 \quad \text{Équation 2}$$

En 1965, Parker fut le premier à fournir une description physique détaillée de la modulation des RCG par la variation de l’activité solaire [Parker, 1965]. Le transport des particules chargées est régi par une complexe équation de Fokker-Planck. La principale hypothèse de ce modèle est que le RCG atteint l’Héliosphère de manière isotrope et qu’une fois pénétré à l’intérieur, il fait face au Vent Solaire et au CMI. Dans les coordonnées sphériques d’un système héliocentrique, l’Équation 3 de Fokker-Planck s’écrit de la manière suivante [Moraal, 2011].

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{V} f_i - \vec{\bar{K}} \cdot \vec{\nabla} f_i \right) - \frac{1}{3p^2} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{V} \right) \frac{\partial}{\partial p} \left(p^3 f_i \right) = q_i \quad \text{Équation 3}$$

La densité différentielle de particules dans l’espace des phases $f_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$ correspond au nombre de particules de type i à position \vec{r} par rapport au centre du Soleil par unité de volume dr^3 et par unité d’impulsion entre p et $p+dp$ où p est la norme du vecteur impulsion \vec{p} . Dans le membre gauche de l’équation, le second terme correspond à la convection puis la diffusion et/ou la dérive et enfin le troisième terme est imputé aux pertes adiabatiques. En effet, l’intensité et l’énergie des RCG entrant dans l’Héliosphère sont diminuées via des diffusions dues à des irrégularités dans le CMI. De plus, le Vent Solaire possède une vitesse radiale par rapport au Soleil. Ainsi, le plasma présent dans la cavité solaire est en première approximation en expansion adiabatique, ce qui induit les pertes d’énergie des particules se propageant à l’intérieur. Dans l’équation, $\vec{V}(r, t)$ représente la vitesse du Vent Solaire, $\vec{\bar{K}}$ est le tenseur de diffusion anisotropique qui dépend de l’intensité du CMI à la position \vec{r} . Enfin le terme de droite $q_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$ représente la source de particules de type i .

I.1.1.c Modèle du Champ de Force

L’équation de Fokker-Planck peut être simplifiée en considérant quelques hypothèses. Tout d’abord, Gleeson et Axford (1968) ont redéfini l’équation de transport partant cette fois-ci d’une équation de Boltzmann (que nous décrirons dans la seconde partie de ce chapitre) en évaluant les diffusions de particules uniques au sein du Vent Solaire. Cette approche un peu différente de celle qui a conduit à l’Équation 3 a permis toutefois de la retrouver dans le cadre d’une symétrie sphérique de l’Héliosphère. Les auteurs sont ensuite allés plus loin en corrigeant le flux vectoriel de particules $\vec{S}_i(\vec{r}, p, t)$. Cette densité s’écrit de la façon suivante en introduisant un coefficient de correction de Compton-Getting [Gleeson et Urch, 1973]. Ce coefficient traduit un phénomène analogue à l’effet Doppler sur les photons dû au fait qu’un faisceau de particules est observé avec une

énergie (ou impulsion) plus importante si la direction est incidente et plus faible si le faisceau s'éloigne. L'*Équation 4* présente ce coefficient C_i .

$$\begin{cases} \vec{S}_i = 4\pi p^2 \left(C_i \cdot \vec{V} f_i - \vec{K} \cdot \vec{\nabla} f_i \right) \\ C_i = -\frac{1}{3} \frac{\partial f_i}{\partial \ln p} \end{cases} \quad \text{Équation 4}$$

Cette écriture du coefficient de correction est élégante et peut-être liée à l'indice spectral γ_i présenté dans l'*Équation 1*. Pour une loi de puissance $f_i \propto p^{-\gamma_i}$ et dans ce cas, nous avons simplement $C_i = \gamma_i/3$. Finalement, une version simplifiée de l'*Équation 3* est formulée de la manière suivante.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} f_i - \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{K} \cdot \vec{\nabla} f_i \right) - \frac{1}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \frac{\partial f_i}{\partial \ln p} = q_i \quad \text{Équation 5}$$

Ensuite, nous pouvons écrire l'*Équation 5* en régime stationnaire avec le premier membre de gauche qui est annulé, c'est-à-dire $\partial f_i / \partial t = 0$. En effet, la période du cycle solaire est de 11 ans, ce qui est très long au regard des durées mises en jeu lors des processus de la diffusion des rayons cosmiques. Il sera fait l'hypothèse d'une symétrie sphérique de l'Héliosphère. Le tenseur de diffusion devient un simple scalaire κ et on considérera le module V du vecteur vitesse du Vent Solaire. Ainsi, l'*Équation 3* peut se réécrire en coordonnée cylindrique suivant r pour une source nulle.

$$\frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{Vp}{3\kappa} \frac{\partial f_i}{\partial p} = 0 \quad \text{Équation 6}$$

Pour résoudre cette équation, Gleeson et Axford ont proposé le modèle dit du Champ de Force qui permet d'étudier l'effet de la modulation solaire de manière quantitative grâce à une solution analytique qui dépend d'un unique paramètre, le potentiel de modulation. Nous devons d'abord réécrire l'*Équation 6* en appliquant un changement de variable Impulsion vers Rigidité Magnétique R où la Rigidité d'une particule est définie suivant l'*Équation 7* où e est la charge élémentaire. Nous reviendrons plus en détail sur l'interprétation physique de cette grandeur (cf. Section I.1.1.f)

$$R = \frac{pc}{Ze} = \left| \frac{A}{Ze} \right| \sqrt{E_k(E_k + 2E_0)} = \left| \frac{A}{Ze} \right| \beta (E_k + E_0) \quad \text{Équation 7}$$

Dans cette dernière expression, nous avons introduit le paramètre relativiste β égal au rapport entre la vitesse v de la particule et la célérité de la lumière c et s'exprime en fonction des énergies cinétiques et au repos ou de la Rigidité (*Équation 8*). Lorsque le paramètre β est proche de 1, on considère que les particules sont relativistes.

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\sqrt{E_k(E_k + 2E_0)}}{E_k + E_0} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{A}{Ze}\right)^2 E_0^2}} \quad \text{Équation 8}$$

Avec ces nouvelles notations et en considérant le paramètre de diffusion sous la forme $\kappa(r, R) \propto \kappa'(r) \cdot \beta(R) \cdot R$ [Perko, 1987], l'équation de transport dans l'approximation du champ de Force s'écrit finalement suivant l'Équation 9. Le nom du modèle du Champ de Force vient de la dimension du terme $VR/3\kappa$ qui s'exprime en unité de potentiel par unité de longueur, soit l'unité du champ électrostatique ($\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$ en unités SI).

$$\frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{VR}{3\kappa} \frac{\partial f_i}{\partial R} = 0 \quad \text{Équation 9}$$

Une méthode de résolution de cette équation par la méthode des caractéristiques est proposée dans [Moraal, 2011]. L'équation caractéristique $\frac{dR}{dr} = VR/3\kappa$ peut être intégrée depuis un point initial (r, R) par exemple à proximité de la Terre jusqu'à un point (r_b, R_b) à la frontière extérieure où le spectre incident n'est plus modulé. Le coefficient de diffusion pouvant s'écrire sous une forme où les variables sont séparées, il en vient naturellement :

$$\int_R^{R_b} \beta(R') dR' = \int_r^{r_b} \frac{V(r')}{3\kappa'(r')} dr' \equiv \phi(r) \quad \text{Équation 10}$$

Dans le cas où les particules sont relativistes, le facteur β est proche de 1. L'intégration nous donne donc l'Équation 11 où le paramètre de Champ de Force est $\phi(r)$. L'interprétation physique de ce dernier est une perte de rigidité.

$$R_b - R = \phi(r) \quad \text{Équation 11}$$

Les flux de particules (suivant la définition de l'Équation 1) se définissent grâce à l'expression $J_i(r, R) = R^2 f_i(r, R)$. En revenant aux énergies, on sait que la densité modulée f_i à une énergie quelconque E_k est égale à la densité non modulée $f_{ISL,i}$ appelée Interstellaire Locale (ISL) à une énergie E_{ISL} déduite de l'Équation 11. Finalement, l'Équation 12 permet de déduire l'intensité différentielle d'une espèce de type i à une unité astronomique ($1 \text{ UA} \approx 1,5 \times 10^{11} \text{ m}$).

$$J_i(E_k, \phi) = J_{ISL,i}(E_k + \Phi) \cdot \frac{E_k \cdot (E_k + 2E_0)}{(E_k + \Phi) \cdot (E_k + \Phi + 2E_0)} \quad \text{Équation 12}$$

$$\Phi = \left| \frac{Ze}{A} \right| \phi$$

Le paramètre de modulation ϕ s'exprime en MV et prend généralement des valeurs allant de 250 MV pendant un minium solaire jusqu'à 1500 MV lors d'un maximum solaire. Ces phases d'activités solaires seront décrites plus précisément dans la partie dédiée à la Modulation Solaire.

I.1.1.d Spectres ISL et mesures expérimentales

Ce paragraphe établit une liste non exhaustive de différents modèles couramment utilisés pour décrire le spectre interstellaire local. Le spectre modulé associé est ensuite déduit grâce à l'équation du Champ de Force. Les spectres modulés sont comparés à des mesures expérimentales qui se sont déroulées à différents moments du cycle de l'activité solaire. Ce travail de synthèse sur les spectres interstellaires locaux a été mené par *Mrigakshi* (2012), *Matthiä* (2012) et *Pioch* (2012).

Nous décrirons ici trois modèles de spectres ISL à savoir le modèle CREME96, le modèle *Badhwar-O'Neill* et enfin le modèle *Burger-Usoskin*. De la même façon, quatre moyens expérimentaux seront présentés : ACE, EPHIN, AMS et BESS. D'autres expériences telles que PAMELA [*Mocciutti et al.*, 2009 ; *Adriani et al.*, 2011], IMAX [*Menn et al.*, 2000], CAPRICE [*Boezio et al.*, 1999] ou CREAM 1 [*Wakely et al.*, 2008] ne sont pas présentées ici.

Spectre ISL de CREME96

CREME96 (*Cosmic Ray Effects on MicroElectronics Code*) est la version datant de 1996 d'un package facilement accessible sur internet dédié à estimer les effets des radiations sur les systèmes électroniques [*Tylka et al.*, 1997]. CREME96 applique le modèle semi-empirique développé par [*Nymmik et al.*, 1992]. Le spectre ISL en fonction de la rigidité R (exprimée en GV) et le paramètre relativiste β est donné par l'*Équation 13*.

$$J_{ISL,i}(R) = D_i \cdot R^{-\gamma_i} \cdot \beta^{\alpha_i} \quad \text{Équation 13}$$

Les paramètres D_i , γ_i et α_i sont des constantes pour chaque type de particules. Les deux premiers paramètres sont déterminés à partir d'expériences à haute énergie et α_i décrit la forme dans la région de basse énergie [*Nymmik et al.*, 1994]. Le modèle CREME96 est valable pour des noyaux allant de l'Hydrogène ($Z = 1$) au Nickel ($Z = 28$) et couvrant des énergies de 10 MeV/nucléon à 10^5 MeV/nucléon. Une mise à jour nommée CREME2009 est la dernière version disponible. Le modèle standard RCG décrit dans la norme ISO 15390 est implémenté [*American National Standards Institute*, 2004].

Spectre ISL de Badhwar-O'Neill

Le modèle Badhwar-O'Neill 2010 (BON2010) [*O'Neill*, 2010] est la dernière version d'un modèle développé dans les années 1990 [*Badhwar and O'Neill*, 1992, 1996 ; *O'Neill*, 2006]. Contrairement au modèle CREME96 qui est semi-empirique, le modèle BON2010 repose sur l'équation à symétrie sphérique de Fokker-Planck présentée précédemment. Le modèle a été calibré grâce aux mesures obtenues lors de missions spatiales avec ACE et

IMP-8 (Interplanetary Monitoring Platform-8). A une unité astronomique, le spectre différentiel non modulé des particules du RCG est donné par l’*Équation 14* en fonction de l’énergie cinétique E_k exprimée en MeV/nucléon.

$$J_{ISL,i}(E_k) = j_{0,i} \cdot \beta^{\delta_i} \cdot (E_k + E_0)^{-\gamma_i} \quad \text{Équation 14}$$

Les paramètres $j_{0,i}$, δ_i et γ_i sont des constantes pour chaque type de particules et ont été déterminés grâce à des expériences embarquées en ballons stratosphériques (BESS) ou diverses missions spatiales. Le modèle BON2010 permet de décrire les noyaux du RCG depuis Z = 1 (Hydrogène) jusqu’à Z = 94 (Plutonium) [O’Neill, 2010].

Spectre ISL de Burger-Usoskin

Le modèle Burger-Usoskin [Usoskin et al., 2005] utilise également l’approximation du Champ de Force pour la modulation des rayons cosmiques. Le spectre ISL a été développé par Burger et Potgieter (2000) et s’écrit en fonction de l’énergie cinétique E_k exprimée en MeV/nucléon selon l’*Équation 15*.

$$J_{ISL,i}(E_k) = \frac{a_i \cdot P(E_k)^{-b_i}}{1 + c_i \cdot P(E_k)^{-d_i}} \quad \text{Équation 15}$$

$$P(E_k) = \sqrt{E_k \cdot (E_k + 2E_0)}$$

Les paramètres a_i , b_i , c_i et d_i sont des constantes pour chaque type de particules et ont été déterminés uniquement pour les noyaux d’Hydrogène et d’Hélium par ajustement avec le spectre mesuré par AMS en 1998.

Mesures avec AMS

L’Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) est une expérience dédiée à la recherche de l’antimatière et de la matière noire et à l’étude de la composition et du spectre énergétique du RCG [Aguilar et al., 2002]. Le spectromètre a été embarqué à bord de la navette spatiale Discovery pendant le vol STS-91 en Juin 1998 dans des conditions de minimum d’activité solaire. Les mesures du spectre RCG de l’hydrogène de 0,1 GeV à 200 GeV et de l’hélium de 0,1 GeV/nucléon à 100 GeV/nucléon ont été effectuées avec précision pour une altitude allant de 320 km à 390 km et une inclinaison orbitale de 51,7° [Alcaraz et al., 2000a,b].

La seconde version du détecteur (AMS-02) est en orbite de façon continue depuis Mai 2011 à bord de la Station Spatial Internationale (ISS). A ce jour, les données ne sont pas encore disponibles.

Mesures avec BESS

Les mesures en vol ballon stratosphérique avec l’expérience Ballon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer (BESS) ont pour vocation la recherche de

l'antimatière dans les rayons cosmiques et la mesure de l'intensité et l'énergie des espèces les moins exotiques du RCG [Mitchell *et al.*, 2010]. Les vols sont lancés depuis Lynn Lake, Manitoba, Canada (56,5° N, 101,0° W) et atteignent une altitude de 36-37 km. Les résultats des vols 1997, 1998, 1999, 2000, 2002 et 2007 sont présentés dans la littérature [Shikaze *et al.*, 2007 ; Haino *et al.*, 2004 ; Sanuki *et al.*, 2000]. La durée d'acquisition est de l'ordre de la dizaine d'heures et les spectres RCG de l'hydrogène et de l'hélium sont obtenus sur une gamme d'énergie entre 0,215 et 21,5 GeV/nucléon.

Mesures avec ACE

L'Advance Composition Explorer (ACE) est le satellite d'une mission NASA en cours depuis Août 1997 [Stone *et al.*, 1998]. Le satellite orbite au niveau du point de Lagrange Soleil-Terre L1. L'instrument Cosmic Ray Isotope Spectrometer (CRIS) mesure les compositions isotopiques du RCG depuis le Lithium (Z = 3) jusqu'au Nickel (Z = 28) et fournit des informations spectrales sur une gamme d'énergie s'étalant de 100 à 500 MeV/nucléon. Le Solar Isotope Spectrometer (SIS) mesure les spectres des mêmes éléments que le SIS en incluant en plus l'hélium (Z = 2) et sur une région énergétique différente, de 10 à 100 MeV par nucléon. Cependant, ACE ne fournit aucune donnée quant au spectre de l'hydrogène, qui est pourtant l'élément le plus abondant dans le RCG.

Mesures avec EPHIN

L'Electron Proton Helium Instrument (EPHIN) [Müller-Mellin *et al.*, 1995] a été mis en orbite en 1995 à bord du Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) [Domingo *et al.*, 1995]. Il mesure le spectre énergétique des noyaux d'hydrogène et d'hélium sur trois bandes d'énergies : 4,3-7,8 MeV/nucléon, 7,8-25 MeV/nucléon et 25-53 MeV/nucléon respectivement. Les données des deux dernières gammes sont présentées ci-après.

Bilan

Nous allons ici présenter les comparaisons entre les différents modèles (avec la modulation solaire associée qui sera décrite dans la section suivante) et les quelques expériences dont on a fait l'inventaire. Trois dates ont été choisies et le Tableau 1 récapitule les conditions expérimentales des données obtenues avec AMS-01, BESS, ACE et EPHIN.

Tableau 1 -Condition des données des expériences de mesures des spectres RCG-

Particule	Expérience	Gamme d'énergie (MeV/nucléon)	1998 (Minimum solaire)	2000 (Maximum solaire)	2009 (Minimum solaire)
H et He	AMS-01	$90-181 \times 10^3$	2-12 Juillet	-	-
	BESS	$210-20 \times 10^3$	29 Juillet	10-11 Août	-
	EPHIN	7-53	2-12 juin	6-7 Août	1-2 Janvier
O et Fe	ACE	7-460	31 Juillet - 26 Août	29 Juillet - 24 Août	1-27 Janvier

La Figure 3 présente les spectres différentiels calculés à partir des trois modèles de spectres ISL pour les éléments H, He, O et Fe aux trois périodes indiquées précédemment.

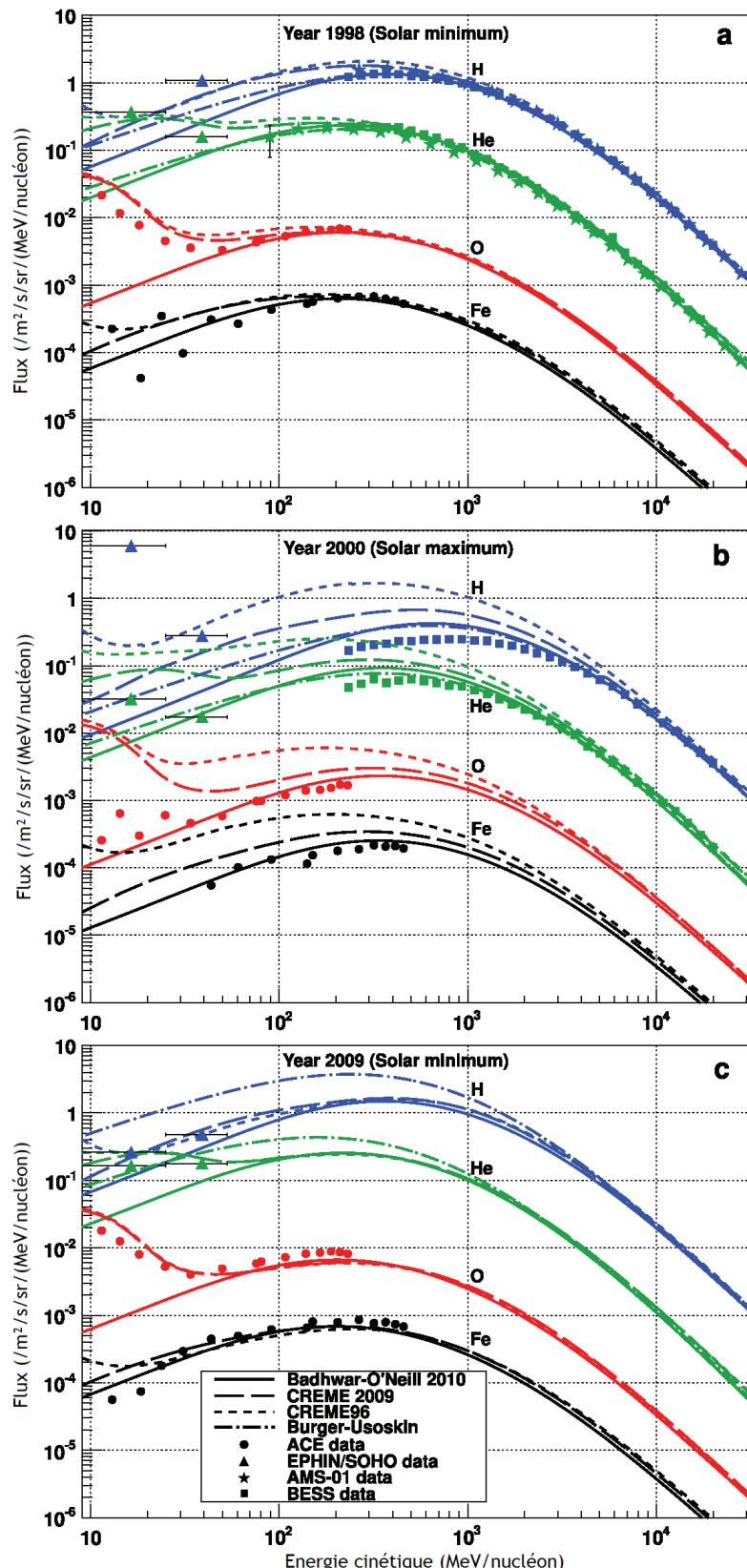


Figure 3 - Comparaison des spectres RCG H (bleu), He (vert), O (rouge) et Fe (noir) entre les modèles BON2010, CREME96 et 2009 et Burger-Usovkin avec les données expérimentales obtenues par ACE, EPHIN, AMS-01 et BESS à trois dates distinctes (a, b et c) [Mrigakshi et al., 2012].

Dans tous les cas, on observe que pour des énergies supérieures à 10 GeV/nucléon, tous les modèles et les données expérimentales concordent et décrivent bien une loi de puissance en $J_i(E_k) \propto E_k^{-\gamma_i}$. Des différences commencent à apparaître dans le domaine de modulation autour du GeV/nucléon et peuvent atteindre plusieurs ordres de grandeur en deçà de la centaine de MeV/nucléon. Cependant, nous rappelons que dans la suite de ces travaux, nous nous focaliserons sur le domaine d'énergie supérieur à 100 MeV/nucléon. Le modèle CREME96 est celui qui surestime le plus les spectres H et He dans le cas (b). Les autres modèles semblent s'ajuster assez bien aux données expérimentales dans l'intervalle 100 MeV/nucléon à 10 GeV/nucléon dans les cas (a) et (b). Dans le cas (c), peu de données expérimentales permettent d'attester de la validité ou non d'un modèle par rapport à un autre. En effet, pour l'hydrogène et l'hélium, le modèle Burger-UsoSkin fournit des spectres ayant une amplitude plus grande que celle des autres modèles. Cela vient du fait que la modulation solaire est traitée différemment selon les modèles ce qui est l'objet de la section I.1.1.e.

I.1.1.e Modulation Solaire

La prise en compte de l'activité solaire est essentielle pour une estimation précise des spectres RCG de manière dynamique. Nous rappelons ici que le Soleil est une étoile qui possède une activité magnétique extrêmement intense d'une période de 22 ans, qui se traduit par un cycle visible au niveau des tâches solaire de 11 ans [Heber, 2001]. Lorsque l'activité magnétique est importante, le nombre de tâches sombres parfois visibles à l'œil nu à la surface du Soleil augmente et l'intensité du Vent Solaire (et donc du CMI) s'accroît. Il est donc nécessaire de pouvoir estimer l'activité solaire à un instant donné pour pouvoir appliquer le modèle de modulation du RCG par le potentiel de modulation $\phi(t)$.

Il existe différentes approches pour tenter d'estimer l'activité solaire. La première est l'observation directe de la surface du Soleil et des tâches solaires. Cela permet de calculer un nombre appelé le nombre de Wolf W défini par [American National Standards Institute, 2004] et où f est le nombre de tâches solaires individuelles, g le nombre de groupe de tâches solaires et k un facteur d'observation empirique dépendant du site d'observation.

$$W = k \cdot (10g + f) \quad \text{Équation 16}$$

Cette mesure est un bon indicateur qui permet une estimation directe de la modulation en tenant compte d'un décalage temporel de la modulation effective à l'instant de l'observation. En effet, ce décalage temporel reflète le fait que le champ magnétique responsable de la modulation est directement lié au Vent Solaire qui possède une vitesse de $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ à $800 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Des mesures directes telles que le nombre de tâches solaires précèdent la modulation effective de quelques mois le temps que le plasma solaire atteigne les limites de l'Héliosphère où la modulation commence. Le nombre de

Wolf (ou International SunSpots Number ISSN) a été choisi pour quantifier la modulation dans le modèle CREME2009 et BON2010.

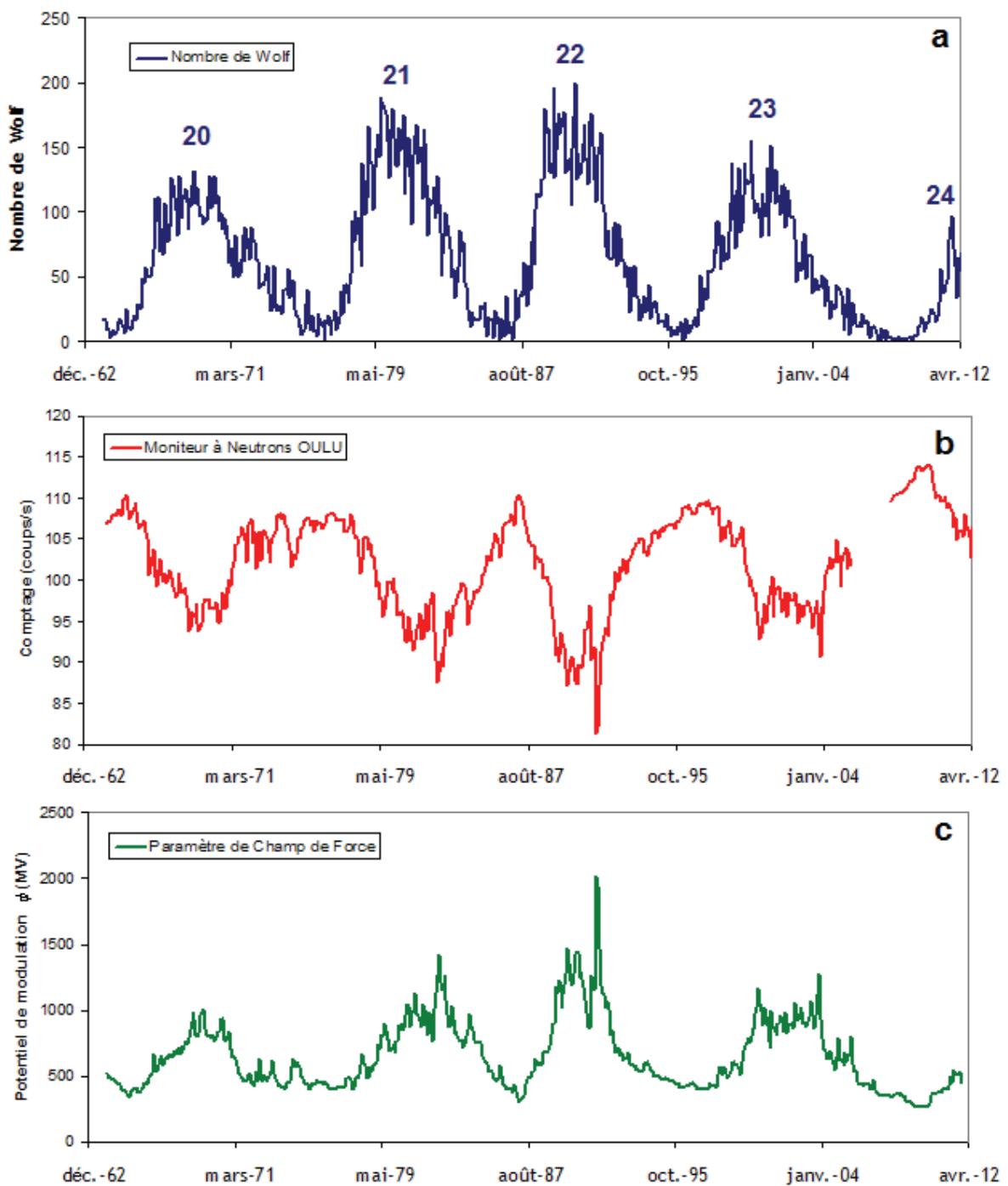


Figure 4 - (a) Nombre de Wolf, (b) Taux de comptage du Moniteur à Neutrons de Oulu et (c) Potentiel de Modulation de Usoskin en fonction du temps depuis 1964. Les différents cycles solaires sont numérotés depuis 20 jusqu'à 24, pour le cycle en cours.

Le modèle Burger-Usoskin utilise une autre approche où le potentiel de modulation du modèle du Champ de Force est déduit de données au sol fournies par les Moniteurs à Neutrons. Le Réseau de Moniteurs à Neutrons sera décrit dans le Chapitre IV. Ce type de détecteur permet de monitorer indirectement l'intensité du RCG. Cette approche est décrite dans la littérature [O'Brien et de Burke, 1973 ; Usoskin, 2002, 2005, 2011 ; Owens

et al., 2012]. Elle consiste à établir une loi de corrélation entre les comptages enregistrés au niveau du sol par un Moniteur à Neutrons et le potentiel de modulation sachant qu'il est possible d'estimer le taux de comptage d'un Moniteur à Neutrons à partir du spectre incident de RCG pénétrant dans l'atmosphère via des fonctions de rendement. Le potentiel de modulation étant le seul paramètre libre du modèle de Champ de Force, il est possible de le déduire si le spectre non modulé ISL est supposé connu. Cependant, cette méthode dépend fortement du choix du spectre ISL et des données de mesures au sol [Herbst et al., 2010].

La Figure 4 présente les variations du nombre de Wolf fourni par le Solar Influences Data Analysis Center (SIDC), d'un taux de comptage du Moniteur à Neutrons de Oulu, Finlande obtenu grâce au Réseau Européen de Moniteurs à Neutrons (NMDB) et du potentiel de modulation $\phi(t)$ calculé par *Usoskin* (2005) à partir du Moniteur à Neutrons de Oulu sur plusieurs cycles d'activité solaire depuis 1964. La périodicité de 11 ans de ce cycle est mise en évidence dans les trois graphiques. On observe cependant une anti-corrélation entre le taux de comptage du Moniteur à Neutrons et le nombre de Wolf ou le potentiel de modulation. En effet, le taux de comptage d'un Moniteur à Neutrons est proportionnel à l'intensité du RCG qui va atteindre l'atmosphère terrestre. De ce fait, moins le spectre RCG est modulé, plus le taux de comptage est élevé. Or la modulation est corrélée avec l'activité solaire et donc le nombre de tâches solaires. Nous observons également que le 24^{ème} cycle solaire atteint son maximum au moment où ces travaux sont menés.

I.1.1.f Rigidité de coupure géomagnétique

Cette dernière section de la partie Rayonnement Cosmique Galactique aborde les effets de la magnétosphère terrestre. En effet, nous nous intéresserons par la suite à l'interaction de ce RCG avec l'atmosphère terrestre. Il est donc nécessaire de comprendre les trajectoires des rayons cosmiques à l'approche de la Terre. Elles sont fortement influencées par les lignes de champs géomagnétiques dont l'intensité est beaucoup plus importante que celle du CMI dans l'Héliosphère. La magnétosphère peut être vue comme un obstacle au vent Solaire et commence à prendre effet à partir d'une dizaine de rayons terrestres du côté exposé au Vent Solaire où les lignes de champs sont comprimées par ce dernier et jusqu'à une centaine de rayons de l'autre côté (voir Figure 2 et [Axford, 1982]).

Les particules du RCG arrivant avec une vitesse \vec{v} aux abords de la magnétosphère où règne un champ magnétique \vec{B} subissent la force de Lorentz \vec{F}_L (Équation 17).

$$\vec{F}_L = Ze \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{Équation 17}$$

Lorsque qu'une telle force s'exerce, la trajectoire des particules à tendance à devenir circulaire autour des lignes de champs. Pour décrire de telles trajectoires, il est pratique de définir le rayon de Larmor (ou de giration magnétique) r_L qui dépend

uniquement de grandeurs définies plus tôt telles que le module du champ magnétique $|\vec{B}|$, la rigidité R ou l'impulsion p .

$$r_L = \frac{p}{Z \cdot e \cdot |\vec{B}|} = \frac{R}{|\vec{B}| \cdot c} \Rightarrow R = r_L \cdot |\vec{B}| \cdot c \quad \text{Équation 18}$$

La rigidité magnétique se révèle être une grandeur adéquate pour l'étude des trajectoires de particules chargées dans un champ magnétique. En effet, d'après l'Équation 18, il est évident que deux particules de même rigidité suivent le même chemin dans un champ magnétique donné, et ce indépendamment de leur masse ou de leur nombre de charges élémentaires. Deux directions opposées sont cependant possibles selon que la charge soit positive ou négative.

En arrivant au niveau des lignes de champ magnétique terrestre, les particules possédant une certaine impulsion se trouvent donc confrontées à un véritable bouclier électromagnétique. Au niveau de l'équateur, les lignes de champs similaires à celles d'un dipôle sont parallèles aux couches atmosphériques et le bouclier offert est donc plus efficace qu'au niveau des pôles où les lignes de champs sont perpendiculaires et n'offrent par conséquent aucune protection. La capacité que possède une particule à accéder au sommet de l'atmosphère à des coordonnées géographiques données peut être quantifiée via une grandeur qui se nomme la Rigidité de Coupure Verticale Géomagnétique R_c (simplement Rigidité de Coupure par la suite). De nombreux travaux ont été menés pour calculer en chaque point du globe cette Rigidité de Coupure. L'approche conventionnelle consiste à calculer numériquement la trajectoire de rayons cosmiques dans la magnétosphère terrestre en partant du point d'arrivée depuis une certaine position géographique et de remonter vers le point d'entrée dans la magnétosphère en sens inverse [Smart, 2000].

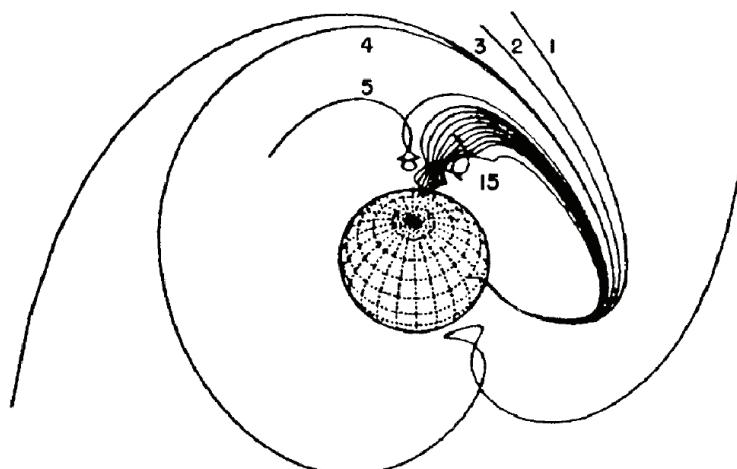


Figure 5 - Différentes trajectoires inverses calculées depuis une incidence verticale à une position géographique donnée au sommet de l'atmosphère [Smart, 2000]. Lorsque le numéro indiquant la trajectoire augmente, la rigidité associée à la particule décroît. Plus d'informations sont fournies dans le texte.

Un grand nombre de trajectoires doivent être simulées pour prendre en compte toutes les directions incidentes possibles pour chaque position géographique. Afin d'économiser en temps de calcul, une hypothèse simplificatrice consiste à ne considérer que les particules arrivant au sommet de l'atmosphère de manière verticale d'où la notion de Rigidité de Coupure Verticale. Ce concept est très utilisé pour sa précision dans les études des radiations atmosphériques [Smart and Shea, 2003a,b]. La Figure 5 illustre des trajectoires inverses partant d'une incidence verticale depuis une position donnée. Seule la rigidité change pour chaque trajectoire numérotée. Plus le numéro de la trajectoire est faible, plus la rigidité est importante. Ainsi, les trajectoires 1,2 et 3 se présentent sous la forme d'une courbe de rayon de courbure croissant avec la rigidité avant de s'échapper dans l'espace. Les particules ayant une rigidité plus faible (trajectoires 4 et 5) suivent un chemin en forme de boucle avant de s'échapper. Finalement, les particules ayant une très faible rigidité (trajectoire 15) se déplacent le long d'une boucle réentrant dans l'atmosphère (rebonds). Ainsi, les particules chargées positivement venant de l'Espace et possédant ces rigidités ne peuvent atteindre le sommet de l'atmosphère. Ces trajectoires sont qualifiées d'interdites. De la même manière, les particules ayant une rigidité permettant de s'échapper de la magnétosphère forment l'ensemble des trajectoires permises.

Le calcul des trajectoires doit couvrir une large gamme de rigidités allant de 0,0 GV à environ 20,0 GV. Cette gamme est parcourue avec un incrément dR et à chaque rigidité, il faut regarder si la trajectoire est permise ou interdite. Des diagrammes tels que ceux présentés sur la Figure 6 synthétisent les résultats pour une position géographique spécifique.

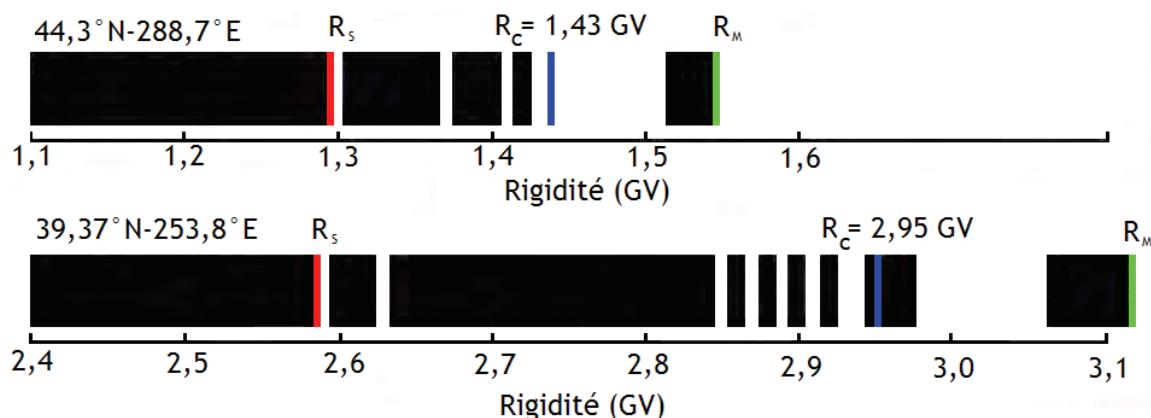


Figure 6 - Diagrammes de rigidités de coupure géomagnétique dérivés de calculs de trajectoires inverses à deux positions géographiques données [Smart, 2000]. Les régions en noir correspondent aux rigidités interdites tandis que les régions en blanc définissent les rigidités permises. Les rigidités de Störmer (rouge), de Coupure (bleu) et Moyennes (vert) sont définies dans le texte.

Les diagrammes de la Figure 6 définissent trois régions distinctes. Pour les basses rigidités, toutes les trajectoires sont interdites jusqu'à une rigidité appelée Rigidité de Störmer R_s [Störmer, 1930]. Ensuite pour il existe une région au-delà de laquelle toutes

les rigidités induisent des trajectoires permises. Elle concerne les rigidités supérieures à la Rigidité Moyenne R_M . Entre la région interdite et la région permise se trouvent logiquement la région dite de pénombre où seulement quelques rigidités sont à l'origine de trajectoires permises. Pour prendre en compte cette région de pénombre, la Rigidité de Coupe effective R_C est définie suivant l'Équation 19 où $\delta(R)$ est égal à 1 lorsque la rigidité R de la zone de pénombre est permise.

$$R_C = R_M - \int_{R_S}^{R_M} \delta(R) \cdot dR \quad \text{Équation 19}$$

En calculant les rigidités de coupe en chaque point du globe, il est possible d'établir une carte telle que celle présentée sur la Figure 7. Cette carte est issue des travaux de [Pioch, 2012] grâce à des calculs avec l'outil MAGNETOCOSMICS [Desorgher, 2004]. Ce code développé grâce à l'outil Monte Carlo GEANT4 (cf. Chapitres 2,4 et 5) permet de calculer la propagation des rayons cosmiques dans différents modèles de magnétosphères. Pour la description des lignes de champ similaires à celles d'un dipôle, la 11^{ème} génération du International Geomagnetic Reference Field (IGRF-11) a été utilisée [Finlay et al., 2010b]. Les coefficients de Gauss utilisés dans l'expression du potentiel scalaire permettant de déduire l'expression du champ magnétique avec un gradient négatif sont mis à jour tous les 5 ans par l'International Association of Geomagnetism (IAGA). La structure externe de la magnétosphère est décrite par des modèles plus complexes dont ceux établis par [Tsyganenko, 1987, 1989, 1995, 2000a,b] qui dépendent d'un indice K_p (entier de 0 à 9, tempête géomagnétique si supérieur à 5, état calme sinon) .

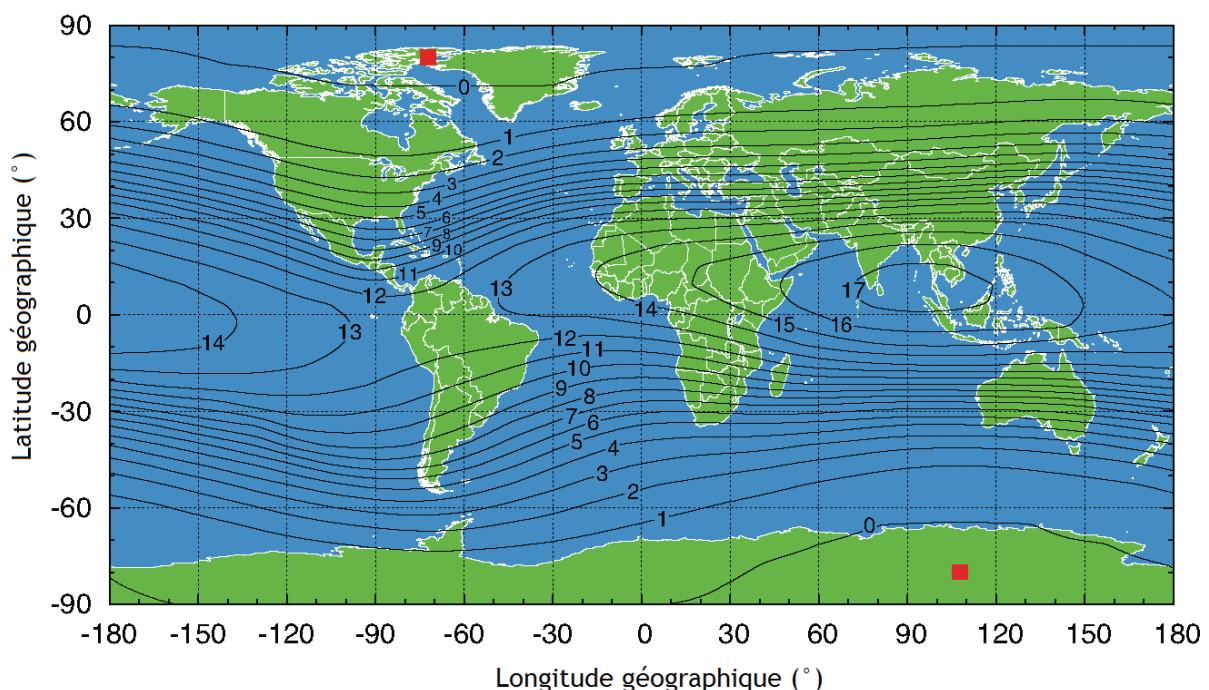


Figure 7 - Carte des rigidités de coupe valables pour les années 2010 à 2015 et calculée avec MAGNETOCOSMISC [Pioch, 2012]. Les carrés indiquent la position des pôles magnétiques en 2010.

I.1.2 Les événements solaires

I.1.2.a Les éruptions solaires (SF)

Le Soleil est une étoile très active et des événements solaires aléatoires à savoir des phénomènes éruptifs se produisant à sa surface peuvent influencer l'environnement radiatif spatial proche de la Terre ou même dans l'atmosphère terrestre. Nous traiterons d'abord des événements solaires à particules énergétiques (SEP : Solar Energetic Particle) nommés Eruptions Solaires (SF : Solar Flares). Ces SF sont d'intenses et rapides SEP où des éjections peuvent atteindre des masses colossales de 10^7 à 10^{10} tonnes avec une énergie mécanique de l'ordre de 10^{25} Joules [Hundhausen *et al.*, 1994 ; Ohyama *et Shibata*, 1998]. La première éruption fut enregistrée le 1^{er} Septembre 1859 indépendamment par [Carrington, 1860 et Hodgson, 1860] qui scrutaient alors les tâches solaires. Ces éjections se présentent sous la forme de plasmas constitués d'électrons, de protons et d'ions plus lourds dont les énergies atteignent quelques keV à quelques dizaines de MeV. Elles sont provoquées par le relâchement de l'énergie magnétique stockée dans l'atmosphère solaire à proximité de tâches solaires. Une description détaillée de ces phénomènes nécessite des notions avancées en MHD (Magnéto-Hydro-Dynamics) et dépasse largement le cadre de ces travaux [Shibata *et Magara*, 2011].

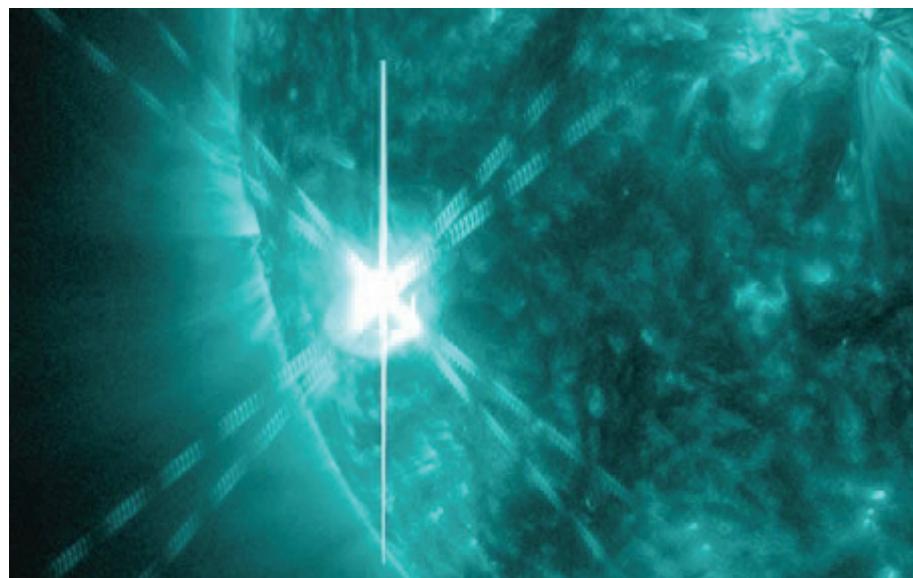


Figure 8 - Eruption solaire du 22 Octobre 2012 enregistrée dans le domaine de l'Ultraviolet par le Solar Dynamics Observatory (SDO) de la NASA.

Du fait de l'accélération des électrons, les éruptions solaires sont accompagnées d'émission de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) couvrant tout le spectre électromagnétique depuis les ondes radio jusqu'aux rayons X, voire γ en passant par le domaine du visible. De ce fait, l'observation des SF se fait en appliquant des filtres dans certaines régions spécifiques, notamment les satellites GOES (Geostationary Operational Environmental Satellites) de la NASA, qui mesurent la fluence énergétique de pic Ψ dans les émissions de rayons X, dont les longueurs d'onde sont comprises entre 1 Å et 8 Å. Cette

mesure établit une classification en échelle logarithmique reposant sur quatre classes (B, C, M et X, subdivisées en échelle linéaire (de 1 à 10). Le Tableau 2 indique les domaines de définition de ces classes. A titre d'exemple, deux éruptions avec une fluence respective de $1 \times 10^{-4} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ et de $6 \times 10^{-5} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ seront de classes X1 et M6.

Tableau 2 -Classification des éruptions solaires selon la mesure de la fluence énergétique des rayons X dans la gamme 1-8 Å mesurée par les satellites GOES-

Classes de l'éruption	Fluence énergétique Ψ (W/m^2)
B	$\Psi < 10^{-6}$
C	$10^{-6} \leq \Psi < 10^{-5}$
M	$10^{-5} \leq \Psi < 10^{-4}$
X	$\Psi > 10^{-4}$

La durée caractéristique de ce type d'événements impulsifs est de l'ordre de quelques heures en tenant compte de la propagation des particules jusqu'à la Terre, ce qui est très rapide par rapport aux événements décrits dans la prochaine section.

I.1.2.b Les Ejections de Masse Coronale (CME)

La seconde source des SEP est l'Ejection de Masse (ou Matière) Coronale (CME : Coronal Mass Ejection). Ces événements sont définis comme étant un changement observable de la structure coronale du Soleil sur une échelle temporelle de quelques minutes à quelques heures et accompagné de mouvements des nuages de plasma coronal (tels que les protubérances solaires) [Hundhausen *et al.*, 1984]. De grandes quantités de matières et de radiations électromagnétiques sont également relâchées, impliquant de larges régions de la surface du Soleil, jusqu'à 180° d'extension [Cane and Lario, 2006]. Les nuages de plasma dont la taille atteint jusqu'à la dizaine de rayons solaires peuvent ensuite se déplacer dans le système solaire (CME interplanétaire). Les CME, tout comme les SF, seraient dues au réarrangement de lignes de champ magnétique lorsque deux champs magnétiques de directions opposées sont amenés ensemble. Ce phénomène appelé Reconnexion Magnétique [Bemporad *et al.*, 2008] provoque un dégagement soudain d'énergie stockée dans les champs opposés originaux.

Ce plasma, tout comme la matière éjectée lors de SF, est constitué essentiellement d'électrons et de protons, mais peut contenir aussi de petites quantités d'ions plus lourds comme l'hélium, l'oxygène et même le fer. Une CME typique présente trois régions distinctes dont une cavité d'électrons à faible densité, un cœur dense (la protubérance qui apparaît de façon brillante sur les images des coronographies) et enfin une pointe brillante. L'occurrence de ce type d'événements dépend de la date dans le cycle d'activité solaire. Ainsi, il est recensé en moyenne de 0,2 à 0,5 CME par jour pendant les phases de minimum solaire et jusqu'à 2,5-3,5 par jour lors de maximum dont seulement une fraction est dirigée vers la Terre.

Les CME sont généralement observées avec des coronographies à lumière blanche couvrant tout le spectre des longueurs d'onde du visible. La Figure 9 présente un exemple de dynamique d'une éjection de masse coronale observée dans le domaine du visible par l'instrument LASCO du satellite Solar and Heliospheric Observatory de l'ESA/ NASA.

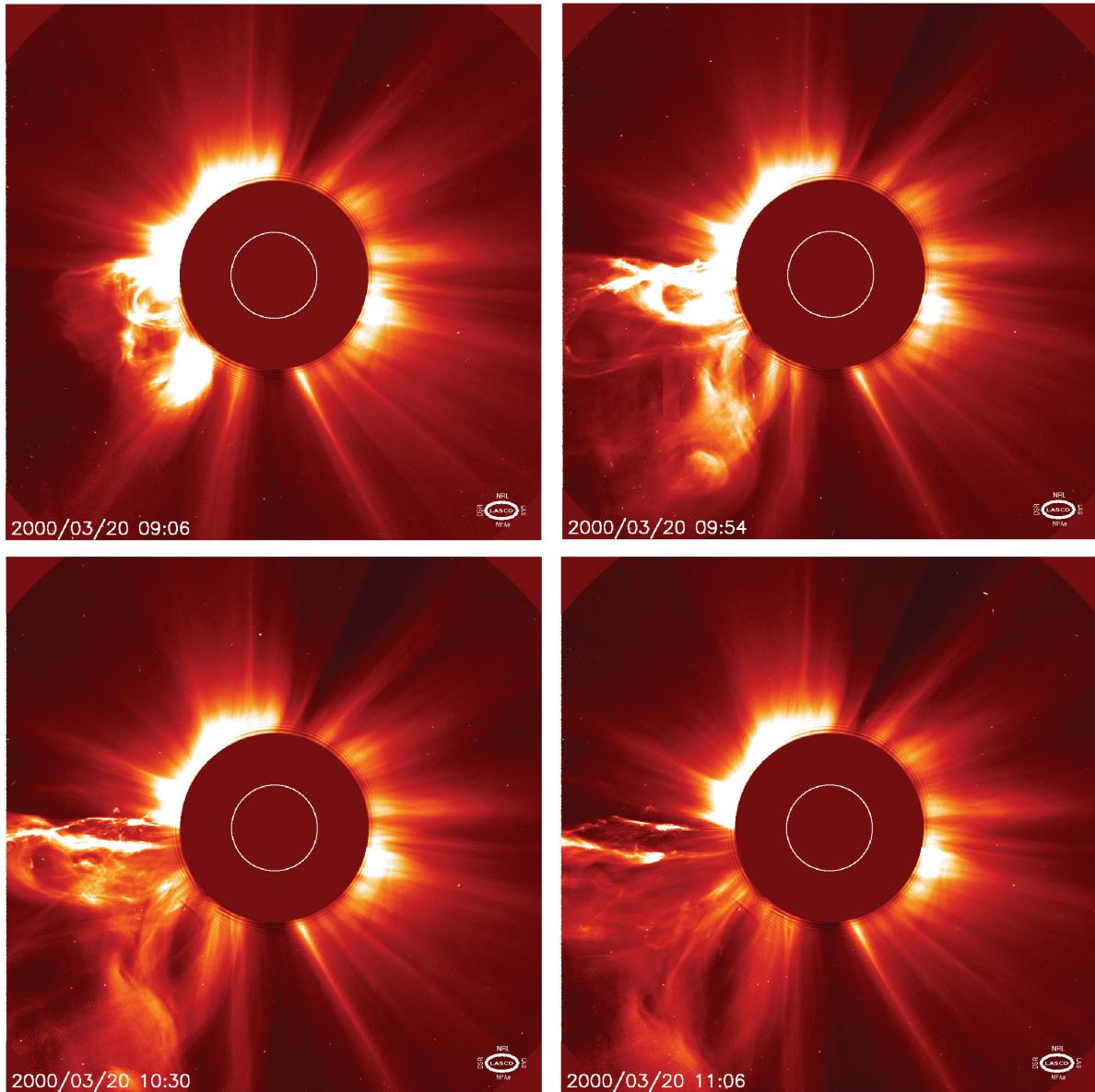


Figure 9 - Une CME observée le 20 Mars 2000 par LASCO C2, coronographe embarqué sur le satellite SOHO (NASA/ESA) [Brueckner et al., 1995]. Cette séquence d'images couvre deux heures où l'on voit le nuage de plasma (coin inférieur gauche de chaque image) contenant des milliards de tonnes de particules être soufflé dans l'Espace mais non dirigé vers la Terre.

La vitesse et la direction de propagation des CME sont déduites de ces observations. Les vitesses des nuages de plasma émis lors de CME varient de la centaine de km/s à plus de 2500 km/s, ce qui les rend pour la plupart, un peu plus rapides que le Vent Solaire [Yurchyshyn et al., 2005]. La vitesse moyenne des CME observées entre 1996 et 2003 par SOHO/LASCO est de 489 km/s et leur masse moyenne est de $1,6 \times 10^{12}$ kg. Il est également considéré que seules les CME ayant une vitesse bien plus rapides que le Vent Solaire sont susceptibles d'induire un SEP plus graduel que ceux induits par des SF avec une durée

De l’Environnement Radiatif Spatial à l’Environnement Radiatif Atmosphérique atteignant quelques jours, le temps que la bulle de plasma atteignent la Terre [Reames, 2000 ; Ng and Reames, 2008].

I.1.2.c Effets : Ground Level Enhancement et Décroissance Forbush

Les SF et CME conduisent donc à des SEP. Bien que les deux phénomènes soient étroitement liés, les signatures en termes d’abondance chimique et d’états d’ionisation des particules accélérées sont différentes. De plus, les deux ne sont pas à l’origine de l’autre même si une SF est très souvent accompagnée d’une CME. Nous allons détailler dans cette section l’effet de ces SEP au niveau de l’environnement radiatif spatial en orbite proche de la Terre et dans l’atmosphère [Reames, 1990, 1999 et Kahler, 1992, 1994].

Ground Level Enhancements (GLE)

Les particules émises lors de la plupart de SEP atteignent des énergies cinétiques jusqu’à quelques dizaines de MeV seulement. Pour cette raison, la majorité de ces événements n’induisent pas de modifications notables de l’environnement radiatif dans la magnétosphère terrestre [Pioch, 2012]. Cependant, dans certains cas, les particules sont accélérées jusqu’à des énergies relativistes pouvant mener à des niveaux de radiations élevés près ou même sur Terre. Il a été démontré que ces augmentations sont principalement causées par des SEP contenant une majorité de protons possédant une énergie cinétique élevée (centaine de MeV ou plus) [Mason et al., 1984 and Reames, 1998]. On appelle ces événements des SPE (Solar Protons Events) et une corrélation de 96 % a été trouvée entre les SPE et les CME [Kahler et al., 1978, 1984, 2001]. Pour cette raison, il est aujourd’hui accepté que les SPE très intenses sont causés ou du moins accompagnés par des CME rapides. Les protons énergétiques peuvent pénétrer en profondeur dans l’atmosphère terrestre (cf. Partie I.2.1) et générer substantiellement des particules secondaires détectables même au niveau du sol. Ce phénomène est appelé GLE (Ground Level Enhancement) et le seuil en énergie cinétique pour qu’un proton primaire induise des particules secondaires au niveau du sol est de 450 MeV. Cela correspond à une rigidité de coupure de 1 GV), ce qui permet de déduire que, d’une part, ces protons se déplacent à environ 75 % de la vitesse de la lumière et atteignent la Terre seulement 11 minutes après l’événement solaire, et d’autre part, seules les régions polaires seront affectées par ce type de phénomènes. Par la suite, nous nous intéresserons aux radiations à des latitudes moyennes (rigidité de coupure largement supérieure à 1 GV) et donc peu susceptibles d’enregistrer des GLE. C’est pourquoi nous allons décrire de manière très succincte ce phénomène très étudié par ailleurs [Matthiä, 2009 ; Matthiä et al., 2009a,b].

Le premier GLE a été enregistré le 28 Février 1942 en détectant de fortes augmentations dans les taux d’ionisation des appareils de mesures [Lange et Forbush, 1942 ; Edward et al., 1942]. Peu après, deux autres augmentations subites furent détectées et il fut suggéré que les particules chargées émises par le Soleil en étaient responsables

[*Forbush, 1946*]. Depuis, tous les GLE sont numérotés de manière chronologique. Le dernier en date (GLE numéro 71) s'est déroulé le 17 mai 2012. Les SPE relativistes ($E_k > 450$ MeV) ont été étudiés pendant les cycles solaires 19, 20 et 21 depuis 1955 jusqu'à 1986 et environ 35 de ces SPE ont induits des GLE, ce qui représente une fréquence d'un GLE par an en moyenne [*Shea and Smart, 1990*].

Les données sur les SEP ayant conduit à des GLE proviennent de différentes sources à la fois interplanétaires grâce à des satellites (GOES, ACE, SOHO, SPIDR [*Zhizhin et al., 2008*]) et terrestres via des observations depuis le sol (le réseau de Moniteur à Neutrons et des carottes de glace extraite de la calotte glaciaire dans les régions polaires [*Zeller et al., 1986 ; Dreschhoff and Zeller, 1990 ; McCracken et al., 2001a,b,c*]). Le réseau de Moniteurs à Neutrons est l'unique outil permettant de déduire des informations sur les particules relativistes pendant un GLE) dans une gamme de rigidité de 1 GV à 17 GV. Ces données ont permis de proposer des modèles de spectres différentiels des protons provoquant des GLE. L'*Équation 20* proposée par [*Ellison et Ramaty, 1985*] décrit ce spectre à partir d'une approche modélisant l'accélération des SEP en fonction de l'impulsion p et de l'énergie cinétique E_k . Les paramètres γ et E_s de la loi de puissance en impulsion et la loi exponentielle décrivant le raidissement de la pente du spectre à haute énergie sont régies par les paramètres respectifs γ et E_s .

$$J_{p,GLE}(E_k) \propto p^{-\gamma} \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{E_s}\right) \quad \text{Équation 20}$$

Une autre approche consiste à décrire le spectre des protons avec une distribution de Weibull (*Équation 21*) [*Xapsos et al., 2000*] où J_0 , τ et α sont des paramètres constants déterminés par ajustement avec les données interplanétaires ou au sol.

$$J_{p,GLE}(E_k) = J_0 \cdot \tau \cdot \alpha \cdot E_k^{\alpha-1} \exp(-\tau \cdot E_k^\alpha) \quad \text{Équation 21}$$

Enfin, la dernière approche consiste à considérer une loi de puissance en rigidité, pure ou modifiée ($\delta\gamma$ représente alors la variation de l'exposant induisant une augmentation de la pente lorsque la rigidité augmente) [*Cramp et al., 1997*].

$$\begin{aligned} J_{p,GLE}(R) &\propto R^{-\gamma} & \text{Équation 22} \\ J_{p,GLE}(R) &\propto R^{-\gamma-\delta\gamma(R-1)} \end{aligned}$$

Le spectre de protons des GLE évolue au cours du temps et les différentes formes de spectres proposées auparavant peuvent être valables selon l'intervalle de temps pendant le GLE afin de correspondre le mieux possible aux données au sol obtenues avec les Moniteurs à Neutrons [*Vashenyuk et al., 2008, 2009b*]. A titre d'exemple, le GLE69 a été enregistré le 20 Janvier 2005 après une SF de classe X7,1 se produisant à 06:36 UT. Il a fallu environ quinze minutes aux particules relativistes pour atteindre la Terre, ce qui

engendra une augmentation des taux de comptage des Moniteurs à Neutrons (cf. Figure 10). Il est très clair que le moniteur à proximité des pôles (Oulu, 0,31 GV) voit la plus grande augmentation jusqu'à un facteur 3,7 à 06:50 UT. A mesure que la rigidité de coupure augmente, l'amplitude du GLE diminue avec un facteur 2 à Kiel (2,35 GV) et pas d'effets observés à Rome (6,27 GV). Ces données ont permis de reconstruire une estimation du spectre du SPE afin de compléter les mesures des satellites GOES avec des modèles en loi de puissance et loi de puissance modifiée [Bütfoker et al., 2006 ; Vashenyuk et al., 2005, 2007]. Ainsi, la Figure 10 présente les résultats obtenus à deux instants spécifiques à 07:00 UT et 08:00 UT sur une gamme de 500 MeV à 10 GeV. Nous remarquons que le spectre des protons du SPE décroît rapidement avec l'énergie cinétique. C'est pourquoi à partir de quelques GeV (et donc une rigidité équivalente de quelques GV), la contribution des protons énergétiques de l'événement solaire devient négligeable devant les protons de même énergie présent dans le RCG. Cela permet d'expliquer la difficulté d'observer un GLE au niveau du sol hors des régions polaires.

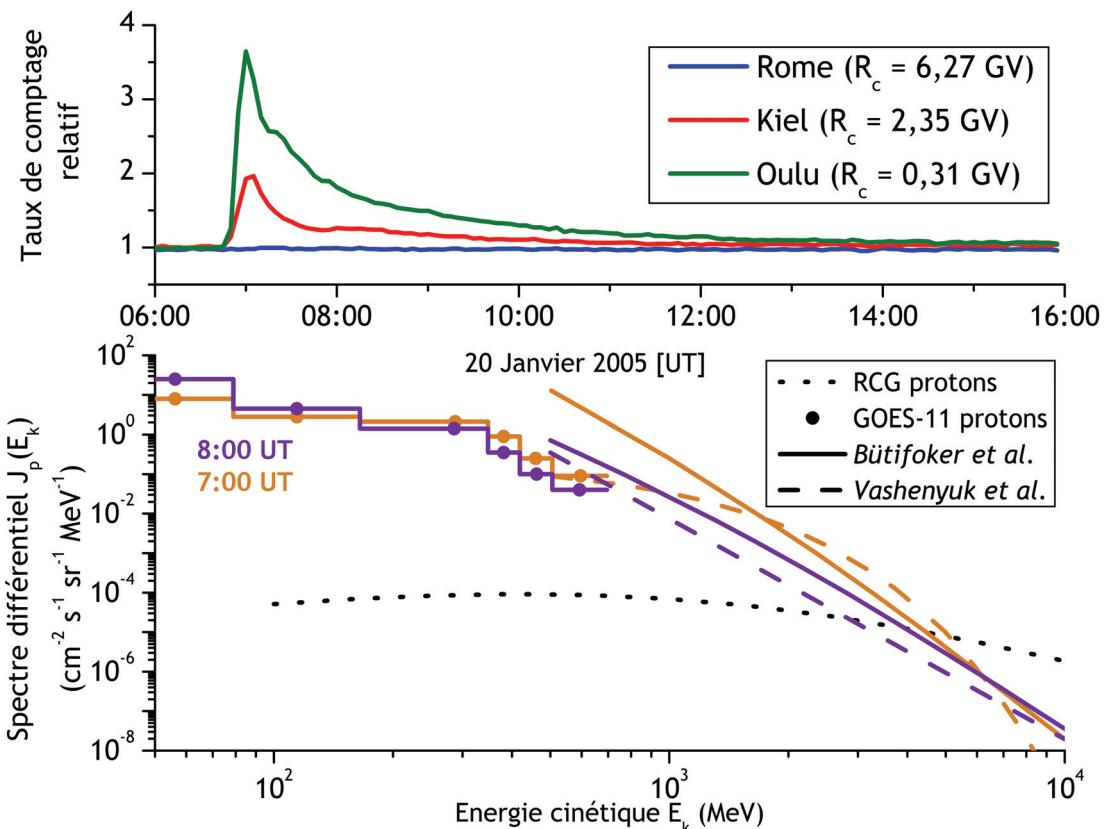


Figure 10 - Taux de comptage relatif des Moniteurs à Neutrons des stations de Rome, Kiel et Oulu durant le GLE69 du 20 Janvier 2005 (graphique du haut). Spectres différentiels caractéristiques des SPE à différents instants (07:00 UT et 08:00) peu après l'éruption solaire à partir de modèles théoriques et Mesures des protons avec les satellites GOES (graphique du bas) [Pioch, 2012].

Décroissances Forbush (FD : Forbush Decrease)

Les CME, qui sont une sorte de perturbation du Vent Solaire, atteignent la Terre entre un et cinq jours après l'éruption du Soleil. Pendant leur propagation, les CME interagissent avec le Vent Solaire et le Champ Magnétique Interplanétaire. Lorsque la CME

est émise en direction de la Terre et qu'elle atteint la magnétosphère, cela produit une onde de choc qui aura pour effet de comprimer les lignes de champ magnétique du coté « jour » et de les étirer coté « nuit » comme un effet de modulation local. Seules les CME très rapides (> 500 km/s) peuvent conduire à un choc. Cet effet héliosphérique provoque une variation de la densité du RCG causée par la propagation de perturbations à grande échelle du Vent Solaire et se nomme Décroissance Forbush (FD), du nom du physicien qui les étudia dans les années 1930 [Forbush, 1937].

Une décroissance Forbush se traduit par un fléchissement de quelques heures du flux de RCG pouvant atteindre jusqu'à 30 % en amplitude (le plus souvent entre 3 % et 20 %), survenant dans quelques jours après une CME. Le retour aux conditions normales s'effectue en quelques jours, voire semaines. De nombreuses études dans les soixante dernières années ont tenté de modéliser ce phénomène afin de pouvoir corrélérer l'amplitude de la décroissance et la durée de retour aux conditions initiales avec des données spatiales telles que la vitesse du Vent Solaire, l'intensité du CMI, la taille de la CME ou encore l'indice K_p [Dorman, 1963 ; Webber, 1962 ; Belov et al., 1997a,b, 1999a,b ; Lockwood et al., 1963, 1971, 1977, 1986, 1991a,b et Cane, 1993, 2000].

Il est maintenant admis que l'amplitude d'une décroissance Forbush dépend de la taille de la CME, de la force du champ magnétique dans la CME et de la proximité de la CME par rapport à la Terre. Belov (2001) propose une relation linéaire (Équation 23) entre l'amplitude A_{FD} en % et le produit de la vitesse maximale du Vent Solaire V_{\max} (en km/s) et l'intensité maximum du CMI B_{\max} (en nT) pour une perturbation donnée.

$$A_{FD} \propto B_{\max} \cdot V_{\max} \quad \text{Équation 23}$$

Une classification de l'amplitude en fonction de l'indice $K_{p,\max}$ (activité géomagnétique) a été établie même si dans certains cas, une tempête géomagnétique ($K_p > 5$) importante ne conduira pas forcément à une FD. A l'inverse une FD relativement marquée peut se produire dans des conditions géomagnétiques calmes ($K_p < 5$).

Enfin comme cela a été mis en œuvre pour les GLE, il est intéressant de voir l'évolution du spectre du RCG pendant l'événement, soit grâce à des mesures directes en orbite proche de la Terre (AMS-02), soit grâce à des mesures au sol avec des Moniteurs à Neutrons. La méthodologie sera décrite avec précision dans le Chapitre V. La première approche consiste à considérer une évolution temporelle du spectre différentiel suivant une loi de puissance en rigidité où $A(t)$ et $\gamma(t)$ sont des paramètres obtenus par ajustements avec les données des Moniteurs à Neutrons (Équation 24)

$$\frac{\delta J_i(R)}{J_i(R)}(t) = A(t) \cdot R^{-\gamma(t)} \quad \text{Équation 24}$$

L'autre approche consiste à remarquer que ce phénomène est analogue à celui de la Modulation Solaire décrite dans le cadre du modèle du Champ de Force. Dans ce cas, une estimation du spectre du RCG peut se faire en calculant l'évolution du potentiel de modulation $\phi(t)$ pendant la FD.

La Figure 11 illustre ceci grâce à une Décroissance Forbush observée par les Moniteurs à Neutrons de Rome, Kiel et Oulu, le 15 Mai 2005 vers 7:00 UT à son maximum suite à une éruption de classe M8 avec une CME datant du 13 Mai 200 à 16:50 UT. Considérant que l'état de modulation initial à cette période du cycle solaire était de 650 MV, nous voyons l'évolution du spectre des protons du RCG au cours du temps, dépendant de l'énergie cinétique et du potentiel de modulation effectif (ordre de grandeur) pendant l'éruption. De la même façon que pour les GLE, l'amplitude de la FD observée au sol dépend de la rigidité de coupure géomagnétique car le spectre du RCG est plus fortement modulé dans les faibles énergies (donc faibles rigidités équivalentes).

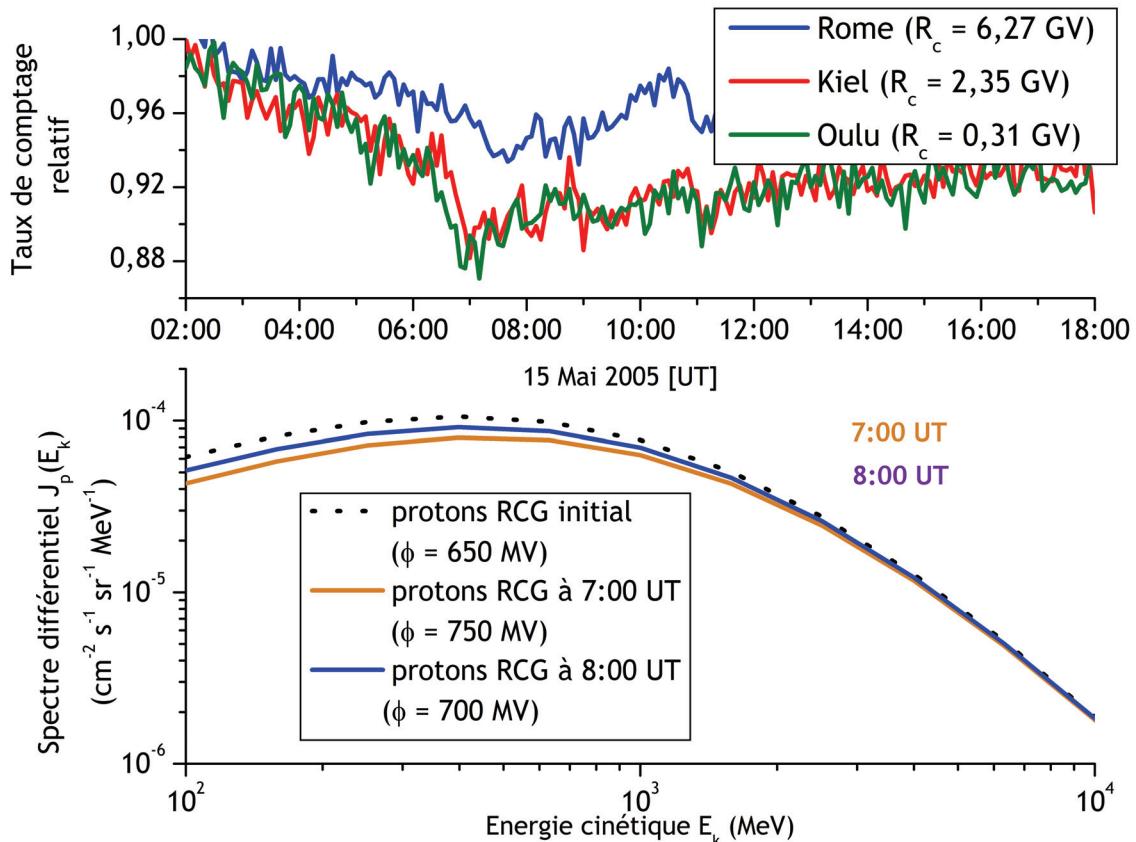


Figure 11 - Taux de comptage relatif des Moniteurs à Neutrons des stations de Rome, Kiel et Oulu durant la FD du 15 Mai 2005 (graphique du haut). Spectres différentiels caractéristiques du RCG à différents instants (07:00 UT et 8:00) peu après l'éruption solaire à partir de modèles d'évolution reposant sur l'approximation de Champ de Force.

I.2 L'Environnement Radiatif Atmosphérique

La seconde partie de ce chapitre I s'oriente vers l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique. Dans un premier temps, nous aborderons les Grandes Gerbes Atmosphériques à l'origine des particules secondaires présentes dans l'atmosphère. Nous nous intéresserons ensuite au cas particulier des neutrons, en présentant les effets dont ils sont la cause et avec un état de l'art sur la mesure des spectres neutroniques atmosphériques au niveau du sol et à altitude de vol d'avion.

I.2.1 Les Grandes Gerbes Atmosphériques

I.2.1.a Histoire et définition

Alors que le Rayonnement Cosmique Galactique a été découvert en 1912 grâce des mesures pourtant atmosphériques, il fallut attendre la fin des années 1930 pour postuler l'existence des Grandes Gerbes Atmosphériques (GGA). La paternité de cette découverte est attribuée aux physiciens *Rossi, Schmeiser, Bothe, Kolhörster, Auger et Maze* grâce aux techniques de mesures par coïncidence développée par *Bothe* et *Rossi*. D'importantes contributions dans les domaines des Rayons Cosmiques et de la physique des Hautes Energies ont vu le jour grâce à l'étude de ce phénomène [Kampert et Watson, 2012].

Une GGA est une grande cascade de particules énergétiques et de radiations électromagnétiques couvrant plusieurs kilomètres en hauteur et en largeur à la suite de l'interaction d'une particule très énergétique (proton ou alpha) du RCG avec un noyau des éléments constituant l'atmosphère terrestre (oxygène, azote, argon, ou carbone). Cette interaction est le plus souvent d'origine nucléaire et va conduire à la génération de particules secondaires provoquant à leur tour des réactions nucléaires en cascade comme le montre la Figure 12.

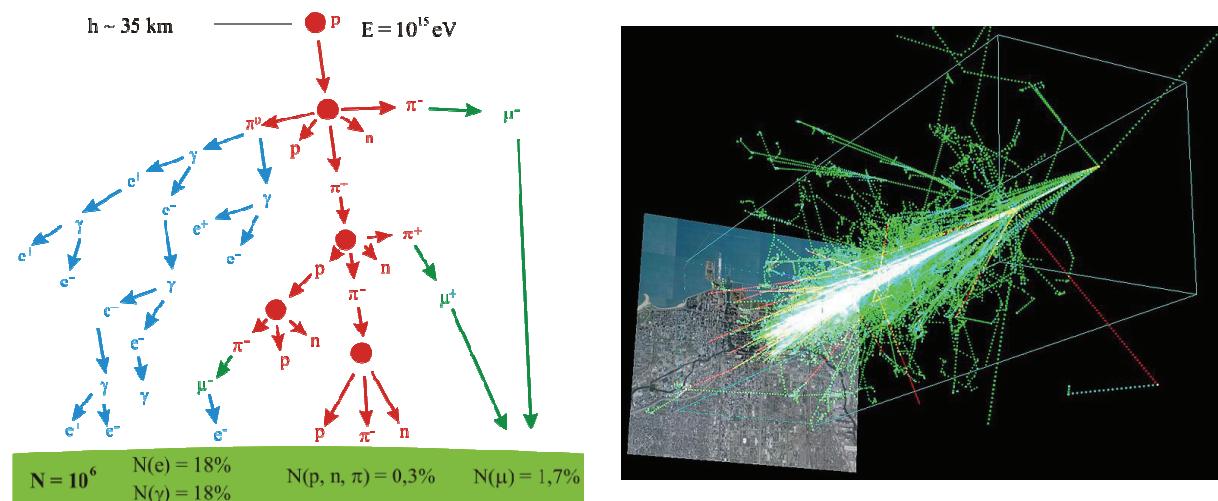


Figure 12 - Formation d'une GGA. Le premier proton entre en collision avec une molécule d'air et crée de multiples particules secondaires (Schéma de gauche). Exemple de GGA simulée avec le package AIRES à partir d'un proton incident d'1 TeV à 20 km d'altitude (Image de droite).

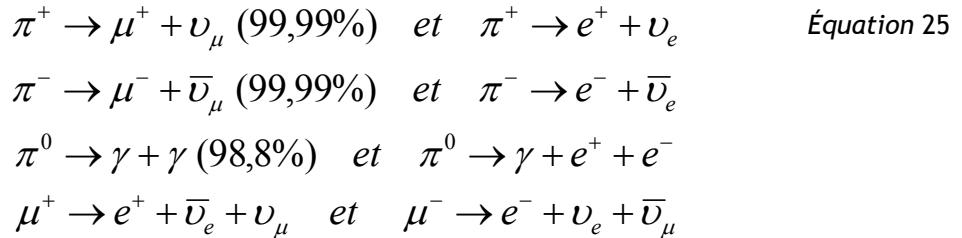
La nature des réactions nucléaires mises en jeu dans ce processus et les particules secondaires générées seront définies dans la section suivante. Les particules chargées secondaires sont pour la plupart relativistes et provoquent l'émission d'un flash étendu de lumière vers l'avant par l'effet Tcherenkov et également de la lumière fluorescente émise de manière isotrope à cause de l'excitation des molécules de diazote. A la fois les particules chargées et les lumières émises peuvent être détectées au niveau du sol grâce à des matrices de détecteurs Tcherenkov (tank d'eau par exemple) ou de scintillateurs. Les télescopes dédiés à la mesure de la fluorescence et de la lumière Tcherenkov utilisent de grands miroirs pour focaliser la lumière sur des grappes de tubes photomultiplicateurs. Les grandes expériences les plus connues dédiées à l'étude des GGA sont l'expérience KASCADE-Grande (Karlsruhe Shower Core and Array Detectors) à Karlsruhe en Allemagne [Antoni *et al.*, 2003] et l'Observatoire Pierre Auger à Malargüe en Argentine [Abraham *et al.*, 2004]. Ces expériences ont pour vocation la détection de protons primaires du RCG extrêmement énergétiques ($> 10^{19}$ eV). Pour le dépouillement et l'analyse des données, des codes Monte Carlo ont été développés spécifiquement pour simuler ces gerbes atmosphériques dont le code CORSIKA pour l'expérience KASCADE [Heck *et al.*, 1998] et le code AIRES [Sciutto *et al.*, 1999] pour l'expérience Auger (cf. Figure 12).

I.2.1.b Physique et Transport des particules dans l'atmosphère

Désintégrations radioactives

La physique des GGA est maintenant bien comprise [Rao, 1998]. Lors de la première interaction d'une particule cosmique avec le noyau d'un atome de molécule d'air, la majeure partie des particules secondaires générées sont d'abord des pions. Des kaons et des baryons (neutrons et protons) sont aussi produits en quantité. Les pions sont des hadrons de la famille des mésons qui réagissent à l'interaction forte. Cette particule de spin nul expliquant les propriétés à basse énergie de l'interaction nucléaire forte a été découverte en 1947 par l'équipe de Powell sous sa forme chargée, positivement π^+ ou négativement π^- et en 1950 à l'accélérateur de Berkeley sous sa forme neutre π^0 . Les pions chargés ont une période de désintégration radioactive très courte de $2,6 \times 10^{-8}$ s tandis que les pions neutres sont extrêmement instables avec une période de $8,4 \times 10^{-17}$ s. Ces désintégrations vont produire des muons positifs ou négatifs et dans de plus rares cas des électrons/positrons voire des photons γ . Les muons (μ^+ et μ^-) sont des leptons (avec les électrons, tauons et neutrinos) découverts en 1936 par Anderson. Le muon est environ 207 fois plus lourd qu'un électron au repos ($E_{0,e} = 511$ keV), possède comme ce dernier un spin $1/2$ et n'est pas sensible à l'interaction forte. Il est instable et se désintègre selon le modèle électrofaible en électron ou positron avec une période de $2,2 \times 10^{-6}$ s. Les muons sont relativistes et ont une durée de vie qui leur permet d'atteindre le sol, ce qui leur permet d'être la composante majoritaire (hors composante électromagnétique constituée

des photons, électrons et positrons) au niveau de la mer (cf. Section I.2.1.c). Les muons négatifs de basse énergie ($< \text{MeV}$) peuvent également interagir avec les noyaux et subir des absorptions nucléaires. L'interaction coulombienne reste cependant le principal processus d'interaction et de perte d'énergie de ces particules. Finalement, l'ensemble des voies de désintégrations des pions et des muons sont décrites par l'*Équation 25*.



Fragmentation nucléaire (ou Spallation)

Par rapport aux échelles de temps considérées, les baryons (neutrons et protons) sont considérés comme stables, bien que le neutron décroisse en proton via une désintégration de type β^- avec une durée de vie de 885,7 s. Les protons d'une centaine de MeV sont suffisamment énergétiques pour franchir la barrière coulombienne que constitue le nuage électronique des atomes de l'air et provoquer des réactions nucléaires. Les neutrons n'étant pas chargés électriquement, leur seul mode d'interaction est nucléaire. A ces niveaux d'énergie, la fragmentation nucléaire est la principale réaction mise en jeu. Les étapes de cette réaction sont données sur la Figure 13.

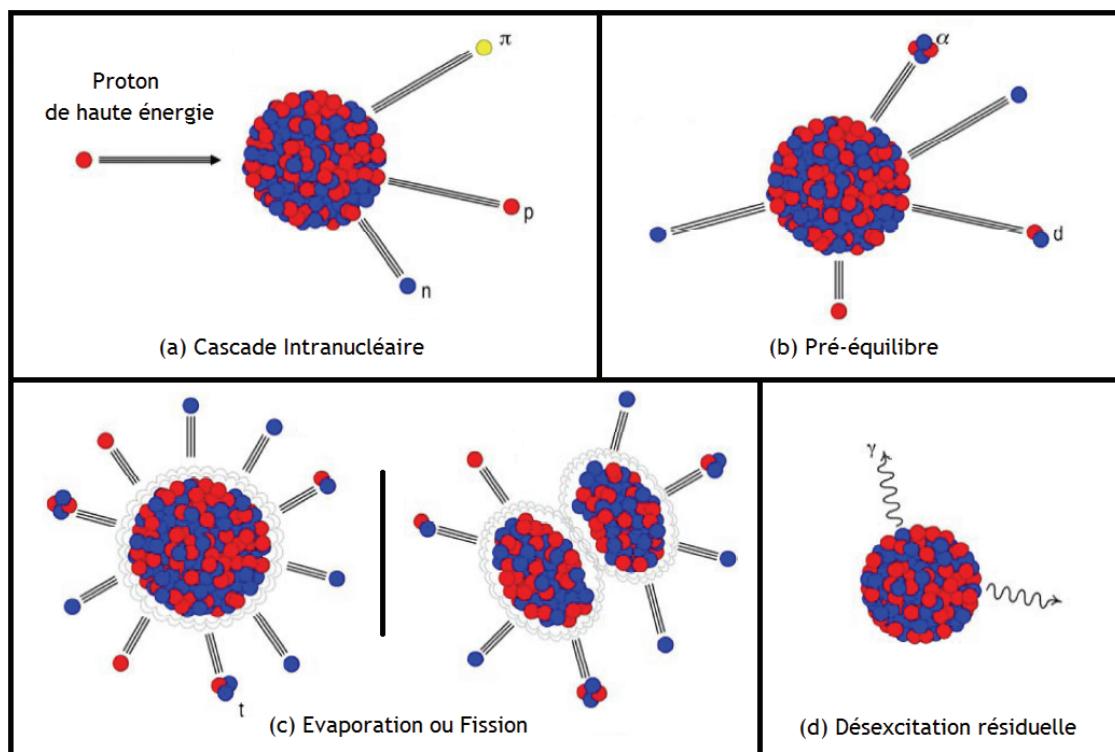


Figure 13 - Etapes successives de la réaction de spallation [Serre, 2011].

La réaction de spallation a été formalisée en 1947 par *Serber* qui proposait deux étapes dans le processus : la cascade intranucléaire et la phase d’évaporation [Serber, 1947]. A cette approche furent apportés des raffinements tels que la phase intermédiaire de pré-équilibre et les désexcitations finales. La *cascade intranucléaire (a)* est un processus très rapide de l’ordre de 10^{-23} s où une suite de collisions individuelles se produit entre les nucléons du noyau cible du fait de l’énergie cinétique apportée par le projectile. Les énergies impliquées dans cette réaction sont supérieures aux énergies de liaison nucléaire et permettent l’éjection hors du noyau de pions, protons et neutrons d’une centaine de MeV ou plus. Le noyau est ensuite fortement excité et une étape intermédiaire consiste en une *émission de pré-équilibre (b)* (particules légères) [Griffin, 1966]. L’étape suivante est une étape de *désexcitation (c)* (de l’ordre de 10^{-20} s). L’énergie résiduelle à l’issue de la cascade intranucléaire est répartie entre les nucléons restants. Le noyau peut être alors traité comme un gaz de Fermi chaud [Wesskopf et Ewing, 1940 ; Hauser et Feshbach, 1952]. Une voie de désexcitation est la *fission* du noyau en deux (ou plus) produits de fission mais la principale voie de désexcitation est l’*évaporation* qui consiste en l’émission séquentielle de particules légères (protons, neutrons, deutons, tritons ou alphas) avec une énergie cinétique de l’ordre du MeV/nucléon. Enfin, le noyau regagne son état final en émettant des photons γ lors de la *désexcitation résiduelle (d)*.

Equation de Boltzmann (Transport des particules dans l’atmosphère)

Pour décrire une population de particules secondaires dans l’atmosphère, appelée Champ complexe mixte, on définit le débit de fluence spectrale $\dot{\phi}_{E_k}(E_k)$ d’une particule k donnée ($k = n, p, \alpha, \pi^+, \pi^-, \pi^0, \mu^+, \mu^-, e^+, e^-$ et γ) ayant une énergie cinétique E_k .

$$\dot{\phi}_{E_k}(E_k) = \frac{d^3 N_k}{dt \cdot dA \cdot dE_k} = \frac{d\dot{\phi}_k(E_k)}{dE_k} \quad \text{Équation 26}$$

L’atmosphère terrestre étant quasi-sphérique, ce champ de particules dépend de l’altitude h et des coordonnées latitudes et longitudes. Celles-ci peuvent être réduites à un paramètre unique, la rigidité de coupure géomagnétique R_C en admettant que la composition de l’atmosphère soit homogène. Le comportement des particules secondaires issues des rayons cosmiques est régi par une équation de Boltzmann à l’état stationnaire [O’Brien et al., 1996]. L’équation de Boltzmann est un système d’équations intégro-différentielles décrivant le comportement d’une assemblée diluée de particules (pas d’interaction entre particules). La direction des particules $\vec{\Omega}$ est également à considérer car toutes les sections efficaces de réactions nucléaires ne sont pas isotropes. Une section efficace définit une probabilité d’interaction selon un processus donné entre une particule projectile et un noyau cible. La section efficace microscopique σ a les dimensions d’une surface et est souvent exprimée en barn (1 barn = 10^{-24} cm 2). On définit localement la

section efficace macroscopique Σ en fonction de la composition chimique du milieu aux coordonnées souhaitées (Dans l'Équation 27, la densité N_i correspond aux nombre d'isotopes i par unité de volume).

$$\Sigma(h, R_C) = \sum_i N_i(h, R_C) \cdot \sigma_i \quad \text{Équation 27}$$

L'Équation 28 établit le bilan entre les particules qui sont générées et celles qui disparaissent via les réactions nucléaires, la décroissance radioactive et le transport.

$$B_k \dot{\phi}_k(h, R_C, E_k, \vec{\Omega}, t) = \sum_l (Q_{kl} + F_{kl}) + S_i(h, R_C, E_k, \vec{\Omega}, t) \quad \text{Équation 28}$$

L'opérateur de Boltzmann B_k décrit la disparition des particules de type k localement dans l'espace des phases. Il peut être décomposé en plusieurs termes suivant l'Équation 29. L'opérateur d'advection $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}$ traduit la fuite des particules et leur déplacement dans l'espace réel. Les sections efficaces totales macroscopiques de la particule k sont données par la grandeur $\Sigma_{t,k}$. Le terme d_k décrit la disparition des particules instables de durée de vie τ_k (surtout pions et muons). Enfin le dernier terme prend en compte la dissipation en énergie par processus coulombien des particules chargées et ionisantes via leur pouvoir d'arrêt $S_k(E_k)$ [O'Brien, 1972].

$$B_i = \left[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_{t,k}(E_k) + d_k(E_k) - \left(\frac{\partial}{\partial E_k} \right) S_i(E_k) \right] \quad \text{Équation 29}$$

$$d_k = \sqrt{1 - \beta_k^2} / \tau_k c \beta_k$$

Le membre de droite de l'Équation 28 correspond à la génération de particules à la position considérée de l'espace par interaction d'une particule l donnant lieu à des diffusions qui modifient les directions et les énergies cinétiques via le terme Q_{kl} de l'Équation 30. Le terme F_{kl} prend en compte la génération de particules par réactions nucléaires (fissions, spallation...) entre une particule l et un isotope du milieu à la position considérée. Enfin, à la hauteur maximale (entrée de l'atmosphère), il existe une source de particules qui correspond aux protons et alphas du RCG ayant la rigidité nécessaire pour pouvoir pénétrer dans l'atmosphère à la rigidité de coupure géomagnétique. A l'angle solide près, la source : $s_i(h_{\max}, R_C, E_k, t) \propto J_k(E_k, \phi(t))$ si $R(E_k) \geq R_C$.

$$Q_{kl} = \int_{4\pi} d\Omega' \int_{E_{k'}} dE_{k'} \cdot \Sigma_{kl}(E_{k'} \rightarrow E_k, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \cdot \dot{\phi}_{E_{k'}}(E_{k'}, \vec{\Omega}') \quad \text{Équation 30}$$

$$F_{kl} = \frac{\chi(E_k)}{4\pi} \int_{E_{k'}} dE_{k'} \cdot \sum_{prod,k'}(h, R_C, E_{k'}) \cdot \dot{\phi}_{E_{k'}}(h, R_C, E_{k'})$$

I.2.1.c Particules secondaires

Nous allons définir ici le spectre (distribution en énergie du débit de fluence spectrale) $\dot{\phi}_{E_k}(E_k) = f(E_k)$ des particules secondaires pour des énergies supérieures à 1 MeV. L'allure du spectre est inhérente à chaque type de particules et va dépendre des moyens d'interaction avec la matière (coulombien, nucléaire) lesquels sont quantifiés grâce à l'Equation de Boltzmann de la section précédente. Résoudre de manière déterministe cette équation est très coûteux en temps et souvent l'approche Monte Carlo est favorisée. Cette méthode de simulation sera décrite dans le Chapitre II. Cette approche a déjà été utilisée avec succès afin de calculer les distributions énergétiques des particules secondaires atmosphériques. Les outils EXPACS (Excel based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum) et QARM (QinetiQ Atmospheric Radiation Model) permettent d'estimer les débits de fluence spectrale en fonction de la rigidité de coupure géomagnétique (ou coordonnées géographiques), de l'altitude (ou profondeur atmosphérique) et de l'activité solaire (date ou potentiel de modulation). EXPACS repose sur un modèle analytique nommé PARMA (PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere) obtenu grâce à des simulations Monte Carlo avec le code japonais PHITS [Sato et Niita, 2006 et Sato et al., 2008]. QARM utilise des bases de données également dérivées de calculs Monte Carlo avec les codes GEANT4, Fluka et MCNPX [Lei et al., 2004, 2006]. La Figure 14 présente les spectres obtenus au niveau de la mer (0 km) au pôle (0 GV) pour un minimum solaire (250 MV) et des énergies cinétiques supérieures à 1 MeV.

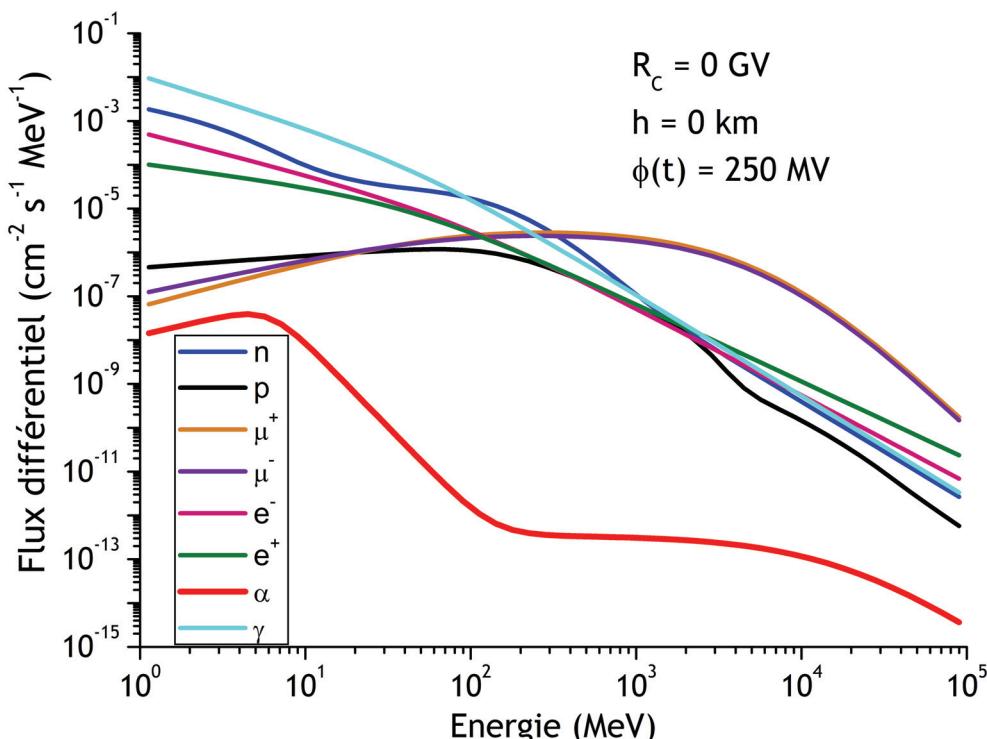


Figure 14 - Spectres différentiels des particules secondaires atmosphériques calculés avec EXPACS au niveau de la mer à une rigidité de coupure nulle et en conditions de minimum solaire. Les pions ne sont pas considérés car ils se désintègrent trop rapidement.

On remarque que, comme pour le spectre du RCG, ces spectres couvrent plusieurs décades en énergie et en flux. Nous reviendrons en détail sur le spectre neutronique dans la section suivante. Il est intéressant ensuite de voir l'évolution du débit de fluence total (pour les particules dont l'énergie est supérieure à 1 MeV) en fonction de la rigidité de coupure géomagnétique et en fonction de l'altitude. Ce débit de fluence total est calculé en intégrant le spectre sur le domaine d'énergie souhaité (Équation 31).

$$\dot{\phi}_{tot,k} = \int_{E_{k,\min}}^{E_{k,\max}} \dot{\phi}_{E_k}(E_k) dE_k \quad \text{Équation 31}$$

EXPACS permet de calculer ces évolutions de 0 GV à 20 GV et de 0 km à 20 km. Les résultats sont présentés sur la Figure 15. Sur le graphe supérieur, nous observons que la particule la plus dépendante de la rigidité est le neutron avec une décroissance de son flux lorsque la rigidité augmente plus prononcé que pour les muons par exemple. Cela vient du fait que les neutrons excédentaires dans les régions polaires sont produits par les protons les moins énergétiques du RCG (qui ne produisent que peu de pions et donc peu de muons). Sinon les flux de toutes les particules augmentent avec l'altitude jusqu'à atteindre un maximum (autour de 15-20 km selon la rigidité de coupure), appelé maximum de Pforzer [Van Allen et Tatel, 1948]. La variation avec l'altitude n'est pas la même pour toutes les particules et atteint environ trois ordres de grandeurs entre 0 et 20 km. Les muons, étant bien plus pénétrants, décroissent moins vite jusqu'à être majoritaires au niveau de la mer.

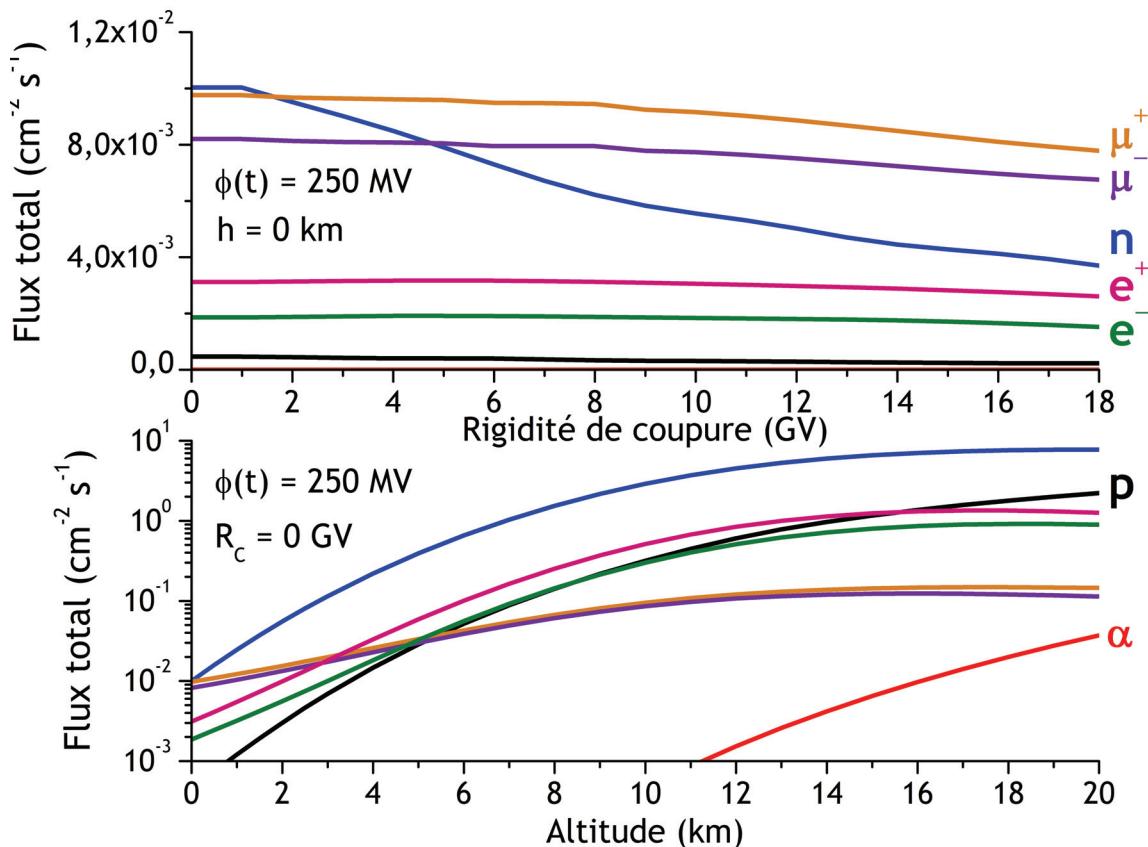


Figure 15 - Flux totaux en fonction de la Rigidité de Coupure (graphe supérieur) et de l'altitude (graphe inférieur) calculés avec EXPACS en condition de minimum solaire.

1.2.2 Les neutrons atmosphériques

1.2.2.a Nature et Effets

Les neutrons, découverts en 1932 par James Chadwick, ont la particularité de ne pas avoir de charge électrique (contrairement à toutes les autres particules secondaires issues du RCG à l'exception des photons). De ce fait, ils ne peuvent interagir avec la matière via des processus coulombien. Leur mode d'interaction est donc nucléaire et les réactions mises en jeu sont variées et dépendent de l'énergie cinétique du neutron et de la nature du noyau cible. Les réactions nucléaires concernées sont les diffusions élastiques, les diffusions inélastiques et les absorptions nucléaires (spallation à haute énergie, fission sur les noyaux lourds, capture radiative...). Grâce aux diffusions élastiques dont la physique sera développée dans le Chapitre II, les neutrons peuvent céder leur énergie jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique avec le milieu. De ce fait, les neutrons couvrent une large gamme d'énergie, du meV pour les neutrons thermalisés jusqu'à plusieurs GeV pour les neutrons les plus rapides générés lors de la spallation. 17 % de ces neutrons produits s'échappent hors de l'atmosphère (neutrons d'albédo) tandis que d'autres sont capturés par absorption. La réaction d'absorption prédominante (64 % du nombre total de neutrons) est la réaction $^{14}N(n, p)^{14}C$ [Hess, 1959, 1961]. Il en résulte alors le spectre énergétique d'équilibre dans l'atmosphère (air libre) présenté dans la Figure 16.

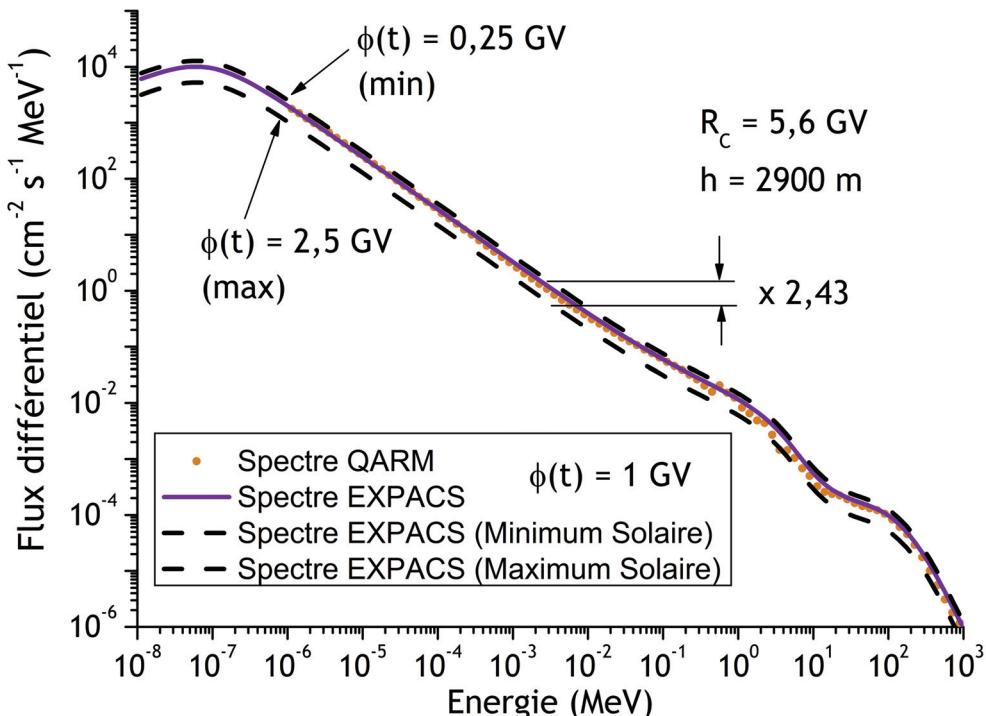


Figure 16 - Spectres neutroniques calculés avec EXPACS et QARM pour une modulation solaire de 1GV. Les spectres aux minimum et maximum solaires ont également été calculés.

Le spectre des neutrons atmosphériques est quasiment identique selon l'estimation donnée par EXPACS ou par QARM. Le spectre est également modulé en amplitude pendant le cycle de l'activité solaire. L'amplitude de la modulation dépend de la rigidité de

coupure géomagnétique car bien plus de particules primaires de relativement faible énergie (inférieure à 1 GeV/nucléon) peuvent entrer dans l'atmosphère près des pôles et ce sont ces particules primaires qui sont les plus affectées par la modulation. La connaissance du spectre neutronique atmosphérique est essentielle à la compréhension d'effets dont les neutrons sont à l'origine. Ces effets sont décrits ci-après.

Effets sur les composants électroniques (SEE : Single Event Effects)

Les neutrons ayant une énergie supérieure au MeV peuvent provoquer des réactions nucléaires avec les noyaux de Si des semi-conducteurs. Ces réactions vont engendrer des noyaux de recul et ces derniers vont déposer leur énergie en créant des paires électrons-trous. Si cette génération de porteurs se fait à proximité d'une zone sensible, ils seront collectés en induisant un courant électrique transitoire. Les technologies sont de plus en plus intégrées et de ce fait, ce courant transitoire peut suffire à changer l'état d'un transistor et provoque ce qu'on appelle un aléa logique (ou SEE) dans un circuit mémoriel. La prise en compte de ce type de défaillance est cruciale pour augmenter la fiabilité des composants embarqués. L'étude des radiations atmosphériques, en particulier les neutrons, représente tout une partie de la recherche dédiée aux SEE [Ziegler, 1996, 1998 ; Normand et Baker, 1993 ; Normand, 2004 ; Duzellier et al., 2001 ; Hubert, 2004]. La connaissance précise de l'environnement radiatif atmosphérique et de sa dynamique permet d'augmenter la précision lors de calculs de prédition du taux de SEE pour un environnement donné, par exemple avec la plateforme MUSCA-SEP3 [Hubert et al., 2009a,b, 2012 et Artola et al., 2011]. Plus d'informations sont fournies en Annexes.

Effets sur les personnels navigants (Dosimétrie personnel)

Les neutrons représentent près de la moitié des particules à altitude de vol d'avions commerciaux (entre 10 km et 12 km). Le débit de fluence neutronique total est environ 250 fois supérieur à ces altitudes, comparé au niveau du sol. La dose reçue (dose efficace et équivalent de dose ambiante) est conséquente pour les personnels navigants PN accumulant de nombreuses heures de vol. Un suivi dosimétrique est légalement obligatoire pour cette catégorie de travailleur et repose essentiellement sur l'estimation de la dose à partir des conditions de vol (date, durée, trajet). Il est donc important de pouvoir estimer le spectre neutronique (ainsi que celui des autres particules ionisantes) en chacun des points du parcours (correspondant à différentes altitudes et rigidités de coupure géomagnétique) pour en déduire la dose grâce à des outils tels que S.I.E.V.E.R.T. [EURADOS, 2004, 2012]. Les effets dosimétriques dépendent de l'énergie et il faut définir des coefficients de conversion de la fluence vers la dose [ICPR, ICRU]. De nombreuses recherches sont menées afin d'améliorer la précision et le conservatisme de ces calculs, notamment en cherchant à prendre en compte les GLE [Pioch, 2012]. L'application de ces travaux en termes de dosimétrie constitue également une partie des Annexes.

I.2.2.b Caractérisation du spectre neutronique - Etat de l'art

La détermination expérimentale de la distribution en énergie des neutrons atmosphériques demeure une étape cruciale dans la compréhension et la quantification des effets cités auparavant. La principale difficulté de cet exercice réside dans le fait que les neutrons ne sont pas des particules directement ionisantes ce qui rend leur détection délicate. De plus, ces derniers couvrent une large gamme en énergie (13 décades) et sont présents dans l'atmosphère avec un relativement faible débit de fluence ($10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ de neutrons $> 1 \text{ MeV}$ au pôle au niveau de la mer). Ils baignent aussi dans un champ complexe de particules (il faudra donc discriminer les composantes des autres particules). Le seul système qui permet de réunir les conditions d'obtention de spectres neutroniques atmosphériques est le spectromètre à sphères de Bonner étendu au domaine des hautes énergies dont le principe sera largement discuté dans le Chapitre II. Plusieurs équipes dans le monde ont déjà réalisé des expériences de caractérisation de l'environnement neutronique atmosphérique avec de tels systèmes, soit en effectuant des mesures au niveau du sol (du niveau de la mer jusqu'à des altitudes de montagne) ou bien en vol d'avion entre 10 km et 20 km d'altitude. Nous présentons dans cette section l'état de l'art de la caractérisation des neutrons induits par le RCG dans l'atmosphère.

Une des premières tentatives de caractérisation du spectre neutronique à basse altitude a eu lieu au sommet du Zugspitze en Allemagne à 2963 m au dessus du niveau de la mer [Schraube *et al.*, 1997] après que Hess (1959) eut proposé une forme de spectre en $\frac{1}{E}$. Il s'agissait d'une campagne d'une campagne de 144 h avec un spectromètre composé de 14 sphères de Bonner de 2,5" à 15" de diamètre dont une possédant une coquille interne de plomb. Les réponses des sphères ont été calculées avec le code HADRON [Sannikov *et al.*, 1997] et le spectre neutronique a été obtenu par déconvolution avec le code itératif SANDII [McElroy *et al.*, 1967 ; Alevra *et al.*, 1990] et le code de paramétrisation BON95 [Sannikov *et al.*, 1994]. Un code itératif nécessite un spectre a priori pour converger vers une solution. Ce spectre par défaut est ici fourni par les codes LUIN (résolution de l'équation de Boltzmann, [O'Brien, 1978]) et FLUKA (méthode Monte Carlo, [Fasso *et al.*, 1994a,b]). Ces premières mesures ont mis en évidence l'importance de la pression atmosphérique sur les taux de comptage enregistré (voir Chapitre III) et ont permis l'obtention d'un premier spectre neutronique mettant en évidence quatre parties distinctes en fonction du domaine énergétique. Tout d'abord, une distribution maxwellienne des neutrons qui ont été thermalisés (i.e. neutrons thermiques) valable jusqu'à 0,4 eV. Ensuite le domaine du ralentissement en $\frac{1}{E}$ pour les neutrons épithermiques qui couvrent le domaine de 0,4 eV jusqu'à 1 MeV et enfin deux pics suivant une distribution log-normale traduisant la génération des neutrons par fragmentations avec un premier pic d'évaporation entre 0,1 MeV et 20 MeV et un second pic de cascade au-delà

de 20 MeV. La présence des neutrons thermiques est due à la modération des neutrons d'évaporation dans l'air et surtout dans la roche de la montagne par succession de diffusions élastiques (cf. Chapitre IV).

Ensuite en 2002, le PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) a développé son propre système de spectrométrie des neutrons appelé NEMUS (NEutron MULTisphere Spectrometer) lequel a été mis à contribution pour caractériser l'environnement radiatif naturel atmosphérique à la fois à altitude de vols commerciaux et au niveau du sol [Wiegel *et al.*, 2002a,b]. Ce spectromètre est composé de 12 sphères de Bonner de 3" à 18" et de quatre sphères additionnelles avec des coquilles en plomb et en cuivre. Les réponses ont été calculées avec le code MCNPX [Hendricks, 2008]. Dans le cadre d'un projet européen dédié à la dosimétrie du personnel de bord (ACREM : Air Crew Radiation Exposure Monitoring), une version réduite du NEMUS (8 sphères dont une avec une coquille en plomb) a été embarquée en Juin 1998 à bord de plusieurs vols (Frankfort-Fairbanks-Séoul-Fairbanks-Frankfort) permettant d'obtenir des spectres après 30 à 50 minutes d'acquisition. Les spectres sont obtenus par déconvolution des taux de comptage avec le code GRAVEL [Matzke, 1994] ou le code MAXED [Reginatto et Goldhagen, 1999]. Ces codes sont itératifs et nécessitent en entrée un spectre a priori ici calculé avec le code MARS [Kurochkin, 1999]. La Figure 17 représente le spectre déduit après des mesures sur le site du PTB pendant 48 jours d'acquisition, avec les deux méthodes de déconvolution.

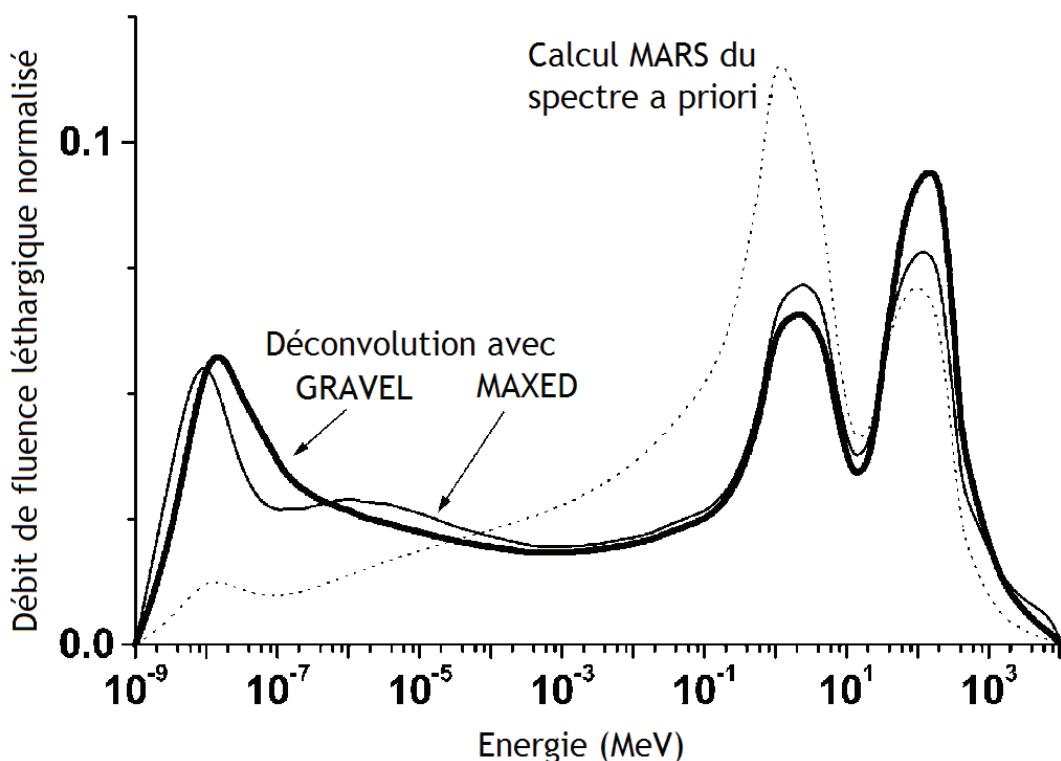


Figure 17 - Spectres en représentation léthargique obtenus au site du PTB en Juin 1998 avec NEMUS et les codes GRAVEL et MAXED. Le spectre a priori (MARS) est également représenté.

Ce spectre au niveau du sol fait apparaître les mêmes quatre régions déjà observée par Schraube au Zugspitze. La représentation du spectre est ici nouvelle par rapport au

débit de fluence spectral (flux différentiel) jusqu'ici utilisé. Il s'agit de la représentation léthargique décrite par l'*Équation 32*. L'avantage de cette représentation est que quelque soit la région du domaine en énergie, les intégrales de même air sous la courbe représentent les mêmes quantités de flux intégrés. Ces mesures ont permis de calculer des doses de manière précise sur différentes latitudes géomagnétiques et altitudes.

$$E_n \cdot \dot{\phi}_{E_n}(E_n) = \frac{d\dot{\phi}(E_n)}{d \ln(E_n)} = f(\log(E_n)) \quad \text{Équation 32}$$

Dans le cadre du projet AIR (Atmosphere Ionizing Radiation), des mesures « haute altitude » ont été effectuées en vol grâce à l'avion ER-2 de la NASA [Goldhagen *et al.*, 2002, 2003, 2004]. Cet avion était équipé d'un système de spectrométrie composé de 12 sphères dont deux étendues au domaine des hautes énergies. Cinq vols ont été programmés lors d'un minimum solaire en 1998 avec des trajectoires différentes pour couvrir des rigidités de coupure variées et des altitudes entre 12 km et 20 km. A ces altitudes, quelques minutes sont suffisantes pour avoir des données exploitables et obtenir des spectres par déconvolution avec MAXED. Les principaux résultats de cette campagne sont représentés sur les graphiques de la Figure 18. L'étude a permis de conclure que la latitude géomagnétique et l'altitude n'ont que très peu d'effets sur la forme du spectre mais affecte grandement le débit de fluence total (facteur de 8 entre la mesure effectuée la plus au nord et la plus au sud) et facteur de 813 entre le niveau de la mer et 20 km d'altitude. On remarque aussi que la bosse de thermalisation n'apparaît qu'au sol.

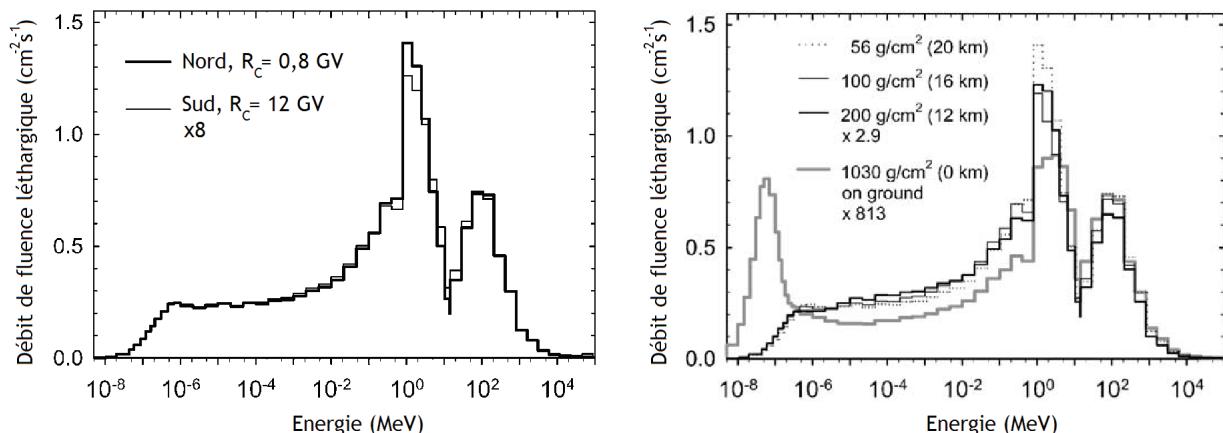


Figure 18 - A gauche, spectres obtenus à bord de l'ER-2 pour deux rigidités de coupure distinctes. A droite, spectres obtenus à différentes altitudes de vol et au sol au niveau de la mer

Ensuite, les équipes d'IBM, de l'EML (Environmental Measurements Laboratory) et du Bartol Research Institute ont réalisé des séries de mesures à travers les Etats-Unis grâce à un spectromètre à sphères de Bonner couvrant des rigidités de coupure de 1,58 GV à 4,68 GV et des altitudes de 14 m à 3450 m [Gordon, 2004]. Encore une fois, l'invariance de la forme du spectre en fonction de ces deux paramètres a été démontrée excepté pour les neutrons thermiques et épithermiques qui dépendent fortement de l'environnement local

(cf. Chapitre IV). Une dépendance exponentielle avec l'altitude (ici profondeur atmosphérique) est mise en évidence sur le graphique de droite de la Figure 19.

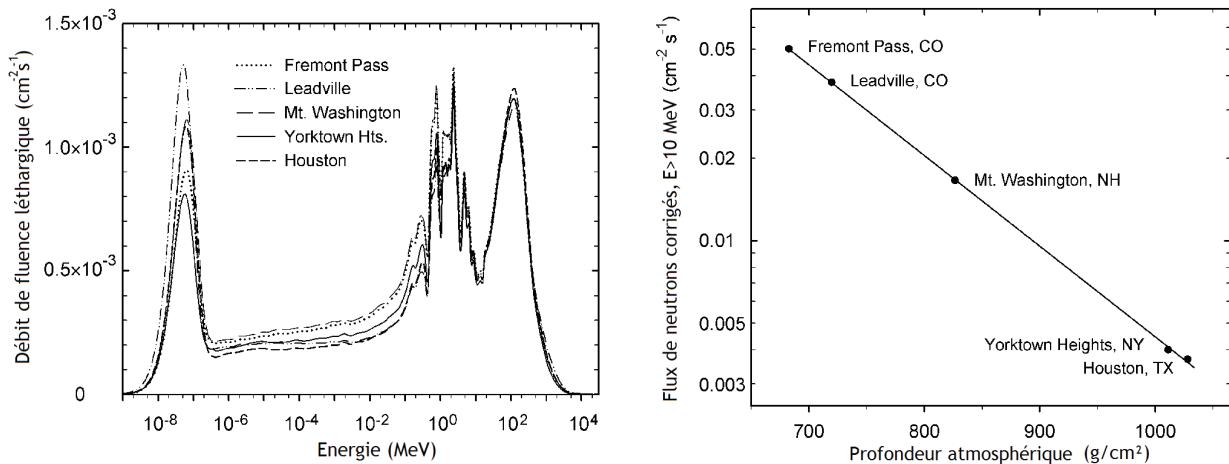


Figure 19 - A gauche, spectres obtenus au niveau du sol à différentes altitudes. A droite, dépendance du débit de fluence (> 10 MeV) avec la profondeur atmosphérique.

Ces mesures ont contribué à actualiser le spectre de référence de la norme JESD89 du JEDEC [JESD89, 2001] qui découlait d'une expression analytique du flux différentiel au site de référence de New York. Grâce à des fonctions d'homogénéisation, il était possible de déterminer une estimation du spectre pour n'importe quelle région du globe et à n'importe quel instant du cycle de l'activité solaire [Ziegler, 1996]. Une expression analytique composée de deux lois log-normales modifiées a pu ainsi être déduite et sert de base à la nouvelle norme en vigueur, le JESDA (norme utilisée pour l'étude des SEE).

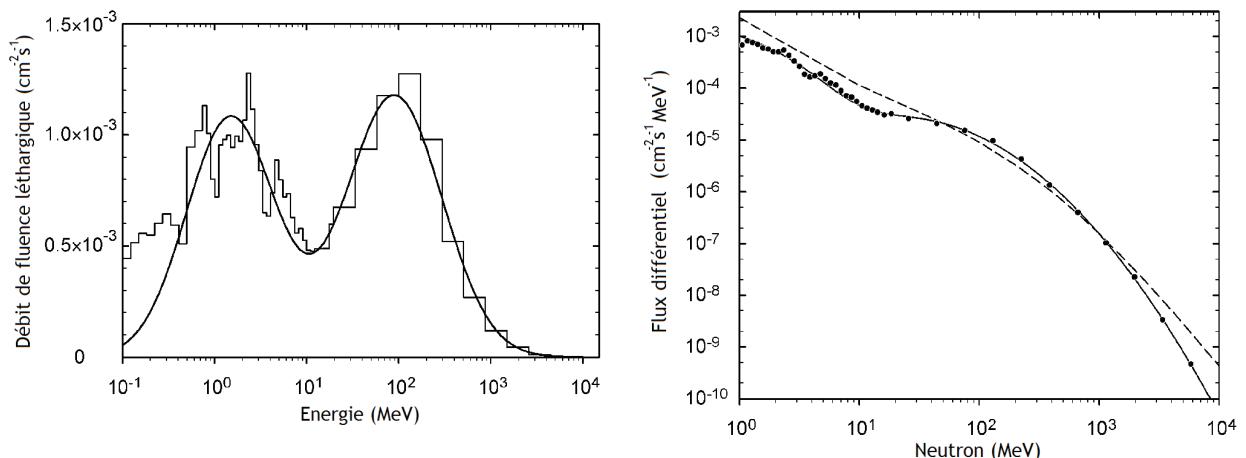


Figure 20 - A gauche, spectre de Gorden et ajustement par une expression analytique pour les énergies $> 0,1$ MeV. A droite, la même chose en représentation différentielle. A titre de comparaison, le spectre JEDEC de Ziegler est tracé en trait discontinu.

Nous pouvons ensuite citer les travaux des équipes japonaises dont l'objectif était d'estimer la dose reçue au sol imputée au fond neutronique. Pour cela, un spectromètre à sphère de Bonner a été installé à plusieurs altitudes dans les alentours du Mont Fuji, de 40 m à 3700 m. Encore une fois, une dépendance exponentielle du débit de fluence avec l'altitude a été démontrée à partir des spectres obtenus par déconvolution avec le code SANDII. La dépendance en latitude a également été étudiée grâce à des campagnes à

Hokkaido et à Kagoshima [Kowatari, 2005, 2007]. Une autre équipe a mis en place un spectromètre à Sendai, où la rigidité est égale à 10 GV et effectué des vols au dessus du Japon [Nakamura, 2005].

Enfin, le Helmholtz Zentrum de Munich (HMGU) réalise des mesures continues de spectres neutroniques [Leuthold, 2007]. Depuis respectivement 2005 et 2007, un spectromètre à 16 sphères de Bonner a été installé au sommet du Zugspitze à 2650 m (dans la continuité des travaux de *Schraube*) et un second à proximité du pôle Nord sur la base de recherche franco-allemande AWIPEV à Koldewey [Rühm et al., 2009, 2010]. Les deux spectromètres envoient régulièrement les données au HMGU à Munich où elles sont analysées. Ces mesures en ligne permettent d'obtenir des spectres avec une dynamique assez intéressante permettant même d'observer des événements solaires (GLE ou FD) en termes de comptages, comparables aux données des Moniteurs à Neutrons [Pioch et al., 2011]. Les mesures dynamiques mettent également en évidence les effets de la neige modifiant l'environnement local comme nous pouvons le voir distinctement sur le graphique de droite de la Figure 21. Ces modifications de l'environnement sont saisonnières et provoquent des oscillations du spectre dont l'amplitude varie selon le domaine énergétique [Rühm et al., 2012]. Nous reviendrons très en détail sur ces oscillations dans le Chapitre IV, c'est pourquoi nous ne détaillons pas plus ici ce phénomène très intéressant.

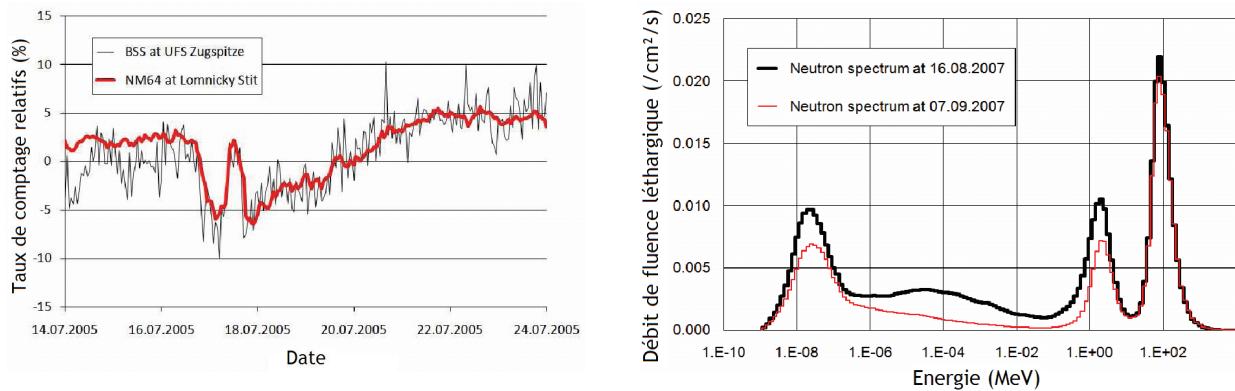


Figure 21 - A gauche, taux de comptage des sphères du spectromètre installé au sommet du Zugspitze comparé avec celui du Moniteur à Neutrons de Lomnický Štít. Une décroissance Forbush est clairement visible le 16 Juillet 2005. A droite, deux spectres obtenus à Koldewey avant et après précipitation de neige (noir : sans neige et rouge : avec neige).

Finalement, nous pouvons synthétiser toutes ces études menées dans le but de caractériser l'environnement radiatif naturel atmosphérique. Il apparaît que la dépendance de ces spectres avec l'altitude et la latitude géomagnétique est maintenant bien connue, tout comme la forme du spectre qui varie selon que la mesure ait été effectuée lors d'un vol ou directement au sol. Les enjeux de la caractérisation de l'environnement neutronique se portent désormais plus vers les variabilités et la dynamique de celui-ci. Lors de la première partie de ce Chapitre I, nous avons déterminé que la dynamique des rayons cosmiques est gouvernée par l'activité solaire et son cycle de

11 ans et par des événements plus sporadiques (éruptions) durant de quelques heures à quelques jours. Enfin, les mesures les plus récentes semblent mettre en évidence une dynamique à l'échelle de quelques mois avec des oscillations dont la période est d'un an, en fonction de la modification de l'environnement local. L'objectif de ce travail est de développer un système opérationnel de spectrométrie des neutrons, suffisamment efficace pour explorer l'ensemble des échelles de temps dans les dynamiques citées (donc une résolution temporelle d'une heure). Il est important de récapituler les différentes expériences déjà menées et les moyens d'analyse mis en œuvre afin d'optimiser la détermination des spectres (Tableau 3 et Tableau 4) notamment sur les méthodes de déconvolution, le calcul des fonctions de réponse (modèles à haute énergie, bibliothèques de sections efficaces) et la prise en compte ou non des particules secondaires chargées pouvant induire des coups dans les détecteurs des sphères étendues aux hautes énergies.

Tableau 3 -Spectrométrie neutronique environnementale-Récapitulatif-

Equipe	Lieu	Coord.	R_C (GV)	h (km)	Nbre de sphères (Nbre HE)	Détecteur
<i>Schraube</i> (1997)	Zugspitze (montagne)	47°N, 11°E	4,1	2,963	14(1)	SP90 (^3He)
<i>Wiegel</i> (2002)	Avions civils	26°N à 86°N	0 à 14,7	jusqu'à 12	8(1)	SP9 (^3He)
	PTB			0,075	16(4)	
<i>Goldhagen</i> (1998)	ER-2 NASA	19°N à 56°N	0,8 à 12	jusqu'à 21,0	12(2)	^3He
<i>Gordon</i> (2004)	Fremont Pass	39°N	2,94	3,45	14(2)	^3He
	Leadville	39°N	2,97	3,150		
	Mt. Wash.	44°N	1,58	1,905		
	Yorktown	41°N	2,00	0,167		
	Houston	29°N	4,68	0,014		
<i>Kowatari</i> (2005)	Mont Fuji (montagne)	25,4°N	14,8	0 à 2,4	5(0)	LND27036 (^3He)
	Hokkaido	35,9°N	11,1	0 à 1,1		
	Kagoshima	21,4°N	15,5	0 à 1,1		
<i>Rühm</i> (2007)	Zugspitze	47°N	4,1	2,963	16(2)	^3He
	Koldewey	79°N	0	0		

Tableau 4 -Méthodes d'analyse-Récapitulatif-

Equipe	Réponse	Déconvolution	Spectre a priori	Particules chargées
<i>Schraube</i> (1997)	HADRON	SANDII	LUIN/FLUKA	Non
<i>Wiegel</i> (2002)	MCNPX	GRAVEL/MAXED	MARS	Non
<i>Goldhagen</i> (1998)	MCNPX	MAXED	Armstrong <i>et al.</i> (1973) Kurochkin <i>et al.</i> (1999) Roesler <i>et al.</i> (1998)	Oui
<i>Gordon</i> (2004)	MCNPX	MAXED	Roesler <i>et al.</i> (2002)	Oui
<i>Kowatari</i> (2005)	MCNPX	SANDII	Goldhagen <i>et al.</i> (2002)	-
<i>Rühm</i> (2007)	MCNP/LAHET/ GEANT4	MSANDB	Analytique	Oui

CHAPITRE II. SPECTROMETRIE DES NEUTRONS ETENDUE AU DOMAINE DES HAUTES ENERGIES

II.1 Présentation du système de mesure retenu

La première partie de ce chapitre introduit le principal système de mesures utilisé durant ces travaux. Il s'agit d'un spectromètre à sphères de Bonner étendu au domaine des hautes énergies. Nous rappellerons le principe de fonctionnement en insistant notamment sur la reconstruction des spectres neutroniques par déconvolution et le calcul des fonctions de réponse des sphères de Bonner avec des outils de simulation Monte Carlo.

II.1.1 Description du système HERMEIS

II.1.1.a Spectrométrie par sphères de Bonner : Généralités

Depuis la découverte des neutrons par Chadwick en 1932 [Chadwick, 1932], ces particules neutres ont trouvé des applications dans des domaines très variés allant de la caractérisation des matériaux (diffraction) aux traitements médicaux (neutron-thérapie) en passant par la production d'énergie (fission nucléaire) expliquant ainsi le besoin croissant de développer des méthodes et des techniques pour mesurer leur distribution énergétique [Brooks et Klein, 2002]. Du fait de sa neutralité électrique, il s'agit d'une particule singulièrement difficile à détecter. En 1960, Bramblett, Ewing et Bonner développèrent et caractérisèrent un prototype de spectromètre à neutrons qui constitua une avancée cruciale dans le domaine de la spectrométrie des neutrons [Bramblett et al., 1960]. Ce système, désormais communément appelé Spectromètre à sphères de Bonner, est constitué de sphères en polyéthylène de diamètres variables dans lesquelles sont insérées en leur centre un détecteur de neutrons dont la réponse est prépondérante à l'énergie thermique. Ainsi, le principe repose sur la thermalisation sélective des neutrons incidents dans des sphères modératrices de diamètres croissants. Cette approche permet d'obtenir l'unique système dont les réponses couvrent sans discontinuer tout le domaine d'énergie depuis le meV jusqu'à la centaine de MeV. Le fait que la dépendance en énergie de la réponse évolue avec le diamètre des sphères de Bonner est crucial pour la reconstruction de la distribution énergétique des neutrons (déconvolution), même si la résolution énergétique reste assez faible [Wiese, 1991]. La forme sphérique confère une réponse quasi-isotrope. Le détecteur central peut être passif ou actif et dans chaque cas, il en existe de plusieurs types (scintillateur à cristal $^6\text{Li}(\text{Eu})$, compteurs proportionnels à remplissage gazeux,...). La section II.1.1.b présentera plus en détail le type de détecteur utilisé avec une discussion en termes d'efficacité [Thomas et Alevra, 2002]. Dans le Chapitre I, il a été mentionné que les champs neutroniques atmosphériques contiennent des neutrons dont l'énergie cinétique excède le GeV. Les sphères conventionnelles de

polyéthylène ne sont pas adaptées pour les détecter efficacement. Une évolution a consisté à étendre l'efficacité des réponses du spectromètre en modifiant quelques sphères via l'incorporation d'une coquille de métal lourd. Ceci est l'objet de la section II.1.1.c. Dans le cadre de travaux de thèse [Serre, 2010], l'IRSN a développé un système de spectrométrie des neutrons par sphères de Bonner étendu aux domaines des Hautes Energies et adapté aux faibles débits de fluence (choix des diamètres, des coquilles métalliques, du détecteurs central). Les réponses en fluence des sphères ont été calculées par simulation Monte Carlo (cf. Partie II.1.3). Ce système est connu sous la dénomination HERMEIS (High Energy Range Multisphere Extended IRSN System) et sera largement décrit dans les sections suivantes.

II.1.1.b Les sphères classiques

Les sphères de Bonner classiques ont pour principe de faire subir un certain nombre de collisions (diffusions) élastiques aux neutrons incidents afin de réduire l'énergie cinétique de ces derniers. Au bout de quelques diffusions sur les noyaux légers qui composent le polyéthylène, les neutrons atteignent l'équilibre thermique avec le milieu modérateur dans lequel ils évoluent. Ces neutrons sont dits thermiques et se répartissent suivant une distribution maxwellienne dont l'énergie la plus probable est $k_B \cdot T$ (soit 25 meV à 20°C) où k_B est la constante de Boltzmann (égale à $1,38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$) et T la température du milieu exprimée en Kelvin. Suivant les lois de la cinématique classique, le neutron projectile possédant une énergie cinétique E_k peut transférer une énergie Q lors de chaque diffusion élastique avec un noyau cible ${}_Z^A X$ [Turner, 1995]. L'Équation 33 quantifie cette énergie de transfert Q en fonction du nombre de masse A et de l'angle de diffusion θ et ξ est appelé « gain léthargique » [Reuss, 2003]. Pour un noyau cible d'hydrogène et un angle de diffusion nul, un neutron peut céder jusqu'à toute son énergie cinétique en une seule collision.

$$Q = E_k \cdot \frac{4A}{(A+1)^2} \cdot \cos^2(\theta) \quad \text{Équation 33}$$

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\left(\frac{A+1}{A-1}\right)$$

En plus de la perte d'énergie, l'autre élément important à considérer est la probabilité d'interaction du neutron avec le noyau cible, qui est proportionnelle à la section efficace macroscopique de diffusion Σ_s . Ainsi le critère $\xi \cdot \Sigma_s$ est appelé Pouvoir de modération. On choisira donc un matériau possédant un pouvoir de modération important. Cependant, les neutrons sont également susceptibles d'être absorbés au cours de leur trajet dans le milieu modérateur avec une probabilité proportionnelle à la section

efficace macroscopique d'absorption Σ_a . Afin d'augmenter l'efficacité de détection, il faut éviter que les neutrons ne soient trop capturés. Pour cela, un second critère appelé Ratio de modération est défini $\xi \cdot \Sigma_s / \Sigma_a$. Dans les sphères de Bonner, le polyéthylène (PE), polymère de motif $(C_2H_4)_n$, est quasiment exclusivement utilisé en tant que modérateur car il possède un plus grand Pouvoir de modération que le graphite (3,26 contre 0,064) et un Ratio de modération raisonnable (122 contre 200) malgré la présence d'hydrogène [Glasstone et Sesonske, 1967]. De plus, ce matériau possède de bonnes propriétés mécaniques (solide et facilement usinable). La Figure 22 représente l'évolution des sections efficaces microscopiques σ_i pour divers processus d'interactions entre un neutron et un noyau d'hydrogène (graphique de gauche) et un noyau de carbone (graphique de droite). La section efficace de diffusion élastique sur l'hydrogène domine grandement toutes les autres sections efficaces depuis le domaine thermique jusqu'à la vingtaine de MeV et possède l'avantage d'être l'une des plus précisément connue (précision meilleure que 0,5 %) sur la totalité de la gamme énergétique [Knoll, 1979].

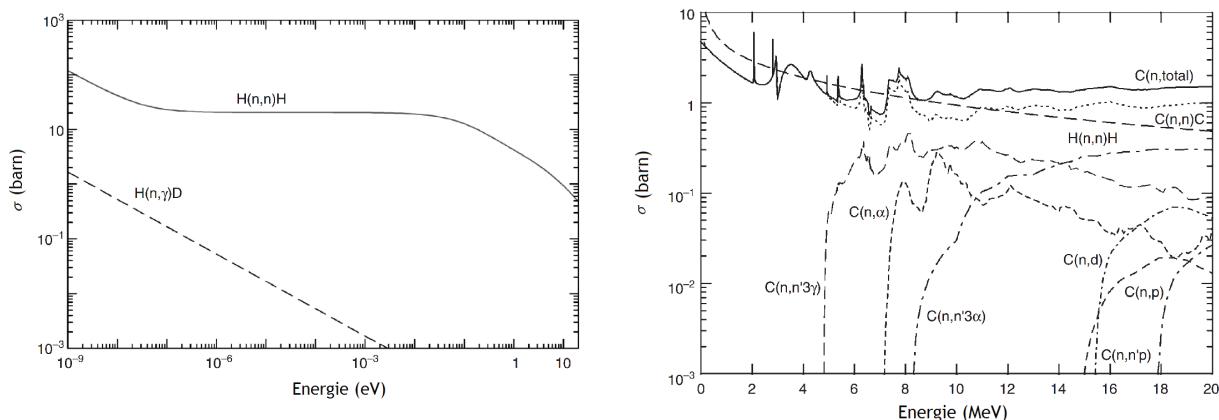


Figure 22 - A gauche, sections efficaces de capture radiative et de diffusion élastique de l'hydrogène en fonction de l'énergie du neutron. A droite, sections efficaces des différents processus d'interaction des neutrons avec les noyaux de carbone en fonction de leur énergie [Serre, 2010].

Maintenant que les processus de ralentissement des neutrons sont connus, il convient de décrire leur détection à proprement parler. Les détecteurs actifs de neutrons thermiques sont les plus utilisés en spectrométrie par sphères de Bonner [Alevra et Thomas, 2003 ; Brooks et Klein, 2002]. Le principe de détection repose toujours sur la libération de produits de réaction exoénergétique entre un neutron thermalisé incident et des noyaux légers contenus dans le volume sensible du détecteur. Les produits de réactions se partagent l'énergie Q' de la réaction sous forme d'énergie cinétique avant de la céder au milieu par ionisation. Des électrons sont donc générés en quantité et collectés par une électrode (anode) en appliquant un champ électrique. Ces impulsions électriques sont ensuite recueillies et exploitées par une chaîne électronique d'acquisition que nous décrirons dans la section II.1.1.d. Les trois noyaux légers les plus couramment utilisés sont l'Hélium 3, le Bore 10 et le Lithium 6. La Figure 23 démontre que l'Hélium 3 possède la

section efficace la plus élevée à basse énergie (5321 barn) devant celle du Bore 10 (3840 barn) et celle du Lithium 6 (940 barn). Par conséquent, le détecteur de neutrons le plus efficace à l'énergie thermique est le compteur proportionnel à remplissage gazeux, rempli avec de l'³He dont l'Equation de réaction est la suivante.

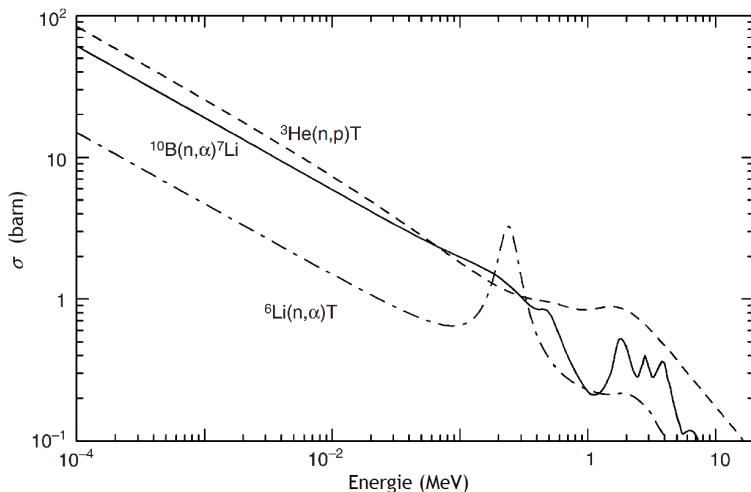
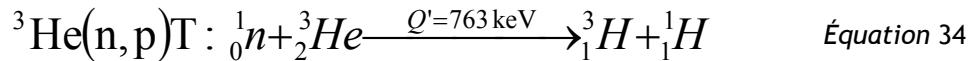


Figure 23 - Sections efficaces en fonction de l'énergie des trois interactions les plus souvent utilisées pour la détection des neutrons thermiques.

Ces derniers permettent une bonne discrimination des rayons γ , indissociables des champs neutroniques (produits par désexcitation suite à une activation : capture radiative dans le PE par exemple). Le détecteur qui a été retenu pour le système HERMEIS est un compteur proportionnel sphérique de modèle LND2705 d'un diamètre de 2" (5,08 cm) et proposant un volume sensible de 64,57 cm³. La pression partielle de remplissage en ³He est de 9,7 atm à laquelle est ajoutée 0,3 atm de CO₂. L'abondance naturelle de l'Hélium 3 est de 0,000138 % ce qui rend ces détecteurs assez coûteux dans un contexte de pénurie de cet isotope. Le CO₂, gaz plus lourd, est destiné à augmenter le pouvoir d'arrêt du mélange gazeux afin que les produits de réaction déposent totalement leur énergie au sein du volume de détection. Habituellement, on utilise des gaz encore plus lourds tels que l'Argon ou le Krypton grâce à leur grand numéro atomique Z . En contre partie, cela accentue leur sensibilité au rayonnement γ du fait des diffusions Compton. Ainsi un gaz polyatomique ralentisseur tel que le CO₂, bien que moins efficace, permet de résister à un champ intense de rayonnement γ (jusqu'à 717 nC/kg/s dans l'air).

Pour constituer notre système de sphères de Bonner conventionnelles, dix de ces compteurs sont placés au sein de sphères modératrices en polyéthylène de haute densité PEHD-1000 (0,95 g·cm⁻³) de diamètre croissant. Avec un diamètre croissant, le degré de modération et le nombre de réactions de capture ¹H(n,γ) augmentent. Les petites sphères permettront de détecter préférentiellement les neutrons de basse énergie tandis que les neutrons plus énergétiques auront tendance à s'échapper par diffusion. A l'inverse dans les

sphères les plus grosses, les neutrons de basse énergie seront soit réfléchis, soit capturés tandis que les neutrons de haute énergie auront une probabilité raisonnable d'être thermalisés et détectés au centre. Pour couvrir le domaine en énergie, les diamètres des sphères conventionnelles (PE) sont les suivants : 3", 3,5", 4", 4,5", 5", 6", 7", 8", 10" et 12".

II.1.1.c Les sphères étendues au domaine des hautes énergies

L'utilisation seule d'un modérateur en polyéthylène ne permet pas d'avoir des réponses élevées au-delà de 20 MeV du fait de l'effondrement des sections efficaces de diffusion (et du libre parcours moyen élevé des neutrons très énergétiques). Dans le Chapitre I, il a été noté que les neutrons possédant une énergie cinétique supérieure à 20 MeV constituent une composante non négligeable du spectre neutronique induit par le RCG. Afin d'augmenter les réponses dans ce domaine d'énergie, il est commun d'insérer une coquille métallique (métal lourd comme le fer, cuivre, plomb, tungstène, or ou thallium) dans le modérateur. Ces coquilles ont le rôle de convertisseur, c'est-à-dire qu'elles vont générer avec multiplicité des neutrons de moindres énergies pouvant être thermalisés et détectés à partir de neutrons de hautes énergies, via la réaction de spallation sur les noyaux lourds dont la physique a été décrite dans le Chapitre I (Section I.2.1.b.). L'idée fut initialement développée grâce à des calculs Monte Carlo [Ktyuchkov et Semenova, 1987 ; Hsu et al., 1994] avant d'être appliquée sur un certain nombre de spectromètre à sphères de Bonner dont ceux de GSF (National Research Center for Environment and Health, Allemagne) [Mares et al., 1998], du PTB [Wiegel et Alevra 2002 ; Wiegel et al., 2009], de l'EML (Environmental Measurements Laboratory, Etats-Unis) [Kniss, 1997], du CERN- Université de Milan [Birattari et al., 2000 et Mitaroff, 2001], de l'INFN (Frascati National Laboratories, Italie) [Bedogni, 2006 ; Bedogni et al., 2007a] et enfin de Giorgia Institute of Technology, Etats-Unis [Burgett, 2008 ; Burgett et al. 2008].

Le système HERMEIS développé par l'IRSN dispose de trois sphères étendues aux hautes énergies. Deux possèdent une extension avec une coquille en tungstène (7" + W et 8" + W) et la troisième en Plomb (9" + Pb). Le Tableau 5 présente les dimensions géométriques dans chacune des configurations. Ces matériaux ont été choisis car ils possèdent les meilleures propriétés de conversion.

Tableau 5 -Dimensions et masses des coquilles métalliques des sphères étendues-

Diamètre externe de la sphère (")	Matériau de la coquille (N° atomique)	Diamètre interne de la coquille (")	Epaisseur de la coquille (masse)
7	W (74)	4,5	0,25 (5,6 kg)
8	W (74)	4,9	0,5 (15 kg)
9	Pb (82)	6	0,5 (12,4 kg)

II.1.1.d Electronique d'acquisition

La chaîne électronique d'acquisition et de traitement du signal est identique à celles couramment utilisées en spectrométrie γ . Celle-ci est donnée sur le schéma de gauche de

la Figure 24. Le détecteur est alimenté en haute tension (1570 V) afin de collecter les charges créées par ionisation du gaz dans le volume sensible. Le signal est d'abord amplifié par un pré-amplificateur de charges à proximité du compteur proportionnel puis par un second amplificateur. Le signal amplifié est envoyé vers un analyseur simple canal (Single Channel Analyser) pour que les impulsions soient mises en forme pour être traitées de façon logique par une échelle de comptage (Scaler Quad). C'est également à ce niveau que l'on choisit les seuils de discrimination. Le signal amplifié peut être envoyé vers un MCA (Multi-Channel Analyser) pour obtenir les spectres de hauteurs d'impulsion. En effet, le nombre de charges initiales collectées est proportionnel à l'énergie déposée par les noyaux de reculs. En moyenne, lors d'une réaction entre un neutron et un noyau d' ${}^3\text{He}$, le proton et le triton de recul emportent respectivement 573 keV et 191 keV. Selon l'endroit où la réaction se produit dans le volume sensible, il arrive que l'un des deux noyaux de réaction (ou les deux) quitte le volume (effets de bord) avant de céder son énergie. La hauteur des impulsions générées n'est donc pas la même pour toutes les réactions nucléaires et le MCA permet de reconstruire le spectre de hauteur d'amplitude (graphique de droite de la Figure 24). Ce dernier permet de définir un seuil de discrimination γ en dessous duquel les impulsions sont imputées au rayonnement et au bruit électronique et sont donc ôtées du comptage total d'impulsions.

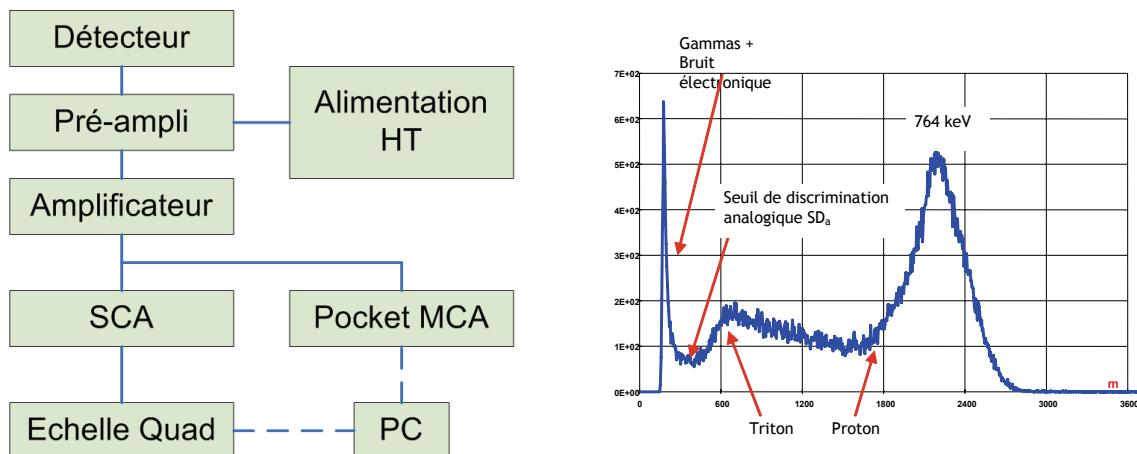


Figure 24 - A gauche, schéma du montage électronique de la chaîne électronique d'une sphère de Bonner du système HERMEIS. A droite, spectre de hauteur d'impulsions de la réaction ${}^3\text{He}(n, p)$ et définition du seuil de discrimination.

Le comptage (ou indication) donné par une sphère de Bonner correspond au nombre d'impulsions dont l'amplitude est supérieure au seuil de discrimination (intégration du spectre de hauteur d'impulsions sur la région d'intérêt). Le comptage brut M_d s'exprime en nombre de « coups neutron ». Le comptage s'établit sur une période d'acquisition d'une certaine durée T . Cependant, il ne prend pas en compte la perte de certains événements « neutron » à cause du temps de traitement de l'électronique. Ce temps mort

τ , de l'ordre d'une dizaine de μs , nécessite l'introduction d'une correction sur le comptage brut qui s'exprime suivant l'*Équation 35* où M_{dc} est le comptage corrigé.

$$M_{dc} = \frac{M_d}{1 - M_d \frac{\tau}{T}} \quad \text{Équation 35}$$

Cette correction ($\tau = 10,6 \mu\text{s}$) est en général appliquée de manière systématique dans ce Chapitre II même si elle est négligeable lorsque $M_d \cdot \tau \ll T$ (longues acquisitions dans des champs neutroniques à faible débit de fluence, ce qui est le cas de l'environnement radiatif naturel atmosphérique).

II.1.2 La déconvolution

II.1.2.a Formulation mathématique du problème et méthodes existantes

Aux incertitudes statistiques absolues ε_d près, le comptage (ou l'indication) M_d donnée par la sphère de Bonner de diamètre d est égal par définition à la convolution de la réponse en fluence (définie dans la section II.1.3) de cette sphère $R_d(E_n)$ avec la fluence spectrale neutronique $\phi_{E,n}(E_n)$ irradiant la sphère en question (*Équation 36*).

$$M_d \pm \varepsilon_d = \int_0^\infty R_d(E_n) \phi_{E,n}(E_n) dE_n \quad \text{Équation 36}$$

Cette équation est une équation intégrale linéaire de Fredholm de première espèce. Evaluer la fluence spectrale neutronique revient à résoudre ce système à n_D équations (autant que de sphères de Bonner opérationnelles). On appelle ceci le problème inverse de la spectrométrie ou déconvolution. De plus, pour travailler de manière numérique, l'énergie doit être discrétisée en n_E groupes d'énergie adjacents et l'on utilise des représentations vectorielles et matricielles pour décrire les fluences et les réponses. Si les bornes du $i^{\text{ème}}$ groupe sont $E_{\text{inf},i}$ et $E_{\text{sup},i} = E_{\text{inf},i+1}$ alors la fluence neutronique ϕ_i du $i^{\text{ème}}$ groupe s'écrit suivant l'*Équation 37*.

$$\phi_i = \int_{E_{\text{inf},i}}^{E_{\text{sup},i}} \phi_{E,n}(E_n) dE_n \quad \text{Équation 37}$$

La représentation du spectre numérisé est donnée par l'*Équation 38*.

$$\phi_{E,i} = \frac{\phi_i}{\Delta E_i} \quad \text{où} \quad \Delta E_i = E_{\text{sup},i} - E_{\text{inf},i} \quad \text{Équation 38}$$

L'Équation 36 est alors réécrite sous la forme d'une somme (Équation 39) où $R_{d,i}$ est la réponse en fluence $R_d(E_i)$. L'énergie E_i correspond au milieu d'un intervalle (moyenne géométrique dans le cas d'intervalles logarithmiques équidistants).

$$M_d = \sum_{i=1}^{n_E} R_{d,i} \phi_{E,i} \Delta E_i \quad \text{Équation 39}$$

$$E_i = \sqrt{E_{\text{inf},i} \cdot E_{\text{sup},i}}$$

Ce problème algébrique est qualifié de déconvolution spectrométrique à faible nombre de canaux car le nombre de mesures discrètes n_D (13 pour HERMEIS) est très inférieur devant le nombre d'inconnues n_E (130 si l'on considère un découpage à 10 groupes d'énergie par décade pour 13 décades). Un certain nombre de méthodes et de codes ont été développés pour résoudre ce problème (ajustement linéaire ou non linéaire par la méthode des moindres carrés, application de la théorie bayésienne avec le principe de maximum d'entropie et paramétrisation de fonctions analytiques [Matzke, 2003]).

II.1.2.b Méthode itérative : GRAVEL

Nous décrirons ici une méthode itérative de résolution du problème inverse de la spectrométrie à faible nombre de canaux. L'algorithme consiste en un ajustement non linéaire par la méthode des moindres carrés entre les comptages expérimentaux M_d et ceux calculés C_d^k à une itération k et tenant compte des incertitudes absolues des mesures ε_d (et relatives). Le code utilisant cet algorithme est le code GRAVEL [Reginatto, 2004] du package UMG (Unfolding with MAXED and GRAVEL) qui est la dernière version du code MSANDB [Matzke, 1988, 2002, 2003], version modifiée du code SAND-II [McElroy et al., 1967]. Mathématiquement, le processus consiste à modifier un spectre initial, appelé spectre a priori ϕ_i^0 en appliquant un facteur correctif de manière à ce que les données calculées convergent vers les données expérimentales. À une itération $k+1$, le nouveau spectre ϕ_i^{k+1} est défini à partir du spectre précédent ϕ_i^k et de l'Équation 40.

$$\phi_i^{k+1} = \phi_i^k \cdot \exp \left(\frac{\sum_{d=1}^{n_D} W_{id}^k \cdot \ln \left(\frac{M_d}{C_d^k} \right)}{\sum_{d=1}^{n_D} W_{id}^k} \right) \quad \text{Équation 40}$$

Dans cette expression, les comptages calculés C_d^k correspondent à la convolution numérique de la fluence spectrale à l'itération k avec les réponses des sphères d . Le facteur de pondération W_{id}^k dépend de ces comptages calculés ainsi que des mesures expérimentales M_d et des incertitudes absolues associées ε_d (cf. Équation 41).

$$C_d^k = \sum_{i=1}^{n_E} R_{di} \phi_i^k \quad \text{Équation 41}$$

$$W_{id}^k = \frac{R_{di} \phi_i^k}{C_d^k} \cdot \left(\frac{M_d}{\varepsilon_d} \right)^2$$

L'algorithme stoppe alors le processus d'itération grâce un critère d'arrêt qualifiant le niveau de convergence via la minimisation d'une grandeur appelée χ^2 définie par l'Équation 42 (d'où le nom de la méthode d'ajustement par les moindres carrés) et dépendant d'un facteur d'ajustement f et d'un autre de pondération ω_d .

$$\chi^2 = \sum_{d=1}^{n_D} (f \cdot C_d - M_d)^2 \omega_d = \min \quad \text{Équation 42}$$

$$\omega_d = \frac{1}{\varepsilon_d^2} \quad \text{et} \quad f = \frac{\sum_{d=1}^{n_D} C_d \cdot M_d \cdot \omega_d}{\sum_{d=1}^{n_D} C_d^2 \cdot \omega_d}$$

Finalement, on définit le *chi au carré réduit* χ_r^2 qui servira de quantité de test pour juger de la qualité de l'ajustement. Le critère d'arrêt pour un ajustement acceptable est donné par l'Équation 43 avec une valeur de g autour de 2.

$$\chi_r^2 = \frac{1}{n_D - 1} \chi^2 \quad \text{et} \quad |\chi_r^2 - 1| \leq g \sqrt{\frac{2}{n_D - 1}} \quad \text{Équation 43}$$

Cet algorithme de déconvolution présente l'avantage d'être très rapide (quelques secondes pour une centaine d'itération) ce qui en fait un bon candidat pour des déconvolutions systématiques lors de campagnes de caractérisation à long terme de l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique. Cependant, il nécessite un spectre a priori pour converger vers une solution physiquement correcte (cf. Chapitre III).

II.1.2.c Méthode Métaheuristique : Recuit Simulé

Afin de consolider l'approche itérative de la déconvolution, une méthode de déconvolution par paramétrisation a été développée dans le cadre de ces travaux. L'approche de paramétrisation consiste à décrire le spectre par une fonction analytique $f(E, X)$ où X est un vecteur de n_X paramètres à optimiser de façon à minimiser la différence χ entre les comptages expérimentaux M_d et calculés $C_d(X)$. Cette approche d'obtention de spectres par paramétrisation de fonction a déjà été exploitée au travers de différents codes de déconvolution. Le code NUBAY (Neutron spectrum Unfolding using BAYesian parameter estimation) repose sur un spectre neutronique paramétré avec trois

composantes (thermique, intermédiaire et rapide) et une recherche de paramètres via une approche Bayésienne (théorie des probabilités de Bayes) [Reginatto, 2006 ; Reginatto et Zimbal, 2008]. Le code FRUIT (FRacasti Unfolding Interactive Tool) cherche à optimiser les paramètres d'un spectre prédéfini (nombre de composantes choisi par l'utilisateur). La recherche des paramètres optimaux se fait via des méthodes Monte Carlo sur l'ensemble de l'espace de définition de ces derniers [Bedogni et al., 2007b].

$$C_d(X) = \int R_d(E) f(E, X) dE \quad \text{Équation 44}$$

$$\chi(X) = \sum_{d=1}^{n_D} \frac{1}{\varepsilon_d} |M_d - C_d(X)|$$

Dans le cadre de ces travaux, un algorithme métaheuristique a été développé afin de résoudre ce problème d'optimisation. Le nom de cet algorithme est le Recuit Simulé, inspiré du traitement thermique du même nom en métallurgie [Dréo et al. 2002 ; Teghem et Pirlot, 2002]. Il consiste en effet en une alternance de cycles de refroidissements et de réchauffages afin de minimiser l'énergie interne du matériau via des changements de phases. L'algorithme est défini dans le Tableau 6.

Tableau 6 -Algorithme général du recuit simulé-

```

1:    $X \leftarrow X_0$ 
2:    $T \leftarrow T_0$ 
3:    $E \leftarrow \chi(X)$  // calcul du Chi initial
4:    $k \leftarrow 0$ 
5:   while  $k < k_{\max}$  and  $E < E_{\max}$  do
6:      $X_{\text{new}} \leftarrow \text{Voisin}(X)$  // détermination d'un voisin de X
7:      $E_{\text{new}} \leftarrow \chi(X_{\text{new}})$ 
8:      $\Delta E = E_{\text{new}} - E$ 
9:     if  $E_{\text{new}} < E$  or  $r < \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right)$  then
10:        $X \leftarrow X_{\text{new}}$ 
11:        $E \leftarrow E_{\text{new}}$ 
12:     end if
13:      $k \leftarrow k + 1$ 
14:      $T = 0,95 \cdot T$  // évolution de la température T
15:   end while

```

Dans cet algorithme, la température et l'énergie du système sont définies respectivement par les variables T et E . La fonction « coût » $\chi(X)$ à minimiser et dépendant du vecteur de paramètres X est calculée suivant l'Équation 44. Enfin, r est un nombre tiré aléatoirement entre 0 et 1. En partant d'une configuration initiale

(X_0, T_0) , l'objectif est de chercher un voisin de X qui correspond à une modification élémentaire et entraîne une variation d'énergie ΔE . Si cette modification a pour effet de diminuer l'énergie du système ($\Delta E < 0$), le nouveau vecteur X est accepté. Si au contraire l'énergie du système est augmentée, on tolère tout de même d'accepter la modification avec une probabilité suivant une loi d'Arrhenius en $\exp(-\Delta E / T)$. Cette règle de décision est appelée *Règle d'acceptation de Métropolis*. Cet algorithme est réitéré jusqu'à l'atteinte d'un équilibre thermodynamique. A ce moment là, la température est abaissée (ligne 14) et on recommence ainsi à un nouveau palier de température. La température est initialement assez élevée et donc la probabilité d'accepter un changement d'état même lorsque la variation d'énergie est positive est proche de 1, ce qui permet d'explorer tout l'espace admissible de X et d'éviter de se retrouver piégé dans un minimum local. Ensuite, plus la solution se précise, plus la température diminue. Le schéma de refroidissement consiste à considérer des paliers de température constants pendant un certain nombre d'itérations avant de diminuer la température linéairement.

Le critère d'arrêt dans le programme final est établi à partir d'une condition sur la fonction « coût ». Lorsqu'il n'y a plus d'évolution de celle-ci pendant un nombre d'itération donné ($|\Delta E| < \text{seuil}$), le programme s'arrête.

La particularité des métaheuristiques est de pouvoir sortir d'un minimum local et d'explorer l'espace des solutions de manière aléatoire. Dans l'algorithme du Recuit Simulé, la stratégie de génération du nouveau vecteur X est donnée dans le Tableau 7.

Tableau 7 -Algorithme de la fonction de Voisinage (Entrées X et $Step$, Sortie X_{new}) -

```

1 :    $n_X \leftarrow \text{size}(X)$ 
2 :    $np \leftarrow 0,5 \cdot n_X$  // nombre de paramètres à modifier
3 :    $tirage \leftarrow \text{rand}$  // Tableau de valeurs  $np$  aléatoires
4 :    $p \leftarrow \text{rand}$ 
5 :    $s \leftarrow \text{rand}$ 
6 :   for  $i = 1$  to  $np$  do
7 :      $X(tirage(i)) \leftarrow X(tirage(i)) + s \times Step(tirage(i)) \times p$ 
8 :   end for

```

Un certain nombre de paramètres du vecteur X est modifié (arbitrairement la moitié). Pour décider desquels, un tirage aléatoire est effectué (ligne 3). On définit un pourcentage p et un sens s de modification. Si la modification entraîne le paramètre en question hors de son intervalle de définition, la modification est annulée. L'argument $Step$ donne pour chaque paramètre la valeur maximale de déplacement tolérée. Cette valeur est fixée au début à un quart de l'intervalle de recherche du paramètre puis est modifiée au cours des itérations. La modification s'effectue en fonction du taux d'acceptation des

changements de vecteur lors d'un palier. Si le taux d'acceptation est inférieur à 5 % et que c'était déjà le cas à l'itération précédente alors la réduction du pas s'effectue linéairement : $Step = 0,99 \times Step$. Lorsque le taux d'acceptation reste inférieur à 5 % cinq cents fois consécutivement, l'algorithme n'évolue plus et le $Step$ est réinitialisé.

Cet algorithme a été codé en Fortran 90 [Rouquie et Soubies, 2012] et une application sera présentée dans le Chapitre III afin de comparer la déconvolution obtenue avec le code GRAVEL. Le temps d'exécution de ce code est plus long (quelques minutes) que le précédent, du fait du caractère aléatoire dans la recherche de solutions.

II.1.3 Calcul des fonctions de réponse

Dans la spectrométrie à sphères de Bonner, les réponses en fluence s'expriment en nombre de coups M_d par (neutrons par unité de surface ϕ) et définies par l'Équation 45 sont au centre de la méthode de reconstruction des spectres par déconvolution.

$$R_d(E_n) = \frac{M_d}{\phi(E_n)} \quad \text{Équation 45}$$

Des séries de simulations avec des codes Monte Carlo déterminent ces fonctions de réponse en fluence. Le principe des simulations Monte Carlo sera brièvement expliqué via l'utilisation de deux codes parmi les plus utilisés en physique nucléaire et en physique des particules : MCNPX et GEANT4. L'utilisation simultanée de deux codes permet une inter-comparaison des résultats et la validation de la modélisation. De plus, chacun des codes proposent des modèles qui leur sont propres afin de prendre en compte l'interaction des particules de hautes énergies (> 20 MeV).

II.1.3.a Avec le Code MCNPX

Les réponses en fluence de l'ensemble des sphères de Bonner du système HERMEIS ont été calculées précisément dans le cadre de travaux précédents [Serre, 2010 ; Serre et al., 2009]. Nous rappellerons ici les principaux résultats de ce travail de modélisation qui a conduit à l'obtention de plusieurs matrices de réponse en fluence.

Le transport et les interactions des neutrons dans la matière sont décrits par des sections efficaces, conférant un aspect probabiliste à chacune des trajectoires des particules prises indépendamment des autres. La méthode Monte Carlo consiste à générer un grand nombre de particules et de trajectoires grâce à des tirages de nombres aléatoires afin d'échantillonner les distributions de probabilités d'interaction définissant les processus physiques intervenant le long du parcours de la particule et les états finaux à la fin de chacun de ces processus. Les probabilités sont données grâce aux sections efficaces qui peuvent être soit tabulées dans des bases de données expérimentales, soit décrites par des modèles physiques. Ces sections efficaces σ_i exprimées en cm^2 définissent la probabilité d'interaction d'une particule avec une autre. Le libre-parcours

moyen λ d'une particule dans un milieu de densité ρ constitué d'isotopes i chacun ayant une fraction massique x_i et une masse m_i est donné par l'*Équation 46*.

$$\lambda = \left(\rho \sum_i \frac{x_i \cdot \sigma_i(Z_i, A_i, E_i)}{m_i} \right)^{-1} \quad \text{Équation 46}$$

Ainsi, le nombre n_λ de libre-parcours moyens qu'une particule peut parcourir avant la prochaine interaction dans le milieu, entre deux points l_1 et l_2 (longueur de parcours $l = l_2 - l_1$) est donné par l'*Équation 47*. Si n_r est considéré comme une variable aléatoire indépendante du matériau traversé, sa fonction de distribution est décrite également par l'*Équation 47*.

$$n_\lambda = \int_{l_1}^{l_2} \frac{dl}{\lambda(l)} \quad \text{Équation 47}$$

$$P(n_r < n_\lambda) = 1 - e^{-n_\lambda}$$

En conséquence, en tirant un nombre aléatoire η uniformément distribué sur l'intervalle $[0, 1[$, le nombre n_λ de libre parcours moyen (distance s) avant d'atteindre le point d'interaction est défini au début de la trajectoire par l'*Équation 48*.

$$n_\lambda = -\ln(\eta) \quad \text{Équation 48}$$

$$s = n_\lambda \cdot l$$

Ainsi, pour une particule incidente donnée, la méthode Monte Carlo permet de calculer une trajectoire tirée aléatoirement. La nature de l'interaction est également définie parmi l'ensemble des réactions possibles avec l'isotope présent au niveau du point d'interaction pour l'énergie et la direction de la particule incidente. Pour cela, il est commode de calculer les sections efficaces partielles au point d'interaction. L'état final de cette réaction permet de définir l'état initial de l'ensemble des particules générées dans le processus. Chacune de ces particules sera alors traitée de la manière décrite précédemment jusqu'à leur prochaine interaction ou disparition du volume physique. En simulant un très grand nombre de trajectoires, il sera possible de déterminer certaines grandeurs physiques avec une précision statistiques souhaitée.

Le code utilisé est MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) version 2.6.0 développé depuis 1997 par le laboratoire américain de Los Alamos (LANL) [Pelowitz, 2008 ; Hendricks et al., 2008]. Ce code gère le transport de 35 types de particules depuis 10^{-11} eV jusqu'au TeV. Le transport des neutrons est simulé à partir de données nucléaires disponibles sous la forme de bibliothèques de sections efficaces évaluées ENDF (Evaluated Nuclear Data File). De telles données sont disponibles jusqu'à 150 MeV via la sous-librairie LA150 de la bibliothèque ENDF/B-VI.6 [Chadwick et al., 1999]. Au-delà de 150 MeV, le programme fait

Chapitre II

appel à des modèles de physique nucléaire implémentés dans le code. Les modèles utilisés à haute énergie sont les modèles CEM03.01 (Cascade-Exciton Model), LAQGSM03.01 (Los Alamos Quark-Gluon String Model) [Mashnick, 2006] et le modèle Bertini-Dresner [Bertini, 1963, 1969 ; Dresner, 1962]. Finalement le traitement thermique des données concernant les diffusions élastiques dans le polyéthylène est appliqué (cf. Section II.1.3.b).

Le système de sphères conventionnelles a été modélisé de manière réaliste à partir de documentation technique du compteur proportionnel LND 2705 afin d'obtenir la meilleure précision possible par le calcul Monte Carlo. Les différents éléments pris en compte en plus de la sphère modératrice en polyéthylène et de la coquille métallique sont l'acier inoxydable de type 304 constituant la coque qui enveloppe le volume gazeux sensible de détection, le gaz à hélium 3, l'isolant céramique en alumine servant à maintenir le fil anodique central à ses extrémités et l'enveloppe en laiton nickelé du connecteur SHV ainsi que son adaptateur hexagonal en acier inoxydable de type 303. Les propriétés (densité, isotopes...) de ces matériaux sont présentées dans le Tableau 8.

Tableau 8 -Matériaux nécessaires à la modélisation réaliste des sphères de Bonner-

Matériau	Densité (g·cm ⁻³)	Symbole	Numéro atomique Z	Masse molaire (g.mole ⁻¹)	Fraction massique (%)
Vide	10 ⁻²⁵				
Polyéthylène	0,954	C	6	12,00	85,6
		H	1	1,000	14,4
Gaz Hélium	1,208×10 ⁻³	He	2	3,000	100,0
Acier Inox 303	8,02	Cr	24	51,99	19,0
		Mn	25	54,93	2,0
		Fe	26	55,84	70,0
		Ni	28	58,69	9,0
		Cr	24	51,99	18,0
Acier Inox 304	8,02	Mn	25	54,93	2,0
		Fe	26	55,84	69,0
		Ni	28	58,69	9,0
		S	16	32,07	1,0
		Si	14	28,09	1,0
		Al	13	26,98	52,9
Céramique	3,9	O	8	16,00	47,1
Laiton nickelé	8,4	Cu	29	63,55	70,0
		Zn	30	65,41	18,0
		Ni	28	58,69	12,0
Cavité d'air	1,1933×10 ⁻³	C	6	12,00	0,01
		N	7	14,01	75,53
		O	8	16,00	23,18
		Ar	18	39,95	1,28
Plomb	11,35	Pb	82	207,2	100,0
Tungstène	19,3	W	74	183,8	100,0

La modélisation d'une sphère plus son détecteur central est illustrée par la Figure 25. La sphère de Bonner est ensuite irradiée par un faisceau monoénergétique parallèle et unidirectionnel de neutrons émis uniformément depuis un disque source de même diamètre que celui de la sphère en question. L'énergie des neutrons s'étend sur toute la gamme énergétique depuis 1 meV jusqu'à 100 GeV.

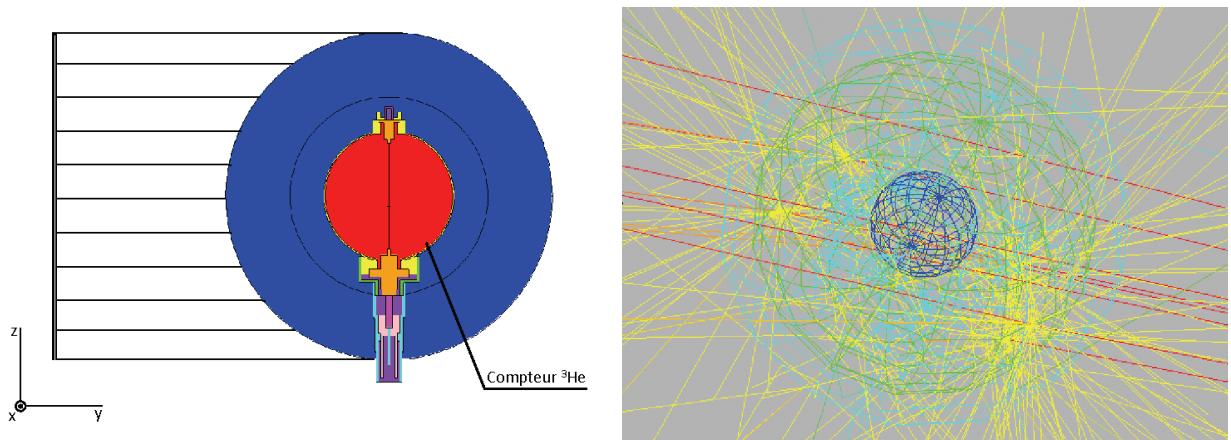


Figure 25 - A gauche, schéma de la modélisation réaliste de la sphère de Bonner de 5" adoptée dans MCNPX. A droite, visualisation d'une géométrie simplifiée d'une sphère étendue (9"+Pb) aux hautes énergies et des générations de particules par spallation pour des neutrons incidents de 1 GeV.

Pour déterminer la réponse $R_d(E_n)$ avec MCNPX, il suffit de calculer le nombre de réactions inélastiques se produisant dans le volume sensible V_s ($64,57 \text{ cm}^3$) rapporté à la fluence ($\phi(E_n) = N_n / a_{source}$ où $a_{source} = \pi \cdot r_d^2$) de neutrons incidents d'énergie E_n . Le *tally* F4 (flux moyen) est mis à contribution pour remonter à une estimation de la fluence Φ_j par longueur de trace de neutron traversant la cellule sensible (Équation 49). Cette quantité est calculée à partir des K parcours, de longueurs respectives l_k de neutrons d'énergie $E_j \leq E_n$ qui traversent la cellule sensible après normalisation par unité de particule source. Cette fluence Φ_j est une densité surfacique et s'exprime en cm^{-2} .

$$\Phi_j \propto \frac{1}{KV_s} \sum_{k=1}^K l_k(E_j) \quad \text{Équation 49}$$

$$R_d(E_n) = \sum_j \Phi_j \cdot a_{source} \cdot n_{He} \cdot V_s \cdot \sigma_{n,p}(E_j)$$

La réponse en fluence $R_d(E_n)$, qui s'exprime en cm^2 , se déduit finalement de Φ_j par convolution avec la section efficace $\sigma_{n,p}(E_j)$ de capture d'un neutron d'énergie E_j par un noyau d'hélium 3. Cette probabilité de capture est proportionnelle au nombre de noyau d'hélium 3 ($9,7 \text{ atm}$ correspondent à $2,1246 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ à $293,6 \text{ K}$). L'incertitude relative sur le résultat donné par le calcul Monte Carlo dépend du nombre d'événements traités. Ces événements sont aléatoires et confèrent donc une nature statistique à l'incertitude qui suit une loi de Poisson. Si N est le nombre de valeurs du *tally* Φ_j alors l'incertitude statistique relative est simplement $N^{-0,5}$. La Figure 26 présente les résultats des simulations pour l'ensemble des sphères de Bonner pour dix énergies incidentes par décades entre 10^{-9} eV et 100 GeV et trois modèles à haute énergie. Les calculs visaient 1 % d'incertitude statistique quelle que soit la configuration initiale.

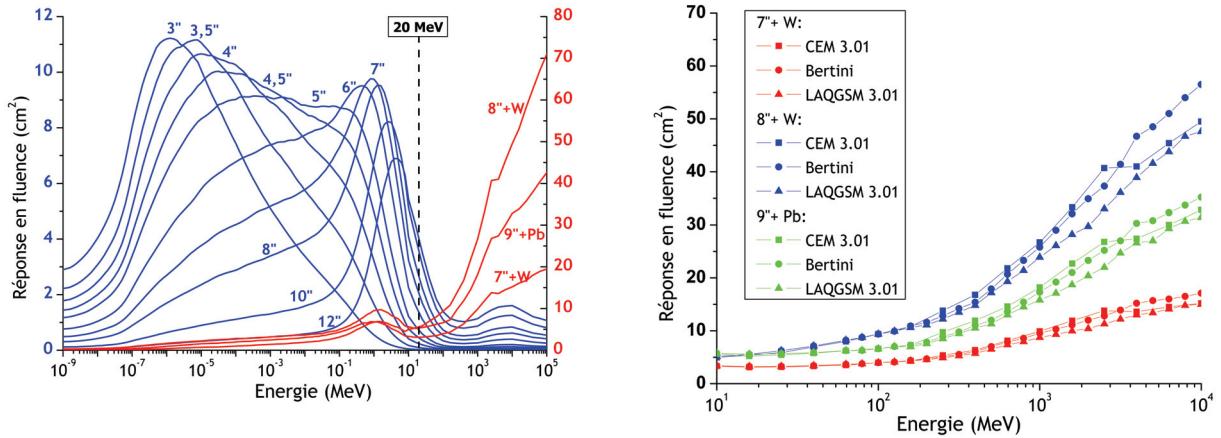


Figure 26 - A gauche, fonctions de réponse pour les sphères conventionnelles (en bleu) et les sphères étendues (en rouge) calculées avec le modèle CEM03.01. A droite, réponses en fluence des trois sphères étendues calculées avec trois différents modèles à hautes énergies.

L'incertitude statistique n'est cependant pas la seule source de déviation. En effet, le jeu de données effectue la simulation pour une configuration idéale or la fabrication de la sphère est à l'origine d'incertitudes, notamment sur les dimensions géométriques, la densité de polyéthylène, la composition du gaz du compteur et l'isotropie de l'ensemble. Des études de sensibilité ont été menées afin de voir les effets des variations de ces paramètres dans le jeu de données sur les réponses obtenues à l'issue du calcul. Ce paragraphe synthétise les résultats des simulations détaillées dans [Serre, 2010]. Dans le cas de l'ERN, on attend une source irradiant « verticalement » or la caractérisation expérimentale des fonctions de réponse est réalisée sous « faisceaux » horizontaux. D'où la nécessité de s'assurer de l'isotropie des réponses. Ainsi, concernant la dépendance angulaire des fonctions de réponse, des calculs sur la sphère de 3" supposée être la plus anisotrope montrent que la variation relative dans les fonctions de réponse entre une exposition neutronique à 0° (configuration de référence) et une à 90° (flux neutronique arrivant par 'le haut') est en grande partie inférieure à 1,5 % pour des énergies supérieures à 1 eV. En deçà, le maximum de déviation observé atteint 2,5 %. Une déviation encore moins importante est attendue pour les autres sphères (en moyenne inférieure à 2 %). Le système est donc relativement isotrope.

La seconde source d'erreur sur les fonctions de réponse réside dans l'incertitude sur la densité du polyéthylène utilisé lors de l'usinage des sphères. Le polyéthylène utilisé pour les sphères de Bonner de HERMEIS est du polyéthylène haute densité, à haut poids moléculaire (5×10^5 moles par gramme) et de densité nominale, stipulée par le fournisseur de matière, de $0,954 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. La variation relative $\Delta \rho_{PE} / \rho_{PE}$ (mesurée à 0,45 % dans le cas enveloppe à partir d'échantillons analysés par le Laboratoire National de Métrologie et d'Essai) est susceptible d'entrainer une variation relative de la réponse $\Delta R_d / R_d$ beaucoup plus importante. Les calculs Monte Carlo sur la sphère de 12" ont montré que la déviation

maximale est de 5 % en dessous de 1 MeV et autour de 1 % pour les énergies supérieures jusqu'au GeV. Au-delà du GeV, l'écart augmente légèrement pour atteindre 3%.

Enfin, la dernière source d'incertitudes explorée est la perte de 10 % en pression d'hélium 3. La pression de remplissage serait alors de 8,73 atm au lieu des 9,7 atm annoncés par le fabricant. Il est à noter que la quantité de noyaux d'³He est supposée être vérifiée régulièrement via les mesures d'étalonnage auprès des sources de référence qui permettent d'ajuster les fonctions de réponses via le facteur d'étalonnage. Les variations les plus importantes de l'efficacité de détection concernent le détecteur nu et peuvent atteindre 4 % dans le domaine thermique et jusqu'à 13,6 % au-delà. Dès que le détecteur est entouré de polyéthylène, cet effet est atténué. Ainsi, pour les sphères de 3" et 5", les variations relatives moyennes des réponses ne franchissent pas au grand maximum respectivement 4 % et 2 %.

Le Tableau 9 présente le bilan des incertitudes afin de calculer une incertitude moyenne systématique qui envelopperait toutes les valeurs des réponses de chaque sphères quelles soit le domaine d'énergie. L'incertitude globale est la combinaison quadratique des quatre sources d'incertitudes. En outre, l'incertitude engendrée par les variations entre les différents modèles de hautes énergies doit être considérée et sera discutée dans la section II.1.3.c.

Tableau 9 -Contribution des incertitudes de simulations avec MCNPX-

	Sphère :	3"	3,5"	4"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"	7"W	8"W	9"Pb
Incertitude %	Statistique	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	Isotropie	2,5	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
	Densité PE	3	3	3	3	3	3	3	3	3	5	3	3	3
	Hélium 3	4	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
	Global	5,57	4,24	4,24	4,24	4,24	4,24	4,24	4,24	4,24	5,83	4,24	4,24	4,24

II.1.3.b Avec le Code GEANT4

Dans le cadre de ces travaux, les fonctions de réponse ont été recalculées avec le code GEANT4 version 9.4.2 (GEometry ANd Tracking) développé par le CERN [Agostinelli et al., 2003, Allison et al., 2006]. L'objectif est de procéder à une inter-comparaison avec les matrices de réponses MCNPX, d'autant plus que GEANT4 propose des modèles à haute énergie qui ne sont pas implémentés dans MCNPX. Dans un premier temps, afin de prendre en main le code et de gagner en temps de calcul, nous avons travaillé sur une géométrie simplifiée des sphères de Bonner, avec une version simplifiée du compteur proportionnel n'étant composé que d'une fine coque en acier inoxydable de type 303. Cette géométrie est représentée sur la Figure 27 (les matériaux sont toujours ceux du Tableau 8).

L'outil de calcul GEANT4 permet de construire sa propre liste de manière exhaustive afin de décrire le plus précisément possible le transport de l'ensemble des particules

impliquées dans la simulation. Il est conseillé de créer une liste des interactions de nature électromagnétique et une autre réservée aux processus dits hadroniques.

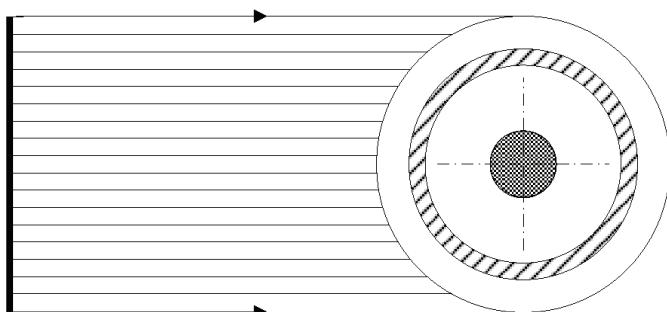


Figure 27 - Schéma représentant la configuration adoptée pour la modélisation de la sphère 9⁺Pb dans GEANT4. Les parties blanches sont les coquilles en polyéthylène tandis que la coquille métallique est hachurée. Le disque central en damier est le compteur proportionnel simplifié rempli d'hélium 3.

Dans un premier temps, la liste des interactions électromagnétiques gère les interactions des photons, électrons, positrons, protons, ions chargés, pions chargés, kaons chargés et muons positifs et négatifs. Elle se base sur la liste fournie par la collaboration GEANT4, validées avec des données expérimentales en dessous de quelques MeV. Les interactions prises en compte sont la diffusion Compton, l'effet photoélectrique, la production de paires, l'ionisation directe et multiple et le rayonnement de freinage Bremsstrahlung, pour les plus classiques. D'autres interactions spécifiques à certains types de particules sont également gérées comme l'annihilation des positrons, les électrons de conversion ou la production de muons par les photons γ .

Pour les interactions hadroniques, des modèles sont proposés afin de décrire le transport des hadrons à hautes énergies pour pallier au manque relatif de données expérimentales. Ces modèles peuvent avoir une approche théorique de paramétrisation, ou si disponibles, des données nucléaires. Nous détaillerons ici le transport des neutrons.

A basse énergie (i.e. < 20 MeV), le transport des neutrons est principalement traité à partir de tables de données nucléaires. De nombreuses sections efficaces sur différents isotopes constituent une librairie disponible dans le paquet G4NDL 3.13 qui regroupe essentiellement des sections efficaces ENDF/B-VI [McLane, 1991 ; McFarlane, 1994a]. Des versions dites HP (High Precision) utilisent soit les données précédentes, soit une approche théorique lorsqu'aucune donnée n'est disponible pour échantillonner les sections efficaces différentielles doubles (particulièrement utilisées dans le domaine du ralentissement donc diffusions élastiques mais aussi inélastiques, captures et fissions).

En dessous de 4 eV, les diffusions doivent être traitées différemment et l'approximation de gaz parfait utilisée pour les modèles HP ne donne pas de résultats suffisamment précis. Lorsque l'énergie des neutrons est thermique, le mouvement des noyaux sous l'effet de l'agitation thermique devient considérable. Dans les molécules, comme le polyéthylène, des vibrations et des rotations se produisent au niveau des liaisons chimiques des atomes dont les noyaux sont excités. Cela a pour effet de modifier l'état final (énergie cédée, angle de diffusion) lorsqu'une collision intervient entre un neutron

thermalisé et un noyau ainsi excité. Une extension à basse énergie des données issues des tables ENDF/B-VI est disponible dans GEANT4 appelée ‘diffusion des neutrons thermiques’ [McFarlane, 1994b]. Concrètement, la correction repose sur l’application d’une matrice $S(\alpha, \beta)$ où α est l’impulsion de transfert et β l’énergie de transfert, imputées aux vibrations de la molécule [Mattes and Keinert, 2005].

Ensuite pour décrire la production de particules secondaires dans les coquilles métalliques des sphères étendues au domaine des hautes énergies, GEANT4 décrit la réaction de spallation au moyen de modèles de Cascades Intra-Nucléaires traitant les différentes phases de la réaction de spallation avec notamment la cascade intranucléaire à proprement parler, la phase de pré-équilibre et l’évaporation. Le premier modèle proposé est le modèle Bertini (légèrement différent de celui implanté dans MCNPX). Dans ce modèle, un noyau lourd est décrit en trois couronnes concentriques dont la densité nucléaire varie de manière continue. Le noyau cible est ainsi assimilé à un gaz de Fermi complètement dégénéré où les nucléons se répartissent suivant une distribution de Fermi dans chaque coquille concentrique. Une particule projectile est traitée en résolvant l’équation du mouvement de Boltzmann où les positions d’interaction entre nucléons et les impulsions des particules secondaires sont calculées en fonction du potentiel de Fermi local. En suivant le principe d’exclusion de Pauli, les particules ayant une énergie en dessous du niveau de Fermi local sont supprimées. Après la collision initiale, la cascade s’achève quand l’énergie de tous les nucléons impliqués chute en dessous du niveau de Fermi dans chaque couronne. Le noyau rémanent est ensuite traité avec des modèles de désexcitation [Heikkinen, 2009 ; Heikkinen et Stepanov, 2003 ; GEANT4, 2009a].

Le second modèle se nomme Binary Cascade (BIC) qui est un modèle hybride entre un code de cascade classique et un modèle QMD (Quantum Molecular Dynamics). Chaque nucléon participant à la réaction est modélisé comme étant une onde Gaussienne. Le noyau est décrit comme un ensemble de nucléons explicitement positionnés dans l'espace de façon cohérente par rapport à la densité nucléaire et en vertu du principe d'exclusion de Pauli. Chaque nucléon a donc sa propre impulsion de Fermi et les interactions se produisent de manière binaire entre un nucléon projectile ou diffusé et un autre nucléon individuel. Ensuite, les états finaux des collisions sont décrits de la même façon que dans le modèle Bertini jusqu'à ce que les énergies des nucléons participants tombent en dessous d'un seuil spécifique avant désexcitation [Lara et Wellisch, 2001 ; Folger et al., 2004].

Enfin, à très haute énergie (entre 10 GeV et 100 TeV), le modèle QGSP (Quark Gluon String Precompound) est invoqué. Il s'agit du code faisant référence à ces énergies pour décrire les réactions inélastiques des neutrons, protons, pions et kaons. La liste de tous les interactions hadroniques concernant le neutron est établie dans le Tableau 10.

Tableau 10 -Liste des interactions hadroniques adaptée aux neutrons dans GEANT4-

Processus Physique	Gamme d'énergie	Modèle GEANT4
Elastique	< 4 eV	G4NeutronHPThermalScattering
	< 20 MeV	G4NeutronHPElastic
	> 19,5 MeV	G4LElastic
Inélastique	< 20 MeV	G4NeutronHPInelastic
	19,9 MeV - 10 GeV	G4BinaryCascade
	19,9 MeV - 10 GeV	G4CascadeInterface
	10 GeV - 25 GeV	G4LENutronInelastic
Fission	> 10 GeV	QGSP
	> 20 MeV	G4NeutronHPFission
Capture	< 20 MeV	G4LFission
	> 20 MeV	G4NeutronHPCapture
	< 20 MeV	G4LCapture

Tout comme dans les simulations MCNPX, les neutrons sont générés sur un disque source dont le centre est à 40 cm du centre du volume de simulation. Le rayon de ce disque source est identique à celui de la sphère de Bonner considérée et les particules sont tirées aléatoirement depuis n'importe quelle position sur le disque d'aire $a_{source} = \pi \cdot r_d^2$ de façon à créer un faisceau parallèle unidirectionnel (Figure 27). En générant N_n neutrons incidents d'énergie E_n , la fluence $\phi(E_n) = N_n / a_{source}$ et le nombre de réactions inélastiques générant un triton et un proton secondaires correspondant au nombre de coups M_d permettent de calculer la réponse en fluence $R_d(E_n)$ via l'Équation 45. Les résultats des simulations pour l'ensemble des sphères sont présentés sur la Figure 28. Cette fois, 4 groupes par décades ont été considérés pour les 13 sphères et en utilisant soit le modèle Bertini (G4Bert) ou le modèle Binary (G4BIC), ce qui représente 858 simulations avec au minimum 100000 tirages par cas, sachant que ce nombre de tirage peut être augmenté d'un facteur 10 ou 100 en cas de réponse particulièrement faible comme les petites sphères à haute énergie. Le but est d'atteindre des incertitudes statistiques de l'ordre du % à quelques %. Un soin tout particulier a été pris pour le calcul des réponses au-delà de 20 MeV car il s'agit du domaine d'énergie qui a motivé cette étude. Les réponses sont présentées sphère par sphère après un processus de lissage et une interpolation lagrangienne de sorte à avoir 10 énergies par décade.

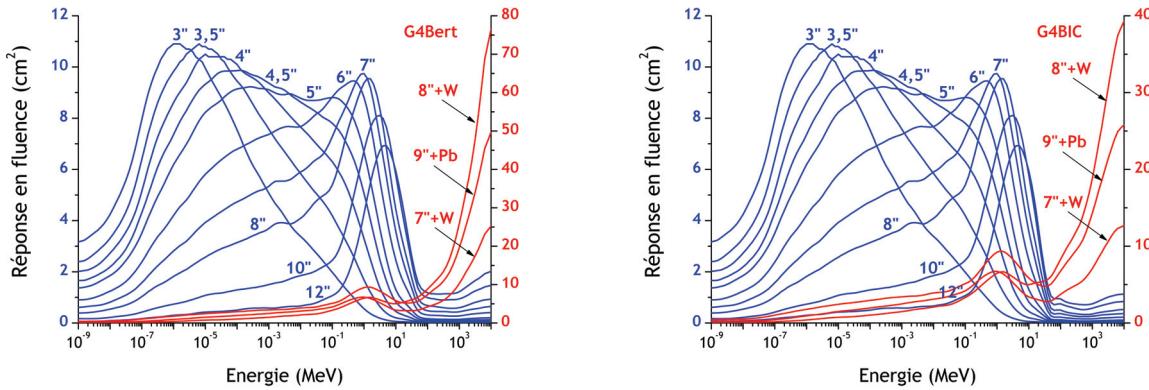


Figure 28 - A gauche, matrice de réponses en fluence calculée avec GEANT4 avec le modèle Bertini (en bleu, réponses des sphères classiques et en rouge, celles des sphères étendues). A droite, même chose avec le modèle Binary Cascade.

II.1.3.c Comparaison et bilan

Grâce aux simulations MCNPX et GEANT4, nous disposons de cinq matrices de réponses en fluence pour l'ensemble des 13 sphères de Bonner qui constituent le système HERMEIS. Afin d'étudier l'influence des différents modèles à haute énergie, nous avons établi une comparaison des différentes réponses au-delà de 10 MeV pour les trois sphères étendues ainsi que pour la sphère classique de 12". En dessous de cette énergie et pour l'ensemble des sphères, les réponses calculées avec une géométrie réaliste en MCNPX et une géométrie simplifiée en GEANT4 concordent très bien (Figure 26 et Figure 28).

Pour observer les variabilités d'une matrice de réponses par rapport à une autre, nous avons tracé sur la Figure 29 le rapport entre la réponse $R_d^{\text{modèle}}(E_n)$ pour un modèle donné et la moyenne $R_{\text{moy}}(E_n)$ des cinq matrices de réponse en fluence (MCNPX-CEM, MCNPX-LAQGSM, MCNPX-Bert, G4Bert et G4BIC) pour les quatre sphères choisies. Nous observons que les différences entre réponses sont dépendantes de l'énergie considérée. Jusqu'à 300 MeV, les réponses des sphères étendues sont contenues dans une enveloppe de $\pm 20\%$. A plus haute énergie ($> 1 \text{ GeV}$), les modèles GEANT4 divergent l'un de l'autre pour atteindre un facteur 2 de différence à 10 GeV. Les trois modèles MCNPX se comportent de façon relativement similaire sur l'ensemble du domaine d'énergie. Concernant la sphère conventionnelle de 12", les variations se produisent dès 20 MeV où les modèles Bertini et LAQGSM de MCNPX conduisent à une réponse supérieure à la moyenne jusqu'à 25 % tandis que le modèle BIC de GEANT4 diminue la réponse d'environ un facteur 2 à 50 MeV. La réponse qui reste le plus proche de l'unité dans l'ensemble est celle fourni par le modèle CEM de MCNPX. Ce travail de comparaison des réponses est nécessaire car les variations entre modèles vont induire des incertitudes bien supérieures aux incertitudes de calcul estimées à 4,5 % dans la section précédente. L'impact des variations entre modèles a été étudié dans le cadre de déconvolutions dont l'objectif est d'obtenir des spectres de neutrons atmosphériques. La contribution de ces variations sur les incertitudes au-delà de

20 MeV a été évaluée aux alentours de 15 %, ce qui est vraisemblable en comparaison des variations à 100 MeV (centre du pic de cascade) [Pioch, 2010].

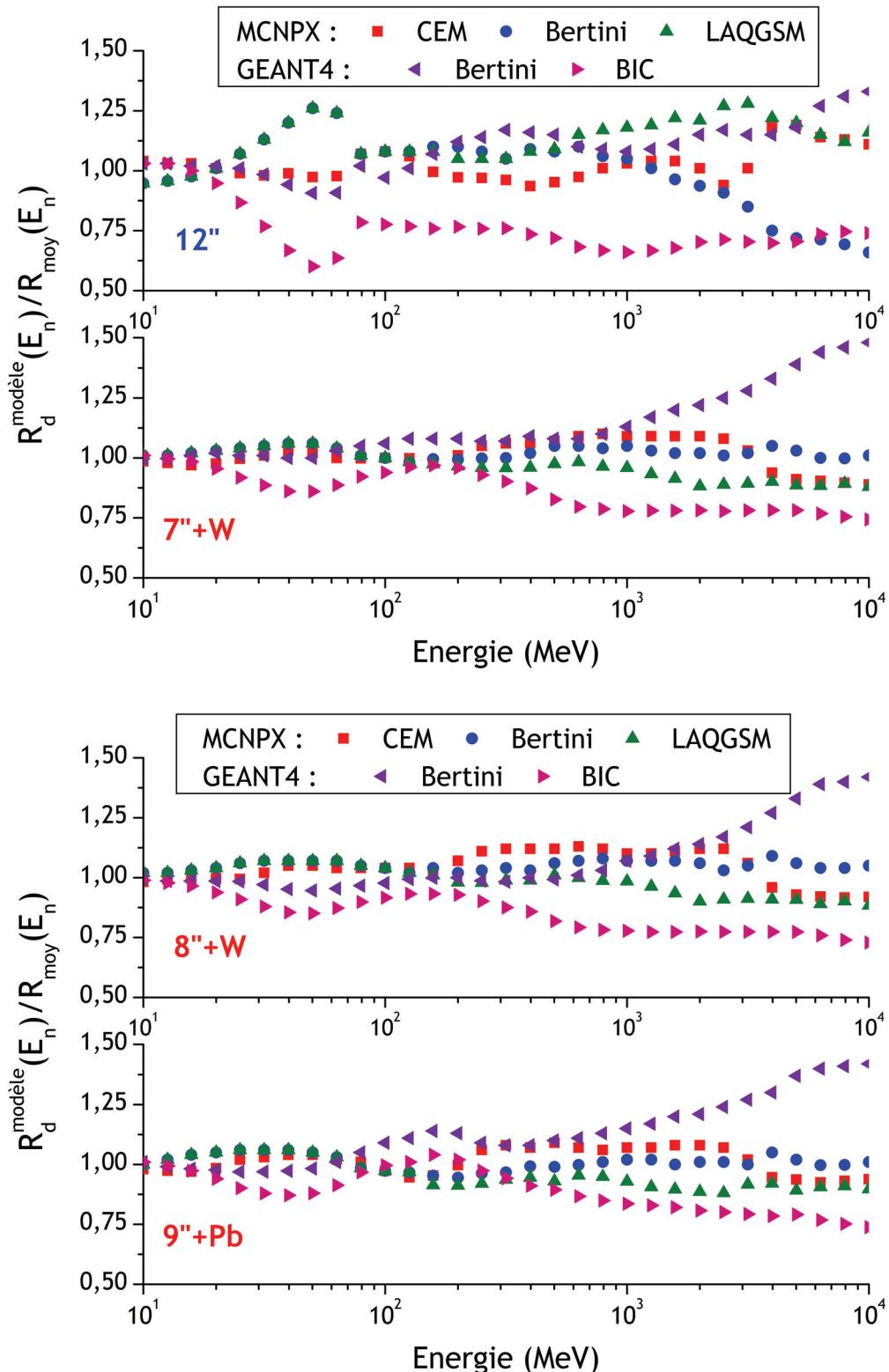


Figure 29 - En haut, rapport entre la réponse d'un modèle en particulier et la réponse moyenne des 5 modèles de simulation pour des énergies supérieures à 10 MeV et dans le cas de la sphère de 12" et de celle de 7"+W. En bas, même chose mais dans le cas des sphères étendues aux hautes énergies 8"+W et 9"+Pb.

II.2 Validation expérimentale des fonctions de réponse

Les fonctions de réponse en fluence de HERMEIS ont été calculées de 10^{-9} MeV à 10 GeV pour couvrir toute la gamme énergétique des neutrons présents dans l'atmosphère. Or, dans la première partie de ce chapitre, nous avons observé des différences notables dans le domaine des hautes énergies (> 20 MeV) selon les modèles décrivant la spallation utilisés. La validation expérimentale des fonctions de réponse est donc primordiale pour d'une part s'assurer que la modélisation effectuée en amont a été correcte, et d'autres part minimiser les incertitudes liées à ces réponses afin d'obtenir les spectres les plus vraisemblables possibles à l'issue de la déconvolution. Concrètement, il s'agit d'irradier les différentes sphères de Bonner du spectromètre dans des champs neutroniques de référence. A partir du taux de comptage obtenu pour chacune des sphères et connaissant les caractéristiques du champ irradiant, il est possible de déterminer une réponse expérimentale de la sphère considérée et de la comparer à celle calculée.

Les différents types de champs neutroniques auxquels nous avons eu accès sont les suivants : des sources neutroniques de radionucléides permettant d'établir la charge en ${}^3\text{He}$ des détecteurs, des champs monoénergétiques, des champs quasi-monoénergétiques de hautes énergies et des champs neutroniques ‘blancs’ ou réalistes. Les deux premières catégories permettent de valider les réponses en dessous de 20 MeV tandis que les deux derniers permettent d'explorer les régions énergétiques au-delà. Ce travail expérimental a fait l'objet d'une publication [Cheminet et al., 2012].

II.2.1 Les installations de référence

II.2.1.a Les sources de radionucléides

La norme ISO-8529 [ISO] spécifie les rayonnements neutroniques de référence pour établir et étudier la réponse en énergie des instruments de mesure des neutrons s'inscrivant dans le domaine thermique jusqu'à 20 MeV. Cette norme traite des méthodes de production et de caractérisation des rayonnements de référence. Outre les champs neutroniques produits en réacteur ou par réactions nucléaires sur une cible à partir de particules chargées d'un accélérateur, les sources de radionucléides constituent également une source de rayonnement de référence.

Ces sources sont composées de radionucléides, c'est-à-dire de noyaux lourds instables qui ont la propriété de subir des désintégrations radioactives. On définit l'activité d'une quantité de radionucléides par la grandeur A (en s^{-1} ou Becquerel) comme étant le quotient de l'espérance mathématique du nombre de transitions nucléaires spontanées dN^+ depuis un état d'énergie donnée et un intervalle de temps dt . Cependant, il ne faut pas confondre l'activité d'une source et l'émission neutronique de celle-ci. En effet, toutes les transitions nucléaires spontanées ne donnent pas nécessairement naissance à des neutrons. Par exemple, dans une source de ${}^{252}\text{Cf}$, l'isotope 252 du Californium subit des

fissions spontanées à l'origine des neutrons tandis que dans une source de type $^{241}\text{Am-B}$, l'américium 241 est émetteur α . L'alpha émis réagit avec le bore pour créer un neutron via une réaction de type (α, n) . L'émission neutronique B (en s^{-1}) correspond au nombre total de neutrons dN^* émis pendant un intervalle de temps dt .

Les sources de radionucléides sont à spectre large. Les neutrons étant émis avec des énergies variées. Il est alors utile de définir l'émission spectrale $B_{E,n}$ correspondant à l'accroissement de l'émission neutronique par unité d'énergie (*Équation 50*).

$$B_{E,n}(E_n) = \frac{dB(E_n)}{dE_n} \quad \text{et} \quad B = \int B_{E,n}(E) dE \quad \text{Équation 50}$$

Si l'on considère une source ponctuelle isotrope d'émission spectrale $B_{E,n}$, le débit de fluence neutronique spectrale $\dot{\phi}_{E,n}^{source}(E_n)$ à une distance r et l'énergie moyenne d'émission se déduisent des expressions de l'*Équation 51*.

$$\dot{\phi}_{E,n}^{source}(E_n) = \frac{B_{E,n}(E_n)}{4\pi \cdot r^2} \quad \text{et} \quad \bar{E}_n = \frac{1}{B} \int E \cdot B_{E,n}(E) \cdot dE \quad \text{Équation 51}$$

Pour la caractérisation de HERMEIS, nous avons eu recours à deux types de sources de radionucléides. Les caractéristiques de ces sources dépendent grandement de la pureté isotopique de l'élément radioactif à l'origine du rayonnement neutronique et de la forme géométrique sphérique ou ortho-cylindrique. Les émissions spectrales des sources utilisées (^{252}Cf et $^{241}\text{Am-Be}$) sont tabulées et permettent de déduire la fluence spectrale théorique qui est présentée sur la Figure 30 où les spectres sont normalisés à un débit de fluence total de $1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La source $^{241}\text{Am-Be}$ peut être recouverte d'un écran de plomb de 1 mm d'épaisseur pour atténuer la composante de photons γ .

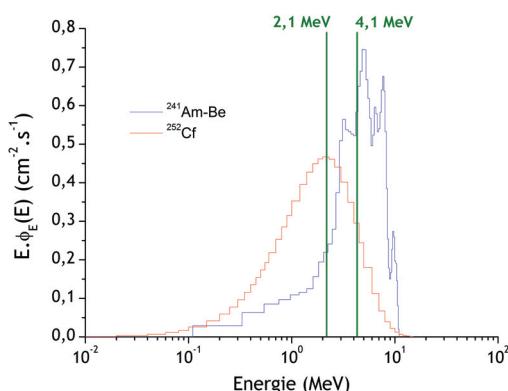


Figure 30 - Spectres des sources de référence $^{241}\text{Am-Be}$ (bleu) et ^{252}Cf (rouge) en représentation léthargique.

Tableau 11 -Caractéristiques des sources neutroniques-

Source :	^{252}Cf	$^{241}\text{Am-Be}$ (α, n)
Période radioactive (ans)	2,65	432
Energie moyenne (MeV)	2,13	4,16
Emission spécifique de la source	$2,4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$	$2,4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$

Le Tableau 11 décrit les principales caractéristiques des deux sources utilisées. Les sources sont fournies avec le certificat de composition isotopique et l'émission des sources est étalonnée par un laboratoire de référence avant utilisation avec une incertitude-type

de 1,5 %. L'émission de la source de californium 252 doit être corrigée quotidiennement de la décroissance radioactive compte tenu de sa période relativement courte. La prise en compte de la décroissance radioactive de tous les isotopes présents dans la source (par exemple le ^{250}Cf dans le ^{252}Cf nominal) est importante car l'incertitude-type relative de la période est comprise entre 0,5 % et 0,7 %. Après deux périodes (environ 5 ans), l'incertitude sur la période sera à l'origine d'une incertitude-type de l'émission de la source d'environ 1 % comparable à l'incertitude d'étalonnage initiale. Pour cela, il est recommandé de réétalonner les sources de ^{252}Cf tous les 5 ans. L'incertitude sur la fluence totale à une distance donnée dépend donc de l'incertitude sur les émissions spectrales liées à l'étalonnage et à la décroissance radioactive. La mesure de la distance apporte également une contribution à l'incertitude relative totale. Cette contribution demeure néanmoins très faible comparée aux autres. L'Équation 52 est obtenue par différentiation logarithmique de la formule du débit de fluence.

$$\frac{\Delta \dot{\phi}}{\dot{\phi}} = \frac{\Delta B}{B} + 2 \frac{\Delta r}{r} \quad \text{Équation 52}$$

Au total, nous avons utilisé trois sources de référence : les deux sources de l'irradiateur VAN GOGH de l'installation CEZANE du LMDN et une source du NPL (National Physical Laboratory, UK). L'irradiateur VAN GOGH est constitué d'une source de $^{241}\text{Am-Be}$ et d'une source ^{252}Cf [Gressier et Pochat, 2006]. Ces dernières sont entreposées dans un conteneur en polyéthylène placé au pied de l'irradiateur. Elles sont amenées en position d'irradiation grâce à de l'air comprimé injecté dans un tube guide. Cette position d'irradiation est à 3,2 m au dessus du sol afin de limiter le bruit de fond dû aux neutrons diffusés par le sol. Un banc d'étalonnage motorisé permet de placer les instruments à hauteur de la source entre 0 et 2 m. Il permet également de placer un cône d'ombre entre la source et l'appareil irradié. La source $^{241}\text{Am-Be}$ est recouverte d'un capuchon de plomb de 1 mm d'épaisseur tandis que la source ^{252}Cf est utilisée sans écran. Le NPL possède également des sources de radionucléides dont une de ^{252}Cf [Thomas et al., 2003].

Tableau 12 -Sources de référence des installations de l'IRSN et du NPL-

Source	Lieu	Date	B (s^{-1})	$\dot{\phi}$ / 1m ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	$\Delta \dot{\phi} / \dot{\phi}$ (%)
^{252}Cf	NPL	26/11/10	$2,89 \times 10^6$	23,023	1,0
$^{241}\text{Am-Be}$	IRSN	28/10/08	$3,72 \times 10^6$	296,03	4,0
		15/01/11	$3,70 \times 10^6$	294,57	
^{252}Cf	IRSN	16/01/11	$1,68 \times 10^7$	536,18	3,7

Les valeurs des débits de fluence indiquées sur le Tableau 12 sont corrigées d'un facteur d'anisotropie et d'un facteur de diffusion des neutrons dans l'air. Les principales composantes de l'incertitude-type relative sont celles liées à la détermination du taux d'émission des sources B .

II.2.1.b Les champs monoénergétiques

Pour valider les fonctions de réponse en fluence des sphères de Bonner calculées par simulation, la meilleure méthode reste la déduction expérimentale de ces réponses à certaines énergies grâce des irradiations en champ neutronique monoénergétique. Pour obtenir la réponse expérimentale $R_d^{\text{exp}}(E_n)$, il suffit de diviser le comptage obtenu dans le champ monoénergétique d'énergie E_n par la fluence neutronique locale $\phi(E_n, r)$ de ce champ au niveau de la sphère de Bonner en question. L'objet de cette section est d'expliquer comment sont produits ces champs, leurs caractéristiques et les incertitudes expérimentales qui en découlent.

Les champs neutroniques monoénergétiques sont obtenus à partir de particules chargées (protons et deutons) accélérées puis dirigées sur une cible constituée d'un dépôt de scandium, lithium, tritium ou deutérium sur un mince support métallique. L'interaction nucléaire des particules chargées avec les noyaux des éléments déposés sur la cible génère des neutrons dans tout l'espace. Ces réactions nucléaires ont la particularité de produire des neutrons d'une seule énergie pour une énergie E_p donnée de particule primaire et un angle d'émission θ donné des neutrons secondaires. En réalité, la sphère de Bonner ne verra pas un champ purement monoénergétique du fait de l'angle solide qu'elle occupe dans le champ rayonnant et de la distribution angulaire des neutrons émis. De plus, la réaction ne produit pas des neutrons d'une énergie unique mais des neutrons distribués autour d'une énergie E_n avec une largeur de pic ΔE_n . La condition à respecter pour considérer le champ monoénergétique est une faible largeur devant l'énergie moyenne ($\Delta E_n \ll E_n$). La distribution en fluence de ces champs en différents points de l'espace est connue grâce à différentes études de spectrométrie par temps de vol et par simulation.

La norme ISO 8529-1 recommande des énergies particulières pour les étalonnages systématiques à angle d'émission nul (faisceau de particules chargées dans l'axe Cible-Appareil à calibrer). Ces énergies sont 2 keV, 24 keV, 144 keV, 250 keV, 250 keV, 565 keV, 1,2 MeV, 2,5 MeV, 2,8 MeV, 5 MeV, 14,8 MeV et 19 MeV. L'IRSN dispose d'une installation permettant de produire de tels champs à ces énergies. Il s'agit d'AMANDE [Gressier et al., 2004]. Toutefois, l'ensemble des sphères de Bonner du système HERMEIS a été caractérisé auprès de l'accélérateur du NPL [Thomas et al., 2003] aux énergies suivantes : 70 keV, 144 keV, 565 keV, 5 MeV et 17 MeV, en raison de l'indisponibilité temporaire de l'installation AMANDE au moment où ce travail était réalisé.

Le NPL dispose d'une installation à faible diffusion (plateforme en hauteur et enceinte volumineuse) associé à un accélérateur de type Van de Graaf de 3,5 MeV. Cet appareil accélère des faisceaux de protons ou deutons afin de produire les neutrons. Pour atteindre les énergies précitées, trois types de cible ont été utilisés avec les réactions

nucléaires $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$, $\text{D}(\text{d},\text{n})$ et $\text{T}(\text{d},\text{n})$. A part les neutrons de 70 keV, toutes les énergies ont été produites à 0° par rapport à la direction du faisceau primaire. L'énergie de 70 keV fut produite à 50° à partir de la configuration servant à produire les neutrons de 144 keV. Les caractéristiques des champs neutroniques sont présentées dans le Tableau 13 .

Tableau 13 -Caractéristiques des champs monoénergétiques du NPL (énergies en keV)-

Réaction	Energie E_p	Energie E_n	Largeur ΔE_n	Angle θ	$\frac{\partial E_n}{\partial E_p}(\theta)$
$^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$	1938 ± 3	$71,3 \pm 4,0$	$7,1 \pm 1,8$	50°	1,319
$^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$	1938 ± 3	$144,0 \pm 4,4$	$7,8 \pm 2,0$	0°	1,4522
$^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$	2295 ± 3	$565,1 \pm 3,4$	$5,2 \pm 1,5$	0°	1,086
$\text{D}(\text{d},\text{n})$	1830 ± 3	5000 ± 22	120 ± 43	0°	1,069
$\text{T}(\text{d},\text{n})$	1255 ± 3	17000 ± 68	340 ± 135	0°	1,607

Les intervalles fournis dans le tableau sont des intervalles de confiances d'environ 95 % obtenus en multipliant par deux les incertitudes-types de chacune des grandeurs. Le caractère monoénergétique des champs produits par le NPL est vérifié sur la Figure 31 qui représente l'allure des spectres énergétiques en fluence dans la direction de mesure de la sphère de Bonner.

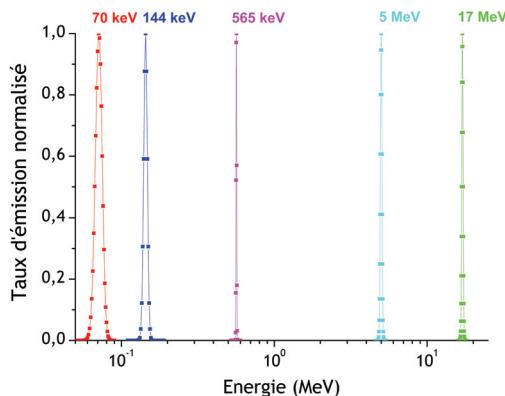


Figure 31 - Spectres théoriques et idéaux des champs monoénergétiques produits au NPL pour les énergies suivantes : 70 keV, 114 keV, 565 keV, 5 MeV et 17 MeV. Ces spectres ont été reconstitués selon une distribution gaussienne de valeur moyenne E_n et d'écart-type ΔE_n .

La fluence des neutrons produits par l'accélérateur est déterminée soit par le long compteur du NPL, soit par un long compteur de type De Pangher [Lacoste, 2009a ; Tagziria et Thomas, 2000]. Le long compteur est un moniteur qui consiste en un détecteur de neutrons cylindrique entouré d'une enceinte modératrice. Le long compteur de type de Pangher a été utilisé pour la mesure du débit de fluence à 17 MeV car ses caractéristiques sont mieux connues que celui du NPL pour les mesures à cette énergie. Dans les deux cas, le long compteur a été positionné à un angle pertinent du faisceau de particules chargées et à une distance fixe de la cible produisant les neutrons. Les mesures du long compteur sont corrigées des facteurs de diffusion avec l'air et des effets de temps mort. La fluence au centre effectif du long compteur a été déduite connaissant la réponse du dispositif aux énergies considérées. La réponse en fluence du moniteur a été déterminée précédemment grâce à des sources neutrons de radionucléides calibrées en absolu dans un bain de sulfate de manganèse. Comme les mesures avec les sphères et le long compteur ont été menées

dans le même angle par rapport au faisceau primaire, elles n'ont par conséquent pas pu être simultanées. Il a donc fallu mettre en place un monitorage pour raccorder les mesures du long compteur à celles des sphères de Bonner. Pour cela, un intégrateur de courant, mesurant le courant du faisceau primaire sur la cible a été mis à contribution. De plus, un détecteur « slab » est également utilisé à cet effet. Il s'agit d'un arrangement stable de trois couches de tubes compteurs proportionnels à BF_3 placées à différentes profondeurs dans une plaque de polyéthylène fixée sur le mur du laboratoire.

L'incertitude sur l'estimation de la réponse expérimentale $R_d^{\exp}(E_n)$ dépend de l'incertitude statistique sur l'indication du nombre de coups M_d donné par la sphère de Bonner et enregistré par l'échelle de comptage du NPL. Les comptages suivent une loi de Poisson et l'incertitude statistique (racine carrée de la variance elle-même égale à l'espérance) est égale à $M_d^{-0.5}$. L'indication M_d est également corrigée du temps mort τ estimé à $10,6 \mu\text{s}$ (Section II.1.1.d : *Équation 35*) pour un temps d'acquisition T_{acq} . Le temps mort est seulement connu avec une incertitude relativement importante $\Delta\tau$ égale à $2,6 \mu\text{s}$. La mesure de la distance r entre le centre de la sphère de Bonner et la cible est également assortie d'une incertitude Δr . Enfin, les indications données par les deux moniteurs (Slab S et Intégrateur de courant C) sont directement l'image de la fluence ϕ égale à la valeur moyenne des fluences déduites par les deux moniteurs. L'incertitude sur la fluence $\Delta\phi$ est donnée égale à $|(C - S)/2|$. L'incertitude sur la réponse expérimentale s'obtient en effectuant la combinaison quadratique des sources d'erreurs (*Équation 53*).

$$R_d^{\exp} = \frac{M_d}{\phi} = \frac{2 \cdot M_d}{C + S} \quad \text{Équation 53}$$

$$\frac{\Delta R_d^{\exp}}{R_d^{\exp}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta M_d}{M_d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi}{\phi}\right)^2 + 4 \cdot \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2}$$

$$\Delta M_d = \sqrt{M_d + \left(\frac{M_d^2}{T_{acq}}\right)^2 \cdot \Delta\tau^2}$$

Pour avoir l'incertitude totale sur chaque mesure, il faut enfin combiner de manière quadratique ΔR_d^{\exp} avec l'incertitude de la fluence monitorée par le long compteur avant chaque campagne de mesures. Dans cette incertitude fournie par le NPL sont compris le masquage inexacte du cône d'ombre (cf. II.2.2.a), la correction de temps mort, le positionnement de l'appareil, la diffusion par l'air, la stabilité et l'efficacité. Globalement, l'incertitude associée à la détermination de la fluence est comprise en $\pm 2,1\%$ et $\pm 2,3\%$ pour les cinq énergies considérées.

Enfin, il est nécessaire de mentionner que dans les conditions expérimentales, le champ n'est jamais parfaitement monoénergétique. Des neutrons diffusés ainsi que des neutrons issus de réactions secondaires avec l'élément de dépôt sur la cible ou même celui servant de substrat peuvent être présents en quantité non négligeable. Ces neutrons se répartissent entre 0 et l'énergie de la réaction primaire. Etant donné que le long compteur a une efficacité approximativement constante sur la gamme d'énergie rencontrée (à l'exception du cas à 17 MeV), la fluence mesurée inclut la contribution des neutrons induits par les contaminants. Le Tableau 14 donne une estimation des neutrons diffusés au niveau de la cible par calcul Monte Carlo du spectre avec le code PTB TARGET [Schlegel, 2005].

Tableau 14 -Estimations de la contribution de neutrons diffusés dans la fluence totale-

Energie E_n	70 keV	144 keV	565 keV	5 MeV	17 MeV
Diffusion par la cible (% de ϕ)	1,5	1,1	0,9	1,0	4,1

Dans la plupart des cas (à part 17 MeV), nous avons négligé l'effet de ces neutrons de plus basses énergies, attendu comme étant très faible, de l'ordre du pourcentage indiqué dans le Tableau 14. Concernant la fluence dans le cas à 17 MeV, le long compteur De Pangher possède une efficacité à peu près constante entre quelques keV et environ 8 MeV. Au-delà, celle-ci décroît et à 17 MeV, l'efficacité n'est plus que 60 % de celle du plateau. Les neutrons de basses énergies sont donc détectés avec un rendement plus important. Les mesures surestiment donc la fluence due à ces neutrons parasites. Cependant la sensibilité des réponses des sphères de Bonner de petite taille à ces neutrons des contaminants semblent être bien plus grande que celle aux neutrons de 17 MeV (cf. Section II.2.2.b).

II.2.1.c Les champs quasi-monoénergétiques

Les fonctions de réponse couvrent une large gamme énergétique du meV au GeV tandis les énergies recommandées par la norme ISO-8529 ne couvrent que quelques décades de la dizaine de keV à 17 MeV. Après les irradiations auprès de sources de radionucléides et de champs monoénergétiques, HERMEIS ne reste que très partiellement caractérisé. L'objectif du système étant de déterminer des spectres neutroniques atmosphériques, il faut pouvoir mesurer avec précision les neutrons de cascade intranucléaire ayant des énergies supérieures à 20 MeV. La valeur des réponses dans ce domaine d'énergie doit être suffisamment connue pour s'assurer de l'obtention d'un spectre correct à l'issue de la déconvolution.

Il existe très peu d'installations permettant de produire des champs neutroniques de hautes énergies. Parmi celles-ci, nous nous intéresserons à l'installation du Theodor Svedberg Laboratory (TSL) à Uppsala en Suède. Cette installation produit des champs neutroniques d'énergies comprises entre 11 MeV et 175 MeV avec des hauts flux contrôlables par l'utilisateur, un champ de taille et forme flexible et une plateforme

d'expérimentation accessible [Prokofiev et al., 2006]. Dans la région des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV, des champs purement monoénergétiques ne sont pas faisables. Par contre, il existe des réactions pour lesquelles sont produites de fortes populations neutroniques dans une gamme d'énergie relativement étroite. Ces champs neutroniques sont appelés quasi-monoénergétiques. Le moyen de production de ces champs est semblable à celui des champs monoénergétiques. Il s'agit de réactions nucléaires entre un faisceau de particules chargées et une cible (principalement la réaction $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$). Deux types de faisceau de particules chargées peuvent être accélérés au moyen d'un cyclotron. Tout d'abord un faisceau de protons d'énergie variable entre 25 MeV et 180 MeV et un autre faisceau d'ions H_2^+ avec une énergie de 13 MeV/A.

La perte d'énergie des protons dans la cible en lithium est comprise entre 2 et 6 meV selon son épaisseur et l'énergie du faisceau incident primaire. Le faisceau de proton est dévié par un aimant vers une ligne de 10 m et guidé sur un bouclier lourd en graphite refroidi à l'eau, le « Beam Dump ». Le faisceau de neutrons est mis en forme par un bloc collimateur en fer avec une ouverture de forme et de taille variable. L'installation a été caractérisée par l'obtention du spectre des neutrons à 0° (axe faisceau-cible) pour différentes énergies de pic en mesurant la diffusion n-p élastique. Les protons diffusés sont enregistrés à un angle de 20° par rapport au faisceau de neutrons. Les spectres pour une énergie incidente des protons de 50 MeV et 150 MeV sont représentés sur la Figure 32.

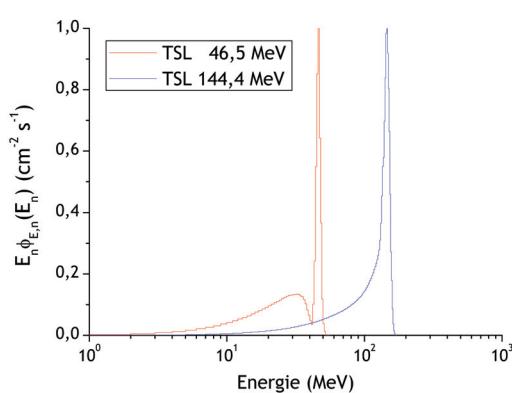


Figure 32 - Spectres des champs quasi-monoénergétiques de hautes énergies produits à TSL Uppsala (46,5 MeV en rouge et 144,4 MeV en bleu) [Prokofiev et al., 2006].

Tableau 15 -Caractéristiques des champs quasi-monoénergétiques de TSL-

Energie E_p	$49,5 \pm 0,04$ MeV	$147,4 \pm 0,6$ MeV
Courant Faisceau Proton	$10 \mu\text{A}$	$0,6 \mu\text{A}$
Energie moy. du pic E_n	$46,5 \pm 0,2$ MeV	$144,4 \pm 0,6$ MeV
Proportion de neutrons dans le pic (mesure)	39 %	55 %
Proportion de neutrons dans le pic (calcul)	36 %	40 %
Flux du pic	$2,9 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$2,1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

On observe dans les deux cas le pic énergétique centré sur une énergie un peu inférieure à celle du faisceau de protons ainsi qu'une queue de distribution appelée continuum dû aux réactions de break-up des noyaux cibles, dans le cas présent de ^7Li . comprenant tous les neutrons d'énergies inférieures à celle du pic. Une estimation indique qu'environ 40 % des neutrons se situent dans le pic (Tableau 15).

Les données concernant le monitorage du débit de fluence ont été obtenues grâce aux mesures avec un TBFC (Thin Film Breakdown Counter). Une autre option possible pour

le monitorage du flux est fournie avec l'utilisation d'un Moniteur à Chambre d'ionisation (ICM). Les deux dispositifs utilisent les neutrons de fission de l' ^{238}U . De plus, le flux neutronique est indirectement mesuré par une cage de Faraday qui intègre le courant de protons collectés par le Beam Dump. La contamination du faisceau de neutrons par interaction de protons primaires avec les éléments de collimation et de transport du faisceau n'excède pas 0,05 % du pic neutron pour les énergies inférieures à 100 MeV et 0,3 % au-delà. Des neutrons thermiques ont également été observés dans la zone d'expérimentation grâce à un TBFC avec une cible composée d' ^{235}U protégée par une couche de cadmium. Le flux de neutrons thermiques à 11 m de la cible en lithium a été estimé entre 0,5 % et 2 % du flux du pic et cette proportion diminue lorsque l'énergie du pic augmente. Lors des irradiations des sphères de Bonner, un double monitorage était assuré par l'ICM et le Beam Dump. L'*Équation 54* présente la relation entre la fluence neutronique ϕ_n et les indications mesurées N par les moniteurs.

$$\begin{cases} \phi_n^{ICM} = N_{ICM} \times P_{ICM} \\ \phi_n^{Dump} = (N_{Dump} - N_{bgr}) \times P_{Dump} \end{cases} \quad \text{Équation 54}$$

Dans les deux cas, les fluences sont déterminées avec une incertitude relative de 10 %. Les facteurs de conversion P sont donnés pour chaque moniteur et chaque type de champ neutronique. N_{bgr} est le bruit de fond accumulé dans le Beam Dump pendant la durée d'acquisition T_{acq} tel que $N_{bgr} = r_{bgr} \times T_{acq}$. Les faisceaux ont une section circulaire de diamètre 102 mm. Les valeurs des coefficients sont tabulées (Tableau 16).

Tableau 16 -Monitorage des champs quasi-monoénergétiques-

Energie Pic E_n	P_{ICM}	P_{Dump}	r_{bgr}
46,5 MeV	$775 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$5,64 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$2,99 \text{ s}^{-1}$
144,4 MeV	$796 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$38,6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$3,28 \text{ s}^{-1}$

Les fluences données par chaque moniteur concernent le pic de haute énergie dans le spectre des neutrons pour une distance de 311 cm de la cible de lithium. Une loi en r^{-2} peut être utilisée pour le calcul de la fluence à d'autres positions le long de la ligne.

II.2.1.d Le champ réaliste ANITA

Les champs réalistes sont des champs dont la distribution en énergie est similaire aux champs rencontrés aux postes de travail ou de l'environnement atmosphérique. Ils servent à étudier la réponse des instruments de mesure en situation proche de celle de leur utilisation, en termes de spectres. Ils peuvent aussi servir entre autres à reproduire le spectre des neutrons atmosphériques mais avec un débit de fluence bien plus important afin de tester des composants et des systèmes électroniques en accéléré vis-à-vis du risque SEE [Normand, 2001]. Les installations pouvant produire ce type de champs réalistes

utilisent des cibles de spallation générant un spectre neutronique « blanc » (par analogie avec la lumière) dont la distribution énergétique des neutrons est similaire à celles des neutrons atmosphériques (en vol ou au niveau du sol). Le système HERMEIS étant destiné à la caractérisation de l'environnement radiatif naturel, il est indispensable de pouvoir mesurer les réponses des sphères dans ce type d'environnement neutronique artificiel pour démontrer la faisabilité des mesures en champs naturels.

L'installation dans laquelle ce type d'irradiation a tout d'abord eu lieu est la même que celle qui fournissait les champs quasi-monoénergétiques de hautes énergies à TSL. L'amélioration de cette installation a permis d'obtenir une ligne produisant un spectre neutronique blanc. Il s'agit du faisceau ANITA (Atmospheric-like Neutrons from thlck TArget) [Prokofiev et al., 2009]. Un faisceau de protons également accélérés par un cyclotron vient cette fois interagir avec une cible en tungstène. L'énergie des protons est d'environ 180 MeV. Le faisceau de neutrons est formé dans un collimateur qui propose différentes ouvertures. Les caractéristiques du champ neutronique produit par la réaction de spallation ont été calculées par simulation avec le code MCNPX. Pour les énergies inférieures à 150 MeV, les bibliothèques de sections efficaces LA150 ont été utilisées. Au-delà, le modèle de cascade Bertini-Dresner a été privilégié. Les résultats ont permis de paramétriser le spectre neutronique obtenu dans l'axe du faisceau de protons primaires. La fluence ϕ_n^{ANITA} par proton primaire s'écrit suivant l'*Équation 55*.

$$\phi_n^{ANITA}(E) = \phi_{th} + \frac{1}{E} \sum_{i=1}^2 g_i \varphi_i(E) \quad \text{où} \quad \text{Équation 55}$$

$$\varphi_i(E) = \begin{cases} q_i (E/E_{0,i})^{p_i} & \text{si } E \leq E_{li} \\ \exp\left[-\frac{\ln^2(E/E_{0i})}{2\Delta_i^2}\right] & \text{si } E_{li} \leq E \leq E_{\max} \\ 0 & \text{si } E > E_{\max} \end{cases}$$

L'énergie E_{\max} atteint 177 MeV lorsque les protons incidents sont accélérés à 180 MeV. La valeur des paramètres d'ajustements du spectre analytique g_i , E_{0i} , E_{li} , Δ_i , p_i et q_i sont donnés dans le Tableau 17 où i correspond aux deux pics de haute énergie respectivement centrés à 1,8 MeV ($i = 2$) et 85 MeV ($i = 1$).

Le champ neutronique ANITA a été caractérisé expérimentalement avec des films TFBC, par un dispositif ISEEM basé sur les effets SEE (Imaging Single-Event Effects Monitor) et par des techniques d'activation. La caractérisation a mis en évidence la présence de neutrons thermiques dans le hall d'expérience. Il est important de considérer cette contribution étant donné que les sphères de Bonner les plus petites ont une réponse accrue

pour les neutrons de basse énergie. Grâce à des mesures avec des détecteurs nus puis protégés avec du cadmium, il a été possible de déduire la composante $\dot{\phi}_{th}$ du débit de fluence de neutrons thermiques. Deux contributions sont à noter, le flux ambiant ($\dot{\phi}_{amb} = 400 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) résultant des interactions des neutrons avec les éléments et matériaux environnants de l'air expérimentale. Le second terme décroît en r^{-2} et est attribué à la production de neutrons thermiques dans la zone de production ($\dot{\phi}_{amb} = 7000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et $R_{sup} = 250 \text{ cm}$). L'Équation 56 présente le formalisme pour les neutrons thermiques.

$$\dot{\phi}_{E,th}(E) \propto \frac{E}{T_0^2} \cdot e^{-\frac{E}{T_0}} \quad \text{où} \quad T_0 = 25 \text{ meV} \quad \text{Équation 56}$$

$$\dot{\phi}_{th}(r) = \int \dot{\phi}_{E,th}(E, r) dE = \dot{\phi}_{amb} + \dot{\phi}_0 (R_{sup}/r)^2$$

Au total, dans les conditions nominales d'utilisation (courant de proton égal à 200 nA), le flux de neutrons thermiques représente entre 0,8 % et 2,3 % du flux intégré à partir de 10 MeV. Sur la Figure 33, le flux est choisi à 1 % (soit $7400 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) pour un débit de fluence nominal total de $2,77 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à 250 cm de la cible. La composante de protons dans le champ de particules d'ANITA peut également avoir une influence sur le comptage des sphères de Bonner étendues au domaine des hautes énergies. Cette proportion a été déduite grâce à des simulations avec le code FLUKA et des études expérimentales par techniques d'activation. Le ratio du flux protonique sur le flux total neutronique à 250 cm est de 0,08 %. Plus on s'éloigne de la cible, plus ce ratio est susceptible de décroître étant donné que les protons déposent plus d'énergie que les neutrons par interaction avec les atomes de l'air. L'étude expérimentale a permis de déterminer la limite supérieure de ce ratio à 3 % avec un intervalle de confiance de 98 %.

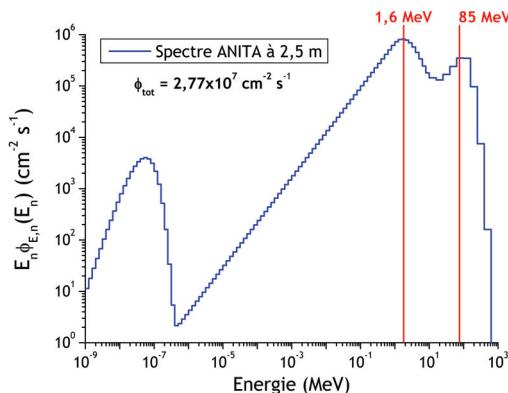


Figure 33 - Spectre réaliste ANITA.

Tableau 17 -Paramètres du modèle analytique du champ ANITA-

i	1	2
$g_i (\text{cm}^{-2})$	$4,68 \times 10^{-7}$	$9,36 \times 10^{-7}$
$E_{0i} (\text{MeV})$	80	1,5
$E_{li} (\text{MeV})$	70	0,8
Δ_i	0,4055	0,8474
p_i	0,8121	0,8754
q_i	1,0558	1,3167

Finalement, le monitorage de la fluence neutronique était assuré par la chambre d'ionisation ICM présentée précédemment et par une sphère de Bonner (IRSN) servant de

moniteur à neutrons. Il s'agissait de la sphère de Bonner de 4" et est désigné par le sigle ABS (Additional Bonner Sphere). Lorsque le courant est faible, vu le fort taux de comptage des sphères de HERMEIS, le Beam Dump n'est pas utilisé. Le monitorage se réfère aux conditions expérimentales avec le collimateur cylindrique de 102 mm de diamètre et les sphères placées à 10 m de la cible. Le diamètre du faisceau à cette position est de 567 mm, ce qui recouvre toutes les sphères.

L'*Équation 57* présente la relation entre le comptage N d'un moniteur et la fluence déduite ϕ_n . Les moniteurs de courant ne sont pas fiables car les courants sont inférieurs à 10 nA. Dans ce cas là, on a seulement une estimation du courant mais vu que le taux de comptage de l'ICM est proportionnel au courant proton, le monitorage est possible (*Équation 57* et Tableau 18).

$$\begin{cases} \phi_n^{ICM} = N_{ICM} \times P_{ICM} \\ \phi_n^{ABS} = N_{ABS} \times P_{ABS} \end{cases} \quad \text{Équation 57}$$

Tableau 18 -Monitorage de la fluence du champ ANITA-

Courant nominal	P_{ICM}	P_{Dump}
50 pA - 0,5 nA	$443 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$2,73 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

La fluence donnée pour chaque moniteur est pour une distance de 250 cm de la cible en tungstène. Une loi en r^{-2} est applicable pour calculer la fluence à toutes les positions le long de la ligne. Enfin, l'incertitude relative sur la fluence est de $\pm 10\%$.

II.2.1.e Le champ réaliste CERF

La dernière campagne d'irradiation s'est déroulée auprès de l'installation CERF (CERN-EU high Energy Realistic Field) du CERN (Genève, Suisse). Cette installation se situe sur l'une des lignes secondaires qui dérivent du Super Proton Synchrotron (SPS) [Mitaroff et Silari, 2002]. Un faisceau de hadrons positifs (61 % de pions positifs, 35 % de protons et 4 % de kaons positifs) avec une impulsion de 120 GeV/c est injecté dans la ligne secondaire jusqu'à atteindre une cible de spallation en cuivre installée dans une cave d'irradiation. Les particules secondaires produites dans la cible traversent un bouclier au-dessus de l'emplacement de la cible. Ce bouclier, dans notre cas, est constitué d'une épaisseur de 80 cm de béton. Un champ de radiation presqu'uniforme émane de ce toit sur une surface carrée de $2 \times 2 \text{ m}^2$ située approximativement à 90° de la direction du faisceau incident. Cette aire est divisée en 16 zones carrées de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ numérotées de CT1 à CT16 (Concrete Top) comme l'illustrent les schémas de la Figure 34.

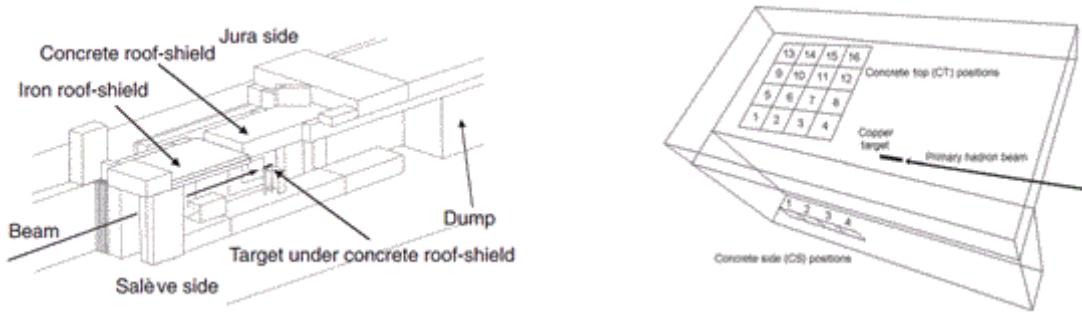


Figure 34 - A gauche, vue isométrique de l'installation CERF telle que modélisée dans FLUKA [Mitaroff et Silari, 2002]. A droite, schéma de l'installation CERF avec les 16 positions d'irradiation désignées sur le toit en béton au-dessus de la cible [Prokopovich et al., 2010].

Le spectre du champ neutronique CERF est intéressant pour cette étude grâce à sa ressemblance avec celui des neutrons atmosphériques présentant les mêmes quatre grands domaines énergétiques (i.e. thermique, épithermique, évaporation et cascade). La distribution spectrale de la fluence a été calculée grâce à des simulations Monte Carlo avec les codes FLUKA et GEANT4. Le code FLUKA ne traite pas les neutrons d'énergies inférieures à 20 MeV de manière continue mais avec une approche multigroupe. Des simulations plus récentes ont été réalisées avec l'outil GEANT4 en utilisant les deux modèles de spallation présentés dans ce chapitre : modèle Bertini et modèle BIC [Prokopovich et al., 2010]. Tous les spectres correspondants aux positions CT7 et CT9 sont représentés sur la Figure 35. Le pic d'évaporation présente des structures fines qui sont plus étroites que la résolution en énergie de HERMEIS. Un modèle paramétrique a permis d'ajuster les spectres obtenus avec FLUKA et GEANT4 pour donner une forme « lisse » sans structure, ce qui facilitera les études ultérieures, notamment les déconvolutions.

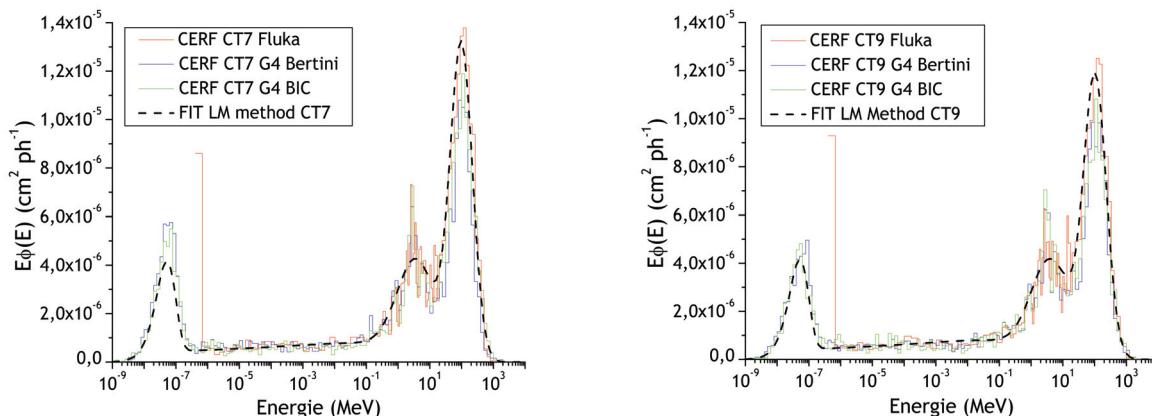


Figure 35 - A gauche, spectres neutroniques à la position CT7 calculés avec plusieurs modèles à hautes énergies. A droite, spectres neutroniques à la position CT9 avec les mêmes modèles.

Le modèle est décrit par l'Équation 58. En plus de T_0 , la température des neutrons thermiques, égale à 25,3 meV et de E_d égale à 70,7 meV, les dix paramètres définis dans le Tableau 19 ont été déterminés afin de minimiser le χ^2 entre la courbe analytique et celle de FLUKA. La méthode utilisée repose sur un algorithme de type Levenberg-Maquardt

(LM) capable de donner une solution à ce type de problèmes non linéaires [Marquardt, 1963 ; Levenberg, 1944 ; Madsen et al., 2004].

$$\dot{\phi}_{E,n}^{CERF}(E) = A \frac{E}{T_0^2} e^{-\frac{E}{T_0}} + B \left[E^{b-1} e^{-\frac{E}{\beta}} \left(1 - e^{-\left(\frac{E}{E_d}\right)^2} \right) \right] + \sum_{i=1}^2 C_i \frac{e^{-\frac{\ln\left(\frac{E}{E_i}\right)^2}{2\sigma_i}}}{E\sigma_i\sqrt{2\pi}} \quad \text{Équation 58}$$

Tableau 19 -Meilleures valeurs des paramètres pour les cas CT7 et CT9-

Pos.	A ($\times 10^{-6}$)	B ($\times 10^{-6}$)	C_1 ($\times 10^{-5}$)	C_2 ($\times 10^{-5}$)	b	β (MeV)	E_1 (MeV)	σ_1	E_2 (MeV)	σ_2
CT7	7,43	0,99	1,52	2,62	0,05	0,43	3,47	1,42	98,3	0,801
CT9	7,43	1,06	1,59	2,36	0,06	0,57	3,90	1,51	104,2	0,814

La fluence neutronique du champ de radiation est liée à la fluence du faisceau de hadrons primaires impactant la cible. Celle-ci est mesurée expérimentalement avec une Chambre à Ionisation de Précision (PIC). Chaque comptage donné par la PIC est équivalent à $2,2 \times 10^4 \pm 10\%$ hadrons primaires sur la cible en cuivre. Par conséquent les mesures obtenues ont été normalisées en neutrons par unité de surface et par hadron primaire incident (ph : primary hadron). De plus le champ était aussi monitoré avec le moniteur à neutrons LINUS qui indique le débit d'équivalent de dose ambiant pendant les expériences [Birattari et al., 1998]. La totalité des sphères de Bonner a été déployée sur les deux positions CT7 et CT9 où les fluences attendues sont respectivement $5,47 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$ et $5,25 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$. Les sphères étaient posées sur des trépieds en aluminium à environ 20 cm au-dessus du toit en béton. L'incertitude sur les comptages obtenus après la normalisation en coups par hadron primaire est d'environ 10 %.

II.2.2 Réponses inférieures à 20 MeV

II.2.2.a Sources et Facteur de normalisation

Lors de campagnes de mesures auprès des sources de radionucléides et de l'accélérateur produisant des champs neutroniques monoénergétiques, le protocole consistait à chaque fois à effectuer deux mesures pour chaque sphère à une distance de référence. La première était effectuée de manière directe et la seconde en insérant un cône d'ombre entre la source (ou cible) et la sphère en question. Le cône d'ombre, constitué d'une partie métallique et de polyéthylène possède une géométrie permettant de couvrir l'angle solide de sphère de Bonner depuis la source. Cela permet de s'affranchir de la composante directe du flux neutronique incident et donc de mesurer la contribution du bruit de fond des neutrons diffusés dans l'air et les structures.

Les sphères de Bonner du système HERMEIS de référence (IRSN) ont été irradiées auprès du champ neutronique produit par la source $^{241}\text{Am-Be}$ de l'irradiateur VAN GOGH de l'installation CEZANE en octobre 2008. De la même manière, le jeu de sphères de Bonner a

été irradié avec une source de ^{252}Cf lors de la campagne de mesures au NPL en novembre 2010. L'analyse des données issues de ces campagnes consiste à comparer le taux de comptage mesuré pour chaque sphère à une distance fixe avec le taux de comptage estimé « théorique » calculé par convolution de la fonction de réponse de la sphère considérée avec le débit de fluence spectrale ISO des sources à la distance de mesure. Le taux de comptage expérimental $M_{d,\text{exp}}$ est égal à la différence entre la mesure sans cône d'ombre et celle avec cône d'ombre, toutes deux corrigées du temps mort. Le taux de comptage mesuré est éventuellement ramenée à la distance de 1 m en le multipliant par $l^2/10^4$ où l est la distance effective de la mesure en cm. Le taux de comptage théorique $M_{d,\text{th}}$ est calculé suivant l'Équation 59 où $\dot{\phi}_{E,n}(E)$ est le débit de fluence spectrale ISO de la source considérée (cf. Figure 30)

$$M_{d,\text{th}}^{\text{source}} = \int_0^{\infty} R_d(E) \cdot \dot{\phi}_{E,n}^{\text{source}}(E) \cdot dE \quad \text{Équation 59}$$

L'incertitude associée σ_{th}^{Am-Be} de 6 % est égale à la combinaison quadratique des incertitudes associées aux fonctions de réponse en fluence $R_d(E)$ (calculée avec MCNPX, modèle réaliste) et au débit de fluence totale de la source $\dot{\phi}_{tot}^{Am-Be}$ respectivement estimées à 4,5 % et 4 % précédemment. Concernant l'incertitude pour la seconde source, σ_{th}^{Cf} est de 4,6 % car le débit de fluence spectrale $\dot{\phi}_{tot}^{Cf}$ est connu avec une précision de 1 %. Le rapport $M_{d,\text{exp}}/M_{d,\text{th}}$ est d'autant plus proche que les réponses ont été correctement calculées sur l'intervalle d'énergie des neutrons émis par la source (notamment en termes de charge en hélium 3 considérée dans les simulations). L'inverse de la moyenne des rapports (pour chaque source et chaque sphère) donnera un facteur de normalisation f_N qu'il faudra appliquer sur les comptages bruts afin de prendre en compte le décalage entre le nombre de noyaux d'hélium 3 considéré dans la simulation et le remplissage réel des détecteurs (Équation 60).

$$f_N = \left(\frac{1}{n_{\text{source}}} \sum_{\text{source}} \frac{1}{n_D} \sum_{d=1}^{n_D} \frac{M_{d,\text{exp}}^{\text{source}}}{M_{d,\text{th}}^{\text{source}}} \right)^{-1} \quad \text{Équation 60}$$

La Figure 36 présente les comptages expérimentaux déduits des mesures avec et sans cône d'ombre (les incertitudes sont contenues dans la taille des symboles). Sont également présentés les ratios $M_{d,\text{exp}}/M_{d,\text{th}}$ et leur incertitude associée. Les comptages des sphères conventionnelles sont suffisamment « homogènes » pour être ajustés par un polynôme de degré 5.

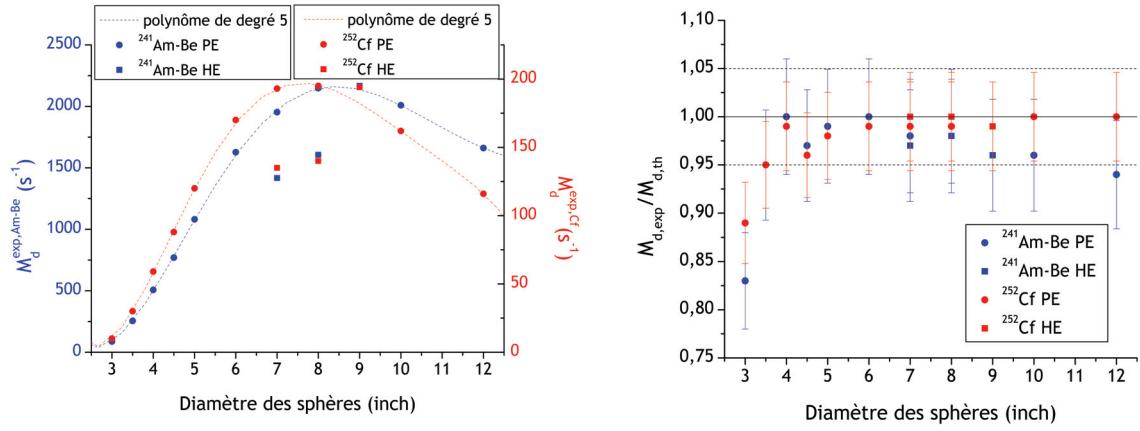


Figure 36 - A gauche, taux de comptage obtenus durant les expériences avec les sources de $^{241}\text{Am-Be}$ (bleu) et ^{252}Cf (rouge). PE correspond aux sphères classiques et HE à celles étendues aux hautes énergies. A droite, ratios entre les taux de comptage expérimentaux et théoriques.

Les ratios $M_d^{\text{exp}} / M_d^{\text{th}}$ sont généralement très proches de l'unité ($\pm 5\%$) à l'exception de la sphère de 3" où l'écart est plus important (jusqu'à 15 % pour la source de californium 252). Cela peut s'expliquer par le fait que la sphère de 3" n'est pas adaptée à la mesure du champ neutronique généré par une source d'énergie moyenne autour du MeV alors qu'elle est plutôt sensible aux neutrons de quelques eV et moins isotrope du fait de son faible diamètre (même si nous avons démontré grâce aux simulations que cette anisotropie conduisait à des écarts inférieurs à 2 %). En choisissant d'écartier cette sphère dans le calcul du facteur de normalisation f_N , ce dernier est égal à $1,02 \pm 0,02$. L'incertitude sur ce facteur est l'écart-type réduit des 24 valeurs [GUM95]. La valeur de la pression en hélium 3 donnée par le fabricant est donc réaliste et il est désormais possible de déterminer les réponses monoénergétiques.

II.2.2.b Résultats au NPL

L'analyse en champs monoénergétiques est importante pour la détermination des réponses dans le domaine inférieur à 20 MeV [Lacoste et al., 2004]. Les résultats donnent directement la valeur de la réponse. La détermination expérimentale de la réponse d'une sphère à une énergie donnée se fait par l'indication directe du comptage $M_{d,SC}^{E_n}$ (sans cône d'ombre SC) à laquelle est soustraite la mesure $M_{d,AC}^{E_n}$ avec le cône d'ombre (AC). Les mesures sont corrigées du temps mort τ accumulé pendant les durées respectives d'irradiation T_{SC} et T_{AC} . Enfin, la réponse $R_{d,\text{exp}}(E)$ se déduit de ces comptages en divisant par les fluences $\phi_{AC/SC}^{E_n}$ enregistrées par les moniteurs et en appliquant le facteur de normalisation f_N obtenu précédemment.

$$R_{d,\text{exp}}(E_n) = f_N \cdot \left(\frac{M_{d,SC}^{E_n}}{\phi_{SC}^{E_n} \cdot \left(1 - M_{d,SC}^{E_n} \frac{\tau}{T_{SC}} \right)} - \frac{M_{d,AC}^{E_n}}{\phi_{AC}^{E_n} \cdot \left(1 - M_{d,AC}^{E_n} \frac{\tau}{T_{AC}} \right)} \right) \quad \text{Équation 61}$$

Tous les comptages avec et sans cône d'ombre ainsi que les fluences sont fournis dans le certificat d'étalonnage par le NPL à l'issue de la campagne de mesure [Thomas, 2011]. L'incertitude sur la réponse est donnée par la combinaison quadratique des incertitudes sur f_N ($\Delta f_N = 2\%$), $M_{d,AC/SC}^E$ et $\phi_{AC/SC}^E$ (statistique et donnée par l'Équation 53). On rappelle que l'incertitude sur le comptage (en générale inférieure à 1%) est d'origine statistique mais dépend également de la précision avec laquelle le temps mort est connu. L'incertitude sur la fluence dépend du monitorage avec le moniteur Slab et l'Intégrateur de Courant, de la mesure préalable avec le long compteur et de la mesure de la distance entre la cible et la sphère de Bonner (entre 2,1 % et 2,3 %). Pour synthétiser les résultats de ces campagnes expérimentales, nous avons calculé et tracé le rapport $\rho_d^{E_n} = R_{d,\text{exp}}(E_n)/R_{d,\text{th}}(E_n)$ où $R_{d,\text{th}}(E_n)$ est la réponse en fluence de la sphère d à l'énergie E_n calculée lors des simulations Monte Carlo avec le code MCNPX et une modélisation réaliste des sphères de Bonner et du détecteur central à hélium 3. L'incertitude associée à ce ratio est la combinaison quadratique des incertitudes associées à la réponse expérimentale et à la réponse théorique (estimée à 4,5 % précédemment). Ce ratio a été tracé pour l'ensemble des sphères aux 5 énergies d'irradiation (Figure 37 et Figure 38). Lorsque ce dernier tend vers l'unité, les mesures valident alors les valeurs calculées pour les réponses en fluence.

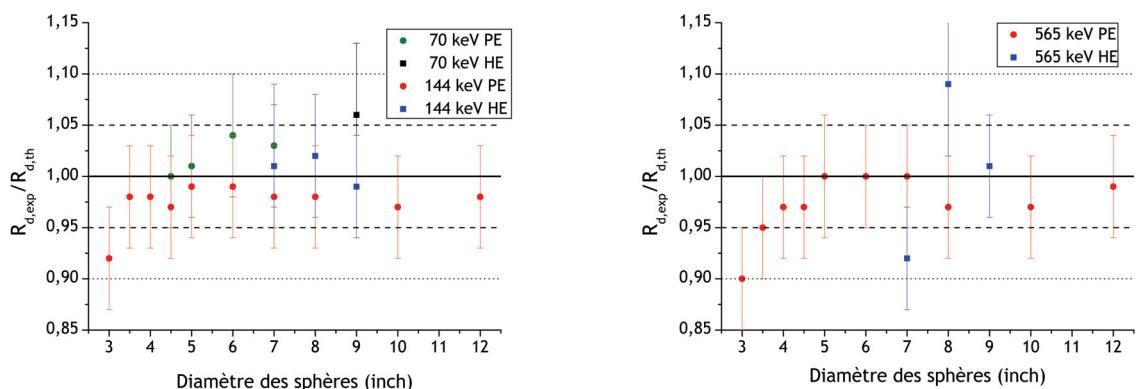


Figure 37 - Ratios entre les réponses expérimentales et théoriques à 70 keV et 144 keV (à gauche) et 565 keV (à droite).

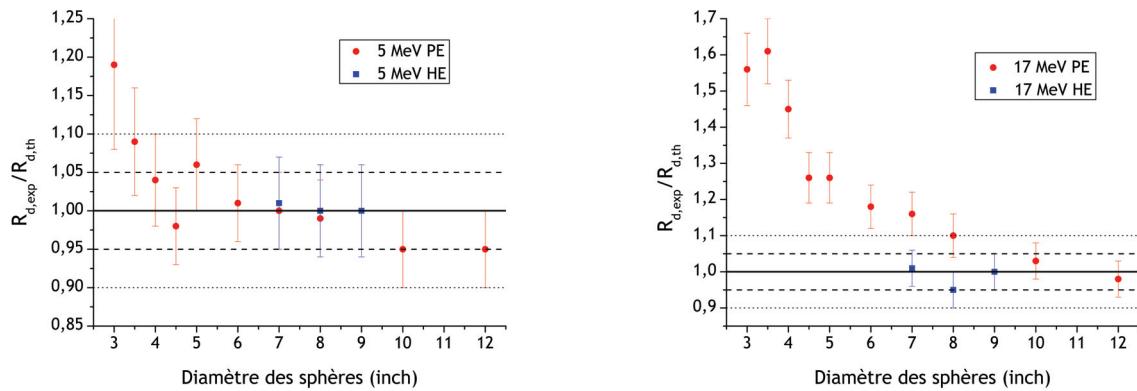


Figure 38 - Ratios entre les réponses expérimentales et théoriques à 5 MeV (à gauche) et 17 MeV (à droite).

Les ratios $\rho_d^{E_n}$ sont dans l'ensemble proches de 1 à un écart-type près pour les 4 premières énergies (70 keV à 5 MeV) à l'exception de la sphère de 3" dont la réponse présente une déviation de -10 % jusqu'à 565 keV et +20 % à 5 MeV. En revenant au cas des sources neutroniques, des variations similaires étaient observées pour cette sphère, ce qui avait impliqué de ne pas la considérer pour le calcul du facteur de normalisation. Il faut envisager d'appliquer un facteur de normalisation plus important égal à 1,15 pour ces énergies. Au-delà de 5 MeV, la réponse est surestimée pour les petites sphères car la réponse absolue devient très faible ($< 1 \text{ cm}^2$). La proportion du comptage imputée aux neutrons diffusés ou d'énergie inférieure devient non négligeable et il est possible d'appliquer un facteur pour prendre en compte ces neutrons diffusés au niveau de la cible (égal à 0,99 en théorie avec le code TARGET). Les données des irradiations à 17 MeV sont plus délicates à interpréter du fait de la présence accrue de neutrons diffusés par le support de la cible. La proportion de la contribution de ces neutrons à la fluence totale est estimée à 4,1 % par le code TARGET. Les sphères de Bonner n'ayant pas de réponse constante à ces énergies, il est difficile d'estimer le comptage dû à ces neutrons. Pour la sphère de 3", nous avons cependant effectué une mesure supplémentaire avec une cible non tritiée mais avec un support identique (même épaisseur de titane et support en or). Cette mesure a permis de mettre en évidence une contribution de 20 % dans le comptage. En considérant que cette sphère est la plus sensible, il est envisageable de considérer un facteur dégressif prenant en compte ces neutrons. En effet, pour les sphères étendues aux hautes énergies ainsi que les sphères les plus larges (10" et 12"), la réponse en énergie est conséquente à 17 MeV et donc les neutrons supplémentaires ne représentent qu'une proportion négligeable dans le comptage total. Comme attendu, les ratios entre les réponses expérimentales et les réponses théoriques pour les sphères de 3" à 7" sont largement supérieurs à 1 avec une déviation comprise entre 60 % et 15 %. Ne disposant pas de mesures supplémentaires de la distribution en énergie des 4 % de neutrons diffusés, il est impossible d'appliquer un facteur de correction. Pour les autres sphères, la réponse

expérimentale est satisfaisante compte tenu des incertitudes. De plus, ce sont ces sphères qui ont la réponse la plus importante à 17 MeV donc ce sont celles-là dont on attend la meilleure caractérisation expérimentale dans ce domaine d'énergie.

Globalement, cette campagne de mesures a permis de valider le calcul des fonctions de réponse des sphères de Bonner entre 70 keV et 17 MeV à l'exception de la sphère de 3".

II.2.3 Domaine des hautes énergies (> 20 MeV)

II.2.3.a Champs quasi-monoénergétiques TSL

L'analyse des données issues des irradiations en champ quasi-monoénergétique est délicate car la présence d'un continuum de neutrons d'énergies inférieures à celle du pic contribue à une proportion non négligeable (voire majoritaire) de coups dans le comptage total donné par une sphère de Bonner. Ne connaissant que partiellement l'allure des spectres (à partir de 10 MeV seulement), il est difficile d'extraire le comptage dû aux neutrons dont l'énergie est distribuée autour du pic et donc de déduire directement les réponses expérimentales à 46,5 MeV et 144,4 MeV. Des mesures récentes ont montré que pour l'analyse exhaustive de données obtenues dans de tels champs ne pouvaient se faire qu'avec des irradiations supplémentaires à d'autres angles d'émission par rapport à l'axe faisceau primaire-cible, afin de caractériser le continuum et le déduire des mesures directes à 0° [Masuda *et al.*, 2012]. Cependant l'installation de TSL ne proposait que des irradiations à 0°. Nous nous contentons ici de s'assurer du bon comportement des réponses en tentant de reconstruire ce qui pourrait être le spectre des neutrons pendant les conditions expérimentales grâce à des procédures de déconvolution avec le code GRAVEL.

Campagne à 46,5 MeV

La première étape a consisté à harmoniser les taux de comptages obtenus pour les ramener à une situation expérimentale identique. Le monitorage du flux par l'ICM et le Beam Dump est donc primordial. Après avoir ramené le flux à une distance de 10 m à laquelle les sphères ont été irradiées, les spectres d'acquisition du MCA ont permis de déduire les taux de comptage après correction du temps mort et de les homogénéiser à un flux moniteur de référence de $250 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les comptages semblent être cohérents avec les sphères étendues aux hautes énergies présentant les plus hauts taux de comptage, du fait de leur réponse accrue à partir de la dizaine de MeV. De plus, les comptages expérimentaux des sphères classiques peuvent être ajustés par un polynôme de degré 5 ce qui montre une bonne corrélation entre les comptages et donc valide les mesures avec ces sphères (Figure 39). Pour l'analyse de ces résultats, nous avons procédé à des déconvolutions avec GRAVEL en partant du spectre a priori de la Figure 32 et de trois matrices de réponses en fluence : MCNPX-CEM3.01, GEANT4-Bertini et GEANT4-Bic. Les spectres $\dot{\phi}_{E,n}^{sol}(E_n)$ obtenus ($|\chi_r^2 - 1| \leq 1,1$) sont tracés sur la Figure 39 avec le spectre de référence. L'allure de chacun des spectres est respectée avec la présence d'un pic centré

autour de 46,5 MeV et d'un continuum aux énergies inférieures jusqu'à 100 keV. Le ratio $\dot{\phi}_{pic} / (\dot{\phi}_{pic} + \dot{\phi}_{continuum})$ avec $\dot{\phi}_{pic} = \int_{40MeV}^{50MeV} \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$ et $\dot{\phi}_{continuum} = \int_{10MeV}^{40MeV} \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$ est égal à 39,1 % dans le cas MCNPX-CEM, 24,7 % dans le cas GEANT4-Bertini et enfin 30,4 % dans le cas GEANT4-BIC. On rappelle que dans la littérature, ce ratio a été estimé à 39 % par la mesure et 36 % par le calcul (cf. Tableau 15). L'allure du spectre est donc dans l'ensemble bien reproduite malgré une légère surestimation du continuum et sous-estimation du pic pour les matrices obtenues avec GEANT4 ce qui explique les ratios un peu plus faibles que ceux attendus.

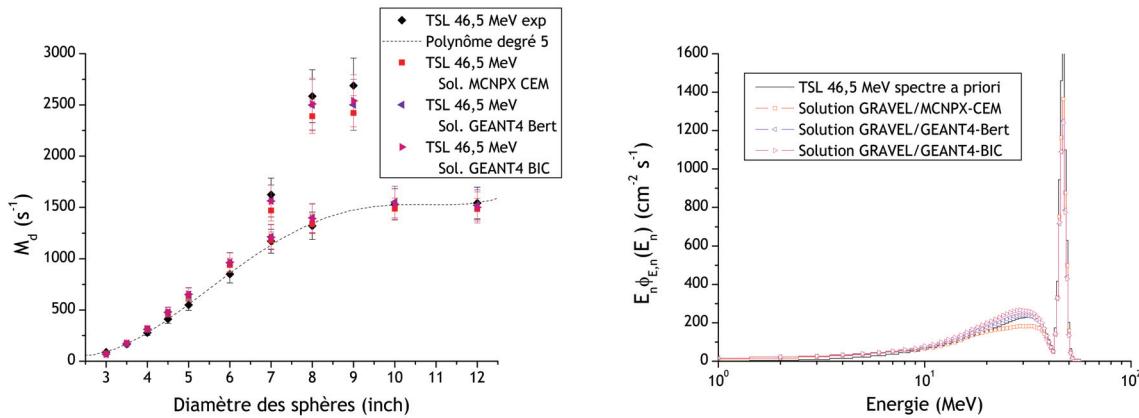


Figure 39 - A gauche, taux de comptage expérimentaux à TSL 46,5 MeV (en noir) et obtenus après convolution du spectre solution avec différentes matrices de réponses (en rouge : MCNPX-CEM, en violet : GEANT4-Bert et en rose : GEANT4-BIC). A droite, spectres a priori et obtenus par déconvolution avec différents modèles (même code de couleurs qu'à gauche).

Finalement, pour s'assurer du déroulement correct de la déconvolution, il est possible de calculer le ratio $M_{d,exp} / M_{d,sol}$ où les $M_{d,sol} = \int_{1keV}^{56MeV} R_d(E) \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$ sont tracés avec les $M_{d,exp}$ sur la Figure 39 (gauche). Les valeurs des ratios sont répertoriées dans le Tableau 20. Nous constatons que quelque soit le modèle les résultats sont assez proches et à l'exception des petites sphères de Bonner (<7"), le ratio $M_{d,exp} / M_{d,sol}$ tend vers l'unité dans la mesure où les incertitudes sont de l'ordre de 10 %. L'écart avec les petites sphères et notamment celle de 3" peut s'expliquer par le fait la présence de neutrons d'énergies inférieures à l'eV n'est pas à exclure et donc la réponse expérimentale est plus élevée que celle attendue du fait de ces neutrons thermiques non pris en compte lors de la déconvolution. Pour toutes les autres sphères, le comportement des réponses dans le champ de 46,5 MeV est très satisfaisant.

Tableau 20 -Ratios entre les comptages expérimentaux et ceux obtenus par convolution du spectre solution à 46,5 MeV pour différents modèles-

Ratio :	3"	3,5"	4"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"	7"W	8"W	9"Pb
MCNPX-CEM	1,19	0,94	0,88	0,87	0,86	0,90	0,99	0,99	1,03	1,04	1,11	1,08	1,11
G4-Bert	1,30	0,97	0,89	0,86	0,84	0,88	0,96	0,95	0,99	1,02	1,04	1,03	1,07
G4-BIC	1,29	0,95	0,88	0,85	0,84	0,88	0,97	0,95	1,00	1,03	1,04	1,03	1,06

Campagne à 144,4 MeV

L'analyse des résultats d'irradiation dans le champ quasi-monoénergétique de 144,4 MeV est analogue à celle du cas 46,5 MeV. Dans un premier temps, les comptages expérimentaux ont été rapportés aux mêmes conditions (Figure 40 gauche). Cependant, il apparaît très clairement que les petites sphères de Bonner vont induire des difficultés dans la procédure de déconvolution, la réponse des petites sphères à ces énergies élevées n'étant pas significatives et utiles pour la déconvolution ($R_{\gamma^n}(144,4 \text{ MeV})=0,41 \text{ cm}^2$ et tandis que $R_{\gamma^n+W}(144,4 \text{ MeV})=4,22 \text{ cm}^2$ avec le modèle CEM03,01). Nous avons choisi uniquement les sphères étendues aux hautes énergies ainsi que les classiques de 8", 10" et 12" pour la déconvolution.

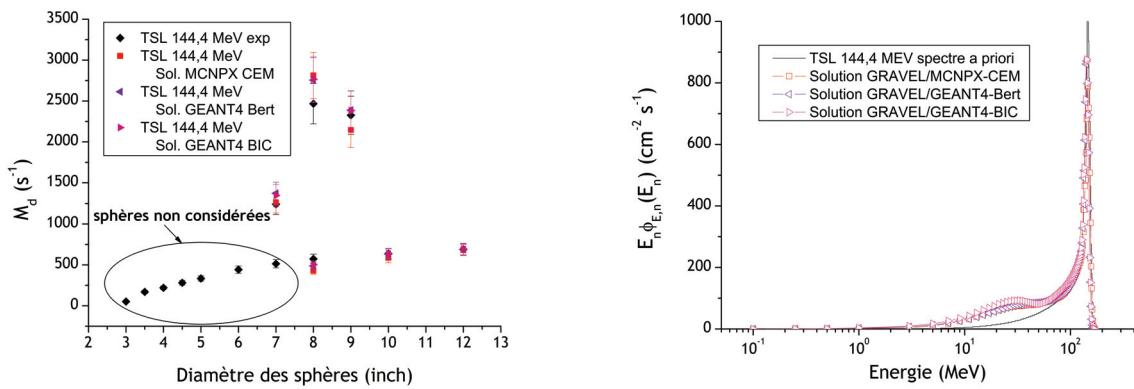


Figure 40 - A gauche, taux de comptage expérimentaux à TSL 144,4 MeV (en noir) et obtenus après convolution du spectre solution avec différentes matrices de réponses (en rouge : MCNPX-CEM, en violet : GEANT4-Bert et en rose : GEANT4-BIC). A droite, spectre a priori et obtenus par déconvolution avec différents modèles (même code de couleurs qu'à gauche).

Les déconvolutions se sont déroulées dans les mêmes conditions que pour le cas 46,5 MeV avec en spectre a priori celui donné sur la Figure 32 correspondant à l'estimation du spectre à 144,4 MeV. Les spectres solutions $\dot{\phi}_{E,n}^{sol}(E_n)$ et le spectre référence sont tracés sur la Figure 40 (droite). Tout comme précédemment, l'allure du spectre est respectée avec la présence d'un pic à 144,4 MeV quoique légèrement sous-estimé en amplitude. Le continuum des spectres solution est quant à lui très surestimé entre 2 MeV et 100 MeV. Si l'on s'intéresse à la proportion de neutrons dans le pic avec le ratio $\dot{\phi}_{pic}/(\dot{\phi}_{pic} + \dot{\phi}_{continuum})$ où

$\dot{\phi}_{pic} = \int_{100 \text{ MeV}}^{170 \text{ MeV}} \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$ et $\dot{\phi}_{continuum} = \int_{10 \text{ MeV}}^{100 \text{ MeV}} \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$, on obtient un ratio de 48,3 % dans le cas MCNPX-CEM, 50,0 % dans le cas GEANT4-Bertini et 47,8 % dans le cas GEANT4-BIC, ce qui est très proche des valeurs de 55 % (mesure) et 40 % (calcul) indiquées par le Tableau 15. L'allure du spectre obtenu à l'issue des déconvolutions est donc très satisfaisante.

Enfin, nous calculons le ratio $M_{d,exp}/M_{d,sol}$ où les $M_{d,sol} = \int_{0,1 \text{ MeV}}^{170 \text{ MeV}} R_d(E) \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$ sont tracés avec les $M_{d,exp}$ sur la Figure 40 (gauche). Les valeurs des ratios pour les six

sphères utilisées lors de la déconvolution sont répertoriées dans le Tableau 21. Ces ratios sont en général inférieurs à 1 pour les sphères étendues aux hautes énergies mais toutefois relativement proche de l'unité si l'on considère des incertitudes supérieures à 10 %. Les sphères de 10" et 12" se comportent très bien tandis que le ratio de la 8" est supérieur à 1 pour les mêmes raisons que précédemment, à savoir la présence de neutrons de faibles énergies non pris en compte dans cette étude. Globalement et compte-tenu des difficultés d'analyse d'une telle campagne, les résultats sont très acceptables.

Tableau 21 - Ratios entre les comptages expérimentaux et ceux obtenus par convolution du spectre solution à 144,4 MeV pour différents modèles-

Ratio :	8"	10"	12"	7"W	8"W	9"Pb
MCNPX-CEM	1,34	1,09	1,01	0,98	0,88	1,08
G4-Bert	1,18	1,01	1,00	0,91	0,90	0,97
G4-BIC	1,14	1,00	0,99	0,92	0,89	0,98

II.2.3.b Champ réaliste : ANITA

Les sphères de Bonner à l'exception de la 4" (utilisée en tant que moniteur) ont été placées à 10 m de la cible dans le champ réaliste ANITA. La sphère de Bonner additionnelle (ABS) placée à 5 m de la cible et le moniteur ICM permettent de monitorer le débit de fluence neutronique. Les valeurs de taux de comptage enregistrés pour différentes valeurs de courant du faisceau proton ont été ramenées à la valeur de référence donnée par l'ICM et l'ABS puis normalisée à une valeur de débit de fluence nominal de $2,77 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à 250 cm de la cible. Les taux de comptage expérimentaux sont ainsi représentés sur la Figure 41 avec des incertitudes associées de l'ordre de 10 % (dues à la détermination du débit de fluence, les incertitudes sur la distance et statistiques étant négligeables). Les données des sphères classiques sont suffisamment homogènes pour être ajustées par un polynôme de degré 5. Nous avons ensuite calculé les spectres par déconvolution grâce à ces données et les trois matrices de fonctions de réponses MCNPX-CEM3.01, GEANT4-Bert et GEANT4-BIC. Le spectre a priori lors de la déconvolution effectuée avec le code GRAVEL est le modèle analytique d'ANITA (avec une contribution de neutrons thermiques) présenté dans la section II.2.1.d. Les spectres $\dot{\phi}_{E,n}^{sol}(E_n)$ obtenus après déconvolution sont quasiment identiques avec les trois modèles considérés. Le débit de fluence total défini comme $\dot{\phi}_{tot} = \int_0^{\infty} \dot{\phi}_E^{sol}(E) dE$ est de $2,9 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans les trois cas, soit à peine 5 % de plus que le débit de fluence de référence. Cette très légère surestimation est probablement due à la présence de neutrons thermiques en quantité plus importante que prévue. Cela se remarque sur les spectres expérimentaux de la Figure 41 (droite) où la bosse thermique est beaucoup plus prononcée que celle du spectre de référence où le débit de fluence thermique est de $7400 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ tandis qu'il atteint ici $7,19 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (soit un facteur 10). Concernant la forme du spectre, celle-ci est conforme à l'estimation avec les pics d'évaporation et de cascade relativement bien reproduits même si l'amplitude du pic de

cascade est plus faible avec les spectres expérimentaux. Avec le modèle analytique, le ratio $\dot{\phi}_{cas} / \dot{\phi}_{ev}$ où $\dot{\phi}_{cas} = \int_{15,9 \text{ MeV}}^{200 \text{ MeV}} \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE$ et $\dot{\phi}_{tot} = \int_{1 \text{ MeV}}^{15,9 \text{ MeV}} \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE$ est évalué à 46 %. Dans le cas des spectres obtenus après déconvolution, il atteint 42 %, ce qui concorde bien.

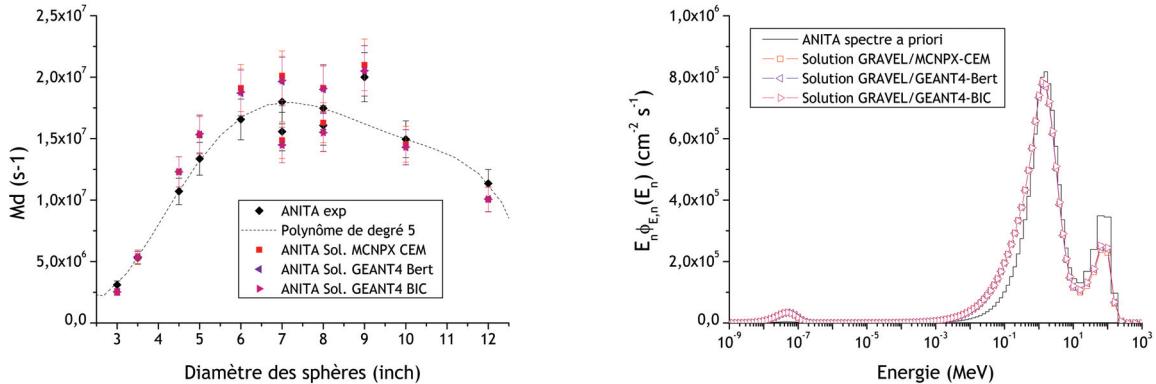


Figure 41 - A gauche, taux de comptage expérimentaux à ANITA (en noir) et obtenus après convolution du spectre solution avec différentes matrices de réponses (en rouge : MCNPX-CEM, en violet : GEANT4-Bert et en rose : GEANT4-BIC). A droite, spectre a priori et obtenus par déconvolution avec différents modèles (même code de couleurs qu'à gauche).

Enfin, nous calculons le ratio $M_{d,\text{exp}} / M_{d,\text{sol}}$ où les $M_{d,\text{sol}} = \int_0^\infty R_d(E) \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE$ sont tracés avec les $M_{d,\text{exp}}$ sur la Figure 41 (gauche). Pour les trois modèles considérés, les ratios de l'ensemble des sphères à l'exception de la 3" sont proches de l'unité à $\pm 10\%$ (Tableau 22). Le bon comportement des réponses est donc encore une fois démontré.

Tableau 22 - Ratios entre les comptages expérimentaux et ceux obtenus par convolution du spectre solution à ANITA pour différents modèles-

Ratio :	3"	3,5"	4"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"	7"W	8"W	9"Pb
MCNP-CEM	1,25	1,00		0,87	0,88	0,87	0,89	0,91	1,03	1,13	1,05	0,99	0,95
G4-Bert	1,23	0,98		0,87	0,87	0,89	0,92	0,92	1,05	1,13	1,07	1,04	0,98
G4-BIC	1,23	0,98		0,87	0,87	0,88	0,91	0,92	1,04	1,13	1,08	1,04	0,97

II.2.3.c Champ réaliste : CERF

La dernière campagne de caractérisation de HERMEIS s'est déroulée au CERN auprès de l'installation CERF. Les comptages corrigés par hadron primaire (ph) obtenus aux positions CT7 et CT9 sont tracés sur les Figure 42 (gauche) et Figure 43 (gauche). La ressemblance entre les deux configurations indique une bonne reproductibilité des mesures. La déconvolution des données a été opérée pour chaque modèle à hautes énergies MCNPX et GEANT4 et le code GRAVEL avec le spectre a priori issu de l'ajustement analytique des spectres simulés avec Fluka par un algorithme de Levenberg-Marquardt (LM) précédemment présenté sur la Figure 35.

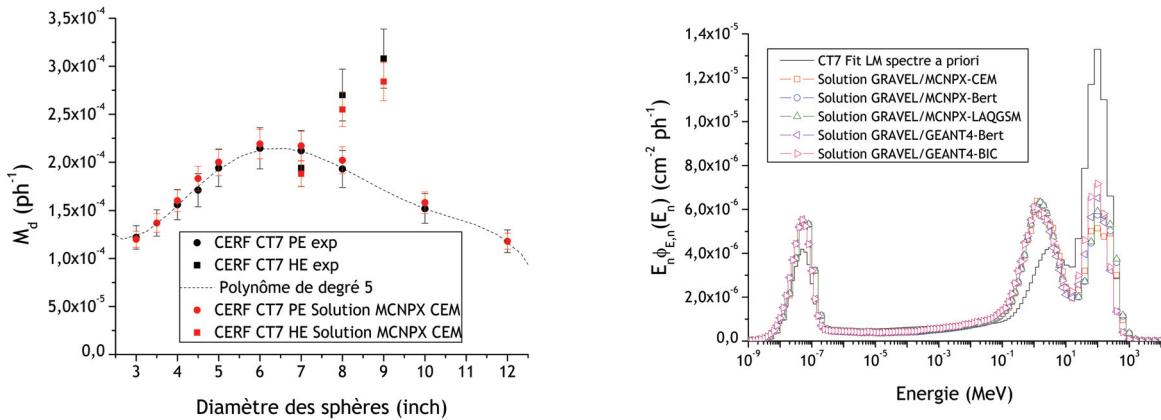


Figure 42 - A gauche, taux de comptage expérimentaux à CERF-CT7 (en noir) et obtenus après convolution du spectre solution avec le modèle MCNPX-CM (en rouge). A droite, spectre a priori et obtenus par déconvolution avec les cinq matrices de réponses en fluence.

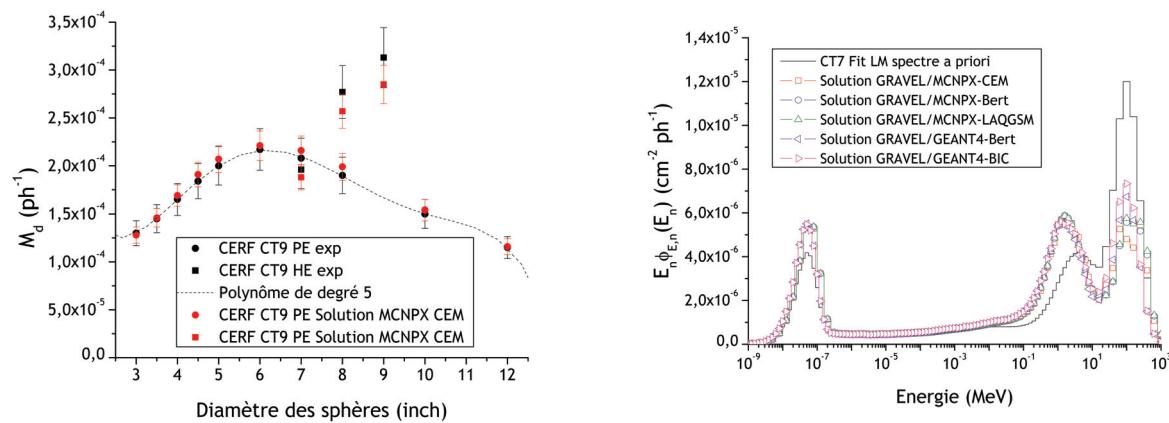


Figure 43 - A gauche, taux de comptage expérimentaux à CERF-CT9 (en noir) et obtenus après convolution du spectre solution avec le modèle MCNPX-CM (en rouge). A droite, spectre a priori et obtenus par déconvolution avec les cinq matrices de réponses en fluence.

Ces cinq spectres solutions $\dot{\phi}_{E,n}^{sol}(E_n)$ présentent les quatre grands domaines énergétiques d'un spectre caractéristique de neutrons atmosphériques à altitude de montagne, à savoir une première bosse thermique et un plateau épithermique ainsi que deux pics à hautes énergies. Qualitativement, les deux premières régions sont plutôt en bon accord avec celles données par le spectre de référence (LM). Cependant, on remarque des différences notables dans l'amplitude et la forme des pics d'évaporation et de cascade. Le pic de cascade est centré autour de 1,6 MeV dans les spectres solutions tandis que dans le cas des spectres obtenus par simulation, le centre est à 5 MeV. L'amplitude de ce pic est également plus grande dans le cas des spectres mesurés. A contrario, bien qu'il soit centré autour de 100 MeV dans tous les cas, l'amplitude du pic cascade est bien plus faible (environ un facteur 2) dans le cas des spectres mesurés par rapport aux spectres de référence calculés avec FLUKA (puis ajusté avec le modèle analytique et l'algorithme LM).

Tableau 23 -Débits de fluence neutronique ($\times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$) en fonction des modèles HE et du domaine énergétique du spectre-

	Débit de fluence	FIT LM	MCNPX-CEM	MCNPX-Bertini	MCNPX-LAQGSM	GEANT4-Bertini	GEANT4-BIC
C T 7	$\dot{\phi}_{th}$	0,84	1,08	1,10	1,10	1,08	1,08
	$\dot{\phi}_{eth}$	0,79	0,69	0,67	0,67	0,70	0,70
	$\dot{\phi}_{ev}$	1,48	2,05	2,04	2,04	2,00	2,07
	$\dot{\phi}_{cas}$	2,76	1,26	1,33	1,36	1,34	1,49
	$\dot{\phi}_{tot}$	5,87	5,08	5,14	5,17	5,13	5,34
C T 9	$\dot{\phi}_{th}$	0,83	1,09	1,10	1,10	1,09	1,09
	$\dot{\phi}_{eth}$	0,79	0,83	0,82	0,82	0,82	0,84
	$\dot{\phi}_{ev}$	1,44	1,97	1,96	1,95	1,91	1,98
	$\dot{\phi}_{cas}$	2,57	1,30	1,36	1,40	1,38	1,54
	$\dot{\phi}_{tot}$	5,64	5,19	5,24	5,27	5,23	5,45

Pour aller plus loin dans l'analyse, nous avons calculé et détaillé dans le Tableau 23, les débits de fluence intégrés sur chacun des domaines d'énergies, à savoir

$$\dot{\phi}_{tot} = \dot{\phi}_{th} + \dot{\phi}_{eth} + \dot{\phi}_{ev} + \dot{\phi}_{cas} \text{ où les flux intégrés par domaine sont } \dot{\phi}_{th} = \int_{1\text{MeV}}^{0,5\text{eV}} \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE,$$

$$\dot{\phi}_{eth} = \int_{0,5\text{eV}}^{0,1\text{MeV}} \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE, \dot{\phi}_{ev} = \int_{0,1\text{MeV}}^{15,9\text{MeV}} \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE \text{ et } \dot{\phi}_{cas} = \int_{15,9\text{MeV}}^{10\text{GeV}} \dot{\phi}_E^{\text{sol}}(E) dE.$$

Dans les domaines thermiques et épithermiques, les débits de fluence atteignent respectivement $\dot{\phi}_{th} \sim 1,1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$ et $\dot{\phi}_{eth} \sim 7,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$, et la variation entre les valeurs expérimentales données par chacun des modèles est inférieure à 5 %. Le débit moyen de fluence du pic évaporation $\dot{\phi}_{ev} \sim 2,05 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$ est surestimé d'environ 35 % (avec moins de 5 % de variations entre modèles) tandis que le débit moyen de fluence du pic cascade $\dot{\phi}_{cas} \sim 1,35 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$ est inférieur d'environ 50 % à celui du spectre de référence avec 18 % de variations entre les valeurs extrêmes. Le modèle MCNPX-CEM donne la valeur de débit de fluence la plus faible ($1,3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$) et le modèle GEANT4-BIC la plus élevée ($1,54 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ph}^{-1}$).

Cette campagne permet de s'assurer que la procédure de déconvolution et les matrices de réponses sont suffisamment maîtrisées pour obtenir des spectres réalistes avec très peu de déviation entre les différents modèles de simulations. La différence avec le spectre de référence peut éventuellement s'expliquer par les conditions expérimentales lors de la campagne (composition du faisceau primaire, support en aluminium sous les sphères sachant que les neutrons arrivent par-dessous...).

II.2.3.d Bilan : Incertitudes à hautes énergies

Lors de la seconde partie de ce chapitre, les fonctions de réponse du système HERMEIS ont été caractérisées auprès de champs neutroniques de référence lors de diverses campagnes d'irradiation. Tout d'abord, les mesures en dessous de 20 MeV ont permis de valider les choix de modélisation lors des simulations Monte Carlo avec notamment la description réaliste du compteur proportionnel et la charge en noyaux d'hélium 3 qui correspond avec les mesures effectuées auprès de sources de radionucléides de référence dont les caractéristiques sont très bien connues. Les mesures en champs monoénergétiques permettent de retrouver expérimentalement sur une gamme d'énergie allant de 70 keV à 17 MeV les valeurs des réponses calculées dans un intervalle de confiance de 5 % (valeur d'incertitude estimée avec les études de sensibilité lors des simulations).

Concernant le domaine des hautes énergies, malgré des disparités notables entre les matrices de réponses selon le modèle de cascade intranucléaire choisi, les campagnes à TSL (quasi-monoénergétiques et ANITA) semblent indiquer que le choix d'une réponse plutôt qu'une autre ne modifie quasiment pas le comportement des sphères jusqu'à 200 MeV. Pour voir apparaître quelques différences, il faut monter encore en énergie avec le champ CERF où des neutrons d'énergies supérieures à 200 MeV peuvent être générés. Le choix d'une matrice plutôt qu'une autre peut avoir une influence lors de la déconvolution, comme l'écart de 18 % observé entre le modèle MCNPX-CEM et le modèle GEANT4-BIC sur le débit de fluence intégré sur le domaine de cascade (> 20 MeV). Cette variation correspond bien à celles observées par *Pioch* (2010) lors de la déconvolution de spectres neutroniques atmosphériques. Ces 18 % englobent l'incertitude de 4,5 % estimée lors des calculs Monte Carlo).

Au final, nous disposons de 5 matrices de fonctions de réponse en fluence pour les 13 sphères de Bonner dont 3 étendues aux hautes énergies qui composent le système HERMEIS. Grâce à la caractérisation expérimentale sur une large gamme en énergie de ces matrices, nous pouvons prétendre obtenir des spectres neutroniques atmosphériques suite à des campagnes de mesures environnementales. Ceci sera l'objet des deux prochains chapitres.

CHAPITRE III. CARACTERISATION DU SYSTEME ET PREMIERES MESURES ENVIRONNEMENTALES

III.1 Mesure du Mouvement propre et Test de stabilité en environnement à bas bruit

Dans le Chapitre II, le système HERMEIS de l'IRSN faisant office de référence a été caractérisé expérimentalement. Dans ce Chapitre, nous aborderons le déploiement du système HERMEIS de l'ONERA. Ce dernier a été dupliqué à partir du système de référence de l'IRSN et présente la particularité de posséder 12 compteurs proportionnels, ce qui rend possible les mesures simultanées avec toutes les sphères au lieu de manière séquencée comme auparavant. Avant d'effectuer des mesures de l'environnement radiatif naturel atmosphérique, des études préliminaires se sont déroulées au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel (LSBB) afin de s'assurer que le bruit intrinsèque des détecteurs est négligeable devant le signal dû aux neutrons atmosphériques (attendu très faible à basse altitude). Ces tests étant assez longs, il s'agit d'une bonne opportunité pour effectuer les réglages de base de l'électronique d'acquisition et de vérifier la stabilité au cours du temps de l'ensemble de la chaîne d'instrumentation.

III.1.1 Vérification de la charge en hélium 3 des compteurs proportionnels

Les études de sensibilité sur le calcul des fonctions de réponse ont montré la dépendance de la connaissance précise de la composition du volume utile de détection sur la réponse des sphères de Bonner. Nous rappelons que ces compteurs sont remplis d'un mélange gazeux d'hélium 3 avec une pression partielle de 9,7 atm et du CO₂ à 0,3 atm. La composition du volume utile de détection est donnée par le constructeur avec une précision de l'ordre de 10 %. Les calculs Monte Carlo ont montré qu'une perte en pression de 10 % par rapport à la pression de référence pouvait induire jusqu'à 4 % d'écart par rapport à la réponse en fluence à la pression standard. Dans le Chapitre II, nous avons démontré que la charge en noyaux d'hélium 3 du compteur proportionnel de référence de l'IRSN avait été correctement estimée grâce à des mesures auprès de sources de radionucléides. Le système HERMEIS de l'ONERA possède 12 compteurs proportionnels, il faut donc s'assurer que leur pression de remplissage en hélium 3 est identique. Si ce n'est pas le cas, la variation induite dans les réponses en fluence doit être estimée afin de procéder à une correction de celles-ci lors des campagnes de mesures environnementales. Ces détecteurs sont scellés et il n'existe aucun moyen simple de déterminer le nombre absolu de noyaux d'hélium 3 dans le mélange gazeux. Nous allons donc procéder à une

étude par comparaison où le détecteur de l'IRSN fait office de détecteur « étalon » et les détecteurs de l'ONERA seront calibrés grâce à ce dernier.

Au moment de la première campagne de calibrage du système ONERA disposait de neuf détecteurs (numérotés de 1 à 9) dont un était défectueux (le #3). Ces détecteurs ont tous été placés dans les sphères de 8", 10" et 12". L'objectif était de mesurer les taux de comptage obtenus dans les champs neutroniques produits par les sources de radionucléides $^{241}\text{Am-Be}$ et ^{252}Cf (8" seulement ici) de l'irradiateur VAN GOGH de l'IRSN. Le détecteur de référence de l'IRSN est celui qui a servi lors des campagnes d'étalonnage du NPL (2010) et de l'IRSN (2008) dont les résultats sont discutés dans le Chapitre II. Les données issues de ces campagnes serviront de référence pour la comparaison. Les trois sphères de Bonner ont successivement été placées à 150 cm de la source. Les taux de comptage ont été enregistrés avec et sans cône d'ombre pour obtenir la composante directe du flux neutronique par soustraction et s'affranchir des neutrons diffusés par l'air et les structures environnantes. L'acquisition a été enregistrée par une échelle de comptage et un MCA. Le taux de comptage est l'intégrale divisée par la durée d'acquisition du spectre de hauteurs d'impulsions sur la région d'intérêt à partir du canal 100 qui définit le début du plateau où les impulsions ne sont quasiment imputées qu'à des événements « neutrons » (cf. Figure 44). L'écart entre le comptage donné par l'échelle et par le spectre intégré est systématiquement de l'ordre de l'incertitude statistique-type.

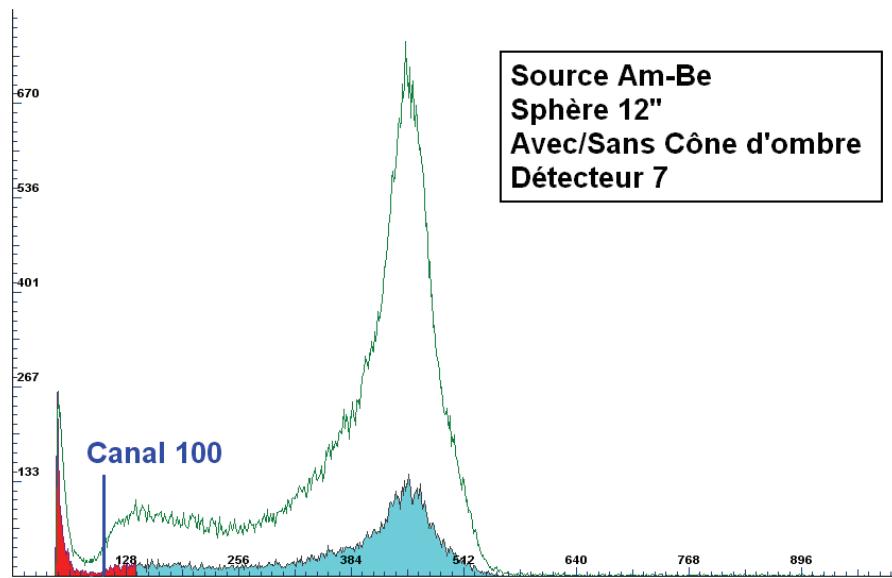


Figure 44 - Spectres de hauteurs d'impulsions obtenus avec le MCA avec et sans cône d'ombre lors de l'irradiation de la sphère de 12" (détecteur #7) auprès de la source d'Américium 241-Béryllium de l'installation VAN GOGH.

Plusieurs acquisitions, en général deux, ont été menées pour une même configuration expérimentale, ce qui a permis de moyenner les résultats. Les taux de comptage bruts ont été corrigés du temps mort τ estimé à 10,6 μs . Les données ont ensuite été rapportées à une même distance de 100 cm grâce à une loi en r^{-2} pour permettre la comparaison avec

les campagnes de mesures précédentes. Finalement, le Tableau 24 donne les taux de comptage directs corrigés $M_{d,corr}^{\#}$ (en s^{-1}) et leur incertitude absolue $\Delta M_{d,corr}^{\#}$.

Tableau 24 -Résultats des irradiations VAN GOGH pour les détecteurs ONERA-

Source :	²⁴¹ Am-Be						²⁵² Cf	
	8"		10"		12"		8"	
Détecteur #	$M_{d,corr}^{\#}$	$\Delta M_{d,corr}^{\#}$	$M_{d,corr}^{\#}$	$\Delta M_{d,corr}^{\#}$	$M_{d,corr}^{\#}$	$\Delta M_{d,corr}^{\#}$	$M_{d,corr}^{\#}$	$\Delta M_{d,corr}^{\#}$
1	2119,0	$\pm 4,6$	2044,0	$\pm 4,5$	1545,1	$\pm 3,9$	4402,2	$\pm 6,6$
2	2137,9	$\pm 4,6$	2042,0	$\pm 4,5$	1541,4	$\pm 3,9$	4496,2	$\pm 6,7$
4	2114,2	$\pm 4,6$	2032,8	$\pm 4,5$	1532,8	$\pm 3,9$	4481,3	$\pm 6,7$
5	2109,8	$\pm 4,6$	2028,3	$\pm 4,5$	1540,9	$\pm 3,9$	4461,9	$\pm 6,7$
6	2099,1	$\pm 4,6$	2033,3	$\pm 4,5$	1540,5	$\pm 3,9$	4407,4	$\pm 6,6$
7	2121,9	$\pm 4,6$	2038,4	$\pm 4,5$	1564,4	$\pm 3,9$	4418,8	$\pm 6,6$
8	2119,2	$\pm 4,6$	2047,1	$\pm 4,5$	1564,0	$\pm 3,9$	4455,4	$\pm 6,7$
9	2098,3	$\pm 4,6$	2020,4	$\pm 4,5$	1529,6	$\pm 3,9$	4455,1	$\pm 6,7$
IRSN	2137,6	$\pm 85,6$	1999,3	$\pm 80,1$	1653,0	$\pm 66,2$	4538,1	$\pm 168,0$

Pour déterminer les taux de comptage des sphères avec le détecteur de l'IRSN, il a fallu ramener les débits de fluence des champs neutroniques à celle des sources de VAN GOGH au moment de la campagne de mesure en janvier 2011. Les débits de fluence ne sont connus qu'avec 4 % de précision pour la source ²⁴¹Am-Be et 3,7 % pour la source ²⁵²Cf (certificats d'étalonnage). Si l'on considère comme référence le débit de fluence en janvier 2011 (cf. Chapitre II, description des sources), alors il faut multiplier les taux de comptage obtenus avec les détecteurs IRSN par le rapport entre le débit de fluence de référence et le débit de fluence au moment où ces taux de comptage ont été obtenus (i.e. octobre 2008 et novembre 2010). Cela se traduit au niveau des incertitudes par une combinaison quadratique de l'incertitude statistique sur les comptages (très faible) et de l'incertitude sur le débit de fluence d'environ 4 %. Le Tableau 25 récapitule les ratios

$R_d^{\#} = M_{d,corr}^{\#} / M_{d,corr}^{IRSN}$ puis la valeur moyenne de ce ratio $\bar{R}_d^{\#}$.

Tableau 25 -Résultats de l'étalonnage des détecteurs de l'ONERA-

Source :	²⁴¹ Am-Be			²⁵² Cf	Moyenne des rapports			
	8"	10"	12"		8"	Toutes configurations	Sauf 12" (²⁴¹ Am-Be)	
Détecteur #	$R_d^{\#}$ (4 %)	$R_d^{\#}$ (4 %)	$R_d^{\#}$ (4 %)	$R_d^{\#}$ (3,7 %)	$\bar{R}_d^{\#}$	$\Delta \bar{R}_d^{\#}$	$\bar{R}_d^{\#}$	$\Delta \bar{R}_d^{\#}$
1	0,99	1,02	0,93	0,97	0,98	$\pm 0,08$	0,99	$\pm 0,06$
2	1,00	1,02	0,93	0,99	0,99	$\pm 0,08$	1,00	$\pm 0,05$
4	0,99	1,02	0,93	0,99	0,98	$\pm 0,08$	1,00	$\pm 0,05$
5	0,99	1,01	0,93	0,98	0,98	$\pm 0,07$	0,99	$\pm 0,05$
6	0,98	1,02	0,93	0,97	0,98	$\pm 0,08$	0,99	$\pm 0,06$
7	0,99	1,02	0,93	0,97	0,98	$\pm 0,08$	1,00	$\pm 0,06$
8	0,99	1,02	0,95	0,98	0,99	$\pm 0,07$	1,00	$\pm 0,05$
9	0,98	1,02	0,93	0,98	0,97	$\pm 0,07$	0,99	$\pm 0,05$

Que l'on considère ou non la sphère de 12" (celle qui induit la plus grande déviation), le ratio moyen est très proche de l'unité pour chaque détecteur. L'écart-type $\Delta \bar{R}_d^{\#}$

correspond à la différence divisée par deux entre la plus grande valeur et la plus petite valeur de la série des 3 ou 4 configurations expérimentales, incertitudes ajoutées pour la plus grande valeur et retranchées pour la plus petite. Les détecteurs #1 à #9 pourront être considérés comme identiques par la suite. Les détecteurs #10 à #13 seront calibrés prochainement (été 2013).

III.1.2 Mesure du bruit intrinsèque des compteurs proportionnels

III.1.2.a Description du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB)

Le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel (83) est un site qui abrite l'ancien poste de commande de tir nucléaire du Système d'arme Sol Balistique Stratégique du plateau d'Albion dans le Luberon. La superficie totale des locaux est de 11523 m² sur 3,5 km de galerie. Le site est enterré jusqu'à 500 m de profondeur sous la Grande Montagne du plateau d'Albion qui culmine à +1062 m au dessus du niveau de la mer. Il a été intégré en 1998 au sein de l'Observatoire de la Côte d'Azur et des Universités de la région PACA. Sa configuration avec une infrastructure d'une zone blindée et faradisée de plus de 1250 m³ lui permet d'obtenir des valeurs très faibles de bruits (sismiques, acoustiques, électromagnétiques, radiatifs). Il est ainsi utilisé pour des applications pluridisciplinaires (géophysique, sismologie, hydrogéologie, magnétométrie et autres) de métrologie avancée. Le LSBB possède également un site en altitude à +1062 m au sommet de la Grande Montagne, à l'exacte verticale de la chambre blindée souterraine comme le montre la vue de gauche de la Figure 45.

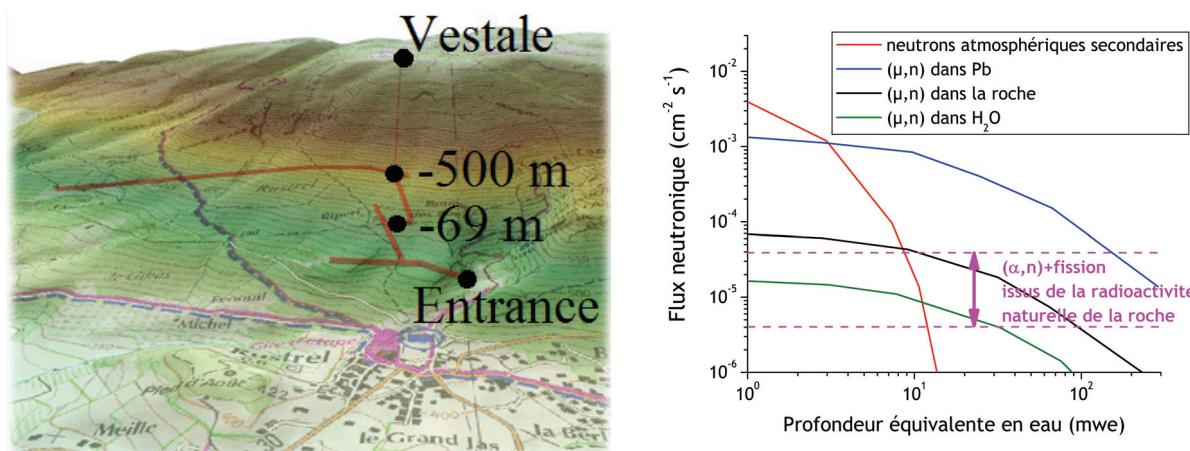


Figure 45 - A gauche, vue des tunnels du LSBB et des sites en altitude. A droite, débits de fluence des neutrons souterrains en fonction de la profondeur équivalente d'eau [Waysand et al., 2000].

D'un point de vue radiatif, la roche arrête la majorité des neutrons atmosphériques secondaires à partir d'une dizaine de mwe (meter water equivalent ou profondeur équivalente en eau) ce qui correspond à environ trois mètres de roche. Cependant même à 1500 mwe, profondeur équivalente de la capsule blindée, quelques neutrons souterrains subsistent. Ces derniers proviennent essentiellement de la radioactivité naturelle de la roche via les fissions spontanées des noyaux d'Uranium et de Thorium naturellement présents dans la roche ou de réactions (α, n) sachant que les descendants de ces noyaux

radioactifs peuvent être émetteurs α (notamment le radon). L'autre source de neutrons souterrains est l'interaction (μ, n) entre les muons issus du rayonnement cosmique et les éléments locaux comme le montre la Figure 45 (droite). Les muons ont en effet la particularité d'être très pénétrants dans la roche et peuvent atteindre des profondeurs de plusieurs centaines de mètres sans que leur flux ne soit trop atténué. Le débit de fluence total des muons dans la capsule blindée à 1500 mètres est de $5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ [Gray et al., 2011]. Bien que les sphères de Bonner étendues au domaine des hautes énergies soient sensibles aux muons (cf. Section III.3.2.e), cette contribution n'est pas considérée dans cette étude. Cet environnement souterrain est par conséquent propice à la caractérisation et à la mesure du bruit intrinsèque des détecteurs à hélium 3. Les taux de comptage mesurés dans cet environnement doivent être très faibles et négligeables par rapport aux taux de comptage attendus en altitude de montagne.

Présenté dans le Chapitre I, le logiciel EXPACS permet d'estimer le débit de fluence spectrale $\dot{\phi}_{E,n}^{alt}(E_n, t)$ des neutrons issus du RCG à différents sites de mesure potentiels de rigidité de coupure donnée (R_c égale à 5,4 GV) et d'altitude variable entre +50 m et +3000 m à une date précise du cycle solaire (06/2011). La Figure 46 présente les spectres neutroniques $\dot{\phi}_{E,n}^{alt}(E_n, t)$ pour quatre altitudes en représentation léthargique (à gauche) et le débit de fluence total intégré sur tout le domaine en énergie ($\dot{\phi}_{tot}^{alt} = \int_0^{\infty} \dot{\phi}_{E,n}^{alt}(E_n) dE$) en fonction de l'altitude avec une dépendance exponentielle.

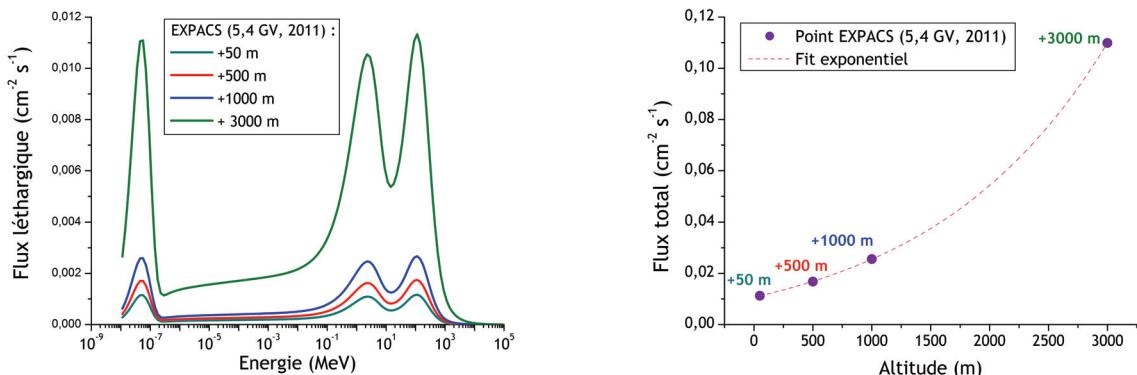


Figure 46 - A gauche, spectres neutroniques à différentes altitudes (+50 m, +500 m, +1000 m et +3000 m) calculés avec EXPACS (2011, 5,4 GV, fraction massique d'eau dans le sol : 0,2). A droite, débit de fluence total en fonction de l'altitude, dépendance exponentielle.

Les taux de comptage attendus $M_d^{alt} = \int_0^{\infty} R_d(E) \dot{\phi}_{E,n}^{alt}(E_n) dE$ dans ces conditions expérimentales (qui représentent différents sites potentiels de mesure) sont calculés en convoluant les spectres EXPACS avec les réponses en fluence (matrice MCNPX-CEM03.01). Le Tableau 26 donne ces taux de comptage pour le jeu de 13 sphères de Bonner.

Tableau 26 -Taux de comptage estimés à différentes altitudes pour chaque sphère ($\times 10^{-1} \text{ s}^{-1}$)-

M_d^{alt}	3"	3,5"	4"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"	7"W	8"W	9"Pb
+50 m	0,31	0,35	0,39	0,43	0,45	0,46	0,43	0,39	0,29	0,21	0,33	0,40	0,49
+500 m	0,45	0,52	0,58	0,64	0,67	0,69	0,65	0,58	0,43	0,31	0,49	0,60	0,73
+1000 m	0,69	0,89	0,89	0,97	1,02	1,04	0,98	0,88	0,65	0,47	0,75	0,92	1,11
+3000 m	2,93	3,36	3,79	4,15	4,37	4,46	4,19	3,75	2,78	2,01	3,21	3,98	4,80

Les taux de comptage sont dans l'ensemble assez faibles par rapport à ceux obtenus auprès des champs produits par sources ou accélérateurs, atteignant au maximum $0,48 \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la sphère étendue 9"+Pb à +3000 m d'altitude. Le minimum est atteint pour la sphère de 12" à +50 m avec $2,1 \times 10^{-2} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces faibles taux de comptage présentent l'avantage de ne pas induire de temps mort, ni d'empilement dans l'acquisition électronique. Cependant, il faut être en mesure de déterminer le bruit intrinsèque des chaînes électroniques d'acquisition. A savoir, quelle est la proportion de coups imputés à autre chose qu'une réaction nucléaire entre un neutron incident et un noyau d'hélium 3 du détecteur. Pour répondre à cette interrogation, nous avons effectué des campagnes de mesures en souterrain que l'on décrira dans la prochaine section.

III.1.2.b Estimation du bruit à -70 m et à -500 m

Une première étude approfondie du bruit intrinsèque des détecteurs des systèmes HERMEIS (IRSN et ONERA) a été menée pendant le printemps 2010 [Lacoste, 2009b ; Saadi, 2010 et Laluuca, 2010]. Cette première étude plaçant le détecteur à hélium 3 du système IRSN dans une sphère de Bonner de 4,9" a permis de mesurer un bruit de fond induisant environ $2,6 \times 10^{-4} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$ (mesure durant plusieurs jours - 91 h d'acquisition) à 500 m de profondeur. Ces coups sont dans la région d'intérêt du spectre de hauteurs d'impulsions et certains peuvent être imputés aux neutrons produits dans la roche et par interaction avec les muons d'origine cosmique. Deux campagnes de mesures avec les détecteurs ONERA ont ensuite eu lieu, respectivement à -500 m (Servitudes Avancées du LSBB) et à -69 m (Servitudes Générales du LSBB) sous la roche. Tout d'abord, des mesures préliminaires avec les détecteurs du système ONERA à -500 m en capsule blindée ont permis de relever des taux de comptages entre $3 \times 10^{-4} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1,1 \times 10^{-3} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces taux de comptage ne sont pas constants d'un détecteur à l'autre car chaque chaîne d'acquisition a sa propre sensibilité et les variations dans le temps sont dues aux conditions expérimentales (par exemple, la ventilation dans les locaux peut éliminer le radon si elle est activée). Le détecteur #8 de l'ONERA a ensuite été placé en capsule blindée, l'une des pièces les plus silencieuses du LSBB. Un taux de comptage de $4,54 \times 10^{-4} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$ a été obtenu, ce qui est en accord (même ordre de grandeur) avec la mesure du détecteur de l'IRSN.

Afin de compléter cette étude, les détecteurs de l'ONERA ont été placés dans des sphères de Bonner, dans un environnement supposé être moins silencieux à 69 m de profondeur de roche. Ces mesures ont été l'occasion de prendre en main le spectromètre

avec l'acquisition simultanée de six sphères de Bonner. Ainsi pour prendre en compte les douze sphères de Bonner dont dispose actuellement le système ONERA (toutes sauf la sphère étendue de 7"+W), deux campagnes successives de quelques jours ont été nécessaires. Une petite source d'américium-béryllium est normalement entreposée dans une armoire non loin du spectromètre dans les Servitudes Générales. Pour minimiser la contribution des neutrons due à cette dernière, il a fallu placer la source dans une salle voisine à une vingtaine de mètres. Les Servitudes Générales étant moins en profondeur que les Servitudes Avancées, la protection offerte par la montagne est moindre et par conséquent le comptage dû au bruit de fond est attendu plus élevé comparativement à la première campagne de mesures. Les mesures sur chaque configuration ont eu lieu en janvier/février 2011 et ont respectivement duré cinq et onze jours. L'acquisition était programmée pour enregistrer des cycles d'une heure pour vérifier la stabilité de la mesure dans le temps et éventuellement éliminer les cycles anormaux (comptage trop élevé à cause de variations dans les conditions expérimentales notamment sur le réseau électrique du site). Le Tableau 27 récapitule les résultats de ces deux campagnes avec les détecteurs ONERA toujours numérotés de 1 à 9, les taux de comptages M_d et l'incertitude absolue statistique associée $\varepsilon_d = M_d / \sqrt{M_d \cdot T_{acq}}$ où T_{acq} représente la durée totale d'acquisition.

Tableau 27 -Résultats des mesures de bruit de fond pour les deux campagnes-

1 ^{ère} campagne - 4,9" -500 m			2 ^{nde} campagne - 1 ^{er} lot -69 m				2 ^{nde} campagne - 2 ^{ème} lot -69 m			
Dét. #	M_d 10^{-4} s^{-1}	ε_d 10^{-5} s^{-1}	Sphère	Dét. #	M_d 10^{-4} s^{-1}	ε_d 10^{-5} s^{-1}	Sphère	Dét. #	M_d 10^{-4} s^{-1}	ε_d 10^{-5} s^{-1}
2	3,52	3,82	3,5"	7	7,06	4,24	4"	7	7,27	2,78
4	10,85	6,54	4,5"	8	4,54	3,40	10"	2	8,82	3,06
5	10,03	5,39	9"+Pb	2	11,90	5,51	8"	9	8,28	2,96
6	5,30	4,46	8"+W	9	10,20	5,10	7"	4	19,40	8,31
7	3,51	3,88	12"	5	9,05	4,80	6"	5	14,10	7,08
8	9,62	10,98	3"	1	15,60	6,30	5"	6	13,20	6,87

Dans l'ensemble, les taux de comptage sont assez faibles ($< 2 \times 10^{-3} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le pire cas). Comme prévu, les taux de comptage de la seconde campagne sont légèrement supérieurs à ceux enregistrés lors de la première campagne. Cependant, il est difficile de discriminer les comptages dus aux neutrons souterrains de ceux imputés au bruit intrinsèque des chaines d'acquisition. Bien que chaque détecteur ait sa propre sensibilité, les taux de comptage diffèrent bien plus selon les conditions expérimentales sur de telles périodes d'acquisition (ventilation). Nous pouvons estimer le taux de comptage intrinsèque (de manière relativement conservative) à $10^{-3} \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette grandeur représente au maximum 5 % du taux de comptage attendu pour la sphère de 12" à +50 m et 1 % à +1000 m, ce qui est du même ordre de grandeur que l'incertitude statistique souhaitée à 1 % (10^4 coups neutron enregistrés pour chaque sphère). Cela démontre donc la faisabilité

des mesures environnementales à partir de +500 m avec ces compteurs proportionnels de haute efficacité, comme nous le verrons dans la Partie III.2.

III.1.3 Stabilité de l'électronique d'acquisition

III.1.3.a Réglages Haute Tension et Seuil de discrimination

Avant de s'assurer de la stabilité de l'électronique, une des étapes consiste à effectuer les différents réglages sur les modules électroniques. Les deux paramètres essentiels dans l'acquisition (dont le principe est décrit au début du Chapitre 2) sont le réglage de la Haute Tension (HT) d'alimentation du détecteur et le choix d'un seuil de discrimination pour définir une région d'intérêt où les coups sont dus à des événements neutron-hélium 3. L'application de la tension aux bornes du détecteur génère un champ électrique $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ entre l'anode et la cathode du détecteur. Les électrons créés par ionisation lors du recul des noyaux mis en jeu durant les réactions nucléaires dans le volume sensible sont mis en mouvement et collectés par le champ électrique via la force $\vec{F} = q\vec{E}$. Si ce champ électrique n'a pas une intensité assez importante, les électrons et ions ont le temps de se recombiner avant d'être collectés aux électrodes, ce qui induit une perte d'information. Au contraire, si la tension est trop élevée, des phénomènes d'avalanche se produiront conduisant à une surestimation du taux de comptage. Pour définir la tension optimale, nous avons placé une petite source neutronique $^{241}\text{Am-Be}$ à proximité de la sphère de 6" dans laquelle se trouvait le détecteur #1. Nous avons enregistré le spectre de hauteurs d'impulsions avec le MCA en faisant varier la haute tension appliquée, entre 800 V et 2000 V tout en s'assurant que l'incertitude statistique soit suffisamment faible (5 % au maximum pour 800 V).

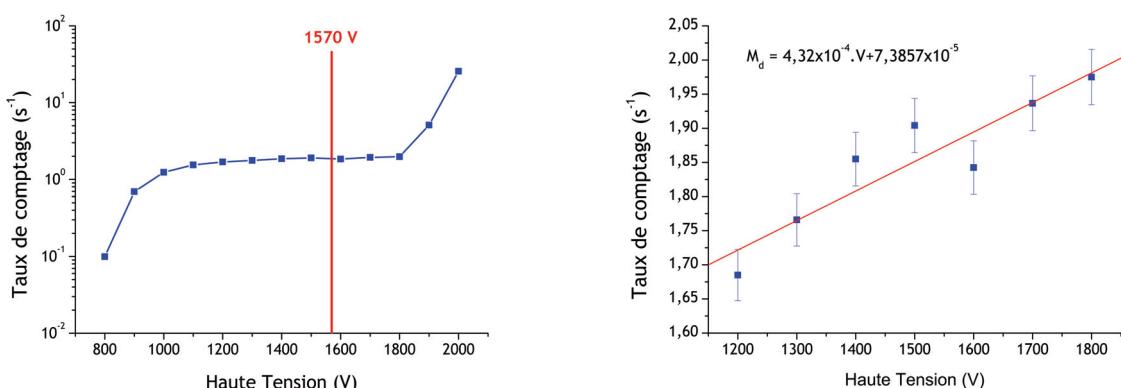


Figure 47 - A gauche, courbe Haute Tension du détecteur #1 de l'ONERA dans la sphère de 6" dans les Servitudes Générales auprès d'une source neutronique $^{241}\text{Am-Be}$. A droite, pente du « palier Haute Tension » estimée à 4,32 % pour 100 volts.

La Figure 47 présente ce qu'on appelle la courbe dite à Haute Tension d'un compteur proportionnel où sont représentés les taux de comptage déduits du nombre de coups intégré sur tous les canaux du MCA en fonction de la tension appliquée. Cette courbe fait apparaître trois régimes avec un plateau intermédiaire entre 1200 V et 1800 V. De part et

d'autres de ce plateau se trouvent les régimes imputés aux phénomènes de recombinaison et d'avalanche. La tension choisie est de 1570 V dans le plateau qui est légèrement croissant de manière linéaire avec une pente de 4,3 % pour 100 volts, valeur tout à fait représentative de ce type de compteurs proportionnels à remplissage gazeux.

Une fois la haute tension réglée, nous avons ensuite défini le seuil de discrimination des chaînes d'acquisition. Pour cela, nous avons enregistré le spectre de hauteurs d'impulsions grâce au MCA auprès de la source $^{241}\text{Am-Be}$ de l'installation VAN GOGH irradiant la sphère de 8" (détecteur #1). Le spectre de hauteurs d'impulsions permet de visualiser la répartition de l'amplitude des signaux en sortie de l'amplificateur. Cette amplitude est numérisée sur 9 bits soit 1024 canaux. Chaque canal correspond à une hauteur d'impulsion élémentaire, et après une irradiation, le nombre d'impulsions N_{CANAL} d'une amplitude donnée est classé en fonction du canal C correspondant. La Figure 48 représente le spectre de hauteurs d'impulsions (courbe de gauche) ainsi que la façon d'obtenir le seuil de discrimination permettant d'éliminer les comptages dus aux bruits électronique et γ (courbe du milieu et de droite). Nous avons calculé et tracé l'évolution du nombre de coups intégrés N_{INT} en intégrant à partir d'un canal seuil donné CS et en

fonction de ce canal seuil ($N_{\text{INT}} = f(CS) = \sum_{C=CS}^{1023} N_{\text{CANAL}}(C)$). Sur le graphique de droite, un

changement de pente apparaît très clairement. Ce dernier correspond à la transition des événements γ/e^- et des événements neutron. Il permet donc d'ajuster le seuil de discrimination qui est au canal 100. De plus, ce seuil sera également réglé sur le SCA par comparaison avec les acquisitions du MCA car lors des campagnes en altitude, seuls les SCA permettront de donner les taux de comptage des sphères de Bonner ($M_d = N_{\text{INT}}^d / T_{\text{acq}}$).

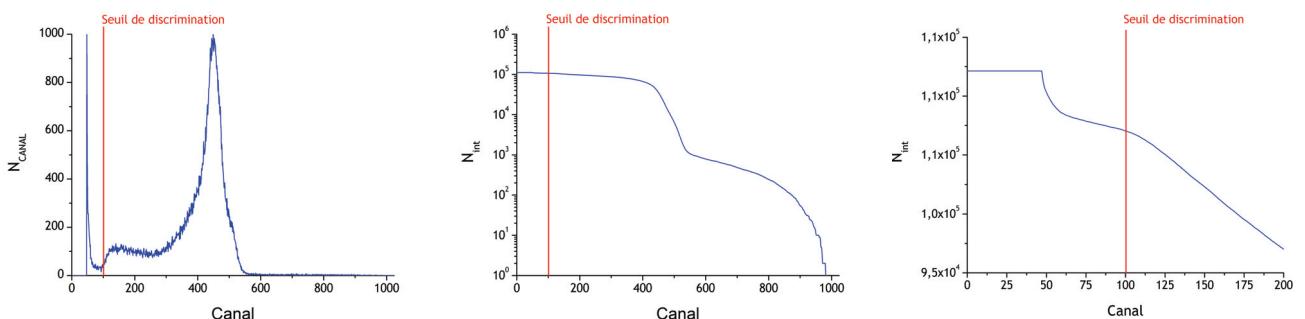


Figure 48 - A gauche, spectre de hauteurs d'impulsions de la 8" à VAN GOGH (source d'américium-béryllium). Au milieu, courbe de discrimination sur l'ensemble des canaux (0 à 1023). A droite, courbe de discrimination pour les canaux 0 à 200.

III.1.3.b Stabilité en présence d'une source neutronique

L'étape suivante a consisté à s'assurer de la stabilité des chaînes de mesures en fonction du temps. En effet, lors des mesures environnementales, les mesures s'étaleront sur plusieurs semaines voire plusieurs mois et il faut évaluer la capacité de l'électronique à

rester stable sur de telles échelles de temps. Pour cela, le protocole expérimental a consisté à tester les six premières chaines d'acquisition dans la salle des Servitudes Générales du LSBB à -69 m à proximité d'une source neutronique $^{241}\text{Am-Be}$ de faible débit d'émission. Nous avons enregistré toutes les heures les comptages M_{di} (h^{-1}) de six sphères de Bonner (3,5", 4", 4,5", 6", 7" et 10") pendant une dizaine de jours. A l'issue de la période d'acquisition, le résultat est une série de données (comptages M_{di}) de N cycles d'une heure à analyser de manière classique. On calcule les estimateurs d'espérance et de variance pour chaque sphère tout en s'assurant qu'il n'y ait aucun point marginal (comptage non compris dans l'intervalle de l'espérance plus ou moins trois écarts-type). Si des points s'écartent trop de la tendance moyenne, il est possible de les retirer de la liste et de recalculer les nouvelles grandeurs statistiques. Les estimateurs d'espérance et de variance (non biaisée), respectivement \bar{M}_d et S_N^2 sont calculés grâce à l'*Équation 62*.

$$\bar{M}_d = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N M_{di}$$

$$S_N^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (M_{di} - \bar{M}_d)^2$$

Équation 62

Les incertitudes expérimentales sont d'origine statistique ($\varepsilon_d = \sigma_{di} = M_{di}^{1/2}$). En tant que variable indépendante, les comptages par heure M_{di} suivent une loi de Poisson dont la valeur moyenne est égale à la variance ($\varepsilon_d = \sigma_{di} = M_{di}^{1/2}$).

Tableau 28 -Etude de la stabilité des chaines d'acquisition-

Sphère :	Distance Source	N	\bar{M}_d	S_N	$\sigma_{th} = \bar{M}_d^{1/2}$
3,5"	114,5 cm	355	361,12	19,91	19,00
4"	87 cm	360	188,51	12,94	13,73
4,5"	61,5 cm	238	710,35	26,75	26,65
6"	34 cm	211	2682,10	50,91	51,79
7"	45 cm	238	1953,52	46,39	44,20
10"	65 cm	360	1091,98	35,50	33,05

Le Tableau 28 récapitule le calcul de ces grandeurs statistiques. Globalement, l'écart-type déduit de l'estimateur de variance est pratiquement égal à l'écart-type théorique en considérant que les comptages sont indépendants et que la série de comptages suit une loi de Poisson. Pour s'en assurer, nous avons tracé sur la Figure 49 (gauche) l'évolution temporelle des comptages enregistrés toutes les heures par la sphère de Bonner de 7" et sur la Figure 49 (droite) la distribution de ces comptages ainsi qu'une loi de Poisson de moyenne \bar{M}_d qui tend vers une distribution gaussienne lorsque N est élevé (loi des grands nombres). Les comptages sont à quelques exceptions près tous compris dans un intervalle de deux σ autour de la moyenne et l'histogramme de la

distribution expérimentale des comptages est très bien ajustée par une gaussienne. Ceci est vrai pour les cinq autres sphères et par conséquent la stabilité de l'électronique est ici démontrée sur une période ininterrompue de 10 jours.

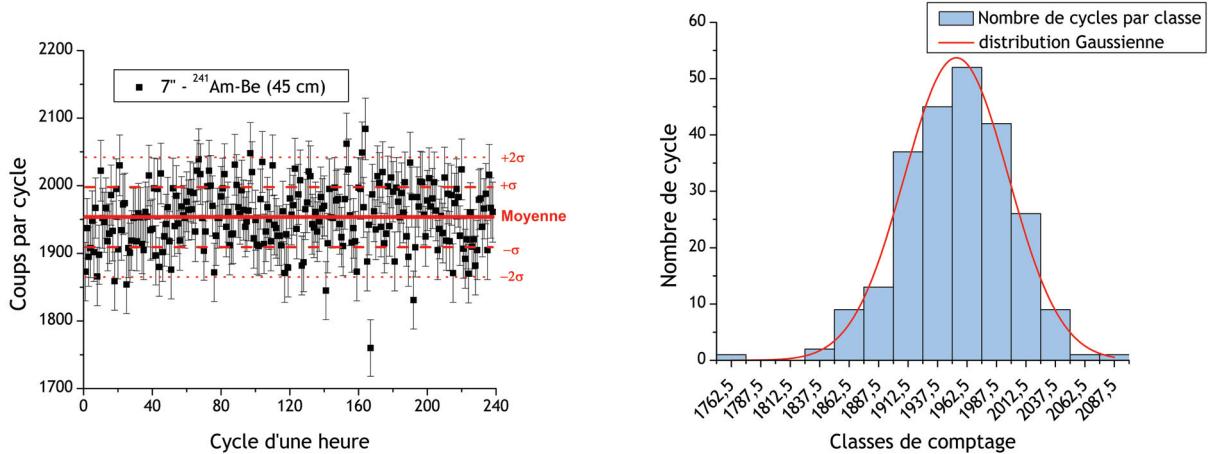


Figure 49 - A gauche, évolution temporelle des comptages donnés par la sphère de 7" exposée à une source $^{241}\text{Am-Be}$ pendant 240 cycles d'une heure. A droite, distribution de ces comptages.

Enfin, nous avons irradié les 12 sphères de l'ONERA auprès de cette même source afin d'obtenir 1 % d'incertitude statistique. Son débit d'émission est très faible (14000 fois moindre que celui de la source $^{241}\text{Am-Be}$ de VAN GOGH. Les comptages sont présentés sur la Figure 50 et comparés à ceux obtenus dans le Chapitre II (Section II.2.1.a). Ces comptages ont ensuite été déconvolus avec GRAVEL en partant d'un spectre plat en $1/E$. De manière qualitative, l'allure obtenue correspond bien à celle du cas de référence avec cependant la présence plus importante de neutrons $< 0,1 \text{ MeV}$ car ces mesures ont été effectuées sans cône d'ombre (donc prise en compte des neutrons diffusés).

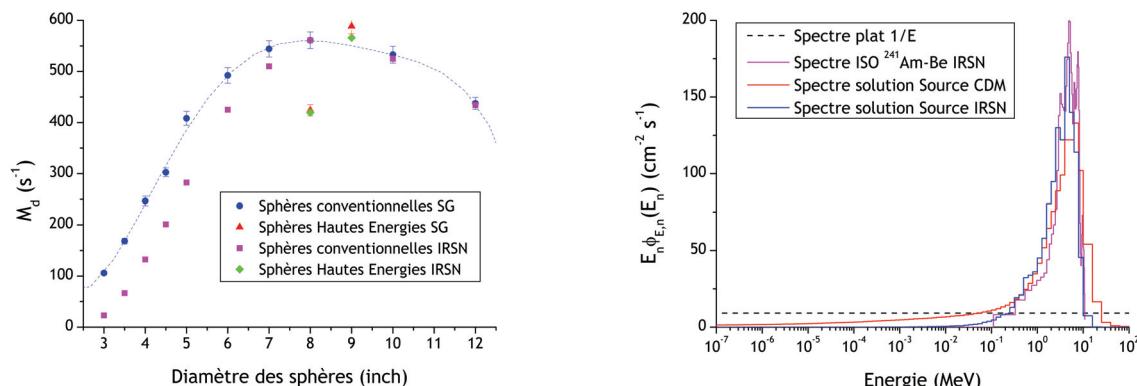


Figure 50 - A gauche, comptages des sphères obtenus au LSBB et à l'IRSN auprès d'une source $^{241}\text{Am-Be}$. A droite, spectres obtenus après déconvolution en partant d'un spectre plat en $1/E$ avec le code GRAVEL et comparaison avec le spectre de référence ISO d'une telle source.

III.2 Premières mesures environnementales en altitude

A ce stade, le système HERMEIS est complètement caractérisé : les fonctions de réponse sont validées et l'électronique d'acquisition maîtrisée. Il est donc maintenant envisageable de l'utiliser pour les raisons de sa conception, à savoir mesurer la distribution énergétique des neutrons atmosphériques induits par le Rayonnement Cosmique

Galactique. Pour cela, les premières campagnes environnementales se sont déroulées à relativement basse altitude (+500 m et +1000 m) dans des sites de mesures fournis par le LSBB avant de monter en altitude et d'atteindre +2885 m au Pic du Midi de Bigorre. Les résultats de ces mesures multi-sites complètent la partie de caractérisation préliminaire souterraine dans une publication issue de ces travaux [Cheminet et al., 2012b]. Dans cette partie, nous présenterons la démarche complète depuis l'acquisition par les sphères de Bonner jusqu'à la déconvolution permettant d'obtenir les spectres.

III.2.1 Sites de mesures

III.2.1.a Mesures au LSBB à +500 m et à +1000 m

Les premières altitudes investiguées dans le cadre de la mesure multi-site de la distribution énergétique des neutrons atmosphériques sont relativement basses, respectivement +500 m et +1000 m au dessus du niveau de la mer. Ces plateformes de mesures sont proposées par le LSBB. La première altitude correspond à l'entrée du laboratoire sur les flancs de la Grande Montagne et la seconde, dénommée « Vestale » est située au sommet du mont, verticalement au dessus de la capsule blindée souterraine mentionnée auparavant. Le spectromètre HERMEIS a été installé dans des abris légers (pas de béton) afin de minimiser la déformation du spectre neutronique par interaction avec les structures de ces derniers (visibles sur la Figure 51).



Figure 51 - A gauche, entrée du LSBB à +500 m. A droite, site de mesure Vestale à +1000 m.

Les caractéristiques de ces deux sites en termes de coordonnées, sont reportées dans le Tableau 29. La première campagne à Vestale s'est déroulée pendant les mois de février et mars 2011 tandis que la seconde a eu lieu juste après à l'entrée du LSBB pendant les mois de mars et avril 2011.

III.2.1.b Mesures au Pic du Midi de Bigorre à +2885 m

Le système HERMEIS de l'ONERA est destiné à devenir un instrument d'une plateforme de mesures à long terme dédiée à la caractérisation de l'environnement radiatif naturel atmosphérique en déterminant localement le spectre des neutrons secondaires atmosphériques induits par le RCG avec une dynamique temporelle jamais atteinte au sommet du Pic du Midi de Bigorre dans les Pyrénées. Le système a été

déménagé au Pic du Midi en mai 2011 à presque 2900 m d'altitude au dessus du niveau de la mer dans les locaux de TdF (« Télévision de France ») du bâtiment interministériel. Ainsi, HERMEIS a été placé dans la salle (sans béton) la plus haute de l'Observatoire. Les locaux de TdF sont également équipés d'un système de basculement sur groupe électrogène en cas d'interruption de l'alimentation électrique pendant les orages. L'Observatoire du Pic du Midi ainsi que le dispositif expérimental sont visibles sur la Figure 52.



Figure 52 - A gauche, Observatoire du Pic du Midi. A droite, HERMEIS dans la salle de TdF.

Les caractéristiques de ce site sont présentées dans le Tableau 29. On se concentrera uniquement sur les premières mesures obtenues en mai 2011 bien que le spectromètre soit parfaitement opérationnel depuis cette date et enregistre continuellement des données (cf. Partie III.3 et Chapitre IV).

Tableau 29 -Caractéristiques des trois sites en altitude-

Lieu	Altitude	Longitude	Latitude	Rigidité de coupure	Données Météorologiques	Durée de la campagne
Entrée LSBB	+518 m	5° 29'E	43° 55'N	5,4 GV	Carte LSBB	2 semaines
Vestale LSBB	+ 1067 m	5° 29'E	43° 56'N	5,4 GV	Station Météo LSBB	2 semaines
Pic du Midi	+2885 m	0° 08'E	42° 55'N	5,6 GV	Carte LSBB	2 jours

III.2.2 Instrumentation et méthodologie

III.2.2.a Acquisition des données

Au moment où ces trois premières campagnes de mesures environnementales se sont déroulées, les douze sphères du système HERMEIS de l'ONERA ne pouvaient être mises en œuvre de manière parallèle faute de chaines électroniques disponibles en nombre suffisant. Nous disposions de 8 chaines avec 8 détecteurs. Afin d'avoir des données avec toutes les sphères, les campagnes se sont divisées en deux parties distinctes avec deux lots de sphères utilisés successivement. Le Tableau 30 présente les configurations expérimentales adoptées, avec six sphères par lot pour la première campagne à Vestale et ensuite 8 sphères par lot pour les deux autres campagnes. Les durées des campagnes sont

relativement conséquentes jusqu'à 191 h pour obtenir un nombre élevé de coups (supérieur à 10000 pour que l'incertitude statistique soit inférieure à 1 %) même pour les sphères les moins efficaces (12") et lorsque le débit de fluence neutronique est très faible (+500 m).

Tableau 30 -Campagnes d'acquisition : configurations expérimentales-

Lieu	Début : durée	Configuration expérimentale : lot de sphères de Bonner							
Vestale LSBB	23/02/2011 : 160 h	3"	4"	5"	8"	10"	9"+Pb		
	02/03/2011 : 191 h	3,5"	4,5"	6"	7"	12"	8"+W		
Entrée LSBB	28/03/2011 : 164 h	3"	3,5"	4"	5"	8"	10"	12"	9"+Pb
	08/04/2011 : 70 h	4"	4,5"	5"	6"	7"	10"	12"	8"+W
Pic du Midi	17/05/2011 : 15 h	3"	4"	5"	7"	10"	12"	8"+W	9"+Pb
	18/05/2011 : 14 h	3,5"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"

Les comptages M_{di} sont communiqués par les échelles de comptage (une échelle gère trois chaines d'acquisition) et ces dernières communiquent avec le PC d'acquisition via une liaison série de type RS-232. Ces comptages M_{di} sont enregistrés tous les cycles d'acquisition i ($i=1\dots N_{cycle}$) d'une durée choisie par l'expérimentateur T_{cycle} (1 h au LSBB et 5 minutes au Pic du Midi). La durée totale d'une campagne s'écrit donc $T_{acq} = N_{cycle} \cdot T_{cycle}$. Cependant, nous ne pouvons pas déduire directement le taux de comptage final moyen de chaque sphère. Il faut d'abord procéder à une correction des effets de la pression atmosphérique. Pour cela, une acquisition continue des données météorologiques est mise en place de manière synchronisée avec les cycles d'acquisition de base de HERMEIS. Ces données météorologiques sont la température, l'humidité relative et la pression atmosphériques. Elles sont mesurées grâce à différents capteurs disposés sur une petite carte d'acquisition développée par le LSBB et qui communique par USB avec le PC d'acquisition.

III.2.2.b Correction des effets de la pression atmosphérique

Les variations de la pression atmosphérique induisent des variations non négligeables dans les comptages des sphères. En effet, nous avons vu dans le Chapitre I que l'amplitude du spectre neutronique atmosphérique dépendait grandement de l'altitude. Il est communément défini ce qu'on appelle la profondeur atmosphérique d qui traduit la masse m de colonne d'air d'une section unitaire A et s'étendant depuis un point d'une altitude h donnée jusqu'au sommet de l'atmosphère. Cette profondeur dépend de la pression p atmosphérique qui dépend elle-même de l'altitude et s'écrit suivant l'Équation 63 où $g(h)$ correspond à l'accélération de la pesanteur, au premier ordre constante avec une valeur de $9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ et $\rho(h)$ la densité locale de l'air.

$$d = \frac{m(h)}{A} = \frac{p(h)}{g(h)} = \int_h^{\infty} \rho(h') dh' \quad \text{Équation 63}$$

Une variation de la pression se traduit donc par une variation de la densité locale et donc de la profondeur atmosphérique. Si la pression décroît, la densité diminue et l'altitude équivalente sera plus élevée ce qui se traduira par un accroissement du flux neutronique (moins d'absorption dans l'air) et inversement. Or sur les durées de campagnes que nous considérons, la météorologie peut être très changeante et donc la pression atmosphérique peut varier de quelques pourcents. L'approche couramment employée pour prendre en compte ces effets est d'appliquer une correction exponentielle avec un coefficient barométrique β afin de ramener les comptages M_{di} d'une pression atmosphérique p à une pression atmosphérique de référence p_0 comme le démontre l'Équation 64 [Leuthold et al., 2007].

$$M_{di,corr} = M_{di} \cdot e^{-\beta(p_0 - p)} \quad \text{Équation 64}$$

Le facteur barométrique β a été déterminé empiriquement. Le graphique de gauche de la Figure 53 présente le logarithme népérien des comptages M_{di} par heure respectivement obtenus au LSBB à Vestale et au Pic du Midi en fonction de la pression atmosphérique enregistrée pendant l'heure du cycle en question.

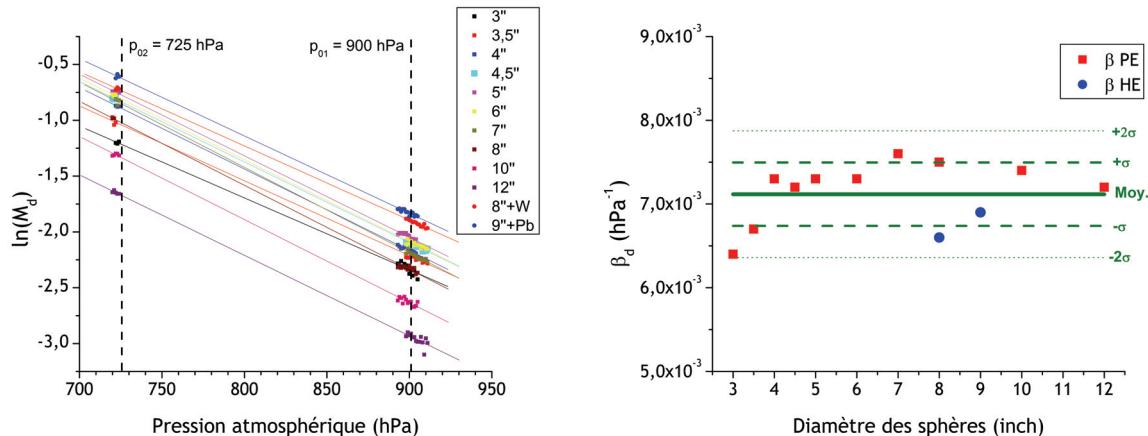


Figure 53 - A gauche, régressions linéaires pour obtenir les coefficients barométriques de chaque sphère. A droite, détermination de la valeur moyenne de β .

Une régression linéaire dans l'espace semi-logarithmique $\ln(M_{di}) = f(p_i)$ permet de déduire des coefficients directeurs β_d . Finalement, le facteur barométrique considéré est la valeur moyenne des 12 coefficients β_d obtenus auparavant (Figure 53 à droite). Le facteur β ainsi obtenu est égal à $0,71\% \text{ hPa}^{-1} \pm 5,3\%$. Cette valeur est très proche de celle obtenue par Leuthold et al. (2007) au sommet du Zugspitze ($\beta=0,712\% \text{ hPa}^{-1}$ à 2600 m). Ce coefficient β a permis d'instaurer une correction systématique appliquée aux

comptages mesurés pendant les trois expériences. Les pressions de référence p_0 sont respectivement de 725 hPa, 900 hPa et enfin 965 hPa à 2885 m, 1000 m et 500 m au dessus du niveau de la mer. A titre d'exemple, les taux de comptage sont présentés avant et après correction barométrique pour la sphère 9"+Pb à Vestale (1^{er} lot) sur la Figure 54.

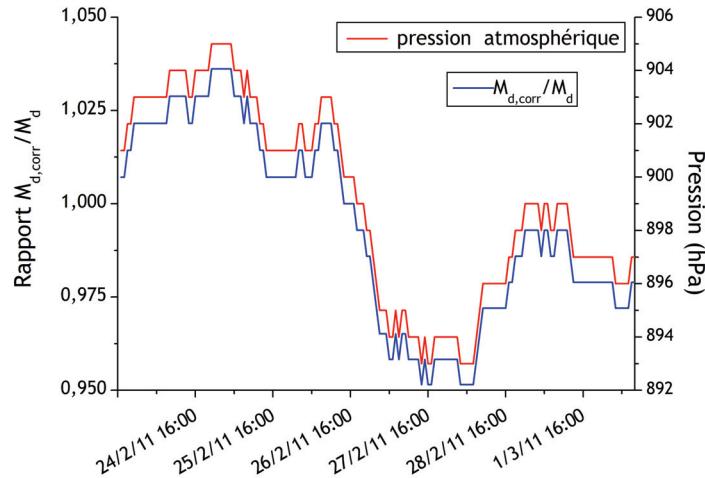


Figure 54 -Evolution temporelle des comptages par heure bruts (en noir) et corrigés des effets de la pression atmosphérique (en bleu) de la 9"+Pb. L'évolution de la pression est tracée en rouge.

III.2.2.c Déconvolution des données corrigées - EXPACS

L'objectif est d'obtenir des spectres neutroniques. Pour cela, il faut procéder à la déconvolution des données obtenues lors des campagnes en altitude. Les taux de comptages finaux M_d sont déduits des comptages $M_{di,corr}$ pendant une durée T_{cycle} et corrigés des effets de la pression atmosphérique. Ces comptages sont ensuite sommés et divisés par la durée totale d'acquisition $T_{acq} = N_{cycle} \cdot T_{cycle}$ (cf. *Équation 65*).

$$M_d = \frac{1}{N_{cycle} \cdot T_{cycle}} \sum_{i=1}^{N_{cycle}} M_{di,corr} \quad \text{Équation 65}$$

Lors de la procédure de déconvolution, les incertitudes relatives sur les taux de comptages sont essentielles et permettent une pondération dans la détermination du χ^2 (cf. Chapitre II). L'incertitude relative sur le taux de comptage final M_d est la combinaison quadratique de l'incertitude relative statistique (dépendant de la durée d'acquisition T_{acq}) et de l'incertitude relative induite par la correction barométrique dépendant de l'incertitude empirique $\Delta\beta$ lors de la détermination de β . Le calcul détaillé de l'incertitude est donné par l'*Équation 66*. La contribution de l'incertitude due à la correction barométrique peut être négligée devant l'incertitude statistique.

$$\Delta M_d / M_d = \sqrt{(M_d \cdot T_{acq})^{-1} + (|p_0 - \bar{p}| \Delta\beta)^2} \approx (M_d \cdot T_{acq})^{-1/2} \quad \text{Équation 66}$$

Les taux de comptage, dont on connaît maintenant l'incertitude, sont finalement déconvolus avec le code GRAVEL (Cf. Chapitre II). Pour la déconvolution, il faut un spectre a priori servant à initialiser la procédure itérative et fournissant suffisamment d'informations physiques permettant la convergence. Nous avons choisi d'utiliser ici les spectres estimés à l'aide d'EXPACS dans la section III.1.2.a. car ces spectres sont représentatifs du spectre attendu à altitude de montagne avec les quatre grands domaines énergétiques caractéristiques (i.e. thermique, épithermique, évaporation et cascade). Finalement la procédure de déconvolution s'arrête lorsque 500 itérations sont atteintes ou lorsque $|\chi^2 - 1| \leq 1,1$. La matrice de réponses en fluence utilisée est celle calculée avec MCNPX et le modèle CEM03,01. Une analyse très fine de la déconvolution (itération, choix du spectre a priori, matrice de réponses...) fera l'objet d'une partie ultérieure dans ce Chapitre (Section III.3.2).

III.2.3 Résultats des campagnes de mesures

III.2.3.a Au LSBB

Les taux de comptage obtenus lors des deux campagnes de mesures au LSBB à respectivement +500 m et + 1000 m sont présentés sur la Figure 55 (gauche). Les taux de comptage des sphères conventionnelles peuvent être ajustés par un polynôme de degré 5 et leur incertitude est inférieure au pourcent. Les sphères étendues aux hautes énergies présentent les taux de comptage les plus élevés. Enfin les spectres après déconvolution avec GRAVEL sont présentés sur la Figure 55 (droite).

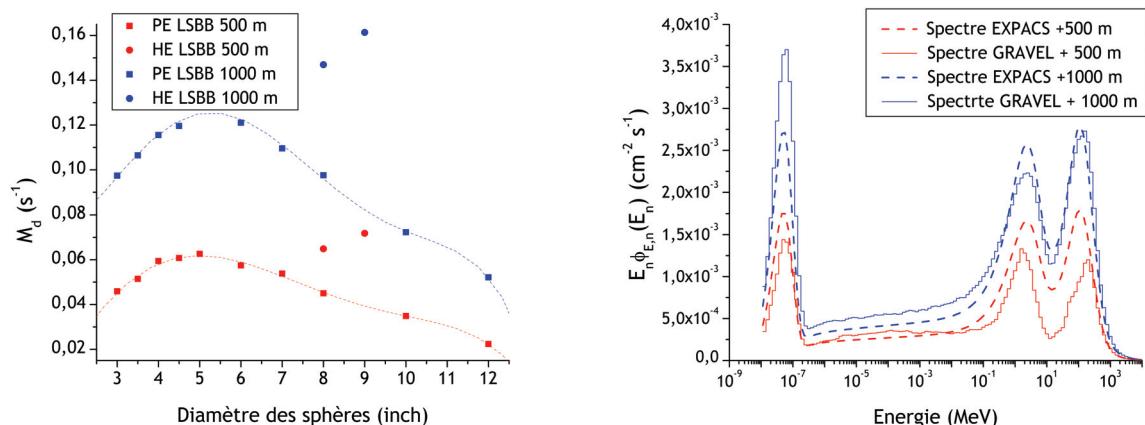


Figure 55 -A gauche, taux de comptage enregistrés à +500 m et +1000 m. A droite, spectres estimés et obtenus après déconvolution au LSBB (bleu : +1000 m et rouge : +500 m).

III.2.3.b Au Pic du Midi

De la même manière qu'au LSBB, les taux de comptage obtenus lors de la campagne de mesures au Pic du Midi (+2885 m) sont présentés sur la Figure 56 (gauche). Les taux de comptage des sphères conventionnelles sont suffisamment homogènes pour être ajustés

par un polynôme de degré 5 et leur incertitude est inférieure au pourcent. Enfin les spectres après déconvolution avec GRAVEL sont présentés sur la Figure 56 (droite).

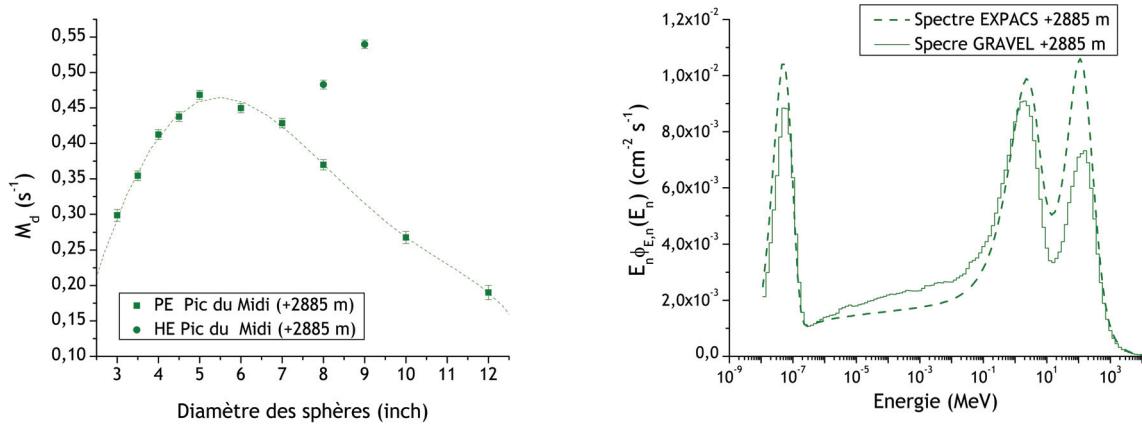


Figure 56 -A gauche, taux de comptage enregistrés à +2885 m. A droite, spectres estimé et obtenu après déconvolution au Pic du Midi.

III.2.3.c Bilan - Comparaison des trois spectres

Cette partie traite de la comparaison de la distribution en énergie du débit de fluence des neutrons atmosphériques en fonction de l'altitude. Les valeurs des différents débits de fluence intégrés sur les principaux domaines énergétiques D (th si $E_n \leq 0,5 \text{ eV}$, eth si $0,5 \text{ eV} < E_n \leq 0,1 \text{ MeV}$, ev si $0,1 \text{ MeV} < E_n \leq 20 \text{ MeV}$ et cas si $E_n > 20 \text{ MeV}$) sont reportées dans le Tableau 31 où $\dot{\phi}_D = \int_D \dot{\phi}_{E,n}(E) dE$. Les valeurs intégrées ont été calculées pour les trois altitudes et dans le cas des spectres estimés (EXPACS) et expérimentaux (GRAVEL). La proportion relative des $\dot{\phi}_D$ est également indiquée en %.

Tableau 31 -Débits de fluence neutroniques exprimés en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les trois expériences selon les domaines en énergie. Les chiffres entre parenthèses indiquent la contribution relative de chaque domaine en énergie-

Lieu :	LSBB +500 m		LSBB +1000 m		Pic du Midi +2885 m	
Type :	EXPACS	GRAVEL	EXPACS	GRAVEL	EXPACS	GRAVEL
$\dot{\phi}_{th}$ (/ %)	$3,30 \times 10^{-3}$ (19)	$2,75 \times 10^{-3}$ (21)	$5,14 \times 10^{-3}$ (19)	$7,01 \times 10^{-3}$ (23)	$1,97 \times 10^{-2}$ (19)	$1,69 \times 10^{-2}$ (17)
$\dot{\phi}_{eth}$ (/ %)	$3,60 \times 10^{-3}$ (21)	$3,92 \times 10^{-3}$ (30)	$5,56 \times 10^{-3}$ (21)	$7,36 \times 10^{-3}$ (25)	$2,13 \times 10^{-2}$ (21)	$2,80 \times 10^{-2}$ (29)
$\dot{\phi}_{ev}$ (/ %)	$5,89 \times 10^{-3}$ (34)	$3,77 \times 10^{-3}$ (29)	$9,11 \times 10^{-3}$ (34)	$8,63 \times 10^{-3}$ (29)	$3,50 \times 10^{-2}$ (34)	$3,29 \times 10^{-2}$ (34)
$\dot{\phi}_{cas}$ (/ %)	$4,42 \times 10^{-3}$ (26)	$2,72 \times 10^{-3}$ (21)	$6,91 \times 10^{-3}$ (26)	$7,03 \times 10^{-3}$ (23)	$2,69 \times 10^{-2}$ (26)	$1,91 \times 10^{-2}$ (20)
$\dot{\phi}_{tot}$	$1,72 \times 10^{-2}$	$1,32 \times 10^{-2}$	$2,67 \times 10^{-2}$	$3,00 \times 10^{-2}$	$1,03 \times 10^{-1}$	$9,69 \times 10^{-2}$

Les plus grandes différences entre les valeurs estimées et expérimentales sont relatives à la configuration à +500 m avec des écarts atteignant jusqu'à 38 %. Une hypothèse possible est que l'abri où se situé le spectromètre n'était pas situé sur un

plateau mais à flanc de montagne à l'entrée du LSBB. Cela réduit l'angle solide d'arrivée des particules secondaires issues du RCG et par conséquent le débit de fluence total est plus faible que celui donné par EXPACS qui ne considère qu'un environnement local avec un certain coefficient d'humidité irradié par 2π stéradians. En revanche, la concordance entre les spectres calculés et expérimentaux est meilleure à +1000 m et au Pic du Midi sachant que les mesures ont été effectuées à des sommets de montagne. Malgré ces conditions, la différence la plus accrue (jusqu'à 32 %) reste dans le domaine thermique et dans une moindre mesure dans le plateau épithermique à cause de l'environnement local (cf. Chapitre IV). Un autre fait intéressant est que la forme du spectre calculée est la même quelque soit l'altitude et cette propriété semble aussi vraie pour les spectres mesurés comme le montre la Figure 57 (gauche) après normalisation à une même valeur de débit de fluence entre 1,42 MeV et 1,79 MeV pour les trois configurations expérimentales. Il est clairement visible que les formes des spectres sont similaires sauf dans la région cascade où le spectre du LSBB à +1000 m est légèrement supérieur en amplitude. Cependant, les incertitudes dans ce domaine peuvent atteindre plus de 15 % comme nous l'avons remarqué en conclusion du Chapitre II (selon le modèle à haute énergie utilisé pour le calcul des fonctions de réponse) et comme cela sera démontré dans la Section III.3.3 de ce Chapitre. L'influence de particules secondaires chargées issues du RCG (protons et muons négatifs) auxquelles sont sensibles les sphères étendues est également une piste d'explication et d'études.

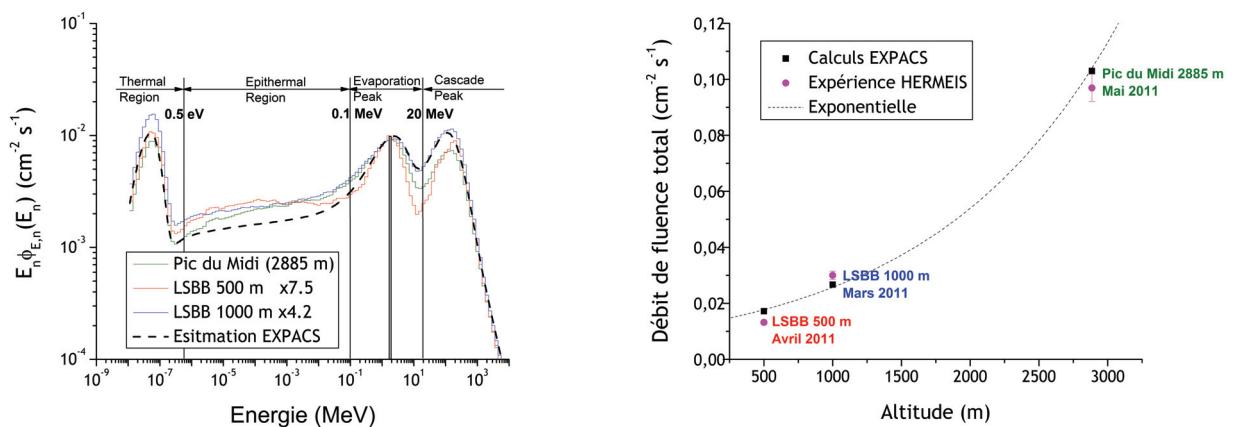


Figure 57 - A gauche, spectres expérimentaux normalisés entre 1,42 MeV et 1,79 MeV. A droite, débits de fluence totaux en fonction de l'altitude.

La Figure 57 (droite) présente la dépendance avec l'altitude de la composante des neutrons secondaires atmosphériques. Cette variation expérimentale de type exponentielle a déjà été démontrée dans des travaux précédents [Kowatari *et al.*, 2005 ; Gordon *et al.*, 2004].

L'Équation 67 décrit la variation exponentielle du débit de fluence total $\dot{\phi}_{tot}$ à une altitude h (exprimée en m) en fonction du débit de fluence total au niveau de la mer $\dot{\phi}_0$

(à même rigidité de coupure géomagnétique et même date dans le cycle solaire) et d'un coefficient α (exprimée en m^{-1}).

$$\dot{\phi}_{tot}(h) = \dot{\phi}_0 \cdot e^{\alpha h} \quad \text{Équation 67}$$

Dans cette étude, le paramètre α est égal à $5,94 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Bien que ce paramètre dépende de la latitude géomagnétique, la valeur est très proche de celle mesurée par *Kowatari et al.* (2007) avec un coefficient α estimé à $7,1 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$.

A la suite de ces premières campagnes environnementales, le spectromètre HERMEIS apparaît être bien adapté à la caractérisation de l'Environnement Radiatif Naturel atmosphérique et pour mesurer le spectre des neutrons induits par les rayons cosmiques au niveau du sol, à relativement basse altitude et latitude géomagnétique moyenne et ce avec une efficacité jamais atteinte auparavant (moins de 12 h sont nécessaires pour obtenir 10000 coups à 2885 m avec la sphère de Bonner de 12"). La dernière partie de ce Chapitre sera consacrée au déploiement des mesures en continu au Pic du Midi avec HERMEIS, au développement de la méthodologie d'analyse de ces données et à l'évaluation de leurs incertitudes.

III.3 Vers des mesures en continu à +2885 m

Dans cette partie, nous introduirons tout d'abord la méthodologie d'acquisition de données de manière continue et d'analyse de celles-ci afin de pouvoir caractériser l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique sur le long terme. Cette phase d'analyse repose sur l'automatisation de la procédure de déconvolution après un traitement préliminaire des données brutes. Les étapes de cette phase d'analyse sont résumées sur le schéma de la Figure 58. La déconvolution étant une étape délicate, sa mise en œuvre systématique requiert de nombreuses études de sensibilité afin de choisir des paramètres optimaux sans intervention humaine. Ensuite, les incertitudes sur les spectres obtenus seront quantifiées, notamment en fonction de la durée d'acquisition. La contribution des réponses en fluence sera également estimée. Cette démarche permettra au final de choisir une configuration optimale pour l'acquisition en continu, le spectromètre étant opérationnel depuis le mois de mai 2011.

III.3.1 Méthodologie d'analyse continue

III.3.1.a Acquisition automatisée et Interface Graphique

L'interface d'acquisition et de pilotage d'HERMEIS a été développée avec LabView. Elle est conçue pour être conviale via une fenêtre graphique visible dans le coin supérieur gauche de la Figure 58. Cette dernière permet à l'utilisateur d'effectuer tous les réglages de base. Le programme permet de recueillir le nombre de coups enregistrés dans la région d'intérêt du spectre de hauteurs d'impulsions par quatre échelles de comptage à trois voies (soit 12 chaines d'acquisition en parallèle) à la fin de chaque cycle d'acquisition. Les seuils de discrimination des SCA sont réglés au préalable en visualisant les spectres de hauteurs d'impulsions obtenus grâce à un MCA (cf. Sections II.1.1.d et III.2.2) en égalisant les taux de comptage entre les échelles et l'intégration des spectres de hauteurs d'impulsions. La durée du cycle d'acquisition T_{cycle} est choisie par l'utilisateur au moment de démarrer la campagne. Elle est par défaut égale à 5 minutes pour visualiser graphiquement et régulièrement le nombre de coups de chaque sphère de Bonner. En plus des sphères de Bonner, l'interface gère également les données météorologiques en communiquant avec la carte météo développée par le LSBB qui transmet toutes les 5 secondes les valeurs de la température, pression atmosphérique et humidité relative. Ces valeurs sont ensuite moyennées sur le cycle de base. A la fin d'un cycle i , les comptages $M_{d,brut}^i$ relatifs à chaque sphère et les données météorologiques sont écrits en ligne dans un fichier de sortie, à la suite des données relatives aux cycles précédents, avec la date et l'heure exacte du début du cycle afin de les identifier. Ce fichier de sortie est ensuite régulièrement transféré depuis le PC d'acquisition dédié à HERMEIS et installé au Pic du Midi vers les stations de travail et d'analyses.

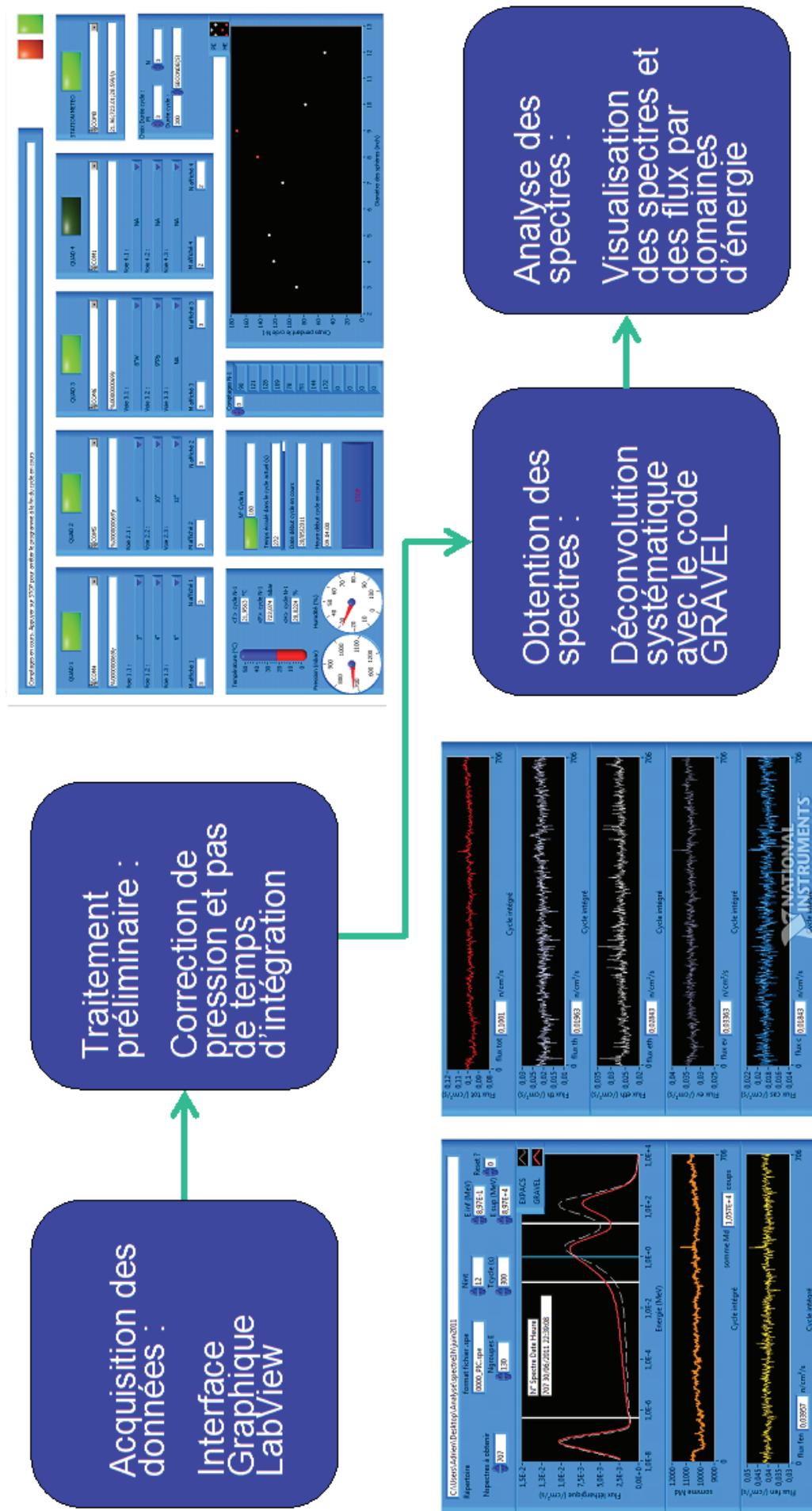


Figure 58 - Méthodologie adoptée pour l'analyse des données environnementales obtenues au Pic du Midi. L'interface dans le coin supérieur droit est celle d'acquisition et de pilotage d'HERMEIS. En bas à gauche est montrée l'interface du programme de visualisation des données spectrales.

III.3.1.b Traitement préliminaire des données

Le fichier de sortie de l'interface d'acquisition subit ensuite un traitement préliminaire qui consiste dans un premier temps à corriger les comptages bruts $M_{d,brut}^i$ des effets de la pression atmosphérique (comme nous l'avons montré dans la Section III.2.2.b) en les rapportant tous à une même pression de référence p_0 (725 hPa) via une correction exponentielle (*Équation 64*) avec un coefficient barométrique β égal à 0,71 % hPa⁻¹.

Ensuite, il s'agit de choisir un pas de temps d'intégration t_{int} défini comme un nombre entier N_{int} de fois la période du cycle d'acquisition de base T_{cycle} paramétré avec l'interface graphique de pilotage. Ce pas de temps définit la fréquence d'obtention des spectres et donc l'incertitude statistique associée aux taux de comptage $M_d^{t_{\text{int}}}$ calculé à chaque incrément du pas de temps suivant l'*Équation 68* où les $M_{d,corr}^i$ sont les comptages par cycle corrigés des effets de la pression atmosphérique.

$$M_d^{t_{\text{int}}} = \left[\sum_{i=1}^{N_{\text{int}}} M_{d,corr}^i \right] / t_{\text{int}} \quad \text{et} \quad t_{\text{int}} = N_{\text{int}} \times T_{\text{cycle}} \quad \text{Équation 68}$$

Plus le pas de temps d'intégration est important, plus l'incertitude statistique sur le taux de comptage sera réduite et le spectre obtenu après déconvolution précis. En contre partie, la dynamique observée sera moins intéressante. Il faut donc trouver un compromis entre les deux, ce qui sera l'objet de la Section III.3.3.a avec une étude détaillée des incertitudes et des fluctuations en fonction de ce pas de temps d'intégration.

III.3.1.c Déconvolution

A ce stade, les taux de comptage sont prêts à être déconvolus pour remonter à la distribution énergétique des neutrons atmosphériques. Les méthodes de déconvolution ont été présentées dans le Chapitre II et la déconvolution avec GRAVEL a été rappelée dans la Section III.2.2.c avec l'utilisation d'un spectre a priori fourni par le logiciel EXPACS. Nous utiliserons ces mêmes méthodes, en tachant de fournir les paramètres d'entrées adéquats afin d'obtenir des spectres physiques et raisonnablement acceptables et éviter les artefacts lors de l'automatisation de la procédure. Ces paramètres sont par exemple le nombre d'itérations, le χ^2 visé, le choix des matrices de réponse (MCNPX ou GEANT4), le choix du spectre a priori ou encore la prise en compte ou non des particules secondaires chargées telles que les muons ou les protons. L'étude de ces paramètres constitue la Section III.3.2.

III.3.1.d Analyse des spectres neutroniques

A l'issue de la déconvolution automatisée décrite précédemment, nous obtenons N_k spectres $\dot{\phi}_{E,n}(E_n, t_k, t_{\text{int}})$ correspondants aux instants t_k (date et heure du premier cycle de

base). Le nombre de spectres dépend du pas de temps d'intégration t_{int} et du nombre total N_{tot} de cycles de base de durée T_{cycle} dans la campagne d'acquisition tel que $N_k = \lfloor N_{\text{tot}} / N_{\text{int}} \rfloor$. Une interface d'analyse (également développée avec LabView) permet de visualiser graphiquement ces N_k spectres solutions et de tracer l'évolution temporelle des débits de fluence intégrés $\dot{\phi}_D(t_k, t_{\text{int}})$ sur les domaines d'énergie D et les débits de fluence totaux $\dot{\phi}_{\text{tot}}(t_k, t_{\text{int}})$ comme le rappelle l'*Équation 69*.

$$\begin{cases} \dot{\phi}_{th}(t_k, t_{\text{int}}) = \int_{1 \text{ meV}}^{0,4 \text{ eV}} \dot{\phi}_{E,n}(E, t_k, t_{\text{int}}) dE \\ \dot{\phi}_{eth}(t_k, t_{\text{int}}) = \int_{0,4 \text{ eV}}^{0,1 \text{ MeV}} \dot{\phi}_{E,n}(E, t_k, t_{\text{int}}) dE \\ \dot{\phi}_{ev}(t_k, t_{\text{int}}) = \int_{0,1 \text{ MeV}}^{20 \text{ MeV}} \dot{\phi}_{E,n}(E, t_k, t_{\text{int}}) dE \\ \dot{\phi}_{cas}(t_k, t_{\text{int}}) = \int_{20 \text{ MeV}}^{10 \text{ GeV}} \dot{\phi}_{E,n}(E, t_k, t_{\text{int}}) dE \end{cases} \quad \text{Équation 69}$$

Cette interface sera très utile par la suite pour l'étude de la dynamique du spectre des neutrons comme nous le verrons dans la Section III.3.3.a et dans les Chapitres IV et V.

III.3.2 Déconvolution : Etudes de sensibilité

Dans cette section et les suivantes, nous allons détailler la procédure de déconvolution afin de pouvoir choisir les paramètres standards permettant d'automatiser cette étape. Pour cela, nous allons considérer les taux de comptage des douze sphères de Bonner du système HERMEIS de l'ONERA obtenus pendant la première campagne environnementale au Pic du Midi (cf. Section III.2.3.b).

Tableau 32 -Taux de comptage des 12 sphères enregistrés au Pic du Midi en Mai 2011-

Sphère	3"	3,5"	4"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"	8"W	9"Pb
$M_d^{t_{\text{int}}}$ ($\times 10^{-1} \text{ s}^{-1}$)	2,986	3,544	4,124	4,377	4,684	4,498	4,286	3,698	2,677	1,900	4,829	5,397
$\Delta M_d^{t_{\text{int}}}$ ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$)	8,030	6,740	6,840	6,710	6,410	6,620	6,710	7,300	8,480	1,007	6,320	5,982
$\Delta M_d^{t_{\text{int}}} / M_d^{t_{\text{int}}}$ (%)	2,69	1,90	1,66	1,53	1,37	1,47	1,57	1,97	3,17	5,30	1,31	1,11

Le Tableau 32 récapitule ces taux de comptage obtenus ainsi que leurs incertitudes absolue et relative. Dans toutes les études de sensibilité qui vont suivre, le fichier d'entrée correspondant aux taux comptage sera constitué de ces valeurs, à l'exception de l'étude sur l'effet des particules secondaires chargées.

III.3.2.a Comparaison Recuit Simulé-GRAVEL

Dans cette section, nous étudierons l'influence du choix de la technique de déconvolution en comparant les spectres obtenus avec les deux méthodes présentées dans le Chapitre II : l'ajustement itératif et non linéaire par la méthode des moindres carrés avec le code GRAVEL et l'algorithme métahéuristique de paramétrisation avec la technique de Recuit Simulé développée dans le cadre de ces travaux. Pour la déconvolution avec GRAVEL, nous choisirons la matrice de réponses en fluence MCNPX-CEM, le spectre a priori estimé par EXPACS dans les conditions du Pic du Midi, 500 itérations ou $|\chi_r^2 - 1| \leq 1,1$.

Pour la méthode de Recuit Simulé (RS), nous rappelons que l'objectif est d'optimiser les paramètres de la fonction analytique décrivant le spectre $f(E, X)$. Le modèle analytique choisi pour ajuster le spectre des neutrons atmosphériques est le même que celui utilisé pour décrire le spectre du champ réaliste CERF dans le Chapitre II. L'Équation 70 décrit à nouveau ce modèle où le vecteur X est composé de dix paramètres ($A, B, C_1, C_2, b, \beta, E_1, \sigma_1, E_2$ et σ_2) et où T_0 est égal à 25,3 meV et E_d à 70,7 meV.

$$f(E, X) = A \frac{E}{T_0^2} e^{-\frac{E}{T_0}} + B \left[E^{b-1} e^{-\frac{E}{\beta}} \left(1 - e^{-\left(\frac{E}{E_d} \right)^2} \right) \right] + \sum_{i=1}^2 C_i \frac{e^{-\frac{\ln \left(\frac{E}{E_i} \right)^2}{2\sigma_i}}}{E \sigma_i \sqrt{2\pi}} \quad \text{Équation 70}$$

On s'assure que ce modèle permet de bien décrire les spectres neutroniques atmosphériques en ajustant les paramètres de façon à se rapprocher le plus fidèlement possible du spectre mesuré précédemment au Pic du Midi. La Figure 59 présente le spectre issu du modèle analytique ajusté au spectre expérimental avec un algorithme de Levenberg-Marquardt (les valeurs de X sont données dans le Tableau 33).

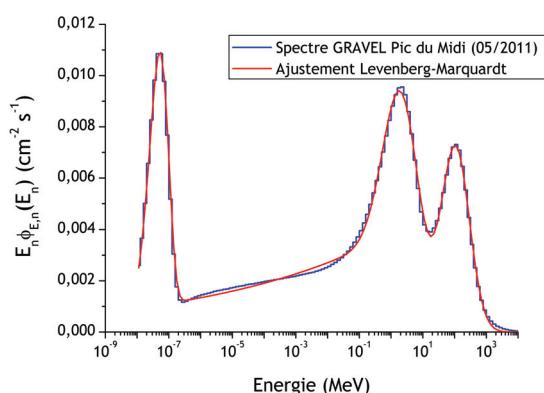


Figure 59 - Spectres expérimental et analytique ajusté avec une méthode LM.

Tableau 33 - Valeurs des paramètres de meilleur ajustement entre le modèle et le spectre expérimental

A ($\times 10^{-2}$)	B ($\times 10^{-3}$)	C_1 ($\times 10^{-2}$)	C_2 ($\times 10^{-2}$)	b ($\times 10^{-2}$)
1,546	4,236	2,117	1,903	7,942
β (MeV)	E_1 (MeV)	σ_1	E_2 (MeV)	σ_2
3,198	2,067	1,298	109,5	1,038

Pour la déconvolution avec le code de Recuit Simulé, l'algorithme est stoppé quand le facteur d'ajustement n'évolue plus ($\Delta\chi \leq 5 \times 10^{-3}$). L'algorithme est effectué 20 fois d'affilée jusqu'à obtenir un vecteur moyen de sortie \bar{X}_{fin} . Sur la Figure 60, les spectres

obtenus par déconvolution respectivement avec le code GRAVEL et la méthode RS sont représentés. Les valeurs des paramètres de \bar{X}_{fin} sont listées dans le Tableau 34.

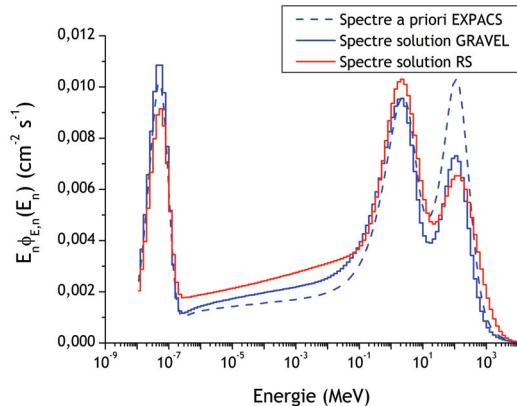


Figure 60 - Spectres obtenus après déconvolution avec GRAVEL+EXPACS (en bleu) et avec le Recuit Simulé (en rouge).

Tableau 34 - Valeurs de \bar{X}_{fin} à l'issue de la déconvolution avec la méthode de Recuit Simulé-

A ($\times 10^{-2}$)	B ($\times 10^{-3}$)	C_1 ($\times 10^{-2}$)	C_2 ($\times 10^{-2}$)	b ($\times 10^{-2}$)
1,40	3,59	2,28	1,92	5,52
β (MeV)	E_1 (MeV)	σ_1	E_2 (MeV)	σ_2
3,591	2,684	1,262	131,7	1,328

Les spectres « solution » obtenus avec les deux méthodes présentent une allure assez semblable malgré quelques différences en amplitude dans les différentes régions caractéristiques (pic thermique et pic de cascade plus faibles et plateau épithermique et pic d'évaporation plus importants avec la méthode RS). De manière quantitative, les débits de fluence intégrés $\dot{\phi}_D$ sont répertoriés dans le Tableau 35. La méthode RS surestime d'environ 8 % la population neutronique totale par rapport à GRAVEL. La répartition de ces neutrons diffère également avec respectivement 20 % et 8 % en plus de neutrons épithermiques et d'évaporation et 14 % en moins de neutrons thermiques.

Tableau 35 - Débits de fluence intégrés selon la méthode de déconvolution ('a priori' + GRAVEL et Recuit Simulé) -

Flux : $\times 10^{-2}$ cm $^{-2} \cdot$ s $^{-1}$	$\dot{\phi}_{th}$	$\dot{\phi}_{eth}$	$\dot{\phi}_{ev}$	$\dot{\phi}_{cas}$	$\dot{\phi}_{tot}$
EXPACS a priori	1,87	2,13	3,40	2,62	10,02
GRAVEL solution	2,01	2,66	3,46	1,88	10,01
RS solution	1,77	3,23	3,76	2,13	10,89

III.3.2.b Effets du nombre d'itérations et du chi²

La seconde étude menée sur la déconvolution est spécifique au code GRAVEL et concerne les choix du nombre d'itérations et du χ^2 . Lors de la procédure de déconvolution, il faut choisir un nombre d'itérations maximum stoppant la procédure même si le χ^2 souhaité n'est pas atteint. En fixant le χ^2 objectif à 0, il est possible de forcer le nombre d'itérations effectuées dans le code. Nous avons effectué des déconvolutions en faisant varier ce nombre d'itérations de 1 jusqu'à 10000 (toujours avec les mêmes taux de comptage, le spectre a priori EXPACS et les réponses MCNPX-CEM). La Figure 61 présente les spectres obtenus en fonction du nombre d'itérations. On observe

que pour un nombre d'itérations élevé (à partir de 1000 environ), l'aspect lissé du spectre commence à disparaître au profit de distorsion dont les amplitudes augmentent avec le nombre d'itérations. Ces distorsions sont seulement des artefacts mathématiques et en aucun cas physiquement réalistes. De plus le χ^2 minimum observé est de 0,398 pour 10000 itérations, ce qui représente une diminution de seulement 20 % par rapport au χ^2 obtenu avec 500 itérations (égal à 0,493). Cette étude démontre l'intérêt de ne pas attendre de converger vers un χ^2 le plus faible possible quand des résultats satisfaisants sont obtenus après la centaine, voire quelques dizaines d'itérations.

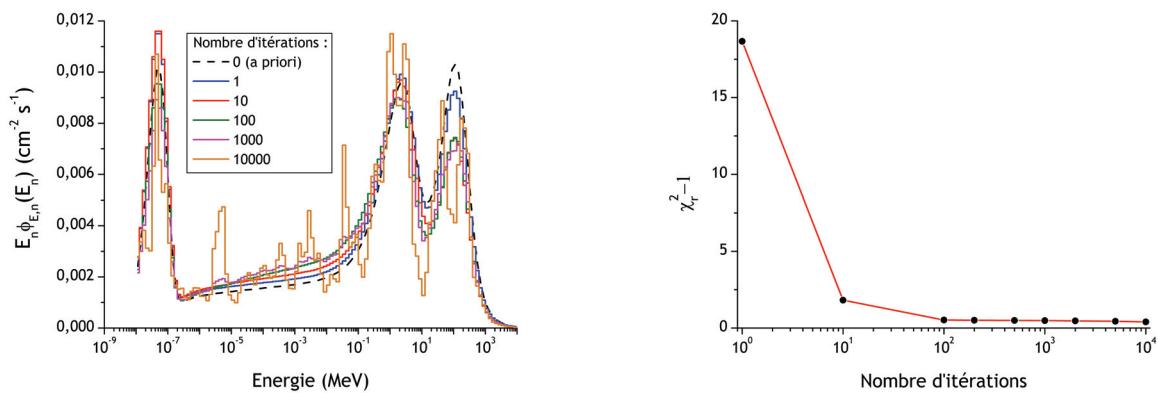


Figure 61 - A gauche, spectres obtenus après un nombre d'itérations variant de 1 (bleu) à 10000 (orange). A droite, évolution du χ^2 réduit en fonction du nombre d'itérations.

De la même façon, nous avons cherché à obtenir un χ^2 objectif quelque soit le nombre d'itérations nécessaires pour l'atteindre. La Figure 62 représente les allures de spectres dont le χ^2 varie de 2 (9 itérations) à 0,129 obtenus après 10⁶ itérations.

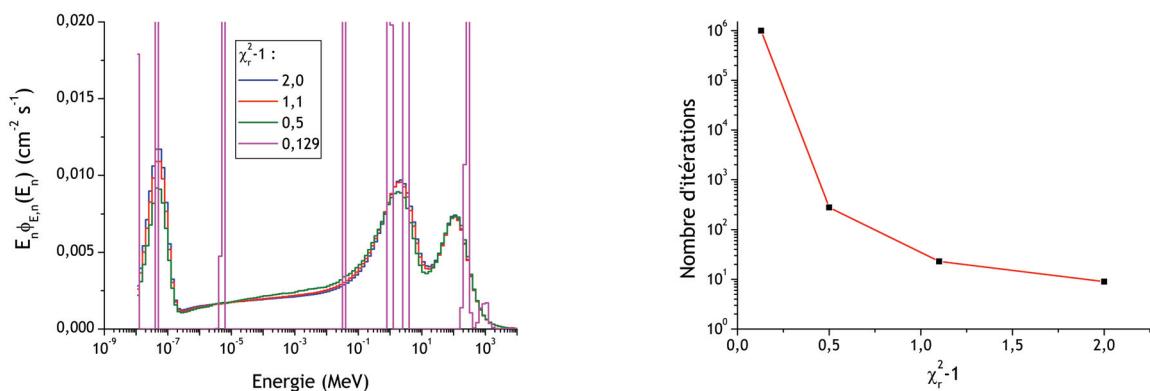


Figure 62 - A gauche, spectres obtenus pour un χ^2 objectif variant de 2 (bleu) à 0,129 (violet). A droite, nombre d'itérations nécessaires pour atteindre le χ^2 ciblé.

Nous constatons que le spectre n'a plus rien de représentatif lorsque le χ^2 visé est trop faible à cause d'une convergence atteinte après un nombre trop élevé d'itérations. Ce nombre élevé d'itérations provoque des distorsions dans le spectre comme nous l'avons

remarqué juste avant. Une valeur de χ^2 intermédiaire permet donc d'avoir un spectre physiquement acceptable, c'est pour cela que nous fixerons par la suite ce paramètre à 1,1 (et 500 itérations au maximum si ce dernier n'est pas atteint).

III.3.2.c Choix du spectre à priori : FLAT - EXPACS

Cette section est dédiée à l'étude de l'influence que peut avoir le choix du spectre a priori dans la déconvolution avec GRAVEL. Ce spectre peut fournir ou non des informations physiques sur la forme du spectre que l'on cherche à déterminer. On sait qu'un spectre neutronique atmosphérique à altitude de montagne est toujours constitué de 4 grandes régions énergétiques. Nous avons donc procédé à deux déconvolutions mettant en jeu la matrice de réponses MCNPX-CEM (avec 500 itérations et un paramètre de χ^2 à 1,1). La première a pour spectre initial l'estimation du spectre neutronique attendu aux conditions expérimentales du Pic du Midi calculée avec EXPACS et qui présente les 4 régions caractéristiques. La seconde prend l'hypothèse d'un spectre variant en $1/E$ (d'où l'allure plate « flat » en représentation léthargique).

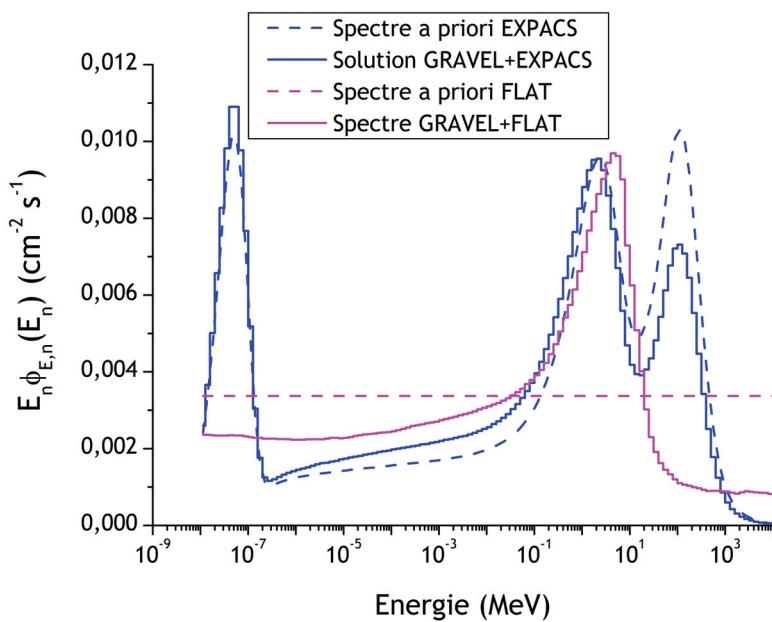


Figure 63 - Spectres initiaux a priori (EXPACS en bleu et FLAT en rose en traits interrompus) et spectres après déconvolution (EXPACS en bleu et FLAT en rose en traits pleins).

La Figure 63 présente les résultats de ces deux déconvolutions qui ont nécessité respectivement 23 et 63 itérations pour converger vers le χ^2 souhaité. Nous remarquons que seul le spectre issu de la déconvolution partant d'un spectre a priori fourni par EXPACS est physiquement représentatif de la distribution en énergie des neutrons atmosphériques. Le manque d'informations physiques du spectre en $1/E$ ne permet pas une reconstruction physiquement acceptable avec l'impossibilité de discriminer les deux pics de hautes énergies. En effet, les fonctions de réponse se recouvrent trop dans ce domaine énergétique. Cependant, la solution est mathématiquement correcte bien que

physiquement inacceptable. Cela se vérifie en déterminant le débit de fluence intégré sur tout le domaine d'énergie et qui est de $8,5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (15 % d'écart relatif avec le débit de fluence déterminé précédemment au Pic du Midi).

III.3.2.d Matrices de réponses en fluence

Nous avons ici procédé à une étude comparative des cinq matrices de réponses en fluence présentées dans le Chapitre II au dessus de 20 MeV à savoir les trois matrices calculées avec MCNPX (Cascade Exciton Model, Bertini-Dresner et Los Alamos Quark Gluon String Model) et les deux déterminées avec GEANT4 (Bertini et Binary Intranuclear Cascade). En dessous de 20 MeV, toutes les matrices sont identiques et se réfèrent aux calculs MCNPX avec une description réaliste de la géométrie du détecteur central des sphères de Bonner. Nous allons voir comment ces réponses assez différentes à hautes énergies modifient le spectre dans son ensemble à l'issue de la déconvolution sachant que toutes les déconvolutions ont été opérées de la même manière (500 itérations et paramètre de χ^2 à 1,1). La Figure 64 présente les cinq spectres ainsi obtenus à l'issue des déconvolutions avec toutes les matrices de réponses disponibles.

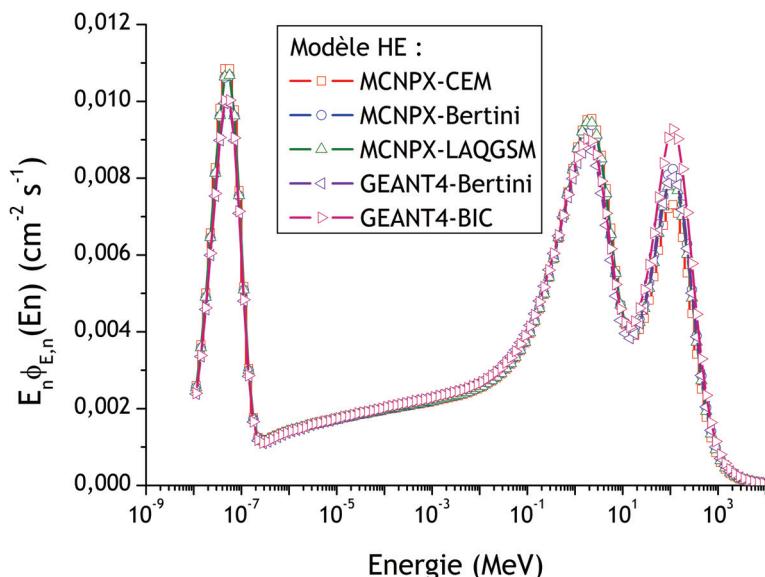


Figure 64 - Spectres obtenus avec GRAVEL à partir de matrices de réponses calculées selon différents modèles à haute énergie (CEM03.01, Bertini-Dresner et LAQGSM03.01 pour MCNPX et Bertini et BIC pour GEANT4).

Selon les modèles, surtout trois parties du spectre sur les quatre qu'il compte sont affectées par le choix de la matrice. Le plateau de neutrons épithermiques reste inchangé quelque soit la configuration. Les pics d'évaporation et thermique sont légèrement inférieurs pour les réponses basées sur les modèles GEANT4. Enfin, le domaine le plus dépendant du modèle choisi est le pic cascade, ce qui est logique vu qu'il s'agit de neutrons d'énergies supérieures à 20 MeV et que les réponses sont considérablement dépendantes du modèle utilisé (à 10 GeV, le modèle GEANT4-BIC fournit des réponses deux

fois plus faibles que le modèle GEANT4-Bertini par exemple). Plus la réponse sera importante, plus l'amplitude du pic de cascade sera réduite. Ainsi, le modèle MCNPX-CEM donne l'amplitude de pic la plus faible tandis que le modèle GEANT4-BIC permet d'obtenir le pic le plus élevé. Les modèles Bertini de GEANT4 et MCNPX et le modèle MCNPX-LAQGSM donnent des résultats similaires. Le choix d'un modèle plutôt qu'un autre est délicat, étant donné la difficulté de valider les réponses au-delà de 200 MeV. Pour quantifier ces différences, le Tableau 36 présente les débits de fluence $\dot{\phi}_D$ intégrés sur chaque domaine d'énergie. Les rapports en % par rapport au modèle MCNPX-CEM sont également présentés afin de faciliter la comparaison entre chacun des modèles.

Tableau 36 -Débits de fluence par groupe d'énergie selon le modèle utilisé lors des simulations avec les données environnementales du Pic du Midi (mai 2011)-

	Domaine :	MCNPX			GEANT4	
		CEM	LAQGSM	Bertini	Bertini	BIC
Débit de fluence (cm ⁻² .s ⁻¹)	$\dot{\phi}_{tot}$	1,00×10 ⁻¹	1,02×10 ⁻¹	1,01×10 ⁻¹	9,97×10 ⁻²	1,03×10 ⁻¹
	$\dot{\phi}_{th}$	2,04×10 ⁻²	2,00×10 ⁻²	2,01×10 ⁻²	1,88×10 ⁻²	1,89×10 ⁻²
	$\dot{\phi}_{eth}$	2,63×10 ⁻²	2,64×10 ⁻²	2,64×10 ⁻²	2,73×10 ⁻²	2,71×10 ⁻²
	$\dot{\phi}_{ev}$	3,46×10 ⁻²	3,44×10 ⁻²	3,45×10 ⁻²	3,30×10 ⁻²	3,38×10 ⁻²
	$\dot{\phi}_{cas}$	1,88×10 ⁻²	2,10×10 ⁻²	2,03×10 ⁻²	2,07×10 ⁻²	2,36×10 ⁻²
Ratio avec le modèle CEM (%)	$\dot{\phi}_{tot} / \dot{\phi}_{tot}^{CEM}$	100,0	101,8	101,1	99,6	103,4
	$\dot{\phi}_{th} / \dot{\phi}_{th}^{CEM}$	100,0	98,1	98,3	91,9	92,6
	$\dot{\phi}_{eth} / \dot{\phi}_{eth}^{CEM}$	100,0	100,4	100,3	103,7	103,1
	$\dot{\phi}_{ev} / \dot{\phi}_{ev}^{CEM}$	100,0	99,4	99,7	95,5	97,9
	$\dot{\phi}_{cas} / \dot{\phi}_{cas}^{CEM}$	100,0	112,0	107,9	110,0	125,4

Nous constatons grâce à ce tableau que les valeurs de débits de fluence intégrés sont très proches les unes des autres avec moins de 10 % de différence pour les neutrons thermiques. Le plus gros écart est de l'ordre de 25 % entre la valeur la plus importante et celle la plus faible pour les neutrons de cascade. Cette différence est toutefois significative (tout comme elle l'était lors de la campagne CERF avec 18 % de variations) et contribuera à des incertitudes importantes dans cette région du spectre comme nous le verrons dans la Section III.3.3.

III.3.2.e Particules secondaires chargées

Les sphères étendues aux hautes énergies sont également sensibles aux particules chargées (hadrons et leptons) [Agosteo *et al.*, 2003]. En effet, les protons peuvent

également induire des réactions de spallation sur les métaux lourds et générer des neutrons secondaires qui seront détectés par le compteur proportionnel. De la même façon, les muons chargés négativement de relativement basse énergie peuvent être capturés par les noyaux atomiques. Ceux-ci vont être ainsi dans un état excité et diminueront leur énergie en émettant un ou plusieurs neutrons également détectables au centre de la sphère de Bonner. Les protons et les muons étant des composantes de l'environnement radiatif naturel atmosphérique (cf. Chapitre I), il est important de savoir quelles seront leurs contributions dans les taux de comptage des sphères étendues lors des campagnes de mesures. Ceci est d'autant plus vrai que la proportion de muons augmente considérablement lorsque l'on approche du niveau de la mer (jusqu'à devenir la composante majoritaire).

De la même façon qu'avec les neutrons, les trois sphères étendues ont fait l'objet de calculs Monte Carlo afin de déterminer les réponses en fluence aux protons et aux muons pour des énergies incidentes allant de 15,9 MeV à 10 GeV pour les protons et de 15,9 MeV jusqu'à 251 MeV pour les muons négatifs. Les calculs ont été effectués avec le modèle Bertini de GEANT4. Les réponses en fluence $R_d^p(E)$ et $R_d^{\mu^-}(E)$ sont présentées sur la Figure 65. Nous avons en plus ajouté les réponses aux protons et muons négatifs de la sphère 9"+Pb calculées avec le code MCNPX jusqu'à 3 GeV [Serre et al., 2009].

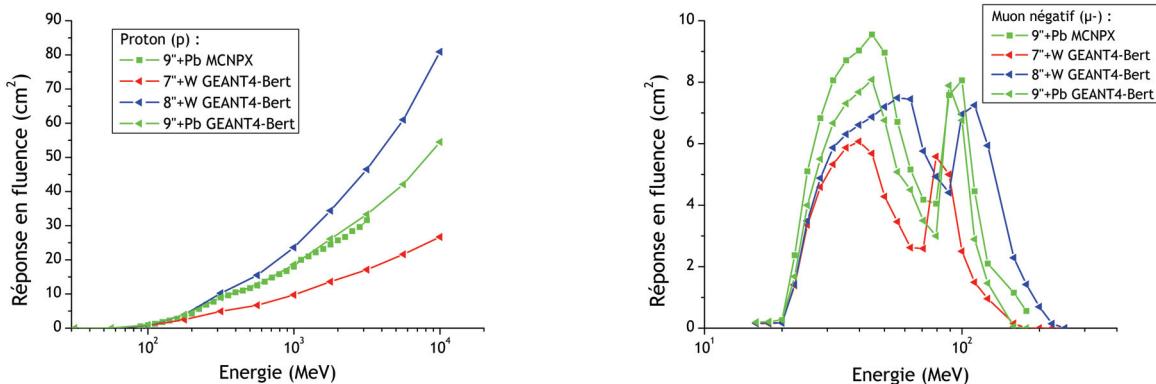


Figure 65 - A gauche, matrice de réponse en fluence aux protons calculée par GEANT4 avec le modèle Bertini pour les sphères étendues. La fonction de réponse MCNPX de la sphère 9"+Pb est symbolisée avec les marqueurs carrés verts. A droite, même chose pour les muons négatifs.

Nous constatons que l'allure des fonctions de réponse calculées avec GEANT4 correspond bien à celle prédictive par MCNPX que ce soit pour les protons ou pour les muons. On observe cependant une légère surestimation dans le cas de la réponse aux muons négatifs pour le domaine d'énergie inférieur à 80 MeV, et une réponse MCNPX environ 17 % plus importante que celle calculée avec GEANT4. Grâce à ces réponses, il est possible de calculer la contribution de chaque type de particules secondaires (neutron, proton et muon) dans le taux de comptage total des sphères étendues en convoluant les réponses en fluence GEANT4 $R_d^k(E)$ et les débits de fluence spectrale $\dot{\phi}_{E,k}(E)$ associés à chaque

particule et estimés dans les configurations expérimentales avec le code EXPACS comme le démontre l'*Équation 71*.

$$M_d = M_d^n + M_d^p + M_d^{\mu^-}$$

$$= \int R_d^n(E) \dot{\phi}_{E,n}(E) dE + \int R_d^p(E) \dot{\phi}_{E,p}(E) dE + \int R_d^{\mu^-}(E) \dot{\phi}_{E,\mu^-}(E) dE + \quad \text{Équation 71}$$

Les spectres des particules secondaires calculés avec EXPACS dans les conditions de la campagne au Pic du Midi sont donnés sur la Figure 66 (gauche). On remarque qu'en altitude de montagne (+2885 m), les neutrons forment la composante majoritaire des particules issues du rayonnement cosmique surtout en dessous de 100 MeV. Au-delà, les protons et les muons sont présents de manière très significatives avec des distributions quasiment log-normales centrées autour de 200 MeV pour les protons et 2 GeV pour les muons négatifs. Cependant la réponse des muons négatifs est très faible voir nulle à ces énergies là et ils vont induire relativement peu de coups dans le détecteur par rapport à leur population totale.

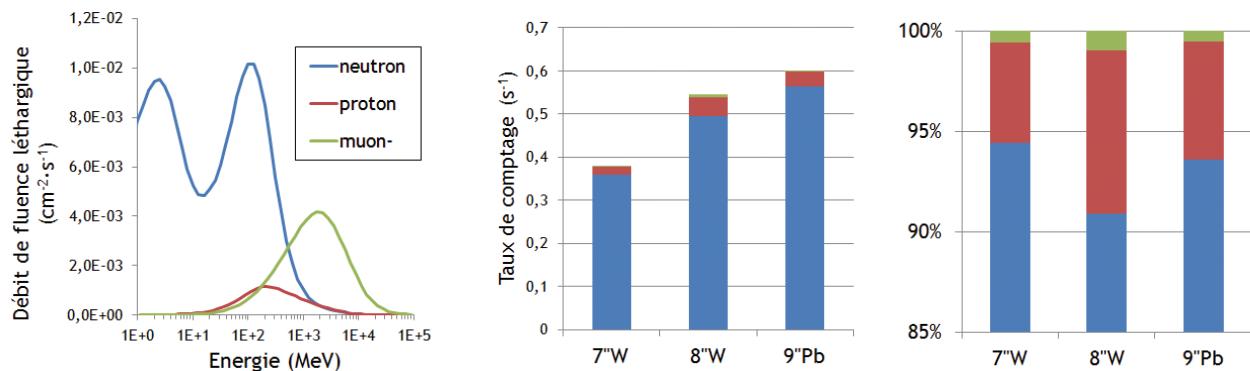


Figure 66 - A gauche, spectres des neutrons, protons et muons négatifs au Pic du Midi calculés avec EXPACS au-delà de 1 MeV. Au milieu, proportion absolue des composantes de l'ERN dans le taux de comptage des sphères étendues. A droite, proportion relative.

En appliquant la formule de l'*Équation 71*, nous avons calculé pour les trois sphères étendues les taux de comptage partiels attribués à chacune des composantes de l'environnement radiatif naturel atmosphérique auxquelles les sphères sont sensibles. La composante des protons est la plus significative allant de 5 % à 8 % pour la sphère 8''+W comme le montre la Figure 66 (droite). Cependant cette estimation a lieu sans considérer l'environnement local. Or les protons sont beaucoup moins pénétrants que les neutrons et les muons, et la structure du bâtiment dans lequel se trouvent les sphères de Bonner a un impact non négligeable sur la quantité réelle des protons à se trouver dans la salle de mesure. On peut s'en rendre compte en regardant les taux de comptage réels mesurés au Pic du Midi de l'ordre de 0,49 s⁻¹ pour la sphère de 8''+W et de 0,56 s⁻¹ pour la sphère de 9''+Pb. Ces taux de comptage correspondent exactement à ceux dus aux neutrons seulement dans la Figure 66 (milieu). Finalement, le taux de comptage partiel imputé aux muons est négligeable à +2885 m, mais ceci n'est plus forcément vrai lorsque l'on se rapproche du niveau de la mer.

Nous avons finalement regardé l'effet que peut avoir la prise en compte ou non de ces particules chargées à l'issue des déconvolutions avec GRAVEL. Pour cela, nous avons mené une première déconvolution dans les conditions standards (500 itérations, paramètre de χ^2 à 1,1, modèle MCNPX-CEM pour les réponses et spectre a priori fourni par EXPACS) avec les taux de comptage présentés dans le Tableau 32. Ensuite, nous avons ôté respectivement 9,1 % et 6,4 % aux taux de comptage des sphères 8"+W et 9"+Pb (proportion maximale estimée imputées aux protons et muons atmosphériques) afin de mener une seconde déconvolution dans les mêmes conditions que la première. Les deux spectres ainsi obtenus sont comparés sur la Figure 67.

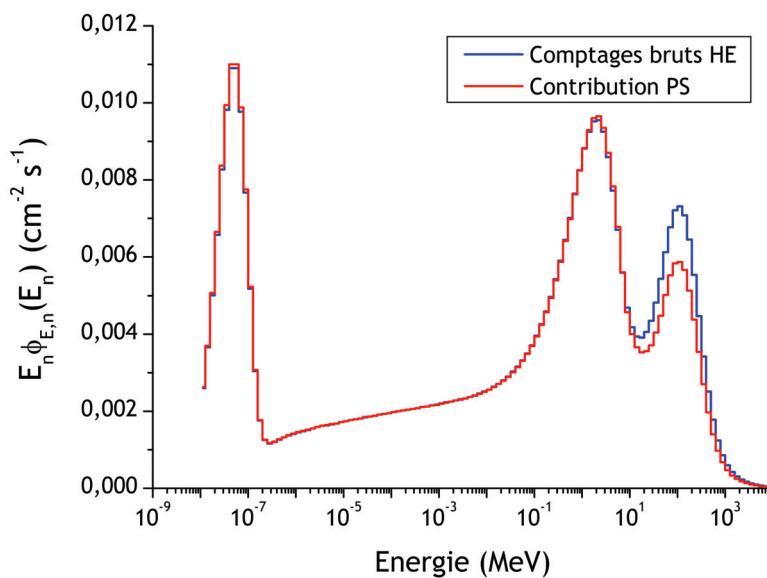


Figure 67 - Déconvolution à partir des taux de comptage de référence et à partir de ceux dont a été déduite la contribution estimée des particules secondaires chargées de l'ERN.

Les deux spectres sont identiques jusqu'à 20 MeV, ce qui semble normal vu que seuls les taux de comptage des sphères étendues ont été modifiés. Au-delà de 20 MeV, l'amplitude du pic cascade varie de 23 % avec un débit de fluence intégré entre 20 MeV et 10 GeV respectivement de $1,88 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et de $1,52 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les taux de comptage étant plus faibles après avoir ôté la contribution estimée des particules secondaires, il est normal que l'amplitude du pic de cascade soit plus faible à l'issue de la déconvolution. Cette variation de 23 % est conséquente mais il est bien important de garder à l'esprit que les spectres donnés par EXPACS sont seulement des estimations qui ne considèrent pas l'environnement local, ce qui peut impliquer une surestimation de ces derniers. De plus, les fonctions de réponse en fluence des sphères aux particules secondaires calculées avec GEANT4 ne sont pas validées expérimentalement. Grâce à ces éléments, la variation de 23 % est considérée comme un pire cas. Néanmoins, cette variation contribuera à la détermination des incertitudes globales sur l'obtention du spectre.

III.3.2.f Configurations - Nombre de sphères

La dernière étude menée sur la déconvolution porte sur la configuration expérimentale du spectromètre adoptée pour la mesure. En effet, nous ne disposons pour l'instant que de 8 chaines d'acquisition pour 12 sphères de Bonner disponibles. Grâce à la campagne de mesure de mai 2011, nous avons récolté les mesures successives des 12 sphères grâce à deux lots de 8 sphères différentes. A partir de ces 12 taux de comptages, nous avons essayé de voir l'influence d'omettre ou non un certain nombre de sphères dans la déconvolution. Pour cela, nous avons procédé à 7 déconvolutions dans des conditions identiques (500 itérations, paramètre de χ^2 à 1,1, modèle MCNPX-CEM pour les réponses et spectre a priori fourni par EXPACS) avec différentes configurations récapitulées dans le Tableau 37 et les spectres ainsi obtenus sont visualisés sur la Figure 68.

Tableau 37 -Différentes configurations expérimentales pour HERMEIS-

Config	3"	3,5"	4"	4,5"	5"	6"	7"	8"	10"	12"	8" W	9" Pb
12	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
8	✓		✓		✓		✓		✓	✓	✓	✓
10 PE	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓		
$\geq 5"$					✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$\leq 8"$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓				
#1	✓		✓		✓		✓			✓	✓	✓
#2		✓		✓		✓		✓		✓	✓	✓

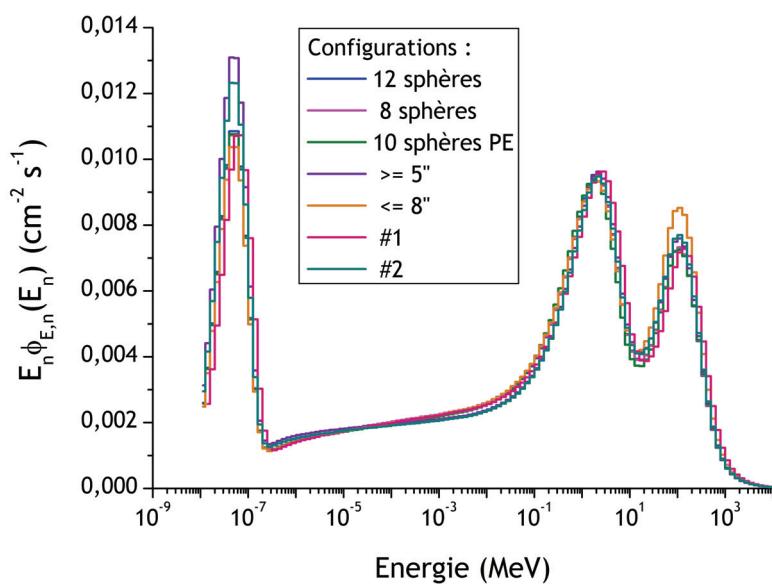


Figure 68 - Spectres obtenus avec GRAVEL à partir de différentes conditions expérimentales où le nombre de sphères considérées dans la procédure de déconvolution varie.

Dans tous les cas, nous avons considéré au moins sept sphères de Bonner. On ne remarque quasiment aucune différence dans les trois premiers cas avec l'intégralité des 12 sphères, 8 sphères équitablement réparties et seulement les 10 sphères conventionnelles en polyéthylène. Si on considère uniquement les grosses sphères et celles étendues aux

hautes énergies, le spectre est identique aux précédents sauf le domaine des neutrons thermiques largement surestimé (+18 %). Au contraire, lorsque nous considérons uniquement les plus petites sphères, il s'agit du domaine des neutrons de cascade qui est alors surestimé (+13 %) par rapport aux autres configurations. Enfin, dans l'éventualité d'une utilisation multi-site du spectromètre HERMEIS, nous avons choisis deux configurations permettant de dédoubler le système avec les sphères à disposition. L'absence de la sphère de 3" dans la Configuration #2 est à l'origine de la différence observée dans la partie des neutrons thermiques (+15 %). Sinon le reste du spectre est quasiment identique pour les deux configurations. Il faudra donc envisager une correction de l'amplitude des neutrons thermiques ou utiliser une seconde sphère de 3" lors d'une utilisation multi-site du système HERMEIS. A l'heure actuelle, HERMEIS est opérationnel de manière continue avec la configuration à 8 sphères du Tableau 37.

III.3.3 Incertitudes

III.3.3.a Effets du pas de temps d'intégration

Depuis que le spectromètre est en activité au Pic du Midi (mai 2011), les taux de comptage $M_{d,brut}^i$ sont enregistrés toutes les 5 minutes et il est alors possible de calculer le taux de comptage moyen pendant une période t_{int} choisie selon l'*Équation 68* de la Section III.3.1.b. Ici, nous considérerons les taux de comptage obtenus pendant le mois de juin 2011. L'objectif de cette section est d'étudier les effets du pas de temps d'intégration sur les incertitudes des débits de fluence intégraux obtenus après la procédure de déconvolution. Le choix d'une campagne de mesures s'étalant sur le mois de juin permet d'avoir une période assez longue laissant le choix pour différents pas de temps et assez courte pour minimiser les variabilités dues à l'environnement local (il n'y a plus de neige au Pic du Midi en juin, cf. Chapitre IV). Cette étude est également publiée [*Cheminet et al.*, 2012].

Nous avons choisi de calculer les taux de comptage $M_d^{t_{int}}$ avec six pas de temps d'intégration différents : 0,5 h, 1 h, 2 h, 6 h, 12 h et enfin 24 h. En conséquence, nous avons obtenu N_k spectres sur le mois de juin selon la période d'intégration considérée (respectivement 1414, 707, 353, 117, 58 et 29). Tous les spectres ont été obtenus avec la procédure automatisée d'appel du code GRAVEL (avec les paramètres de déconvolution explicités dans la partie précédente sur les études de sensibilité).

Les débits de fluence intégraux sur un domaine d'énergie D (*tot*, *th*, *eth*, *ev* et *cas*) sont calculés à l'instant t_k pour un pas de temps d'intégration t_{int} en suivant la relation $\dot{\phi}_D(t_k, t_{int}) = \int_D \dot{\phi}_{E,n}(t_k, t_{int})$. L'évolution temporelle des débits de fluence totaux est présentée sur le Figure 69 (gauche) pour deux pas de temps distincts (0,5 h et 24 h).

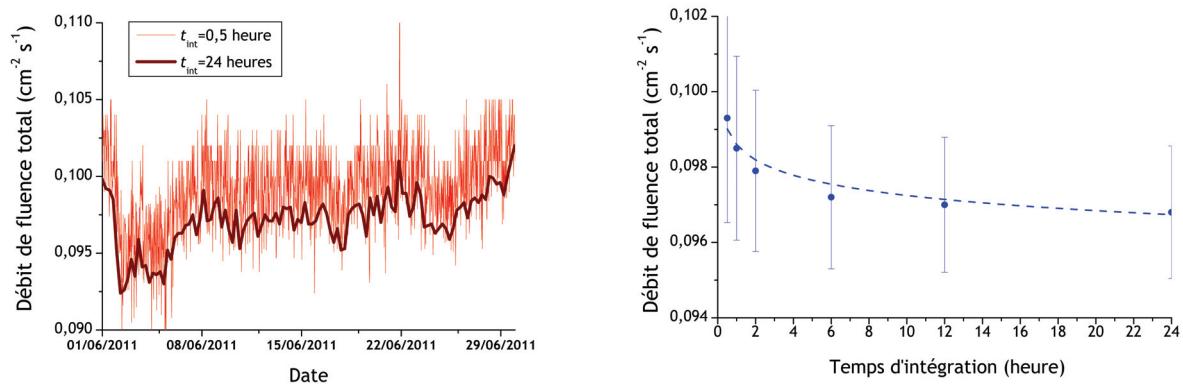


Figure 69 - A gauche, évolution temporelle du débit de fluence neutronique total mesuré par HERMEIS durant le mois de juin 2011 avec des pas de temps d'intégration égaux à 0,5 h et 24 h lors de la procédure de déconvolution. A droite, débits de fluence moyen et totaux sur le mois de juin 2011 et leur écart-type associé en fonction du pas de temps d'intégration (jusqu'à 24 h).

Ensuite, des grandeurs statistiques (espérances et variances) sont déduites de ces séries de données fluctuantes grâce à *Équation 72*. Le débit de fluence total décroît légèrement (un peu moins de 3 % de variation) avec le pas de temps d'intégration comme le montre la Figure 69 (droite) à cause d'effets imputés à la déconvolution.

$$\begin{cases} \bar{\phi}_D(t_{\text{int}}) = \left[\sum_{k=1}^{N_k} \dot{\phi}_D(t_k, t_{\text{int}}) \right] / N_k \\ \sigma_D^2(t_{\text{int}}) = \left[\sum_{k=1}^{N_k} (\dot{\phi}_D(t_k, t_{\text{int}}) - \bar{\phi}_D(t_{\text{int}}))^2 \right] / N_k \end{cases} \quad \text{Équation 72}$$

Pendant ce temps, l'incertitude statistique associée a seulement été réduite de 2,8 % pour une demi-heure d'intégration à 1,8 % pour 24 h tandis que l'incertitude statistique associée aux comptages (suivant une loi de Poisson) a été diminuée d'un facteur $(24/0,5)^{1/2}=7$ (voir la Figure 70 de droite). De plus, quel que soit le temps d'intégration, la distribution des N_k débits de fluences calculés avec GRAVEL peut être raisonnablement ajustée par une distribution normale de paramètre $\bar{\phi}_D(t_{\text{int}})$ pour l'espérance et $\sigma_D^2(t_{\text{int}})$ pour la variance comme l'illustrent les histogrammes de gauche dans la Figure 70.

A propos des autres domaines d'énergie, il peut être observé que les écarts-type relatifs associés aux débits de fluence du domaine sont plus importants dans le cas des neutrons thermiques et épithermiques (cf. Figure 70 de droite). Ce comportement est en partie expliqué par le fait que les neutrons de faibles énergies ($< 0,1 \text{ MeV}$) sont plus sensibles aux changements de l'environnement local comme nous allons le voir dans le Chapitre IV. Plus de fluctuations sont donc observées et par conséquent la variance déduite par l'approche statistique est plus importante. Finalement la principale conclusion de cette étude est qu'un pas de temps d'intégration de 12 h (nécessaire pour obtenir une incertitude statistique associée aux comptages de 1 %) n'est pas forcément nécessaire pour

atteindre des incertitudes satisfaisantes. Par conséquent, une dynamique de 1 h peut être envisagée au Pic du Midi pour étudier les variabilités de l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique sur une échelle de temps brève, comme peut l'être celle associée à la manifestation d'une ECM dirigée vers la Terre se traduisant par une décroissance Forbush de quelques heures (cf. Chapitre I et Chapitre V).

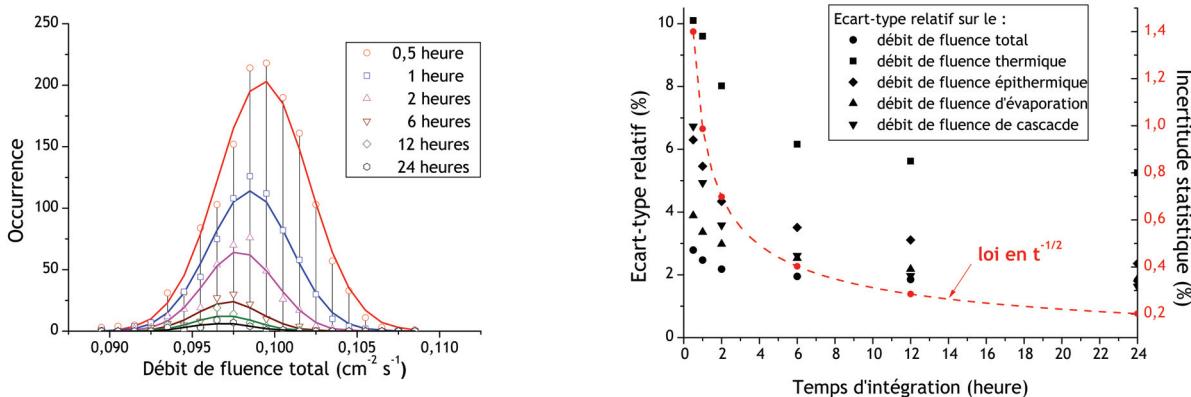


Figure 70 - A gauche, histogrammes des données en fonction du temps d'intégration, ajusté par des courbes gaussiennes. A droite, l'axe de gauche des ordonnées représente l'écart-type $\sigma_D(t_{\text{int}})$. L'axe de droite représente l'incertitude statistique globale des comptages corrigés des sphères de Bonner,

égal à $\left[t_{\text{int}} \sum_{i=1}^{N_{\text{int}}} \sum_{d=1}^{n_D} M_{d,corr}^i \right]^{-0,5}$. L'effet du pas de temps d'intégration sur ces deux grandeurs est

visualisé sur ce graphique pour tous les domaines énergétiques du spectre neutronique

III.3.3.b Contributions des réponses et Enveloppe

Nous pouvons désormais quantifier l'incertitude globale sur l'obtention d'un spectre via la méthode développée tout au long de ce Chapitre en tenant compte des différents domaines énergétiques. Nous pouvons trouver deux contributions majeures à l'incertitude associée au spectre. Tout d'abord une contribution systématique, qui dépend notamment du calcul des réponses en fluence lors des simulations Monte Carlo (charge en hélium 3, densité du polyéthylène, isotropie des sphères et l'aspect statistique inhérent à ce genre de simulations), du modèle à haute énergie choisi (parmi les cinq matrices disponibles) et enfin de la considération ou non des particules chargées secondaires (protons et muons). La seconde source d'incertitude est celle d'origine statistique avec les fluctuations temporelles et le choix du pas de temps d'intégration détaillé dans la Section précédente.

Pour quantifier ces incertitudes, nous allons rappeler les différentes contributions en fonction du domaine énergétique. Dans le Chapitre II, l'incertitude sur le calcul des fonctions de réponse (hors choix du modèle de spallation) a été estimée à 5 % environ pour l'ensemble des sphères sur l'ensemble du domaine d'énergie de manière à être conservatif. Le choix du modèle induit des variations à l'issue de la déconvolution allant jusqu'à 18 % à l'installation CERF et 25 % au Pic du Midi dans le cas extrême pour les neutrons supérieurs à 20 MeV. Le choix de considérer la contribution des particules chargées secondaires induit également une variation de -20 % dans le domaine de cascade.

Donc, si l'on considère le modèle MCNPX-CEM comme celui de référence, il en vient une enveloppe de $\pm 20\%$ autour du pic de cascade obtenu par déconvolution avec ce modèle sans considérer les particules secondaires chargées (les 5 % d'incertitudes Monte Carlo sont négligeables dans la combinaison quadratique des deux sources d'erreur). De plus, le pic de cascade fluctue assez peu temporellement (écart-type inférieur à 3% pour un pas de temps de 6 h) et donc cet aspect est aussi négligé.

Pour les autres domaines énergétiques (neutrons d'énergies inférieures à 20 MeV), nous déduisons l'enveloppe de la combinaison quadratique de l'incertitude Monte Carlo et de l'écart-type déduit des fluctuations statistiques. Ainsi pour 6 h d'intégration, les incertitudes relatives liées aux fluctuations sont respectivement de 6 %, 4 % et 3 % pour les régions thermiques, épithermiques et d'évaporation. Par combinaison quadratique avec les 5 % d'incertitudes Monte Carlo, on obtient des enveloppes à $\pm 8\%$, $\pm 6\%$ et $\pm 6\%$. La Figure 71 présente le spectre du Pic du Midi pour 6 h d'intégration (avec la déconvolution dans les conditions de référence : 500 itérations, paramètre de χ^2 à 1,1, spectre a priori fourni par EXPACS et matrice de réponses MCNPX-CEM) et ses enveloppes minimales et maximales définies par le calcul des incertitudes.

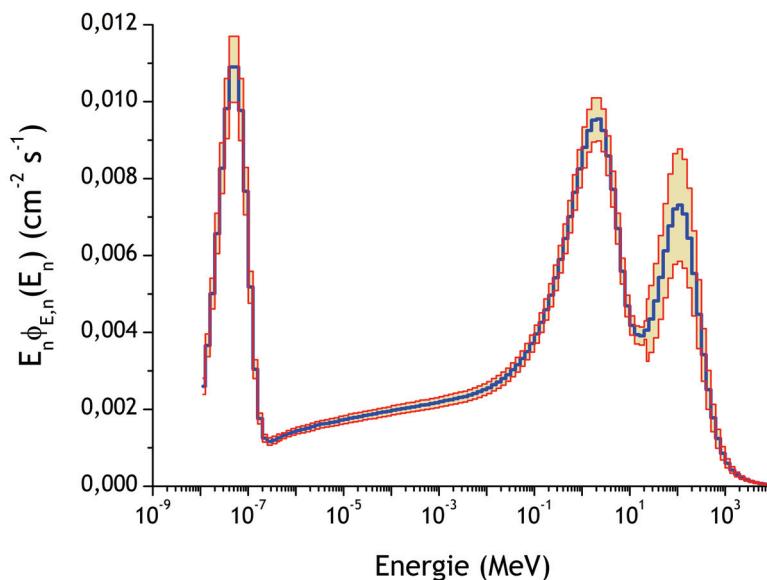


Figure 71 - Spectre obtenu au Pic du Midi dans les conditions de déconvolution (en bleu) et enveloppe (rouge) d'incertitudes déterminée à partir des contributions des modèles des réponses, des particules chargées secondaires et des fluctuations statistiques.

L'incertitude sur le débit de fluence total se déduit par la pondération par le nombre de neutrons de chacun des domaines d'énergie avec l'incertitude associée. Le spectre au Pic du Midi est composé de 17 % de neutrons thermiques, 29 % de neutrons épithermiques, 34 % de neutrons d'évaporation et 20 % de neutrons de cascade, ce qui porte l'incertitude globale à $0,17 \times 0,08 + 0,29 \times 0,06 + 0,34 \times 0,06 + 0,20 \times 0,20 = 0,091$. L'incertitude sur le débit de

fluence total est donc inférieure à 10 % ce qui est très satisfaisant au vu de toutes les hypothèses considérées.

III.3.4 Bilan sur la dynamique et critique

Nous établissons ici une synthèse des études menées dans la seconde partie de ce Chapitre. Afin de permettre les mesures en continu à long terme, il a fallu choisir les paramètres d'acquisition et d'analyse des données de façon à s'assurer que les spectres obtenus sont les plus fidèles possibles. Compte tenu de l'électronique d'acquisition disponible, huit chaines d'acquisition fonctionnent en parallèle. Nous avons déterminé que la meilleure configuration pour reproduire les spectres neutroniques à 12 sphères était la suivante : 3", 4", 5", 7", 10", 12", 8"+W et 9"+Pb. Ensuite concernant le traitement des effets de la pression atmosphérique, une correction exponentielle avec une pression de référence p_0 à 725 hPa et un facteur barométrique β à 0,71 % hPa⁻¹ conviennent très bien. Par rapport au pas de temps d'intégration, un bon compromis est trouvé entre la dynamique et les incertitudes avec t_{int} choisi à 1 h. Enfin, la déconvolution avec GRAVEL (500 itérations, paramètre de χ^2 à 1,1, spectre a priori fourni par EXPACS et matrice de réponses MCNPX-CEM et sans considérer les particules secondaires chargées) donnent des résultats très satisfaisants.

Concernant le choix de la configuration, une remarque peut être soulignée quant à la réelle nécessité des sphères étendues aux hautes énergies. En effet, un spectre acceptable peut être reconstruit sans ces dernières en partant d'un spectre a priori fourni par EXPACS. Pour étayer ceci, nous avons prévu d'effectuer une campagne de mesures avec une sphère de Bonner de 16" pendant l'été 2013 dont la réponse a été calculée avec GEANT4. Nous comptons ainsi vérifier s'il est possible ou non de reconstruire les pics de hautes énergies avec cette sphère en partant d'un spectre plat pour la déconvolution. Auquel cas, cette sphère de 16" serait plus adéquate pour fournir une information spectrale que les sphères à coquilles métalliques qui profitent toutefois de leur taux de comptage élevé pour justifier de leur utilité (surtout en comparaison des grosses sphères conventionnelles).

CHAPITRE IV. MESURES A LONG TERME DE L'ENVIRONNEMENT RADIATIF NATUREL NEUTRONIQUE

IV.1 Dynamique temporelle sur cinq mois d'acquisition et comparaison avec les Moniteurs à Neutrons

La mise en activité du système HERMEIS au sommet du Pic du Midi de Bigorre constituait une étape majeure dans le développement d'une plateforme opérationnelle de caractérisation de l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique et de sa dynamique. Dans les Chapitres II et III, les performances du système HERMEIS en termes de reconstruction du spectre des neutrons atmosphériques (réponses en fluence validées, déconvolution, spectres à différentes altitudes) et de mesures environnementales en continu (méthodologie d'analyse et incertitudes) ont été démontrées. L'objectif de la première partie de ce Chapitre est de valider la dynamique obtenue après cinq mois de mesures par comparaison avec les données fournies par un autre système de mesures bien connu : le réseau de Moniteurs à Neutrons. Nous présenterons tout d'abord le principe des Moniteurs à Neutrons (déjà mentionnés dans le Chapitre I) puis la démarche de l'étude qui consiste à calculer le taux de comptage que mesurerait un Moniteur à Neutrons s'il était dans les conditions expérimentales du Pic du Midi et ce grâce aux spectres neutroniques mesurés avec HERMEIS. Enfin, nous comparerons l'évolution de ce taux de comptage déduit avec les taux de comptage donnés par le Moniteur à Neutrons de Jungfraujoch (Suisse) rapportés aux mêmes conditions. Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'une publication [*Cheminet et al., 2013a*].

IV.1.1 Présentation des Moniteurs à Neutrons

Les Moniteurs à Neutrons (NMs) sont largement utilisés à travers le monde pour mesurer des taux de comptage induits par les particules secondaires issues du RCG au niveau du sol ; essentiellement des neutrons comme leur nom l'indique mais aussi des protons et des muons dans une moindre mesure. Ces instruments dédiés à l'observation des rayons cosmiques de manière routinière dans le cadre de la Météorologie de l'Espace peuvent détecter avec une efficacité suffisante les composantes des radiations atmosphériques au niveau du sol, générées par des particules relativistes du RCG dont l'énergie cinétique dépasse les 450 MeV/nucléon. La contribution estimée des neutrons atmosphériques au taux de comptage total de l'instrument s'élève à 95 %. Les protons, muons et pions chargés se partage les 5 % restants avec une majorité imputée aux protons avec environ 3,5 % [*Pioch et al., 2011*]. A la différence d'un spectromètre à neutrons, les taux de comptage déduits des mesures avec les NMs fournissent seulement une information

sur les variations relatives de l'intensité intégrale du rayonnement cosmique et aucune information spectrale ne peut être déduite.

En analysant de manière simultanée les taux de comptages de NMs situés à différentes altitudes et latitudes géomagnétiques (c'est-à-dire différentes rigidités de coupure géomagnétique), des informations sur le spectre primaire des RCG ainsi que sur la distribution angulaire et l'évolution temporelle des particules à l'entrée de la magnétosphère terrestre peuvent être obtenues. Un réseau global de NM est à l'heure actuelle et depuis les années 1950 le seul outil disponible capable de déduire des informations sur le spectre relativiste des protons solaires à l'origine de GLE et les mécanismes d'accélération associés sur une gamme de rigidité de 1 GV à 17 GV. La Figure 72 présente la localisation géographique et les rigidités de coupure associées de toutes stations de NMs recensées (pas forcément encore en activité). Les données des stations NMs sont accessibles via des bases de données disponibles en ligne. Nous utiliserons dans ces travaux la récente base de données européenne NMDB (Neutron Monitor Data Base) qui centralise 28 stations NMs de 16 instituts européens quasiment en temps réel, avec une résolution temporelle maximale de l'ordre de la minute et sur des rigidités de coupure allant de 0 GV à 10,75 GV.

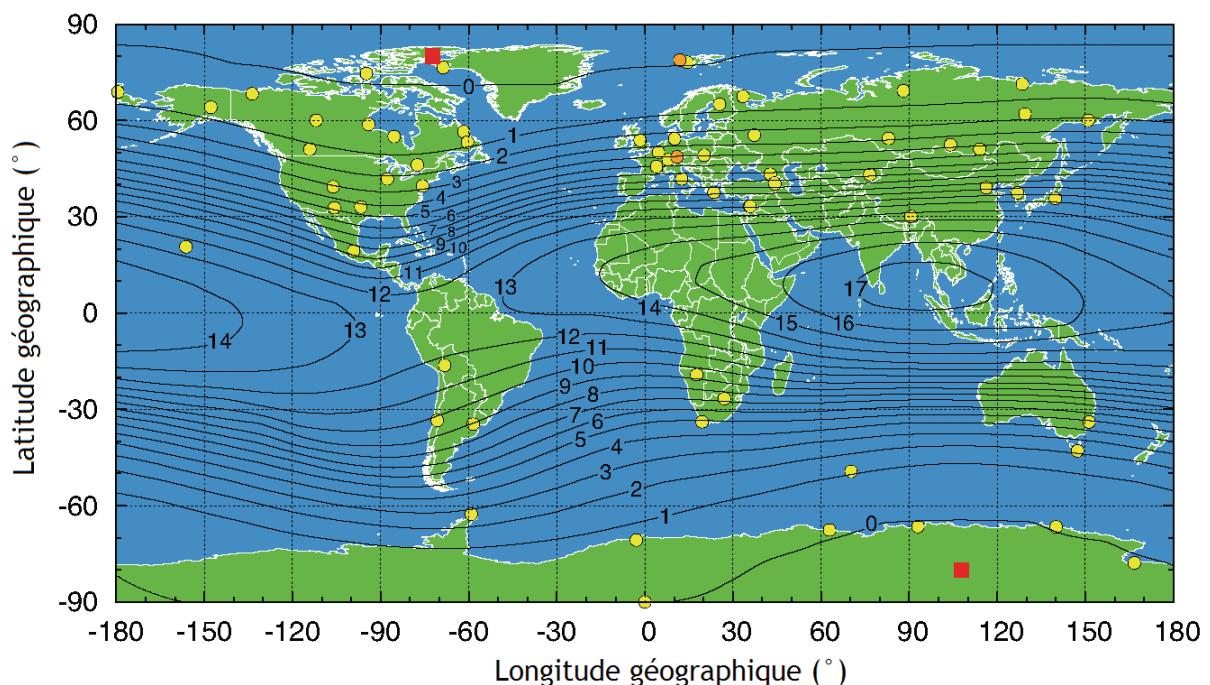


Figure 72 - Mappemonde représentant les positions géographiques de plusieurs NMs en activité ou dont les données sont encore disponibles. Les isolignes noires indiquent les valeurs des rigidités de coupure verticale géomagnétique à chaque coordonnée. D'après [Pioch, 2012].

Les NMs ne fournissent que des taux de comptage contrairement à HERMEIS mais la précision statistique de ces derniers est beaucoup plus importante du fait de leur efficacité accrue. En effet, une unité élémentaire d'un moniteur à neutrons (6-NM64) est de conception standardisée alors qu'initialement deux types de détecteurs étaient en

opération (IGY et NM-64). Une unité standardisée, développée dans les années 1960 et toujours fréquemment utilisée, consiste en l'assemblage de six compteurs proportionnels en forme de tubes remplis de BF_3 . Ces tubes sont alignés horizontalement en rangée et entourés d'un cylindre « modérateur » fait de polyéthylène. Ces derniers sont insérés dans une quantité importante de plomb (appelé « convertisseur », comme pour les sphères de Bonner étendues au domaine des hautes énergies). Enfin, les parois externes du moniteur appelées « réflecteur » et également faites en polyéthylène (parfois en bois ou paraffine). Une description détaillée des moniteurs à neutrons de type standard NM-64 est donnée dans la littérature [Hatton and Carmichael, 1964 ; Hatton, 1971]. Le schéma de gauche de la Figure 73 représente une unité à 3 tubes de ce type de NMs.

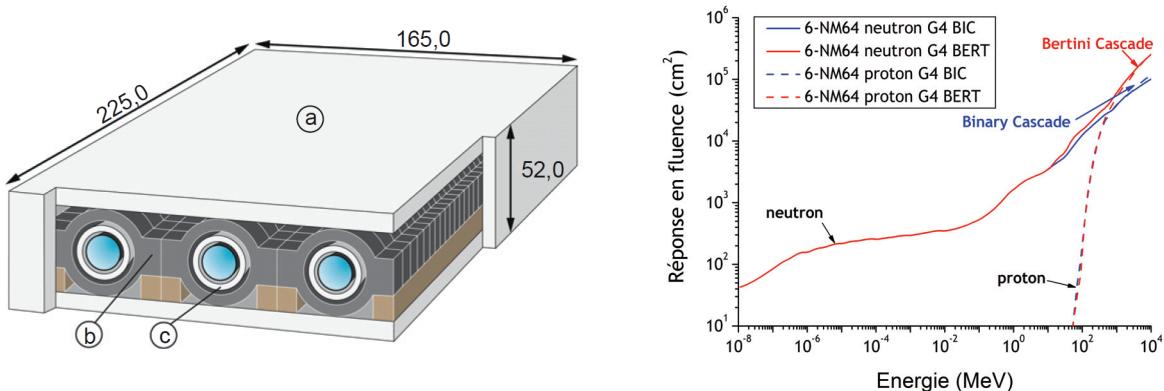


Figure 73 - A gauche, schéma d'une unité à 3 tubes du NM64 (les dimensions sont fournies en cm) : (a) réflecteur en polyéthylène (PE), (b) convertisseur en plomb et (c) modérateur interne en PE. Pour les calculs des réponses avec GEANT4, deux unités similaires sont modélisées l'une à côté de l'autre. A droite, réponses en fluence aux protons et aux neutrons d'un 6- NM64 avec deux modèles GEANT4 de cascades intranucléaires : BIC en bleu et BERT en rouge. Les réponses aux protons et aux neutrons sont quasiment identiques pour des énergies supérieures à 500 MeV. D'après [Pioch, 2011].

Pioch et al. (2011) ont calculé les réponses en fluence $R_{NM}^n(E_n)$ et $R_{NM}^p(E_p)$ d'un moniteur de type NM-64 respectivement aux neutrons et aux protons en utilisant l'outil GEANT4. Ces réponses en fluence ont exactement les mêmes définitions que celles présentées pour les sphères de Bonner dans le Chapitre II (nombre de coups détectés par unité de fluence). Les résultats sont présentés sur le graphique de droite de la Figure 73 et possèdent une allure similaire aux réponses en fluence hadronique d'une sphère de Bonner étendues aux hautes énergies (particulièrement la ^{90}Pb , le convertisseur étant de même nature). Pour les calculs, les deux modèles habituels pour traiter la fragmentation nucléaire au sein du matériau convertisseur et décrire le transport des hadrons pour des énergies supérieures à 20 MeV. Il s'agit des modèles G4-BIC (Binary Intranuclear Cascade) et G4-Bert (Bertini model). Ces réponses seront essentielles dans la suite de l'étude afin d'estimer le taux de comptage qu'aurait tel NM au Pic du Midi, pour comparaison avec les données du spectromètre HERMEIS.

IV.1.2 Démarche de l'étude

Cette étude expérimentale couvre une période de 5 mois allant du 1^{er} Juin 2011 au 31 Octobre 2011 (période sans neige au Pic du Midi). Nous rappelons que les données brutes envoyées par HERMEIS depuis le Pic du Midi consistent en une série de comptages pendant une durée d'acquisition de 5 minutes. Ces données sont rapportées à la même pression atmosphérique de référence égale à 725 hPa. Enfin, un pas de temps d'intégration est choisi pour déterminer la fréquence d'obtention de spectres par déconvolution. A la fin du Chapitre III, nous avons établi la configuration optimale et expérimentale du spectre HERMEIS compte tenu des chaines d'acquisition à disposition au nombre de huit. Huit sphères de Bonner ont donc été choisies de façon à minimiser le recouvrement des réponses et maximiser la gamme d'énergie couverte par ces dernières. Ainsi, la configuration d'étude est la suivante : six sphères de Bonner conventionnelles (3", 4", 5", 7", 10" et 12") et deux sphères étendues (8"+W et 9"+Pb). Nous avons opté pour une période d'intégration de 1 h, ce qui représente 3598 spectres couvrant la période d'acquisition ; les comptages étant automatiquement déconvolus via la routine appelant le code GRAVEL. Les réponses en fluence du spectromètre utilisées pour la déconvolution sont les réponses basées sur le modèle CEM03.03 du code MCNPX et le spectre a priori est calculé par EXPACS de façon à prendre en compte l'état de l'activité solaire pendant le second semestre 2011.

Ensuite, les valeurs intégrales $\dot{\phi}_{tot}(t)$ et $\dot{\phi}_{SEE}(t)$ ont été déduites de la fluence spectrale neutronique $\dot{\phi}_E^n(E, t)$ à chaque instant t en intégrant selon l'*Équation 73*. respectivement sur tout le domaine d'énergie pour le débit de fluence total, et en considérant uniquement les neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV pour le flux dit SEE (Single Event Upset) traduisant la quantité de neutrons atmosphériques par unité de surface susceptibles d'induire des aléas logiques et des effets singuliers dans les composants microélectroniques (cf. Annexe B).

$$\begin{cases} \dot{\phi}_{tot}(t) = \int_{1\text{ meV}}^{10\text{ GeV}} \dot{\phi}_E^n(E, t) dE \\ \dot{\phi}_{SEE}(t) = \int_{1\text{ MeV}}^{10\text{ GeV}} \dot{\phi}_E^n(E, t) dE \end{cases} \quad \text{Équation 73}$$

Les débits de fluence intégraux $\dot{\phi}_{tot}(t)$ et $\dot{\phi}_{SEE}(t)$ sont montrés sur la Figure 74 avec une résolution temporelle d'une heure. On remarque que le flux total, sans considérer les fluctuations statistiques, varie de $9,5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à $1,07 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui représente une variation de 12 %. Le flux SEE est plus stationnaire avec une valeur moyenne déduite à $4,1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. L'écart-type associé est estimé à $1,6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce dernier flux est moins fluctuant que le flux total parce que tous les neutrons d'énergie inférieure à 1 MeV

ne sont pas pris en compte. En fait, il est connu que ces neutrons principalement thermiques et épithermiques sont responsables des variations observées dans le flux total car ces neutrons sont modulés par les effets environnents et les changements locaux comme nous allons le démontrer dans la suite de ce Chapitre. L'atmosphère est très changeante durant une période de 5 mois, il est donc évident que le flux total de neutrons ne sera pas constant pendant la durée de la campagne de mesure.

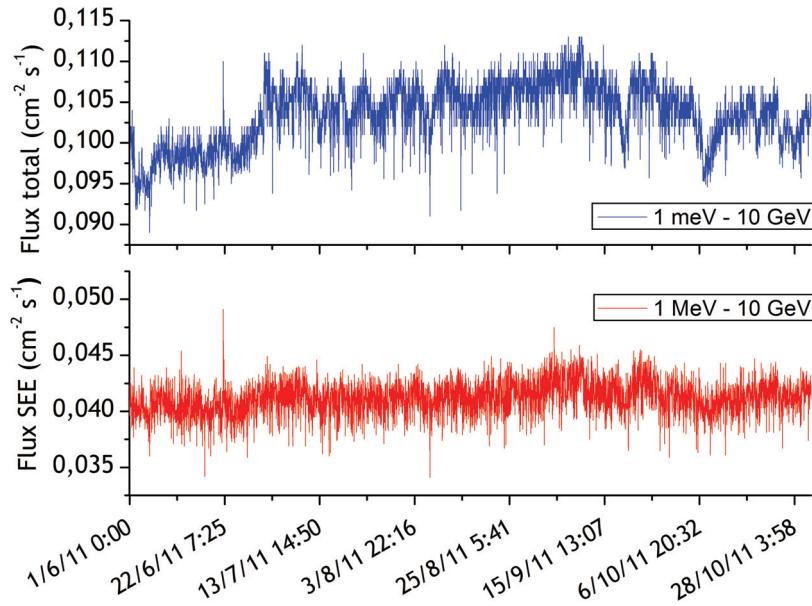


Figure 74 - Flux intégraux au Pic du Midi depuis Juin jusqu'à octobre 2011. La courbe supérieure représente le flux intégré entre 1 meV et 10 GeV tandis que la courbe inférieure représente le flux SEE pour les neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV.

Pour s'assurer que ces débits de fluence donnés par HERMEIS et donc la distribution en énergie issue de la déconvolution sont corrects, une étude comparative avec les Moniteur à Neutrons est présentée ici. Treize Moniteurs à Neutrons ont été sélectionnés parmi la liste de tous les Moniteurs à Neutrons disponibles sur le réseau NMDB afin de couvrir une large gamme d'altitude et de latitudes géomagnétiques. Les principales caractéristiques de ces NMs sont données dans le Tableau 38.

Tableau 38 -Caractéristiques des Moniteurs à Neutrons sélectionnés-

Moniteur à Neutrons	Lieu	Altitude Z (m)	Rigidité R (GV)
NRLK	Norilsk-Russie	Niveau de la mer	0,63
KIEL	Kiel-Allemagne	54	2,36
ROME	Rome-Italie	60	6,27
APTY	Apatity-Russie	181	0,65
MCRL	Troitsk-Russie	200	2,43
MOSC	Moscou-Russie	200	2,43
MGDN	Magana-Russie	220	2,09
ATHN	Athènes-Grèce	260	8,53
BKSN	Baksan-Russie	1700	5,60
IRK2	Irkoutsk-Russie	2000	3,64
LMKS	Lomnický-Slovaquie	2634	3,84
AATB	Almaty-Kazakhstan	3340	6,69
JUNG1	Jungfraujoch-Suisse	3475	4,50

Ensuite, les taux de comptage $\overline{M}_{X-NM64}(Z, R)$ sont fournis par NMDB et moyennés sur une heure d'acquisition après correction des effets de la pression atmosphérique et de l'efficacité pour les 13 NMs. Ces taux de comptage dépendent de l'altitude Z , de la rigidité de coupure géomagnétique R et du nombre X d'unités élémentaires NM-64 (un tube de BF_3). Pour étudier la dépendance en fonction de l'altitude, les taux de comptage ont été homogénéisés aux mêmes conditions (rigidité au Pic du Midi égale 5,6 GV et pour un nombre $X = 6$ d'unités considérées pour les calculs de la réponse en fluence du Moniteur à Neutrons avec GEANT4).

Tableau 39 -Taux de comptage des Moniteurs à Neutrons-

Moniteur à Neutrons	$\overline{M}_{X-NM64}(Z, R)$	$f(R)$	X	$\overline{M}_{6-NM64}(Z)$
NRLK	132 s ⁻¹	1,25	18	35 s ⁻¹
KIEL	168 s ⁻¹	1,19	18	47 s ⁻¹
ROME	152 s ⁻¹	0,95	20	48 s ⁻¹
APTY	172 s ⁻¹	1,25	18	46 s ⁻¹
MCRL	52 s ⁻¹	1,19	6	44 s ⁻¹
MOSC	240 s ⁻¹	1,19	24	50 s ⁻¹
MGDN	176 s ⁻¹	1,21	18	49 s ⁻¹
ATHN	56 s ⁻¹	0,81	6	69 s ⁻¹
BKSN	108 s ⁻¹	1,00	6	108 s ⁻¹
IRK2	460 s ⁻¹	1,13	12	204 s ⁻¹
LMKS	450 s ⁻¹	1,12	8	302 s ⁻¹
AATB	1405 s ⁻¹	0,92	18	509 s ⁻¹
JUNG1	372 s ⁻¹	1,08	3	691 s ⁻¹

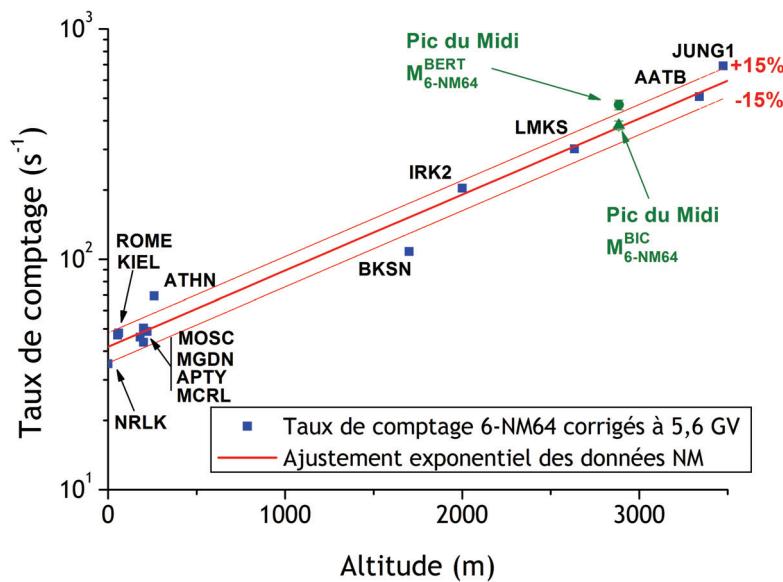


Figure 75 - Variation avec l'altitude des taux de comptage des Moniteurs à Neutrons. Une loi exponentielle peut s'ajuster avec un bon accord. Une enveloppe de ±15 % est aussi représentée pour surligner les incertitudes sur la détermination de l'altitude. Les taux de comptage équivalents au Pic du Midi (points verts) sont donnés pour les modèles GEANT4 Bert et BIC déduits de l'Équation 75.

L'Équation 74 donne les comptages homogénéisés. Le facteur de correction $f(R)$ à la rigidité de coupure géomagnétique R est déduit de calculs avec EXPACS et défini

comme étant le ratio suivant $\dot{\phi}_{tot}(R)/\dot{\phi}_{tot}(5,6\text{ GV})$ où les débits de fluence totaux sont issus de l'intégration sur tout le domaine d'énergie des débits de fluence spectrale estimés avec EXPACS à 2885 m d'altitude et pour le second semestre de 2011.

$$\overline{M_{6-NM64}}(Z) = \overline{M_{X-NM64}}(Z, R) \times (6/X) \times f(R) \quad \text{Équation 74}$$

Tous les taux de comptage finaux ont été utilisés pour élaborer le nuage de points visibles sur la Figure 75 et répertoriés dans le Tableau 39. L'objectif de l'analyse est d'estimer le taux de comptage d'un Moniteur à Neutrons de type 6-NM64 s'il était positionné au Pic du Midi en lieu et place du spectromètre HERMEIS. L'Équation 75 est déduite de l'interpolation exponentielle des données en fonction de l'altitude. Le coefficient α est de $7,6 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ (coefficient linéaire de la droite visible sur la Figure 75).

$$\overline{M_{6-NM64}}(2885\text{ m}) = \overline{M_{6-NM64}}(Z) \times \exp[-\alpha(Z - 2885)] \quad \text{Équation 75}$$

Avec l'Équation 75, il est possible de reporter les taux de comptage en fonction du temps aux conditions expérimentales du Pic du Midi depuis n'importe quel Moniteur à Neutrons du réseau NMDB utilisé jusqu'à lors.

IV.1.3 Résultats et comparaison avec HERMEIS

Nous présentons ici, sur la Figure 76, les taux de comptage mesurés par la station de Jungfraujoch après normalisation à +2885 m en utilisant l'Équation 75. Ces derniers sont ensuite tracés en rouge en fonction du temps avec une résolution temporelle d'une heure sur la même période de cinq mois que celle mentionnée précédemment.

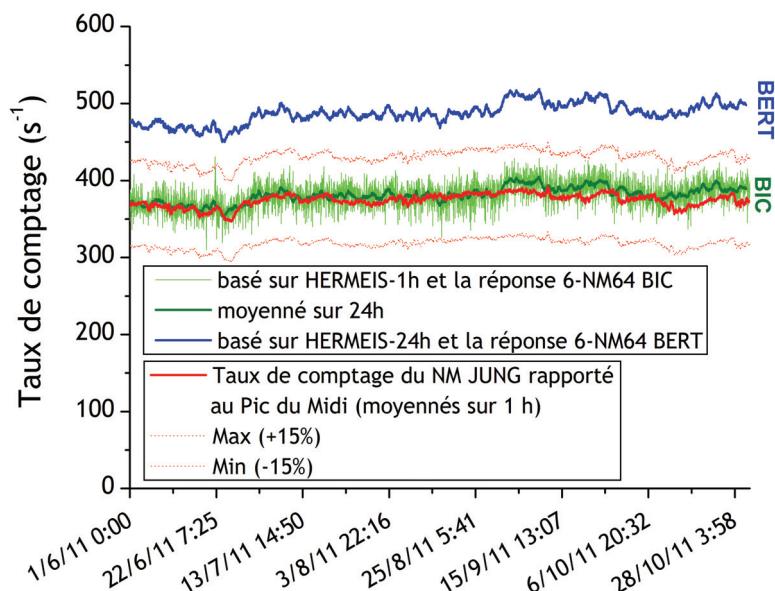


Figure 76 - Taux de comptage absolus (moyennés sur une heure) avec une enveloppe de $\pm 15\%$ mesurés par le Moniteur à Neutrons 6-NM64 de Jungfraujoch et reportés aux conditions du Pic du Midi (5,6 GV et +2885 m) et taux de comptage absolus (une heure et 24 heures) basés sur les mesures du spectromètre HERMEIS au Pic du Midi entre Juin et Octobre 2011 et les calculs GEANT4 des réponses en fluence des Moniteurs à Neutrons avec les modèles de cascade BIC et BERT.

Il est ainsi possible de comparer ces taux de comptage $M_{6-NM64}^{JUNG}(t)$ aux taux de comptage $M_{6-NM64}^{\text{modèle}}(t)$. Ces derniers sont obtenus en convoluant les réponses en fluence $R_{NM,n}^{\text{modèle}}(E_n)$ et $R_{NM,p}^{\text{modèle}}(E_p)$ du Moniteur à Neutrons 6-NM64 (voir Figure 73 où le modèle GEANT4 est soit BIC, soit BERT) avec le débit de fluence spectrale neutronique déduit des mesures avec HERMEIS $\dot{\phi}_{E,n}(E, t)$ et protonique $\dot{\phi}_{E,p}(E, t)$ calculé avec EXPACS selon l'Équation 76.

$$M_{6-NM64}^{\text{modèle}} = \int R_{NM,n}^{\text{modèle}}(E_n) \dot{\phi}_{E,n}(E_n) dE_n + \int R_{NM,p}^{\text{modèle}}(E_p) \dot{\phi}_{E,p}(E_p) dE_p \quad \text{Équation 76}$$

Les contributions des protons aux taux de comptage totaux $M_{6-NM64}^{\text{modèle}}(t)$ sont respectivement estimées à 67 s^{-1} avec la réponse BIC et 97 s^{-1} avec le modèle BERT. Ces contributions semblent être surestimées. En effet, beaucoup de protons sont stoppés par les murs de la salle où HERMEIS est situé. Des études ont montré qu'un bon ordre de grandeur pour la proportion des comptages dus aux protons dans les comptages totaux est de 3,5 % (cf. Section IV.1.1). Naturellement, les nouveaux taux de comptage imputés aux protons en considérant cette hypothèse sont seulement de 14 s^{-1} et 20 s^{-1} pour les cas BIC et BERT respectivement.

La différence entre les taux de comptage totaux selon les deux modèles utilisés est de 27 %. Cette variation est beaucoup plus importante que la fluctuation statistique observée dans les deux cas. Ces fluctuations sont très faibles dans le cas des taux de comptage du Moniteur à Neutrons 6-NM64 de Jungfraujoch. En effet, les volumes de détection des tubes compteurs proportionnels des 6-NM64 sont beaucoup plus importants que ceux des détecteurs sphériques à l'intérieur des sphères de Bonner.

Enfin, un excellent accord est observé entre $M_{6-NM64}^{JUNG}(t)$ et $M_{6-NM64}^{\text{BIC}}(t)$ à la fois en amplitude ainsi qu'en variation temporelle (forme de la courbe d'évolution). L'amplitude plus importante (+27 %) pour $M_{6-NM64}^{\text{BERT}}(t)$ s'explique par la différence dans la réponse en fluence du 6-NM64 au-delà de 20 MeV selon le modèle utilisé lors des simulations GEANT4.

Il est possible de conclure depuis ce résultat que les spectres donnés par HERMEIS pendant la période de test sont cohérents. La dynamique offerte par ce spectromètre à neutrons permet de fournir des informations sur l'évolution temporelle de l'environnement neutronique au Pic du Midi, comparable aux Moniteurs à Neutrons avec en plus une information sur la distribution énergétique. La suite de ce Chapitre est donc consacrée à la présentation et à l'analyse des résultats sur du long terme après deux ans de mesures, en considérant les variations obtenues selon les domaines énergétiques du spectre des neutrons atmosphériques.

IV.2 Résultats après deux ans de mesures

Le spectromètre HERMEIS a été installé en Mai 2011 au sommet du Pic du Midi de Bigorre. La méthodologie d'analyse explicitée dans le Chapitre III a permis d'acquérir des données en continu pendant deux ans avec près de 95 % de disponibilité ; aucune panne n'étant intervenue durant cette période. La seconde section de ce Chapitre est dédiée à la présentation des résultats issus de cette campagne de mesures à long terme. Dans un premier temps, les taux de comptage de certaines sphères de Bonner sont présentés avant et après la prise en compte des effets de la pression atmosphérique. Ensuite, le flux total est obtenu en intégrant le débit de fluence spectrale à l'issue de la déconvolution avec GRAVEL. Nous nous intéresserons à la variation temporelle de cette grandeur intégrale avec différents pas de temps d'intégration (de 24 heures à 1 mois complet). Enfin, nous étudierons les variations et la dynamique du spectre en fonction des quatre grandes régions énergétiques. Ces variations sont essentiellement saisonnières et sinusoïdales. L'amplitude, la période et la pente de ces oscillations seront déterminées pour chaque domaine d'énergie et comparées avec des valeurs issues de la littérature. La présentation de ces résultats fait l'objet d'une partie d'un article [*Cheminet et al., 2013b*].

IV.2.1 Comptages des sphères de Bonner

Dans un premier temps, nous présentons l'évolution temporelle des taux de comptage corrigés des effets de la pression atmosphérique $M_d^{t_{\text{int}}}(t)$ et avec un pas de temps d'intégration t_{int} égal à 24 h (1 jour). Grâce à l'automatisation de la méthode de traitement préliminaire des données, les taux de comptage des huit sphères de Bonner en activité au Pic du Midi sont calculés pour plus de 600 instants s'étalant entre le 20 Mai 2011 et le 31 Mars 2013. La précision statistique est alors largement inférieure à 1 % même pour la sphère de 12" qui présente le taux de comptage le plus faible. Ces taux de comptage étant des données d'entrée lors de la procédure de déconvolution nécessaire pour déterminer les spectres neutroniques, il est important d'analyser leur évolution temporelle sur des durées aussi longues que celles impliquées lors de cette campagne de deux ans en altitude. La Figure 77 représente l'évolution temporelle des taux de comptage corrigés des sphères de Bonner conventionnelles de 3", 5", 12" et des deux sphères étendues au domaine des hautes énergies, la 8"+W et la 9"+Pb. Les données couvrent période considérée de deux ans quasiment de manière ininterrompue, à l'exception d'une phase de trois semaines environ durant l'été 2012 suite à une défaillance du PC d'acquisition. On constate également que durant les périodes d'été, le taux de comptage de la sphère de 3" connaît de brusques augmentations, également visibles à deux reprises sur l'évolution des taux de comptage de la sphère de 12". Ces variations sont imputées à des défaillances dans la chaîne d'acquisition électronique, probablement au niveau de

l'ensemble détecteur-préamplificateur de charges, lesquels sont très sensibles aux vibrations. Les conditions en été (température relativement élevée et air de montagne assez sec) contribuent plausiblement à ces écarts. Hormis ces soubresauts qui touchent essentiellement les sphères de 3" et 4", les taux de comptage des autres sphères sont très homogènes.

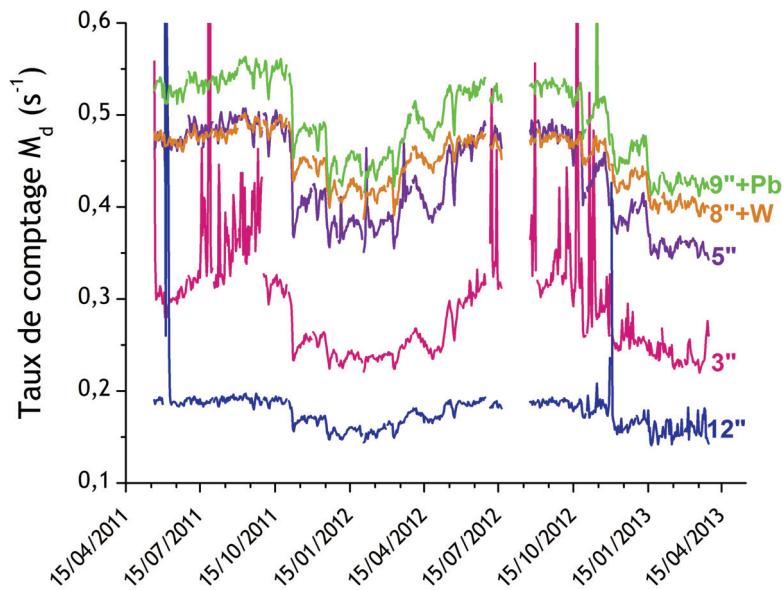


Figure 77 - Evolution temporelle sur deux ans des taux de comptages corrigés et intégrés sur 24 h des sphères de Bonner de 3'', 5'', 12'', 8''+W et 9''+Pb du système HERMEIS au Pic du Midi.

Concernant l'allure de l'évolution des taux de comptage, on observe pour chacune des sphères une évolution qui semble cyclique avec un creusement lors des périodes hivernales. L'amplitude de ce creusement en hiver (de début Novembre à début Mai) semble dépendre de la sphère considérée. Nous avons opté de tracer les évolutions d'une petite sphère (3'') plutôt sensible à la partie thermique du spectre des neutrons, d'une sphère intermédiaire présentant une réponse plate sur un large domaine énergétique de la centaine d'eV au MeV (5'') correspondant aux neutrons épithermiques, d'une grosse sphère (12'') sensibles aux neutrons autour du MeV (évaporation) et enfin des sphères étendues pour les neutrons de cascade de 20 MeV et plus. Le Tableau 40 répertorie quelques grandeurs d'intérêt pour ces sphères, à savoir, le taux de comptage moyen sur la période d'acquisition, le rapport entre les taux de comptage maximum et minimum observés durant ce laps de temps et l'écart relatif traduisant l'amplitude du creusement dans le taux de comptage en hiver. Les taux de comptage sont cohérents (les sphères étendues et ensuite la 5'' présentent les valeurs les plus élevées) par rapport aux données du Chapitre III. Les deux autres grandeurs du Tableau 40 mettent en évidence des différences notables entre les sphères de Bonner, ce qui confirmerait l'observation faite sur la Figure 77. Avec une variation relative de l'ordre de 44 %, la sphère de 3'' est la plus touchée tandis que les sphères de 12'', 8''+W et 9''+Pb, avec respectivement 31 %, 25 % et 30 % d'amplitude, sont moins affectées même si cette variation est tout de même considérable.

A un niveau intermédiaire se situe la sphère de 5" avec une variation relative de 38 %. Compte-tenu des sensibilités de chacune des sphères à une région propre du spectre neutronique, ces tendances permettraient de postuler que les différentes régions du spectre neutronique sont impactées en conséquence. La partie des neutrons thermiques étant la plus affectée et les autres régions (épithermique, évaporation et cascade) l'étant dans une moindre mesure.

Tableau 40 -Taux de comptage moyens et variations relatives obtenues au Pic du Midi-

Sphères :	3"	5"	12"	8"+W	9"+Pb
$\overline{M_d^{t_{\text{int}}}}$	0, 294 s ⁻¹	0,431 s ⁻¹	0,179 s ⁻¹	0,451 s ⁻¹	0,494 s ⁻¹
$M_d^{\text{MAX}} / M_d^{\text{MIN}}$	1,591*	1,478	1,397	1,297	1,367
$\frac{M_d^{\text{MAX}} - M_d^{\text{MIN}}}{M_d^{t_{\text{int}}}}$	44,2 %	38,1 %	31,2 %	25,4 %	30,1 %

*Compte-tenu des soubresauts dans les taux de comptage de la sphère de 3", la valeur MAX est prise égale à 0,35 s⁻¹.

Toutefois, les réponses de chacune des sphères sont assez étalées, et une proportion non négligeable du taux de comptage d'une sphère de Bonner est imputée aux neutrons des autres régions que celle précisément visée par la sphère en question. Ainsi, pour arriver à des conclusions quantitatives sur l'évolution temporelle des régions du spectre neutronique au cours du temps, il faut procéder à une étude détaillée de ce spectre à l'issue des déconvolutions. Ceci est l'objet des deux sections suivantes.

IV.2.2 Flux total en fonction du pas de temps

A partir des taux de comptage $M_d^{t_{\text{int}}}(t)$ obtenus cette fois avec un pas de temps t_{int} égal à 24 h (cf. Section IV.2.2), des déconvolutions avec le code GRAVEL ont permis d'obtenir les spectres neutroniques quotidiens. Pour compléter l'analyse et disposer de tendances plus globales quant à l'évolution du spectre au cours des saisons, la même démarche a été reproduite afin d'obtenir des spectres mensuels (t_{int} égal à 1 mois). L'évolution temporelle du débit de fluence total intégré sur tout le domaine en énergie $\dot{\phi}_{tot}(t, t_{\text{int}}) = \int \dot{\phi}_{E,n}(E, t, t_{\text{int}}) dE$ est tracée sur la Figure 78. Après deux ans, le flux total présente des oscillations sinusoïdales d'une période d'environ un an, traduisant des cycles été-hiver. L'été (Juillet-Août), le débit de fluence total atteint une valeur légèrement supérieure à 0,1 cm⁻²·s⁻¹ et l'hiver (Février-Mars), le débit de fluence total est atténué jusqu'à une valeur autour de 8,0×10⁻² cm⁻²·s⁻¹. Cela représente une atténuation relative de l'ordre de -20 % ce qui est un peu moins que les variations observées sur les taux de comptages dans la section précédente. L'augmentation du pas de temps à 1 mois a juste pour effet de lisser la courbe d'évolution temporelle du débit de fluence sinon les débits de fluence totaux issus des spectres quotidiens et mensuels concordent très bien.

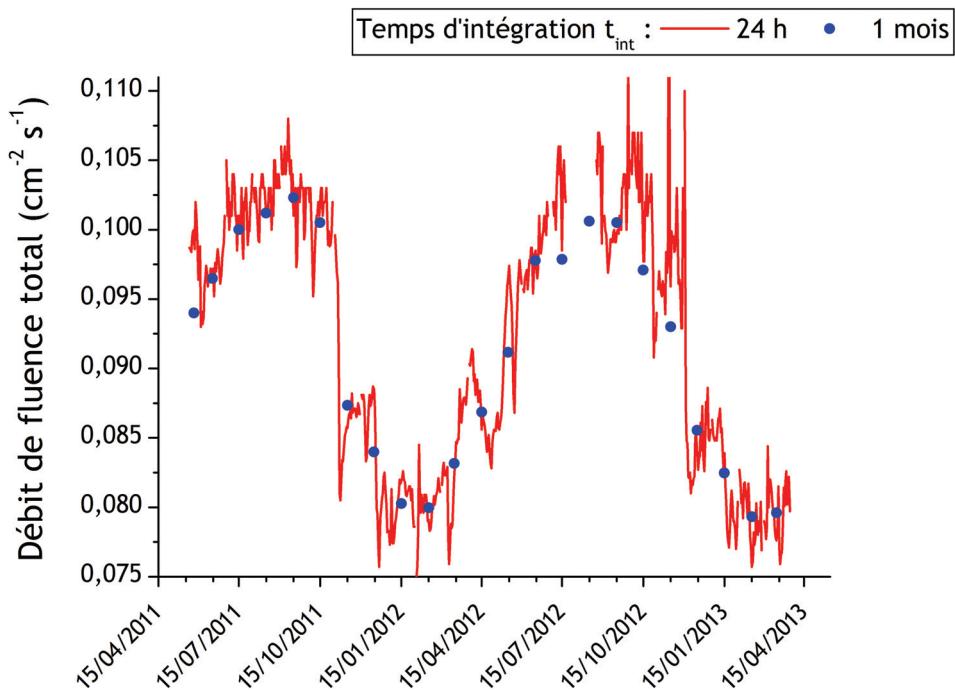


Figure 78 - Evolution temporelle du débit de fluence total calculé après déconvolution des taux de comptage corrigés enregistrés pendant deux ans au Pic du Midi. La fréquence de déconvolution est soit journalière, soit mensuelle.

Compte-tenu de la dynamique impliquée, nous pourrons continuer l'étude de ces oscillations en considérant uniquement les spectres mensuels (au nombre de 23).

IV.2.3 Flux intégrés selon les domaines d'énergie

La variation relative du débit de fluence total entre l'été et l'hiver est de -20 % et les variations des comptages sont plus ou moins importantes en fonction de la sphère de Bonner considérée. Il est donc légitime de se demander quelle est la contribution de chacune des régions du spectre dans ces variations. Pour cela, à partir des spectres quotidiens et mensuels, nous avons calculé les débits de fluence $\dot{\phi}_D(t, t_{int})$ intégrés sur les domaines énergétiques D (déjà définis précédemment : thermique 'th' pour les neutrons d'énergies inférieures à 0,4 eV, épithermique 'eth' entre 0,4 eV et 0,1 MeV, évaporation 'ev' de 0,1 MeV à 20 MeV et cascade 'cas' pour les neutrons ayant une énergie au-delà de 20 MeV). Le Tableau 41 présente les valeurs moyennes sur deux ans et les valeurs extrêmes (minima et maxima) des débits de fluence de chaque groupe.

Tableau 41 - Valeurs moyennes et extrêmes des débits de fluence (exprimés en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) par groupe d'énergie-

Domaine D :	th	eth	ev	cas	tot
$\overline{\phi}_D$	$1,775 \times 10^{-2}$	$2,575 \times 10^{-2}$	$3,020 \times 10^{-2}$	$1,816 \times 10^{-2}$	$9,186 \times 10^{-2}$
$\dot{\phi}_D^{MIN}$	$3,026 \times 10^{-3}$	$1,222 \times 10^{-2}$	$2,325 \times 10^{-2}$	$6,749 \times 10^{-3}$	$7,477 \times 10^{-2}$
$\dot{\phi}_D^{MAX}$	$2,448 \times 10^{-2}$	$3,128 \times 10^{-2}$	$3,459 \times 10^{-2}$	$2,013 \times 10^{-2}$	$1,077 \times 10^{-1}$

*Données déduites des débits de fluence obtenus quotidiennement.

Ces débits de fluence par groupe d'énergie sont également tracés pour chaque mois sur la Figure 79. Les débits de fluence intégrés, à l'exception de celui assimilé au groupe des neutrons de cascade, semblent suivre la même variation de forme sinusoïdale que celle adoptée par le flux total. Cette fois, il est clairement visible que l'amplitude des oscillations est régie par l'appartenance à un domaine énergétique. Comme cela le laissait présumer dans les paragraphes précédents, l'amplitude relative de variation la plus importante est observée pour le groupe des neutrons thermiques (en rouge). Les neutrons épithermiques et d'évaporation ont des oscillations relativement similaires tandis que les neutrons de cascade ne sont quasiment pas impactés. Ce dernier résultat peut surprendre au regard de la variation relative obtenue dans les taux de comptage des sphères étendues aux hautes énergies de l'ordre de 30 % mais il faut rappeler que ces sphères ont également une réponse conséquente autour du MeV et donc, les variations du taux de comptage seraient dues aux neutrons d'évaporation et non ceux de cascade.

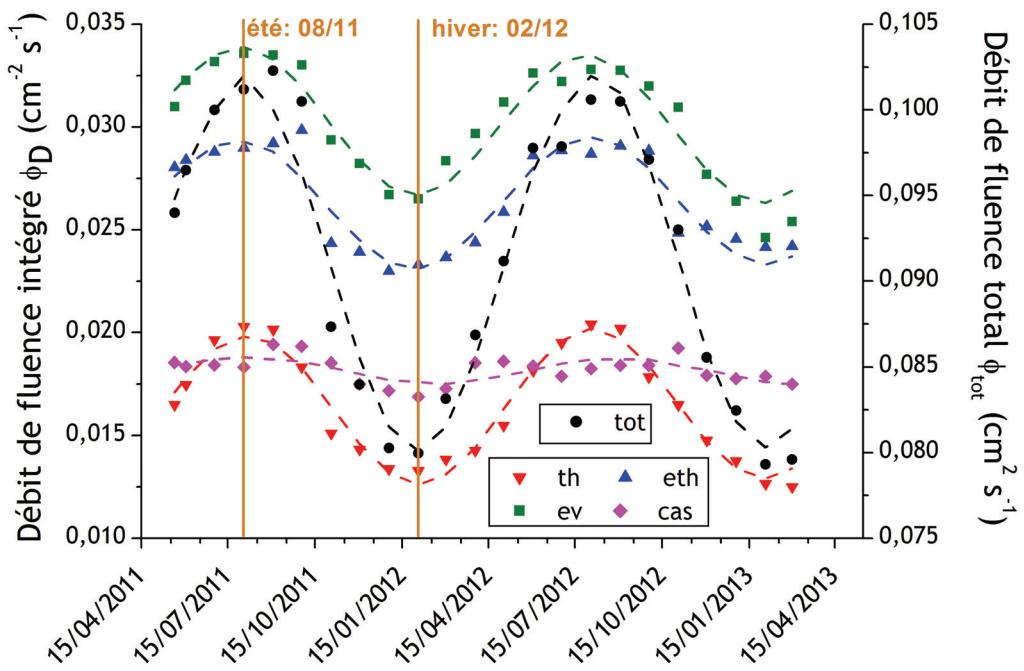


Figure 79 - Evolution temporelle des débits de fluence intégrés sur chaque groupe d'énergie (thermique, épithermique, évaporation, cascade et total) sur deux ans (2011-2013) déduits des mesures avec le système HERMEIS au Pic du Midi.

Pour une analyse quantitative et plus détaillée de ces oscillations, un ajustement des données expérimentales est proposé dans la section suivante grâce à une équation de type sinusoïdale. Les paramètres de ce modèle très simple permettent de calculer des grandeurs d'intérêt traduisant les tendances (période, pente) et la quantification des oscillations (amplitude relative). Ces dernières seront comparées avec des données issues de la littérature.

IV.2.4 Oscillations saisonnières du flux

IV.2.4.a Amplitude et période des oscillations

Des oscillations similaires ont déjà été observées grâce aux mesures effectuées avec deux spectromètres à sphères de Bonner. Ils sont en opération respectivement en Allemagne à la station environnementale « Schneefernerhaus » au sommet du Zugspitze, mont des Alpes Bavaraises (+2650 m ; 4,1 GV) et à la station Koldewey de la base de recherche franco-allemande AWIPEV (Instituts polaires allemands et français : Alfred-Wegner-Institute et Institut-Paul-Emile-Victor) située dans le cercle polaire arctique sur l'île de Spitsbergen (niveau de la mer ; 0 GV) [Rühm et al., 2012]. Ces deux BSS sont déployés en continu par le Helmholtz Zentrum de Munich (HMGU) depuis 2005 au Zugspitze et 2007 à Spitsbergen. L'équipe de Rühm a d'abord observé une modification importante du spectre neutronique au Zugspitze lors d'un jour où les alentours du local qui abrite le spectromètre étaient très enneigés [Rühm et al., 2009a]. Une diminution conséquente des débits de fluence des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV fut observée. Récemment, les résultats à long terme entre Décembre 2005 et Juin 2009 pour la campagne du Zugspitze et de Décembre 2007 à Décembre 2009 pour la campagne de Spitsbergen ont été publiés et couvrent la phase de diminution (proche du minimum) de l'activité solaire du cycle 23 (maximum atteint en 2001). Des oscillations similaires à celles observées au Pic du Midi sont présentes dans les deux cas. Au Zugspitze, il est dénombré environ 75 %, 80 %, 32 % et 4% de neutrons respectivement thermiques, épithermiques, d'évaporation et de cascade en plus l'été que l'hiver. Près du pôle Nord, l'accroissement du flux de neutrons est dans des proportions similaires par groupe d'énergie mais avec des amplitudes toutefois moindres (40 % pour les thermiques, 45 % pour les épithermiques, 22 % pour la région d'évaporation et enfin seulement 2 % pour les neutrons de cascade).

Les valeurs données précédemment représentent les différences entre les valeurs extrêmes été/hiver, or les campagnes couvrent plusieurs années et donc plusieurs cycles de saisons. Pour dégager des tendances moyennes ainsi qu'une tendance linéaire d'évolution à long terme due à l'activité solaire, l'évolution temporelle des débits de fluence intégrés sur chaque groupe d'énergie a été ajustée selon le modèle d'évolution sinusoïdale décrit par l'Équation 77 où le temps t s'exprime en jour, l'amplitude a exprimée en $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la période b et la phase d sont des nombres sans dimension, la pente c en $(\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1})/\text{jour}$ et enfin l'offset e en $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

$$y = a \cdot \sin \left[\left(2\pi \frac{b \cdot t}{365} \right) + d \right] + c \cdot t + e \quad \text{Équation 77}$$

Les paramètres d'intérêt sont dans un premier temps a , b et e . Grâce à la détermination des valeurs de ces paramètres qui permettent le meilleur ajustement entre ce modèle et les données expérimentales, il est possible de procéder à une comparaison

quantitative des données obtenues par le HMGU au Zugspitze et à Spitsbergen et au Pic du Midi avec HERMEIS. L'ajustement non linéaire est effectué grâce à un algorithme de Levenberg-Marquardt déjà employé dans les Chapitres II et III. Le Tableau 42 présente les paramètres de meilleurs ajustements obtenus sous la forme de l'amplitude relative simplement égale à a/e et exprimée en % et de la période b exprimée en années.

Tableau 42 -Meilleurs paramètres d'ajustement (amplitude relative en % et période en année) du modèle décrivant les variations à long terme-

D	Pic du Midi-HERMEIS		Zugspitze-HMGU		Spitsbergen-HMGU	
	a/e	b	a/e	b	a/e	b
Total	12,0 %	0,99 an	-	-	-	-
Thermique	23,0 %	1,00 an	27,3 %	1,00 an	16,7 %	1,00 an
Epithermique	12,0 %	0,98 an	28,5 %	0,99 an	18,3 %	0,97 an
Evaporation	11,4 %	1,00 an	13,8 %	1,00 an	10,0 %	0,93 an
Cascade	3,4 %	0,94 an	1,7 %	1,05 an	0,9 %	1,23 an

A l'exception du domaine des neutrons de cascade à Spitsbergen, la période d'oscillation est très proche d'un an. Cela traduit donc un réel effet saisonnier. Concernant les amplitudes relatives, les oscillations du flux thermiques observées au Pic du Midi se situent à un niveau intermédiaire entre celles obtenues au Zugspitze et à Spitsbergen. L'amplitude relative des neutrons d'évaporation est du même ordre de grandeur dans les trois cas (entre 10 % et 14 %). L'amplitude relative des neutrons de cascade est très faible (inférieure à 4 %) dans tous les cas. La différence majeure est observée au niveau des neutrons thermiques où l'amplitude est seulement de 12 % au Pic du Midi tandis qu'elle est estimée à 28,5 % au Zugspitze et 18,3 % à Spitsbergen. Une discussion approfondie sur les variations des amplitudes en fonction du domaine énergétique sera l'objet de la troisième grande partie de ce Chapitre avec des simulations GEANT4 permettant de quantifier l'impact des changements de l'environnement local de mesure au fil des saisons avec une teneur plus ou moins importante en hydrogène (neige, humidité).

Enfin, nous pouvons analyser les valeurs des amplitudes relatives de ces oscillations saisonnières au regard des incertitudes statistiques estimées à l'issue des déconvolutions et décrites dans la dernière section du Chapitre III. Nous rappelons que pour un pas de temps d'intégration de 24 h, les incertitudes statistiques sont estimées égales à 5,25 %, 2,36 %, 1,87 % et 1,63 % pour les domaines respectifs thermiques, épithermiques, d'évaporation et de cascade. Les incertitudes statistiques sont les plus élevées pour les neutrons thermiques. Cependant, ces mêmes neutrons thermiques présentent les amplitudes relatives d'oscillation annuelle les plus importantes (23,0 %). Les oscillations

annuelles sont donc beaucoup plus marquées que les fluctuations statistiques et cela permet de s'assurer qu'elles existent bel et bien. Le même raisonnement est valable pour les neutrons épithermiques et d'évaporation avec des amplitudes relatives (12 % et 11,4 %) grandes devant les fluctuations statistiques (2,36 % et 1,87 %). Enfin, pour les neutrons de cascade, les variations saisonnières sont à peine plus marquées que les fluctuations statistiques (3,4 % contre 1,63 %). De plus, les incertitudes sur la détermination du flux de neutrons de cascade ont des contributions venant de la prise en compte ou non des particules chargées secondaires et du choix du modèle à haute énergie décrivant les réponses en fluence du système HERMEIS. Les oscillations des neutrons de cascade sont donc très faibles si ce n'est inexistantes. Cela présente un intérêt notable car ce flux est moins modulé par les variabilités de l'environnement local et donc directement relié au flux de particules du RCG pénétrant dans l'atmosphère. Ce flux de neutrons de cascade peut être un bon indicateur des modifications du RCG avec l'activité solaire comme nous allons le montrer dans la prochaine section.

IV.2.4.b Evolution à long terme et Activité solaire

Il s'agit ici d'étudier le paramètre c du modèle de l'Équation 77. Ce paramètre décrit la pente qui permet d'ajuster au mieux les données expérimentales. Cette pente est très faible et à peine perceptible à l'œil nu sur les courbes de la Figure 79. Elle traduit l'évolution à long terme du flux neutronique moyen qui dépend lui-même du nombre de particules cosmiques primaires pénétrant dans l'atmosphère (cf. Chapitre I). Nous avons présenté l'évolution de l'activité solaire dans le cadre du modèle du champ de force décrivant la modulation du spectre du RCG grâce à un paramètre unique, le potentiel de modulation $\phi(t)$ s'exprimant en MV. Nous rappelons que plus ce potentiel a une valeur élevée, plus l'activité solaire est intense et plus le spectre du RCG est modulé. Cela se concrétise par une diminution du nombre de particules secondaires générées dans l'atmosphère et donc du flux neutronique mesuré à altitude de montagne. La démarche de l'étude consiste à calculer la pente c du débit de fluence des neutrons de cascade pendant la période d'acquisition de HERMEIS, de la comparer avec la pente déduite de l'évolution des taux de comptage de Moniteurs à Neutrons relativement proche du Pic du Midi et du Zugspitze en terme de rigidité de coupure géomagnétique (Jungfraujoch ; 4,5 GV et Kiel ; 2,36 GV). Ces pentes seront également comparées à celles obtenues par le HMGU aux deux sites de références, également associés à deux Moniteurs à Neutrons (Lomnicky ; 3,84 GV et Apatity ; 0,65 GV) mais sur une période d'acquisition totalement différente.

Le Tableau 43 récapitule toutes les conditions de l'étude, à savoir les dates des campagnes de mesures respectives, les rigidités et altitudes des sites de mesures, les Moniteurs à Neutrons associés, les pentes (s'exprimant en /jour) déduites de l'ajustement

des données BSS et NM (flux de cascade et taux de comptage) et les pentes (s'exprimant en MV/mois) déduites de l'ajustement linéaire des potentiels de modulation mensuels calculés par *Usoskin et al.* en 2011.

Tableau 43 -*Conditions expérimentales des mesures à long terme effectuée par le HMGU et avec le système HERMEIS-*

	Date	Lieu	Rigidité	Altitude	Pente d (/jour)	Pente $\phi(t)$ (MV/mois)
Phase 1 (HMGU)	Janvier 2006 - Mai 2009	Zugspitze Lomnicky	4,1 GV 3,84 GV	2650 m +2634 m	$+3,9 \times 10^{-5}$	-4,3537
	Janvier 2007 - Décembre 2009	Spitsbergen Apatity	0,0 GV 0,63 GV	+0 m +181 m	$+5,9 \times 10^{-5}$	
Phase 2	Mai 2011 - Mars 2013	Pic du Midi	5,6 GV	+2885 m	$-3,82 \times 10^{-5}$	+11,287
		Jungfraujoch	4,5 GV	+3475 m	$-6,85 \times 10^{-5}$	
		Kiel	2,36 GV	+54 m	$-2,58 \times 10^{-5}$	

Graphiquement, la pente déduite des débits de fluence mensuels et intégrés sur la région des énergies supérieures à 20 MeV est visible sur la Figure 80. Sur cette même figure, on voit également apparaître les pentes issues des données des Moniteurs à Neutrons de Jungfraujoch et de Kiel à partir des taux de comptage mensuels. Dans les trois cas, les pentes sont du même ordre de grandeur (quelques 10^{-5} /jour) et légèrement négatives. En valeur absolue, les pentes sont également quasiment égales à celles données par le HMGU. Cela permet de conclure quant au fait que le spectromètre HERMEIS installé au Pic du Midi est capable de suivre la tendance d'évolution à long terme (plusieurs années) comparable à celle donnée par les Moniteurs à Neutrons si l'on considère les débits de fluence des neutrons de cascade.

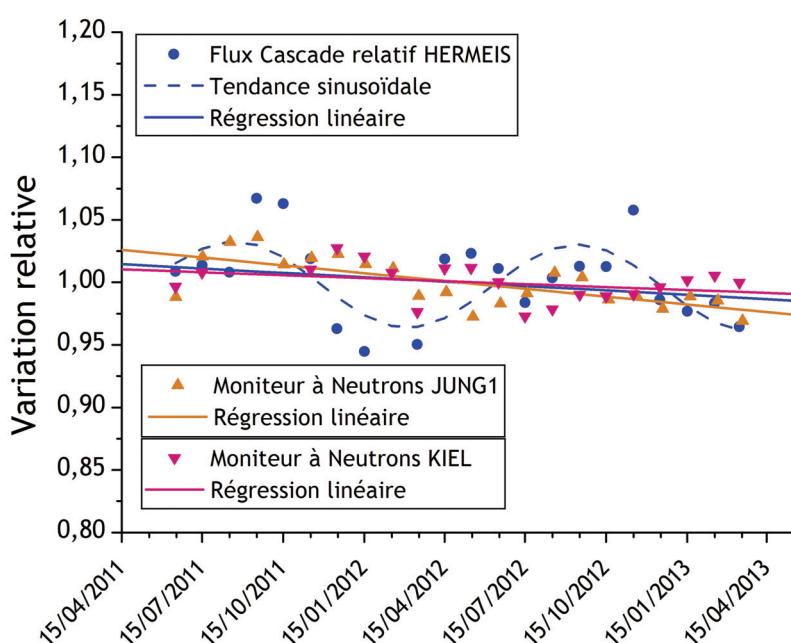


Figure 80 - Pentes c déduites de HERMEIS et des NM JUNG1 et KIEL entre 2011 et 2013.

Grâce au Tableau 43, on constate que les pentes de la Phase 1 (de 2005 à 2009) et de la Phase 2 (de 2011 à 2013) ont des signes opposés. Pour expliquer ce changement de signe, il faut s'intéresser aux cycles solaires périodiques 23 et 24. Le maximum du cycle solaire 23 a été atteint en 2001. Depuis, l'activité solaire a diminué jusqu'à atteindre un minimum en 2009. Les pentes enregistrées par le HMGU sont donc positives car l'évolution de la population de particules secondaires dans l'atmosphère est anti-corrélée avec l'évolution de l'activité solaire. Au contraire, un nouveau cycle solaire (le 24^{ème}) a commencé à partir de 2009 avec une reprise d'activité et une augmentation à nouveau de l'intensité du vent solaire. Les pentes de la Phase 2 deviennent donc négatives.

La Figure 81 résume cette étude avec la variation du potentiel de modulation $\phi(t)$ au cours du temps entre 2005 et 2013. Les deux phases de mesures, avec des tendances opposées sont clairement visibles (en bleu pour la Phase 1 et en rouge pour la Phase 2). Les données obtenues avec les spectromètres à sphères de Bonner, que ce soit au HMGU ou HERMEIS, sont cohérentes avec les données des Moniteurs à Neutrons et correspondent à l'évolution attendue vis-à-vis de l'activité solaire périodique.

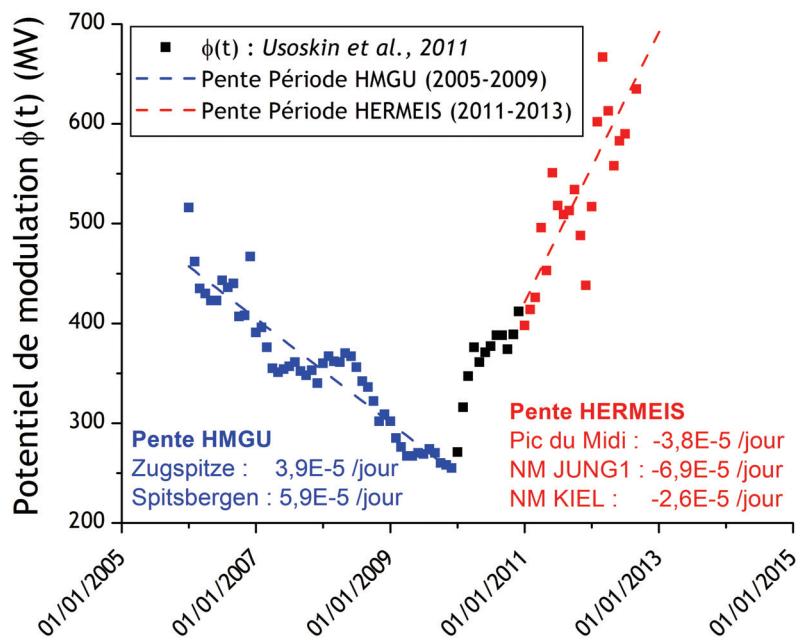


Figure 81 - Evolution temporelle du potentiel de modulation et ajustement linéaire sur les deux phases de mesures (en bleu et en rouge) considérées dans cette étude. Les pentes issues des mesures avec spectromètres et moniteurs à neutrons sont rappelées.

IV.3 Quantification des oscillations saisonnières

La dernière partie de ce Chapitre vise à expliquer les oscillations observées sur deux ans au Pic du Midi avec le système HERMEIS. La dépendance de l'amplitude de celles-ci en fonction du domaine énergétique sera également traitée grâce à des simulations Monte Carlo avec l'outil GEANT4 déjà présenté dans le Chapitre II. Grâce à ce travail de modélisation, l'amplitude des oscillations pourra être quantifiée en fonction de paramètres simples et globaux tels qu'une épaisseur de neige moyenne ou une proportion d'eau liquide dans la roche du massif puis comparée aux données expérimentales. Ce travail de simulation constitue la deuxième partie de l'article [Cheminet *et al.*, 2013b].

IV.3.1 Interprétations des oscillations saisonnières

IV.3.1.a Précipitations annuelles

La principale hypothèse pour expliquer ces variations saisonnières du flux neutronique est que l'environnement local est modifié en fonction du cycle des saisons. Ces modifications, surtout en haute montagne, consiste en des chutes de neige importante durant la période hivernale. La neige s'accumulant, l'épaisseur de neige dans les alentours (sur les versants du Pic notamment et même directement sur les bâtiments de l'Observatoire) augmente jusqu'à atteindre un maximum puis décroît lors du début de la fonte des neiges avec l'augmentation de température au printemps. L'eau devient liquide et s'écoule ou s'infiltra directement dans la roche. L'humidité de la roche augmente également en période estivale avec les précipitations sous forme d'orages notamment. Ces modifications locales de l'environnement de mesure ont un point commun, l'apport d'eau sous forme liquide ou de glace cristallisée agglomérée en flocons. Les noyaux d'hydrogène des molécules H_2O jouent un rôle prépondérant dans la modification du spectre neutronique au niveau du sol car le transport des neutrons secondaires atmosphériques en est grandement impacté. En effet, nous avons vu dans le Chapitre II que l'hydrogène possède une section efficace de diffusion élevée supérieure à 100 barn pour des neutrons incidents de 1 meV. Lorsque la teneur en hydrogène augmente, les neutrons incidents ayant une énergie inférieure à quelques MeV sont ralentis par succession de diffusions élastiques (modération puis thermalisation). Une fois à l'équilibre thermodynamique, une compétition a lieu entre les diffusions et les absorptions par l'hydrogène. La section efficace de la capture radiative de 1H est de 2 barn pour des neutrons de 1 meV. Du fait du nombre important de diffusions et du caractère aléatoire des trajectoires, un certain nombre de neutrons sont réémis depuis le sol, on appelle ces neutrons : neutrons d'albedo. Le spectre neutronique total au niveau du sol aura donc deux composantes : le spectre des neutrons issus des gerbes atmosphériques et dirigés vers le sol et le spectre des neutrons d'albedo (eux-mêmes de nature cosmique à l'origine) considérablement modifié par rapport au spectre initial des neutrons secondaires avec une partie thermique accrue.

L'étude de la contribution des neutrons d'albedo est donc cruciale pour expliquer les variations observées expérimentalement. Ces variations résultent de processus complexes liés au transport de neutrons couvrant une gamme d'énergie très grande dans un milieu à teneur en hydrogène plus ou moins élevée.

Pour donner du poids à cette hypothèse de manière qualitative, nous disposons des taux de précipitations annuels moyens au Pic du Midi ainsi qu'aux sites de mesures du HMGU. Les taux de précipitations (en mm d'eau liquide/an) au Zugspitze et à Spitsbergen sont respectivement estimés à 2000 mm/an et 400 mm/an [Rühm *et al.*, 2012]. Au Pic du Midi, celui-ci est de 840 mm/an [PIC]. Les amplitudes relatives *a/e* des oscillations du flux de neutrons thermiques sont de 27,3 %, 16,7 % et 23,0 % pour le Zugspitze, Spitsbergen et enfin le Pic du Midi. Ces valeurs sont tracées graphiquement en fonction du taux de précipitation annuel sur la Figure 82.

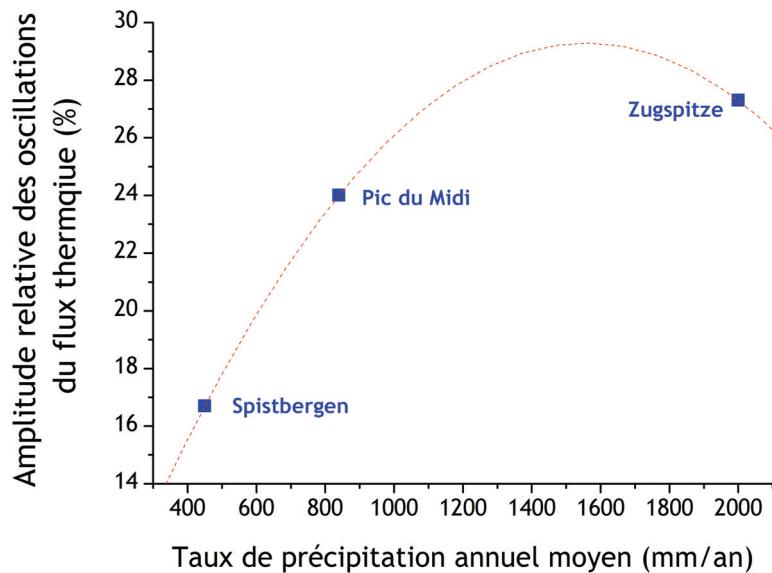


Figure 82 - Amplitude relative observée expérimentalement du flux de neutrons thermiques en fonction du taux de précipitation annuel du site de mesure associé.

On constate que l'amplitude relative des oscillations du flux de neutrons thermiques augmente avec le taux de précipitation. Cette première analyse conforte l'idée d'étayer l'hypothèse de la modification du transport des neutrons en fonction de la teneur en hydrogène dans le milieu. Les simulations Monte Carlo se présentent comme l'outil le plus adéquat pour mener cette étude.

IV.3.1.b Humidité et épaisseur de neige

Une station météorologique possédant des capteurs de pression, température et hygrométrie accompagne le système HERMEIS et communique les valeurs mesurées des paramètres T , p et H toutes les 5 secondes à l'interface de pilotage. Nous avons vu que la pression atmosphérique p était utile pour la correction des taux de comptage

enregistrés par les sphères de Bonner. L'humidité relative φ et la température ambiante θ sont des paramètres essentiels pour déterminer l'humidité absolue (ou quantité d'eau contenue par unité de volume d'air). La densité absolue d'eau ρ_h dans l'air aux conditions du Pic du Midi dépend de l'humidité relative φ et de la densité de vapeur à saturation ρ_{sat} qui est fonction elle-même de la température θ et de la loi de thermodynamique décrite par l'Équation 78.

$$\rho_h = \varphi \cdot \rho_{sat} = \varphi \cdot \exp \left(14,8 - \frac{1742,2}{\theta + 273,15} - \left(\frac{726,7}{\theta + 273,15} \right)^2 \right) \quad \text{Équation 78}$$

Sur la Figure 83, l'évolution temporelle de la densité d'eau dans l'air est donnée à partir des mesures moyennées sur un mois de la température θ et de l'humidité relative φ . Les données peuvent être ajustées par une loi en cosinus d'une période d'un an qui met en évidence l'effet saisonnier au même titre que ceux observés sur les débits de fluence neutroniques. De manière logique, l'air est plus humide en été qu'en hiver. Le sol est donc plus humide à cette période en conséquence des nombreuses précipitations ainsi que de la fonte des neiges hivernales.

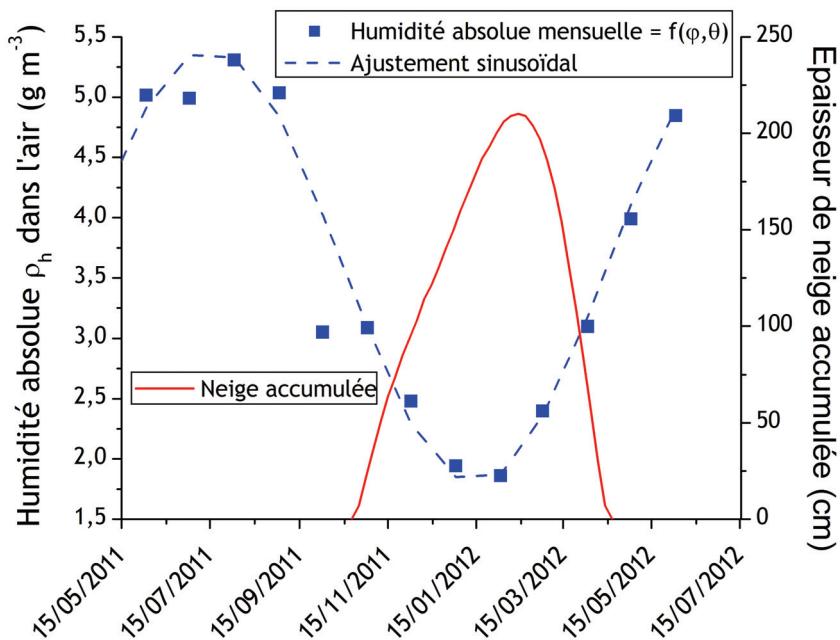


Figure 83 - Evolution temporelle de l'humidité absolue dans l'air sur une année et épaisseur moyenne de neige accumulée en hiver dans les Pyrénées.

En hiver, les précipitations déposent une quantité de neige pouvant atteindre quelques mètres d'épaisseur. Le sol est donc relativement plus sec étant donné que l'eau ne s'infiltre pas. A altitude de montagne, la quantité la plus abondante d'hydrogène est apportée par les chutes de neige en hiver. Par conséquent, la connaissance des taux de chute de neige et de la quantité de neige accumulée au sol est primordiale pour comprendre les oscillations du flux des régions thermiques, épithermiques et

d'évaporation du spectre des neutrons atmosphériques. La quantité de neige déposée au sol e_{neige} (épaisseur exprimée généralement en cm) est mesurée dans les Pyrénées à différentes altitudes par les stations automatiques Nivôse gérées par Météo France. Il y a quatre stations réparties dans le massif des Pyrénées, dont l'altitude varie de +2140 m à +2445 m. Il s'agit donc d'une gamme d'altitude proche de celle du sommet du Pic du Midi quoique légèrement inférieure (+2885 m au Pic du Midi de Bigorre). Les données de ces stations ont permis de donner l'évolution moyenne sur trois décennies (1981-2010) de l'épaisseur de neige accumulée entre les premières chutes de neige à la fin du mois d'Octobre jusqu'au début du mois d'Avril avec un maximum atteint en Février. Cette évolution est tracée sur la Figure 83. Cependant, la densité de la neige tombée n'est que rarement connue et des hypothèses devront être formulées pour déduire le nombre exact de noyaux d'hydrogène dans la couche de neige à considérer dans les simulations. Ces hypothèses seront décrites dans la Section IV.3.2.c.

IV.3.2 Simulations Monte Carlo

IV.3.2.a Objectifs et Démarche

Pour étudier l'effet des variations de l'environnement local sur le transport des neutrons atmosphériques de manière quantitative, la méthode la plus adaptée est le recours aux simulations Monte Carlo reposant sur une modélisation assez simplifiée de l'environnement de mesures où il est possible de prendre en compte les changements saisonniers (couche de neige, humidité dans la roche) et de calculer les modifications du spectre neutronique incident en conséquence. Une première tentative pour décrire la modification du spectre neutronique en considérant un environnement local au niveau du sol a été mise en œuvre avec le code EXPACS déjà présenté dans le Chapitre III qui repose lui-même sur un modèle analytique dérivé de simulations Monte Carlo avec le code PHITS [Sato et Niita, 2006 et Sato et al., 2008]. Nous rappelons que ce logiciel est utilisé pour produire une estimation du spectre neutronique attendu au Pic du Midi qui est par la suite nécessaire à la procédure de déconvolution avec le code GRAVEL. Le code EXPACS propose une prise en compte de l'humidité dans le sol grâce à l'introduction d'un paramètre ω qui représente la fraction massique d'eau liquide dans le sol.

$$\omega = \frac{m_{H_2O}}{m_{H_2O} + m_{Granit}} \quad \text{Équation 79}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} x_{SiO_2} = 0,75 = \frac{m_{SiO_2}}{m_{Granit}} \\ x_{Al_2O_3} = 0,25 = \frac{m_{Al_2O_3}}{m_{Granit}} \end{array} \right.$$

L'Équation 79 définit ce paramètre ω comme étant la masse d'eau liquide m_{H_2O} contenue dans la roche et rapportée à la masse totale de l'ensemble {roche + eau}. Le logiciel EXPACS ne considère qu'un sol granitique composé à 75 % de silice (SiO_2) et 25 % d'alumine (Al_2O_3). Par exemple, si ω est égal à 0,2 (comme dans le cas des spectres a priori jusqu'à présent), alors les fractions massiques respectives d'eau, silice et alumine sont de 20 %, 60 % et 20 %. Grâce à EXPACS, nous avons calculé le spectre neutronique au niveau du sol dans les conditions du Pic du Midi (5,6 GV et +2885) en faisant varier la fraction massique en eau ω de 0 à 1 où 1 correspond à de l'eau liquide pure. Le graphique de gauche de la Figure 84 représente l'évolution des débits de fluence intégrés $\dot{\phi}_D$ où D symbolise une région énergétique particulière (total, thermique, épithermique, évaporation ou cascade). Le graphique de droite représente les mêmes quantités pour les neutrons thermiques, épithermiques et d'évaporation mais en proportion relative déduite de l'expression $\dot{\phi}_D / (\dot{\phi}_{tot} - \dot{\phi}_{cas})$. Nous constatons que l'augmentation de la teneur en eau dans la roche a tendance à faire diminuer considérablement les débits de fluences des neutrons épithermiques et d'évaporation (et donc total) à cause des absorptions et des diffusions qui favorisent la modération et la thermalisation. Le flux de neutrons thermiques augmente très légèrement jusqu'à 5 % avant de décroître également de façon très douce. En proportion relative, le flux de neutrons thermiques est donc le seul à augmenter. Les neutrons de cascade ne sont quasiment pas impactés par l'humidité de la roche. Si l'on compare les proportions de neutrons appartenant à chaque région en énergie pour les spectres expérimentaux obtenus respectivement en été (Août 2011) et en hiver (Février 2012), le domaine d'humidité de la roche qui décrit le mieux la répartition des neutrons est défini pour ω variant de 5 % à 10 % environ.

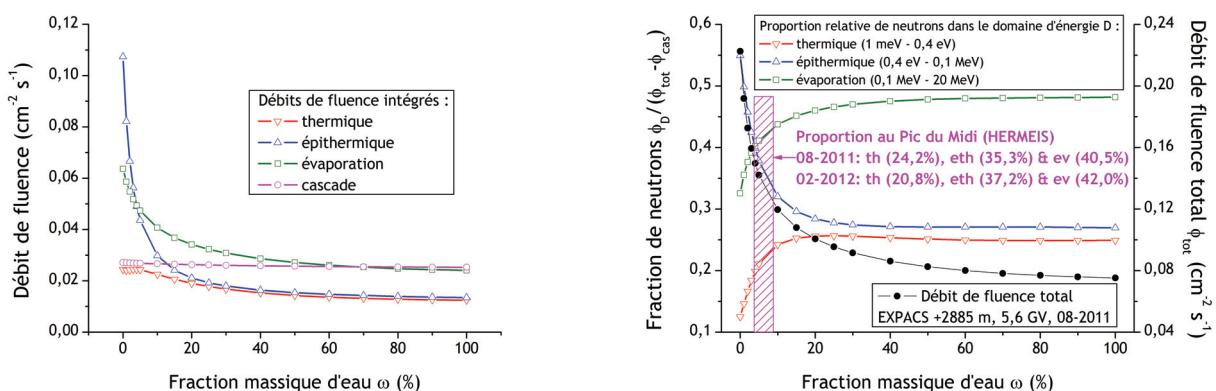


Figure 84 - A gauche, débits de fluence intégrés sur les quatre régions énergétiques du spectre neutronique fourni par EXPACS en fonction de la teneur en eau dans le sol. A droite, proportion relative de neutrons thermiques, épithermiques et d'évaporation et débit de fluence total également en fonction de la fraction massique d'eau dans la roche.

Ces calculs préliminaires démontrent qu'il est déjà possible d'étudier l'impact de l'augmentation du nombre de noyaux d'hydrogène dans une scène sur le transport des neutrons affectant surtout les neutrons dont l'énergie est inférieure à 20 MeV. Cependant,

le logiciel EXPACS ne propose qu'une modélisation pour un sol granitique idéal, ne tenant pas compte de la porosité et d'autres constituants possibles. De plus, l'eau est ici mélangée de manière homogène à la roche. Or dans le cas d'une chute de neige, les noyaux d'hydrogène se retrouvent concentrés sur une fine épaisseur par-dessus la roche. Pour ces raisons, nous avons entrepris de développer nos propres simulations avec les possibilités qu'offre le code GEANT4. La démarche générale consiste à garder une géométrie relativement simplifiée de la scène (sol plan) mais à affiner le niveau de détail dans la modélisation du sol avec une description de la roche, plus réelle par rapport aux roches caractéristiques des massifs des Pyrénées et l'incorporation d'une couche de neige d'épaisseur variable. Des études de sensibilité pour tester le modèle seront réalisées pour trouver la configuration en « roche nue » (sans neige) la plus proche des résultats expérimentaux obtenus en période estivale. Une fois cette configuration de référence choisie, les spectres obtenus expérimentalement pendant l'hiver seront confrontés à ceux obtenus par des calculs en faisant varier l'épaisseur de neige.

IV.3.2.b Données radiatives d'entrée (QARM)

Vu que nous cherchons à quantifier les modifications du spectre neutronique suite aux changements de l'environnement local, il faut bien connaître le spectre incident et non modifié par un environnement quelconque si ce n'est l'atmosphère. Ce genre de spectre est également obtenu par simulation Monte Carlo et validé par des mesures en avion (cf. Chapitre I). Le graphique de gauche de la Figure 85 présente les spectres incidents des neutrons et des protons pour lesquels nous avons opté dans nos simulations GEANT4. Ces spectres ont été calculés dans les conditions du Pic du Midi avec le code QARM introduit dans le Chapitre I [Lei et al., 2004, 2006]. A la différence d'EXPACS, ils prennent en compte les particules dont l'incidence est dirigée vers le sol, demi-sphère d'angle solide de 2π stéradians (incidence « downward »). De ce fait, les particules rétrodiffusées par l'atmosphère à des altitudes inférieures ne sont pas considérées car nous souhaitons remplacer cette atmosphère par un sol caractéristique du sol pyrénéen.

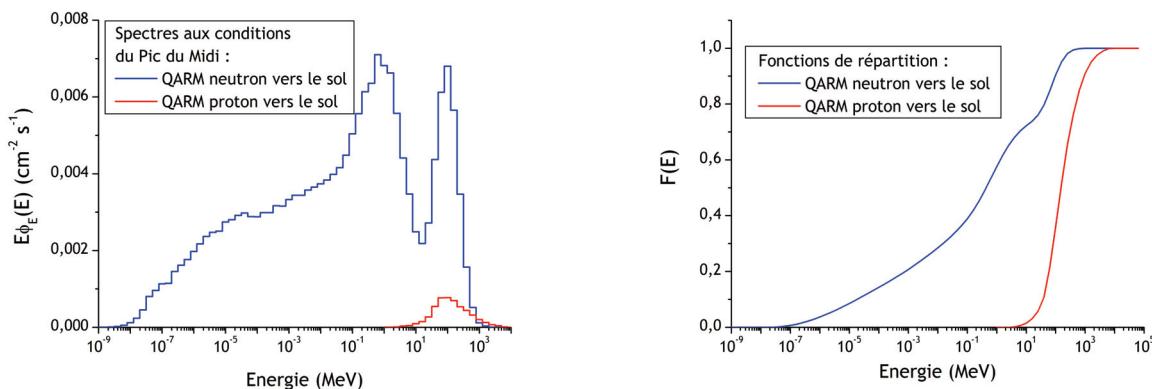


Figure 85 - A gauche, spectres calculés avec QARM pour les neutrons et protons dirigés vers le sol. A droite, fonctions de répartition des neutrons et des protons déduites des distributions en énergie fournies par QARM.

Pour intégrer l'environnement radiatif dans les simulations GEANT4, nous devons tirer aléatoirement et de manière indépendante un très grand nombre de particules (10^6 pour avoir une statistique raisonnable). Dans un premier temps, la nature k de la particule doit être définie (neutron n ou proton p). La probabilité que la particule soit un neutron est calculée selon l'*Équation 80*. Dans le code développé avec GEANT4, un nombre aléatoire ζ entre 0 et 1 est tiré. Si $\zeta \leq P(k=n)$ alors la particule est un neutron, sinon c'est un proton. Dans les conditions du Pic du Midi, la probabilité $P(k=n)$ est égale à 0,9591. L'environnement est donc majoritairement neutronique à ces altitudes.

$$P(k=n) = \frac{\int \dot{\phi}_{E,n}^Q(E) dE}{\int \dot{\phi}_{E,n}^Q(E) dE + \int \dot{\phi}_{E,p}^Q(E) dE} \quad \text{Équation 80}$$

Ensuite, il faut déterminer l'énergie cinétique E_k de la particule considérée. L'énergie cinétique que peut prendre une particule k est régie par la distribution en énergie $\dot{\phi}_{E,k}^Q(E)$ calculée à l'aide de QARM. La probabilité que l'énergie soit comprise entre deux énergies de seuil E_{S1} et E_{S2} se calcule à l'aide de la fonction de répartition $F_E(E_s)$ déduite du spectre normalisé de la particule k selon l'*Équation 81*. Le spectre des neutrons couvre 14 décades en énergie de 10^{-9} MeV à 10^5 MeV. Le domaine d'énergie est divisé en cinq groupes d'énergie par décades équidistants en échelle logarithmique, ce qui représente 70 groupes. Il existe autant de valeurs de la fonction de répartition allant de 0 jusqu'à 1. Un nombre aléatoire ξ est tiré entre 0 et 1. On cherche les valeurs les plus proches de fonction de répartition tel que $F_E(E_{S1}) \leq \xi \leq F_E(E_{S2})$. L'énergie cinétique attribuée à la particule sera donc $E_k = \sqrt{E_{S1} \cdot E_{S2}}$. Si la particule est un proton, le raisonnement est identique mais avec seulement 25 valeurs de la fonction de répartition car les protons ne sont définis qu'au-delà du MeV soit sur 5 décades en énergie.

$$F_{E_k}(E_s) = \frac{\int_0^{E_s} \dot{\phi}_{E,k}^Q(E') dE'}{\int_0^{+\infty} \dot{\phi}_{E,k}^Q(E') dE'} \quad \text{Équation 81}$$

$$P(E_{S1} < E_k \leq E_{S2}) = F_{E_k}(E_{S2}) - F_{E_k}(E_{S1})$$

Enfin, que ce soient les neutrons ou les protons, l'incidence choisie est verticale vers le bas. En réalité, il existe une dépendance angulaire de l'incidence qui est généralement une loi en $\cos^n(\theta)$ mais cela aurait introduit un tirage aléatoire supplémentaire afin de discriminer l'angle θ entre 0 et $\pi/2$. Pour avoir une statistique satisfaisante sur toutes les directions à chaque énergie, le nombre de particules à générer aurait dû être encore plus grand. Comme la scène est relativement petite et que QARM ne donne pas la distribution

angulaire exacte des neutrons dirigés vers le sol, l'hypothèse d'une incidence verticale semble appropriée. Enfin les particules sont uniformément générées depuis un disque source de 80 m de rayon et à 90 m d'altitude par rapport au niveau du sol comme nous le verrons dans la prochaine section dédiée à la description de la modélisation géométrique.

IV.3.2.c Modélisation géométrique - Nature de la roche - Neige - Air

La géométrie de la scène simulée dans GEANT4 est relativement simple. Elle consiste en une série de formes parallélépipédiques imbriquées les une dans les autres. Le schéma de la Figure 86 présente ces volumes. Le volume « Monde » constitué de vide est un cube dont l'arête mesure 200 m. Un cube plus petit de 180 m³ constitue le volume de l'atmosphère rempli d'air. La moitié inférieure de ce cube est occupée par un parallélépipède à face carrée de 170 x 170 m² et de 80 m de profondeur. Ce dernier volume représente le sol. Sur ce volume peut résider un autre parallélépipède de même section mais d'épaisseur variable e . Il s'agit de la couche de neige présente en hiver.

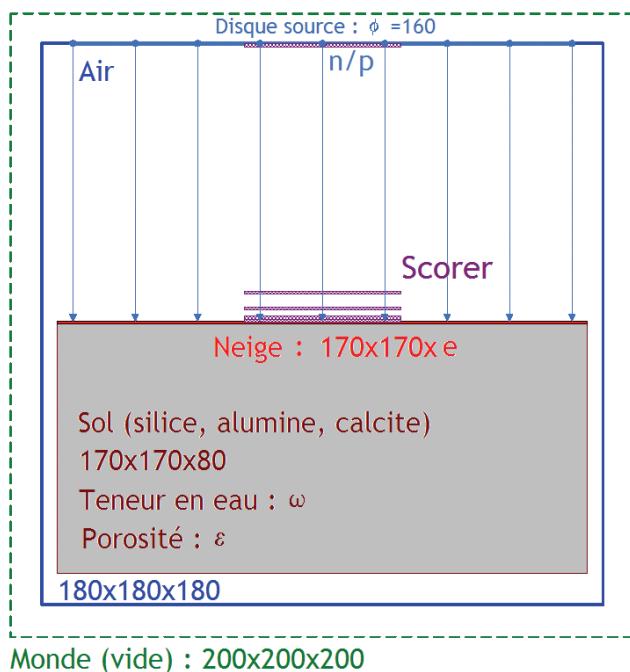


Figure 86 - Schéma de la scène modélisée sous GEANT4. Les volumes élémentaires représentant l'atmosphère, le sol et la neige sont représentés. Le disque de génération des particules est également visible au sommet de l'atmosphère. Les volumes cylindriques sensibles d'échantillonnage à différentes altitudes sont également présents. Les dimensions sont en (m).

Ensuite, nous allons décrire la composition chimique de chacun des volumes élémentaires. Une attention particulière a été portée quant à la description du sol afin que celui-ci soit le plus proche possible de la roche des versants du Pic du Midi de Bigorre. Pour cela, le sol est considéré comme une solution solide de N_{roche} (=3) roches élémentaires que l'on peut trouver dans les Pyrénées. En effet, une description géologique du Pic du Midi de Bigorre fait état d'une pyramide où les roches sont de natures très variables avec la présence de calcaires massifs, des formations constituées de couches de calcaires et de niveaux silicatés très déformés dont l'épaisseur atteint le centimètre à plusieurs décimètres. Ces formations sont localement appelées barégiennes en référence à la commune de Barèges à proximité du Pic du Midi [RochePic]. Au sommet, on trouve une pointe de schistes (roches argileuses déformées). Les roches élémentaires sont donc à base

de SiO_2 (silice ou quartz), Al_2O_3 (alumine) et CaCO_3 (calcite). La fraction massique x_i du mélange rocheux sans humidité est d'abord déterminée par l'étude du diagramme ternaire de phases du système $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-CaO}$ visible sur la Figure 87.

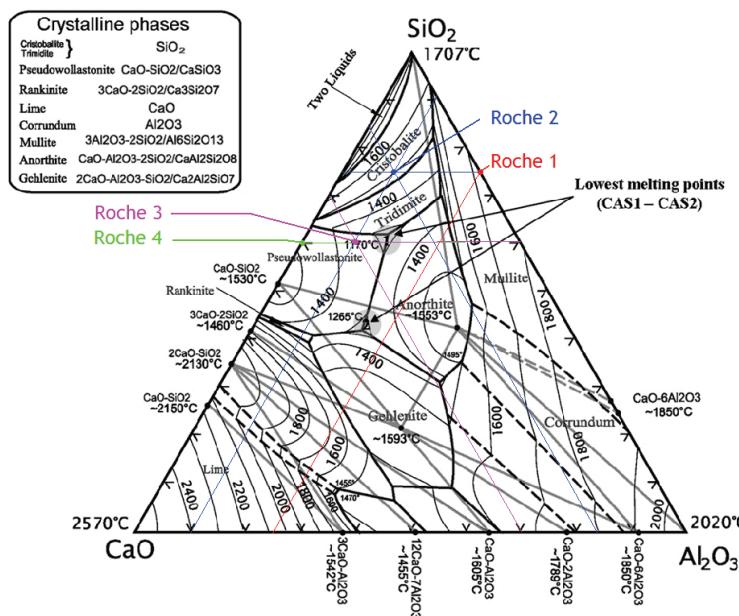


Figure 87 - Diagramme ternaire du système $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-CaO}$. Les compositions et natures des roches numérotées de 1 à 4 en fonction de la position sur le diagramme. Les roches sont plutôt dans la partie supérieure de la pyramide ce qui suggère une forte teneur en silice [Kedhim et al., 2012].

Dans un premier temps, quatre compositions de roches ont été retenues. Les fractions massiques en $\{\% \text{SiO}_2, \% \text{Al}_2\text{O}_3, \% \text{CaO}\}$ sont les suivantes : Roche 1 (granite) {75,25,0}, Roche 2 {75,15,10}, Roche 3 {60,10,30} et Roche 4 {60,0,40}. Les fractions massiques x_i sont déduites de ces proportions car la masse molaire du CaCO_3 (100 g/mol) est supérieure à celle du CaO (56 g/mol). Les fractions massiques de chaque type de roches sont listées dans le Tableau 44. Etant donné le manque de données précises quant à la constitution moyenne exacte des roches du Pic du Midi, ces quatre roches permettent de couvrir la description géologique établie auparavant, tout en gardant une proportion conséquente de silice, généralement le composé le plus important en quantité.

Tableau 44 -Fractions massiques des roches sèches sélectionnées-

x_i	SiO_2	Al_2O_3	CaCO_3
Roche 1	75,0 %	25,0 %	0,0 %
Roche 2	70,0 %	14,0 %	17,0 %
Roche 3	49,0 %	8,0 %	43,0 %
Roche 4	46,0 %	0,0 %	54,0 %

Ensuite, à la façon du logiciel EXPACS, il faut pouvoir prendre en compte le taux d'humidité de la roche. L'eau liquide issue des précipitations ou de la fonte des neiges peut s'infiltrer via les aspérités et les fissures de la roche. Ces lacunes sont quantifiées en volume par le paramètre de porosité ε correspondant au ratio du volume disponible via les lacunes sur le volume total d'un échantillon donné de roche. Le pouvoir d'absorption et donc la quantité d'eau retenue dépend de la nature et de la porosité de la roche. En

gardant la définition de la fraction massique ω d'eau liquide introduite dans la Section IV.3.2.a, il est possible de calculer la densité ρ de la roche humide en fonction de la porosité, des fractions massiques x_i et des densités ρ_i des roches élémentaires selon l'Équation 82. La teneur maximale ω_{\max} en eau liquide dépend de la porosité ε .

$$\rho = (1 - \varepsilon) / \left[(1 - \omega) \sum_{i=1}^{N_{\text{roche}}} x_i / \rho_i \right] \quad \text{Équation 82}$$

$$\omega_{\max} = \varepsilon / \left[\varepsilon + (1 - \varepsilon) / \sum_{i=1}^{N_{\text{roche}}} x_i / \rho_i \right]$$

Les fractions massiques x'_i de la roche humide se déduisent des fractions massiques x_i de la roche sèche et de la fraction massique ω d'eau par la relation $x'_i = x_i(1 - \omega)$. L'essentiel des grandeurs nécessaires à la description des matériaux (sol, air et neige) dans GEANT4 est récapitulé dans le Tableau 45. Le monde est constitué de vide dont les propriétés sont identiques à celui modélisé dans le Chapitre II.

Tableau 45 -Description chimique du sol, de l'air et de la neige dans GEANT4-

	El.	M_i (g/mol)	ρ_i	x'_i	ρ
Sol	SiO ₂	60	2,20	Variable $\sum x'_i = 1 - \omega$	Équation 82 $f(\omega, \varepsilon)$
	Al ₂ O ₃	102	3,97		
	CaCO ₃	100	2,70		
	H ₂ O	18	1,00	ω	
Air	O ₂	32	-	23,3 %	(270,6 K et 729,5 hPa) 0,9398 kg·m ⁻³
	N ₂	28	-	75,4 %	
	Ar	40	-	1,3 %	
Neige	H ₂ O	18	-	-	*1,0 g·cm ⁻³

*Masse volumique théorique de l'eau liquide. L'équivalence en neige est donnée dans le texte.

Afin de considérer les sections efficaces de diffusion des neutrons thermiques dans les molécules d'eau, l'eau liquide contenue dans la roche et la neige doivent être définies de la même manière à savoir de l'eau dont la densité est égale à 1,0. Afin de conserver la quantité de noyaux d'hydrogène dans la couche de neige, il faut définir un rapport d'équivalence entre l'épaisseur de neige réellement accumulée (souvent en cm) dont la densité n'est qu'approximativement connue et l'épaisseur du film d'eau liquide recouvrant le sol dans les simulations GEANT4. Statistiquement, la masse volumique de la neige est en moyenne égale à 110 kg/m³ avec un écart-type de ± 40 kg/m³. Une correspondance peut donc être raisonnablement établie à 1 cm de neige pour 1 mm d'eau liquide (rapport de 1/10). Cependant des études ont montré que ce rapport dépendait grandement des conditions locales, notamment de température et pouvait couvrir une très large gamme allant de 1/3 pour des températures très élevées à 1/30 pour des conditions extrêmement

froide [Dubé, 2003]. Selon les résultats des simulations, il pourra être possible de jouer sur la valeur de ce rapport.

IV.3.2.d Physique de transport et données de sortie

La liste physique utilisée est la même que celle développée et utilisée pour les calculs des réponses en fluence des sphères de Bonner. Les modèles invoqués sont détaillés dans le Chapitre II. Nous rappelons ici que les cascades intranucléaires sont traitées avec le modèle Bertini (BERT), les sections efficaces des neutrons sont de haute précision (HP) et enfin la prise en compte du traitement thermique des diffusions élastiques (TS : thermal scattering) dans les molécules d'eau est assurée. Une visualisation de la scène pour des particules incidentes (neutrons et protons) est représentée sur la Figure 88.

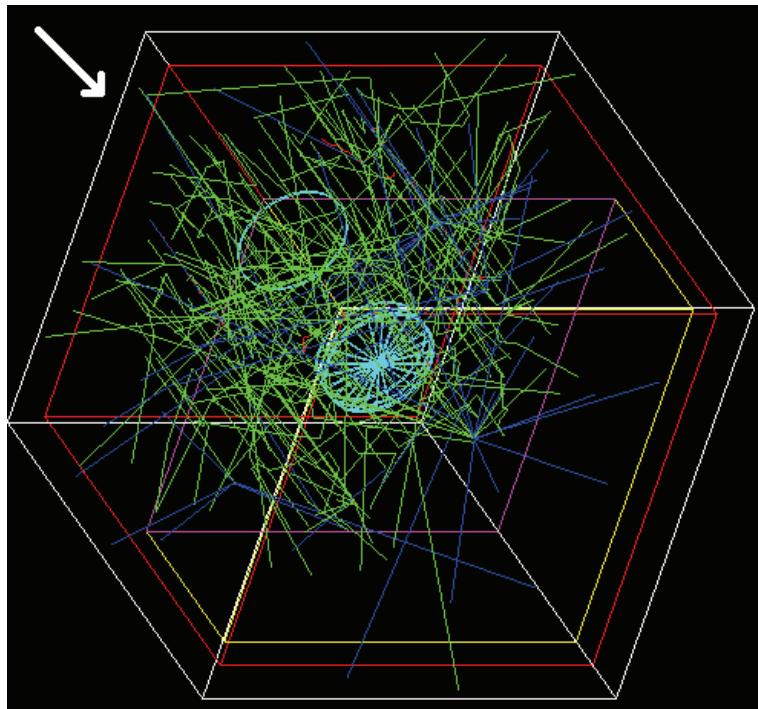


Figure 88 - Visualisation de la scène simulée sous GEANT4 avec OpenGLWin32. Les trajectoires des neutrons (vert) et des protons (bleu) sont tracées ici pour un nombre de particules générées égal à 100. les couronnes de scoring sont également visibles (bleu ciel). La flèche blanche indique la direction des particules incidentes.

A l'issue du tirage de N_k particules, le spectre des neutrons pour un environnement donné $(\omega, \rho, e_{neige})$ est égal à la contribution du spectre des neutrons incidents dirigés vers le sol et des neutrons d'albedo rétrodiffusés ou réémis par le sol. Des volumes sensibles s utilisant des scorers volumiques de fluence permettent de mesurer ces deux contributions et des filtres énergétiques servent à obtenir la distribution spectrale ϕ_k^{gs} avec 70 groupes g pour les neutrons et 25 s'il s'agit de protons. Ces volumes se présentent sous la forme de cylindres dont le diamètre est de 50 m, inférieur à celui du disque source (160 m) de sorte à prendre en compte un maximum d'incidences possibles pour les neutrons d'albedo. La hauteur de ces cylindres est de seulement 1 m afin de pouvoir étudier l'effet de l'altitude du volume sensible. En effet, nous avons cinq volumes sensibles dont les altitudes respectives sont de 1 m, 2 m, 5 m, 10 m et enfin 90 m par rapport au niveau du sol sans neige. Le dernier volume est destiné à mesurer uniquement la contribution du

spectre incident des particules secondaires issues du RCG et s'assurer que la statistique atteinte est suffisamment bonne avec un tirage de N_k particules. La fluence totale des particules incidentes est déduite de ce nombre de particules N_k et de l'aire du disque source via l'Équation 83. Ensuite, le débit de fluence dans chaque cylindre $\dot{\phi}_{E,n}^s$ est normalisé aux conditions du Pic du Midi mesurées avec HERMEIS en égalisant la proportion de neutrons de cascade expérimentale $\dot{\phi}_{cas}^H$ et déterminée à partir le spectre unitaire donné par QARM $\dot{\phi}_{cas}^Q$.

$$\phi_n = P(k=n) \frac{N_k}{\pi \cdot R_{source}^2} \quad \text{Équation 83}$$

$$\dot{\phi}_{E,n}^s(E^g, \omega, \rho, e_{neige}, t) = \frac{\phi_n^{gs}(E^g, \omega, \rho, e_{neige})}{\Delta E^g} \cdot \frac{\dot{\phi}_{cas}^H(t)}{\phi_n \cdot (\dot{\phi}_{cas}^Q / \dot{\phi}_{tot}^Q)}$$

Grâce aux simulations, il est donc possible de calculer le spectre modifié en fonction de l'environnement local avec seulement quelques paramètres d'entrées qui sont la nature du sol, la fraction massique d'eau dans la roche, la porosité et l'épaisseur de neige.

IV.3.2.e Résultats des simulations

Dans ce paragraphe, nous présenterons les résultats des simulations GEANT4 dont la démarche a été expliquée en détail dans les précédents paragraphes. Ces résultats portent sur des études de sensibilité destinées à quantifier l'effet des variations des paramètres de base de la simulation sur les spectres neutroniques obtenus en sortie. Ainsi, nous avons mené des études sur l'influence de la composition chimique de la roche, de sa densité et de sa teneur en eau afin de comparer les spectres calculés avec les spectres obtenus avec HERMEIS en été. La configuration la plus proche de l'expérience fera office de référence. Dans une seconde partie de ce paragraphe, nous ajouterons un manteau neigeux à la configuration de référence, ce qui nous permettra d'effectuer des comparaisons avec les spectres obtenus par la mesure en période hivernale. L'évolution du spectre en fonction des domaines énergétiques et de l'épaisseur de neige sera enfin discutée.

Dans un premier temps, nous avons réalisé différentes simulations en configuration de roche nue (sans manteau neigeux ni humidité : $e_{neige} = 0$ cm et $\omega = 0$) afin de voir l'effet de la composition chimique de la roche parmi les quatre référencées dans le paragraphe précédent. La porosité ε de la roche a été fixée à 0,15 dans les quatre cas. Nous rappelons que les quatre roches sont constituées de silice, alumine et calcite en proportions variables dont le Tableau 44 rappelle les fractions massiques. La Figure 89 présente les spectres obtenus à l'issue des simulations et le spectre neutronique incident (10^6 particules générées). Dans ce sol sec et relativement peu poreux, nous constatons que l'influence de la nature de la roche modélisée est relativement minime avec des spectres

en sortie (albedo+incident) très similaire. Cela peut s'expliquer par le fait que l'alumine et la calcite ont des masses molaires semblables (102 g/mol et 100 g/mol respectivement). Vu que la composition des roches ne semble pas être un facteur prépondérant quant à la forme du spectre des neutrons d'albedo, nous considérerons par la suite uniquement un sol constitué de la roche 3 (le plus proche de la description géologique du Pic avec la présence notable de roche de nature calcaire en plus de la traditionnelle composante granitique inhérente aux Pyrénées).

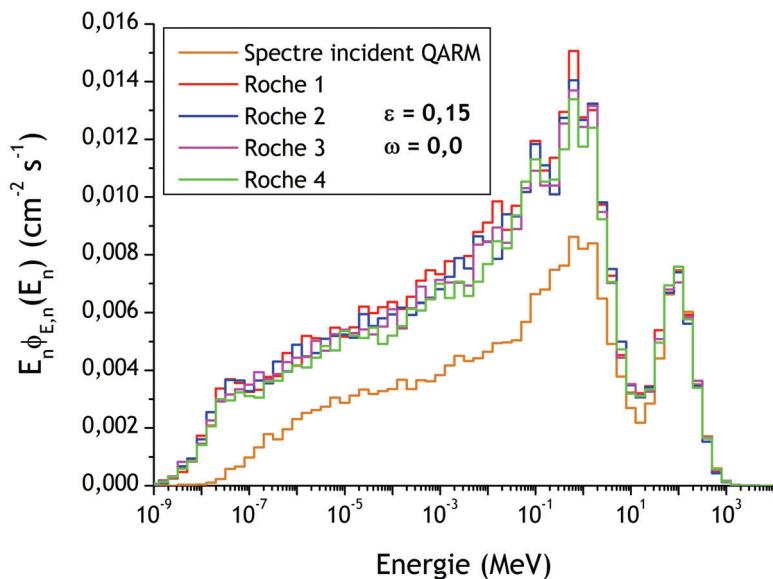


Figure 89 - Résultats des simulations GEANT4 pour les 4 roches choisies en fonction de leur composition chimique (Rouge, Bleu, Magenta et Vert). La courbe en orange représente le spectre incident mesuré au niveau du volume sensible à 90 m du sol correspondant au spectre calculé avec QARM des neutrons dirigés vers le sol.

A partir de cette roche de référence ayant une composition chimique fixe, nous avons ensuite effectué des études de sensibilité sur le paramètre de porosité et sur la fraction massique en eau. Dans un premier temps, nous avons fixé la porosité ε_1 égale à 0,15. D'après, l'Équation 82, la teneur maximale ω_{\max} en eau que peut accueillir cette roche par absorption et infiltration est de 6 %. Les spectres modifiés par l'environnement local au niveau du 3^{ème} cylindre sensible (+5 m) ont été tracés sur la Figure 90 à l'issue des simulations GEANT4 et après normalisation du flux de neutrons de cascade avec le spectre obtenu par HERMEIS en Août 2011. Ces distributions énergétiques ont été calculées pour différentes teneur en eau ω , respectivement égale à 0 %, 3 % et 6 %. Les densités des roches augmentent donc, allant de 2,12 puis 2,15 jusqu'à atteindre finalement 2,25. Dans le premier cas (en magenta), nous retrouvons le spectre d'albedo de la Figure 89 dans la configuration de la Roche 3 avec un pic cascade relativement inchangé par rapport au spectre incident donné par QARM (en orange). Une réflexion par le sol très importante des neutrons épithermiques et d'évaporation témoigne de l'amplitude élevée du spectre dans ces régions énergétiques. Cependant, trop peu de diffusions élastiques sont mises en jeu

pour permettre une thermalisation efficace, ce qui induit l'absence de bosse thermique avec cette roche sèche. Dès que l'humidité de la roche augmente un petit peu, dès 3 %, une modération efficace des neutrons des régions intermédiaires commencent à avoir lieu et la présence d'un pic thermique commence à apparaître au détriment des régions épithermiques et d'évaporation. L'amplitude de ce pic thermique est plus importante à 6 % qu'à 3 % d'eau contenue dans la roche. A titre de comparaison, le spectre expérimental obtenu en été avec HERMEIS est également tracé. Nous remarquons de manière évidente la similitude entre les spectres calculés et celui mesuré. L'amplitude du pic des neutrons thermiques est plus importante (+37,5 %) par rapport à la configuration de roche humide à 6 %. Les régions épithermiques et d'évaporation sont quant à elles inférieures de respectivement -45% et -25 %. Cela semble suggérer que la thermalisation au Pic du Midi est meilleure que dans ce premier cas de simulation.

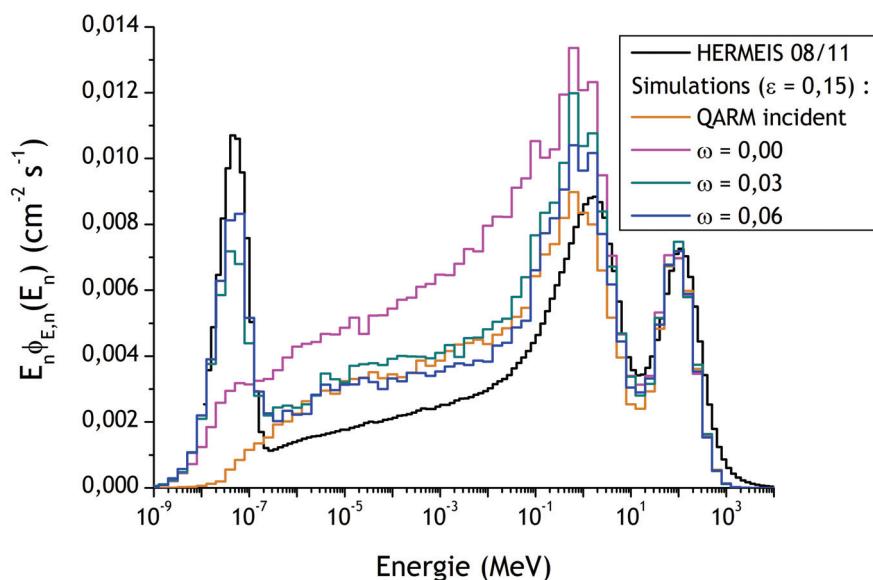


Figure 90 - Résultat des simulations GEANT4 pour la Roche 3 dont la porosité est de 0,15. Les spectres calculés de roches humides à 0 % (magenta), à 3 % (bleu turquoise) et 6 % (bleu) ainsi que le spectre incident fourni par QARM (orange) et le spectre expérimental donné par HERMEIS en été (noir) sont tracés.

Pour augmenter la thermalisation, la teneur en hydrogène doit être plus élevée, or dans le cas de la roche poreuse à 15 %, la fraction massique en eau maximale est de 6 %. Pour la seconde série de simulations, nous avons opté pour une roche dont la porosité ε_2 est de 0,30. Dans ce cas, la fraction massique maximale ω_{\max} d'après l'Équation 82 atteint 15 %, soit 2,5 fois plus de noyaux d'hydrogène que dans le cas précédent. Les calculs ont été effectués pour des fractions massiques en eau respectivement égale à 0 %, 5 %, 10 %, 15 % et même 20 % même si cela excède la fraction théorique maximale. La roche étant plus poreuse que dans la première étude, les densités sont moins importantes mais augmentent toujours avec la teneur en eau : 1,74 ; 1,83 ; 1,94 ; 2,05 et 2,18. Les quatre spectres ainsi obtenus sont représentés sur la Figure 91 accompagnés du spectre incident

des neutrons dirigés vers le sol et du spectre expérimental mesuré par HERMEIS en Août 2011. Nous remarquons que l'amplitude des pics thermiques se rapproche plus de celle du spectre expérimental que dans le cas précédent. Une teneur en eau de 15 % donne le spectre le plus proche de la configuration expérimentale avec des pics d'évaporation et de cascade sensiblement identiques, une région épithermique légèrement supérieure (+21 %) et une bosse thermique légèrement inférieure (-22 %). Une dernière simulation avec une roche d'une porosité de 40 % et une fraction massique en eau de 20 % donne des résultats sensiblement équivalents. Pour la suite de l'été, nous considérons donc un sol constitué de la Roche 3 avec une porosité de 0,3 et une fraction massique en eau de 0,15. Cette teneur en eau est très proche, bien que légèrement supérieure, de celles comprises dans la zone déduite des calculs avec EXPACS entre 5 % et 10 %.

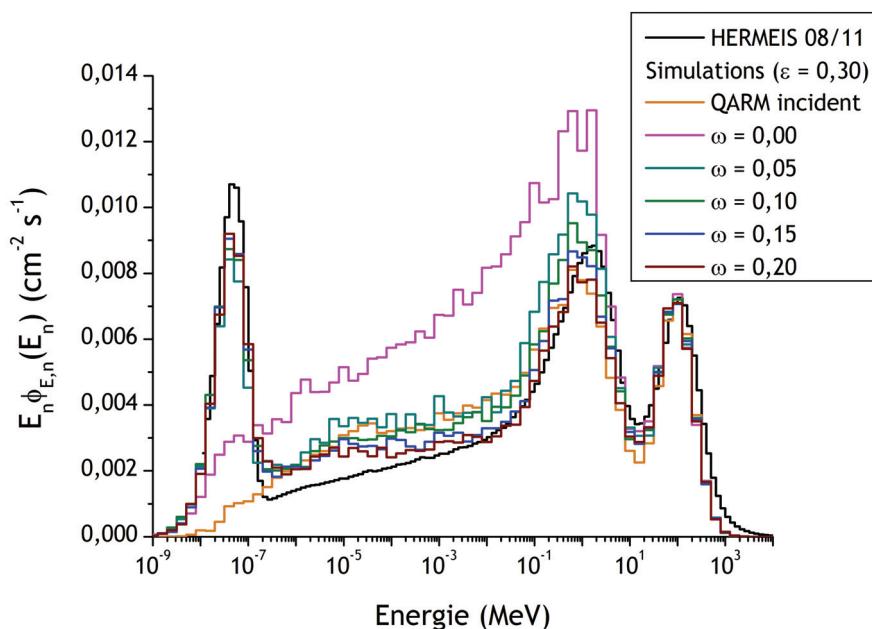


Figure 91 - Résultat des simulations GEANT4 pour la Roche 3 dont la porosité est de 0,30. Les spectres calculés de roches humides à 0 % (magenta), à 5 % (bleu turquoise) et 10 % (vert), 15 % (bleu) et 20 % (marron) ainsi que le spectre incident fourni par QARM (orange) et le spectre expérimental donné par HERMEIS en été (noir) sont tracés.

A partir du sol représentant le mieux les conditions expérimentales en conditions estivales, nous allons maintenant étudier l'effet de l'ajout d'un manteau neigeux sur les modifications du spectre des neutrons d'albedo. Ainsi, nous avons ajouté dans les simulations un manteau d'eau liquide de densité 1,0 et d'épaisseur variable. Nous avons fait varier l'épaisseur de cette couche de 5 mm jusqu'à 300 mm afin de couvrir l'épaisseur de neige estimée au Pic du Midi à partir de l'étude des données météorologiques visibles sur la Figure 83 (jusqu'à 250 cm) et une équivalence a priori de 1 cm de neige pour 1 mm d'eau liquide. Enfin, nous avons réalisé une dernière simulation en remplaçant le volume de roche par de l'eau pure ($\omega = 100\% \text{ d'H}_2\text{O}$).

Les résultats des simulations sont présentés sur la Figure 92 en termes de distributions énergétiques des neutrons (incident et albedo). Ces spectres sont comparés à celui obtenu expérimentalement avec HERMEIS en Février 2012. L'allure des spectres simulés correspond très bien à celle donnée par HERMEIS notamment au niveau des énergies supérieures au keV. En deçà, les simulations surestiment l'amplitude du pic thermique (jusqu'à +55 % pour le cas à 30 mm d'eau).

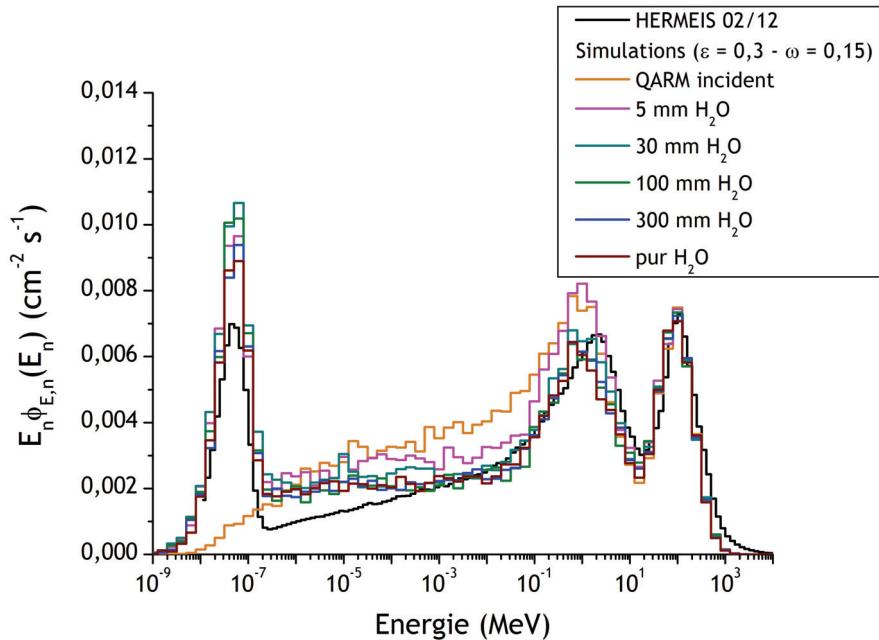


Figure 92 - Résultat des simulations GEANT4 pour la Roche 3 dont la porosité est de 0,30 et l'humidité de 0,15. Les spectres calculés de roches humides couvertes d'eau liquide dont l'épaisseur est de 5 mm (magenta), 30 mm (bleu turquoise) et 100 mm (vert), 300 mm (bleu) et 'infinie' (marron) ainsi que le spectre incident fourni par QARM (orange) et le spectre expérimental donné par HERMEIS en été (noir) sont tracés.

Pour étudier de manière quantitative ces variations observées dans la partie basse énergie du spectre, nous avons calculé les débits de fluence $\dot{\phi}_D$ associés à chaque domaine énergétique D du spectre et nous avons tracé ces valeurs (et les proportions relatives $\dot{\phi}_D(\dot{\phi}_{tot} - \dot{\phi}_{cas})$) déduites en fonction des débits de fluence) sur la Figure 93 de manière analogue à l'étude de la fraction massique ω d'eau dans le sol avec le logiciel EXPACS. Le graphique de gauche de la Figure 93 met en évidence une diminution des flux des neutrons épithermiques et d'évaporation en fonction de l'épaisseur d'eau liquide avec un comportement asymptotique (voire une légère augmentation) atteint à partir d'une épaisseur de 100 mm. Comme expliqué précédemment, cela est dû au ralentissement des neutrons initialement dans ces domaines d'énergie à cause des diffusions élastiques avec les noyaux d'hydrogène et aussi aux absorptions aux niveaux des résonances dans la section efficace d'absorption entre quelques eV et quelques dizaines de keV. Le comportement simulé des neutrons thermiques est plus délicat à interpréter. En effet, le flux de ces derniers augmente avec de faibles épaisseurs d'eau jusqu'à atteindre un maximum vers 30 mm pour ensuite décroître progressivement avec l'épaisseur de la

couche d'eau liquide. Ce comportement est guidé par un compromis entre un bon ralentissement des neutrons d'énergie supérieure et des captures des neutrons thermiques où la section efficace est la plus importante pour ces énergies. Ainsi, il existe une quantité de noyaux d'hydrogène pour laquelle la thermalisation est la plus efficace, on appelle cette épaisseur, l'optimum de modération qui est ici de 30 mm. Finalement, le flux de neutrons de cascade reste quasiment inchangé, ce qui concorde avec les résultats expérimentaux.

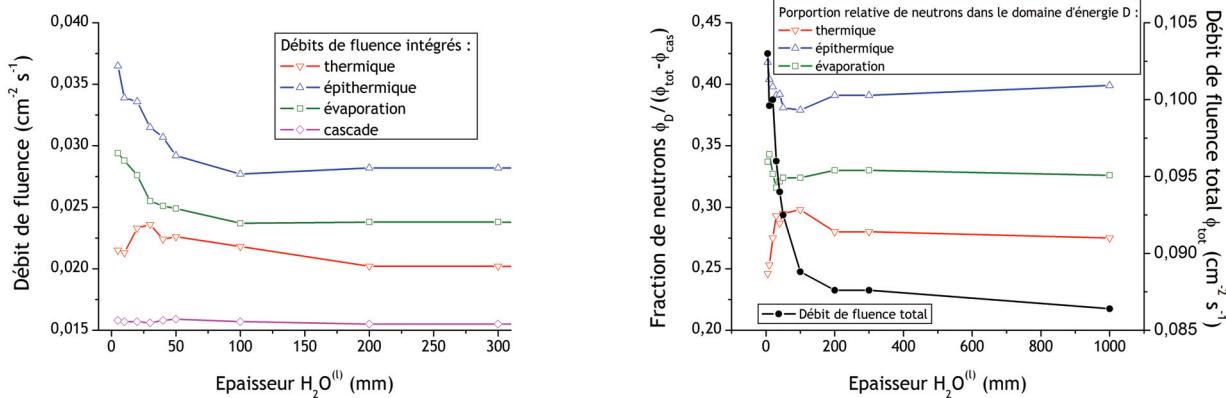


Figure 93 - A gauche, débits de fluence intégrés sur les quatre régions énergétiques du spectre neutronique GEANT4 en fonction de l'épaisseur d'eau liquide. A droite, proportion relative de neutrons thermiques, épithermiques et d'évaporation et débit de fluence total également en fonction de l'épaisseur d'eau liquide de la couche reposant sur le sol rocheux.

Le Tableau 46 présente les variations relatives $[\dot{\phi}_D(e) - \dot{\phi}_D^0] / \dot{\phi}_D^0$ des débits de fluence intégrés en fonction de l'épaisseur d'eau liquide par rapport au débit de fluence de référence sans neige ($e_{neige} = 0$). Ces variations correspondent approximativement au double des amplitudes a/e répertoriées pour chaque domaine d'énergie et chaque site de mesures dans le Tableau 42. Nous comparerons ainsi les valeurs $2 \cdot a/e$.

Tableau 46 -Variation relative des débits de fluence intégrés par rapport à la référence-

e (mm)	Ref.	5	10	20	30	40	50	100	200	300	infini
Th	0 %	-2,9 %	-4,0 %	+5,1 %	+6,5 %	+1,4 %	+2,1 %	-1,8 %	-8,9 %	-8,9 %	-12 %
Eth	0 %	0 %	-7,3 %	-8,1 %	-14 %	-16 %	-20 %	-24 %	-23 %	-23 %	-23 %
Ev	0 %	-14 %	-16 %	-19 %	-25 %	-26 %	-27 %	-31 %	-30 %	-30 %	-32 %
Cas	0 %	-7,2 %	-7,8 %	-7,8 %	-8,5 %	-7,2 %	-6,6 %	-7,5 %	-8,8 %	-8,8 %	-9,2 %
Tot	0 %	-9,0 %	-12 %	-12 %	-15 %	-17 %	-19 %	-22 %	-23 %	-23 %	-24 %

Contrairement aux résultats obtenus expérimentalement, la variation du flux des neutrons thermiques est beaucoup moins importante. Par la simulation, nous avons obtenu au maximum une atténuation de 12 % tandis que nous mesurons au Pic du Midi un facteur $2 \cdot a/e$ égal à 46 %. Cette valeur est encore plus importante au Zugspitze d'après les données du HMGU avec près de 60 %. Nous tenterons d'analyser par la suite les potentielles raisons de cet écart conséquent. Pour les autres domaines d'énergie, les comparaisons

entre la simulation et l'expérience sont meilleures. Tout d'abord, pour les neutrons de cascade, nous avions un facteur $2 \cdot a/e$ de 6,8 % compris dans la fourchette de simulation entre -6,6 % et -9,2 %. Concernant les neutrons épithermiques, la grandeur $2 \cdot a/e$ déterminée expérimentalement est de 24 %, valeur atteinte ici à partir de 100 mm d'eau liquide. Pour les neutrons d'évaporation, le paramètre $2 \cdot a/e$ obtenu au Pic du Midi est de 22,8 % bien dans l'intervalle de simulation allant de 14 % à 32 %. Enfin, la variation sur le flux total entre l'été et l'hiver mesurée expérimentalement est de 24 % ce qui est la limite supérieure des simulations (neige infinie). Ceci est logique car la variation sur le flux total dans les simulations est pénalisée par la variation moins importante des neutrons thermiques que celle attendue. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce comportement des neutrons thermiques. Tout d'abord, la simulation de la scène est relativement simple et nous n'avons considéré de la neige que sur le sol. Or, en réalité, la neige peut s'accumuler sur les structures de l'Observatoire notamment sur la terrasse à proximité du spectromètre et sur le toit de la salle de mesure. Cette couche de neige sur le toit aura pour effet d'atténuer le flux total et de renvoyer une partie des neutrons déjà thermalisés vers le ciel, sans passer par le spectromètre. Ainsi le flux de neutrons thermiques est plus faible lors des mesures que dans la scène modélisée. La surestimation du flux thermique en période estivale est une autre source d'erreur envisagée (l'écart est de 22 %). En effet, lorsque nous avons présenté les comptages des sphères de Bonner en fonction du temps, nous avons vu que les comptages des petites sphères de 3" et 4" présentaient des irrégularités se traduisant par des augmentations brusques du nombre de coups et ce en période d'été. Pour ne pas être gêné lors des déconvolutions, il a parfois fallu se passer de ces petites sphères, ce qui a pour effet d'augmenter l'amplitude de la bosse thermique du spectre déduit comme cela est montré dans la partie du Chapitre III dédiée à la déconvolution et notamment l'effet de la configuration du spectromètre. Enfin, nous pouvons nous demander si le code GEANT4 est vraiment adapté au transport des neutrons de basses énergies et à leur thermalisation.

Toutes ces sources d'erreurs font que l'analyse des variations relatives de chaque domaine énergétique du spectre mesuré avec HERMEIS dans le but d'évaluer l'épaisseur du manteau neigeux est encore délicate. Pour cela, il faudrait améliorer la précision de la modélisation ou celle des mesures en s'assurant de ne pas avoir de neige sur le toit. Cette possibilité d'utiliser les neutrons secondaires issus du RCG pour évaluer le volume de neige tombé en hiver en montagne a déjà été explorée. En effet, EDF (Electricité de France) a développé un réseau de nivômètres à rayons cosmiques basés sur la mesure de l'atténuation du taux de comptage d'un détecteur de neutrons au sol lorsque celui-ci est recouvert de neige afin d'évaluer le potentiel réservoir d'eau disponible à la fonte pour alimenter les barrages dans le cadre de la production hydroélectrique [Paquet et Laval, 2006 ; Paquet et al. 2008].

CHAPITRE V. LIEN AVEC LES RAYONS COSMIQUES

V.1 Interface RCG-atmosphère avec GEANT4

Dans la première partie de ce dernier Chapitre, nous allons revenir sur les notions présentées dans le Chapitre I à savoir le Rayonnement Cosmique Galactique (RCG) et les Grandes Gerbes Atmosphériques (GGA) à l'origine des neutrons secondaires étudiés en détail dans les Chapitres III et IV. Bien que l'ensemble du spectre soit modulé par les effets saisonniers décrits dans le Chapitre IV, la très faible amplitude de la variation des neutrons de cascade dont l'énergie est supérieure à 20 MeV, fait qu'il est possible de corrélérer directement leur dynamique, à plus ou moins long terme, avec la dynamique de l'environnement spatial et plus particulièrement celle du RCG. Pour étudier l'impact de la modulation du spectre des RCG sur les GGA et ainsi sur la production de neutrons atmosphériques, un outil développé avec le code GEANT4, déjà utilisé dans les Chapitre II et IV, permettra de quantifier ces effets grâce à la simulation des cascades hadroniques générées par l'interaction des protons et alphas cosmiques avec les noyaux des molécules d'air dans l'atmosphère. Pour cela, nous avons opté pour un modèle décrivant le spectre local interstellaire parmi ceux présentés dans le Chapitre I. Nous décrirons les hypothèses quant à l'incidence des particules et le traitement de la coupure géomagnétique. Ensuite, nous présenterons la modélisation à proprement parler avec la description de l'atmosphère en couronnes concentriques et les profils de température, pression, hygrométrie, composition chimique et densité en fonction de l'altitude. Enfin, nous détaillerons la physique et le transport dans GEANT4 afin de reproduire les GGA et de reconstruire les spectres des particules secondaires pour n'importe quelles conditions. L'outil sera validé par comparaison avec des spectres expérimentaux issus de la littérature.

V.1.1 Objectifs et démarche générale

Le but est de développer un outil capable de fournir une estimation de l'environnement radiatif secondaire atmosphérique à n'importe quel point (altitude et coordonnées géomagnétiques) et pour n'importe quelle activité solaire. La solution retenue consiste à générer une base de données de GGA produite à partir de particules primaires incidentes (proton ou alpha) du RCG monoénergétiques et ayant un angle donné de pénétration dans l'atmosphère. A partir de ces données élémentaires, il sera possible de reconstruire le spectre d'un type de particule secondaire (neutron, proton ou muons positifs et négatifs) aux coordonnées souhaitées grâce des combinaisons linéaires pondérées par les valeurs du spectre du RCG à l'instant considéré. L'obtention du résultat est donc très rapide par rapport à une simulation complète des GGA produites par l'ensemble des particules primaires du RCG où le nombre de particules tirées aléatoirement doit être très grand afin d'atteindre une incertitude statistique

satisfaisante. Ici, la démarche est coûteuse en temps de calcul dans l'étape préliminaire qui consiste à construire cette base de données. Nous allons brièvement introduire la démarche générale avant de détailler chaque étape dans les sections correspondantes.

La première étape consiste à choisir un modèle pour décrire le spectre du RCG afin d'obtenir les coefficients de pondération utilisés lors de la reconstruction du spectre de particules secondaires atmosphériques. Ce spectre du RCG doit modéliser les composantes proton et alpha, les deux espèces les plus abondantes, sur une gamme d'énergie conséquente, sachant qu'une particule primaire peut générer des particules secondaires au niveau du sol à partir de la centaine de MeV. Après, plus l'énergie augmente, plus la quantité de particules secondaires produites sera importante mais en contrepartie, les particules primaires atteignant ces énergies se font de plus en plus rares (loi de variation du spectre du RCG en $E_i^{-\gamma}$). Nous pouvons considérer que celles-ci deviennent trop rares pour avoir un effet notable à partir de 400 GeV/nucléon. L'étude de la direction d'incidence de ces particules est nécessaire. Une hypothèse souvent admise consiste à considérer les rayons cosmiques de manière isotrope à l'entrée de l'atmosphère. Enfin, nous parlerons de la prise en compte des coordonnées géomagnétiques avec l'application de la rigidité de coupure verticale présentée dans le Chapitre I.

La seconde étape est la simulation des GGA dans une atmosphère de référence que l'on décrira en détail. La discrétisation en altitude permet de calculer autant d'éléments qui constitueront la base de données que de couronnes élémentaires. La physique des GGA est retranscrite grâce aux modèles de transport à hautes énergies incorporés dans l'outil GEANT4 avec le traitement des cascades intranucléaires soit par avec le modèle BIC (Binary Intranuclear Cascade) ou bien le modèle Bertini. Ainsi, autant de simulations que de particules monoénergétiques (espèce, découpage en énergie et découpage en angle d'incidence et choix du modèle physique) doivent être réalisées, ce qui représente un très grand nombre de calculs (à titre d'information : $2 \times 18 \times 3 \times 2 = 216$ calculs). Lors de chaque calcul, le nombre de particules primaires tirées doit générer un nombre statistiquement suffisant de particules secondaires, le temps de calcul augmentant exponentiellement avec l'énergie des particules incidentes. Par conséquent, un nombre décroissant de tirages est établi avec l'énergie cinétique allant de 10^5 à 100 MeV jusqu'à 10^3 à 250 GeV.

V.1.2 Choix du spectre RCG incident

V.1.2.a Modèle ISL et rappel de l'approximation Champ de force

Le modèle Burger-Usoskin [Usoskin et al., 2005] utilise également l'approximation du Champ de Force pour la modulation des rayons cosmiques. Le spectre ISL a été développé par Burger et Potgieter (2000) et s'écrit en fonction de l'énergie cinétique E_i exprimée en GeV/nucléon selon l'Équation 84.

$$J_{ISL,i}(E_i) = \frac{a_i \cdot P(E_i)^{-b_i}}{1 + c_i \cdot P(E_i)^{-d_i}} \quad \text{Équation 84}$$

$$P(E_i) = \sqrt{E_i \cdot (E_i + 2E_0)}$$

Les paramètres a_i , b_i , c_i et d_i sont des constantes pour chaque type de particules et ont été déterminés uniquement pour les noyaux d'Hydrogène et d'Hélium par ajustement avec le spectre mesuré par AMS en 1998 grâce à un algorithme de Levenberg et Marquardt et à l'application du modèle du champ de force (Équation 85) avec le potentiel de modulation $\phi(t)$ égal à 550 MV. Les valeurs sont données dans le Tableau 47. Les spectres 'proton' et 'alpha' issus de ce modèle sont tracés aux conditions de modulation lors de la mesure d'AMS et pour les extrema solaires.

$$J_i(E_i, \phi) = J_{ISL,i}(E_i + \Phi) \cdot \frac{E_i \cdot (E_i + 2E_0)}{(E_i + \Phi) \cdot (E_i + \Phi + 2E_0)} \quad \text{Équation 85}$$

$$\Phi = \left| \frac{Ze}{A} \right| \phi$$

Tableau 47 -Meilleurs paramètres d'ajustement des spectres ISL proton et alpha-

Paramètres :	a_i	b_i	c_i	d_i
proton	19000	2,78	0,4866	2,51
alpha	922	2,78	0,414	2,51

*Les unités des paramètres sont telles que le spectre ISL est exprimé en $/m^2/s/(GeV/nucléon)/s$.

Lors des simulations GEANT4, nous choisirons des énergies cinétiques couvrant tout le domaine visible sur la Figure 94 soit un peu plus de trois décades avec un découpage de cinq groupes logarithmiques équidistants par décade. Ainsi, pour chaque particule (proton et alpha), nous aurons 18 énergies monoénergétiques à traiter allant de 100 MeV/nucléon à 251,2 GeV/nucléon. L'avantage de ce formalisme est de pouvoir définir un environnement radiatif incident ne dépendant que d'un unique paramètre, le potentiel de modulation $\phi(t)$, lequel est disponible dans la littérature en fonction du temps grâce à des déterminations par l'étude des tâches solaires, d'échantillons de glace polaire ou encore avec les Moniteurs à Neutrons [Usoskin et al., 2011]. Cependant, il ne sera pas obligé par la suite d'utiliser les spectres fournis par ce modèle pour estimer l'environnement radiatif atmosphérique. En effet, si nous disposons de spectres de particules solaires lors d'un événement solaire à particule, alors, il sera possible de les utiliser en données d'entrée afin d'estimer l'amplitude d'un GLE (Ground Level Enhancement) aux faibles rigidités de coupure géomagnétique.

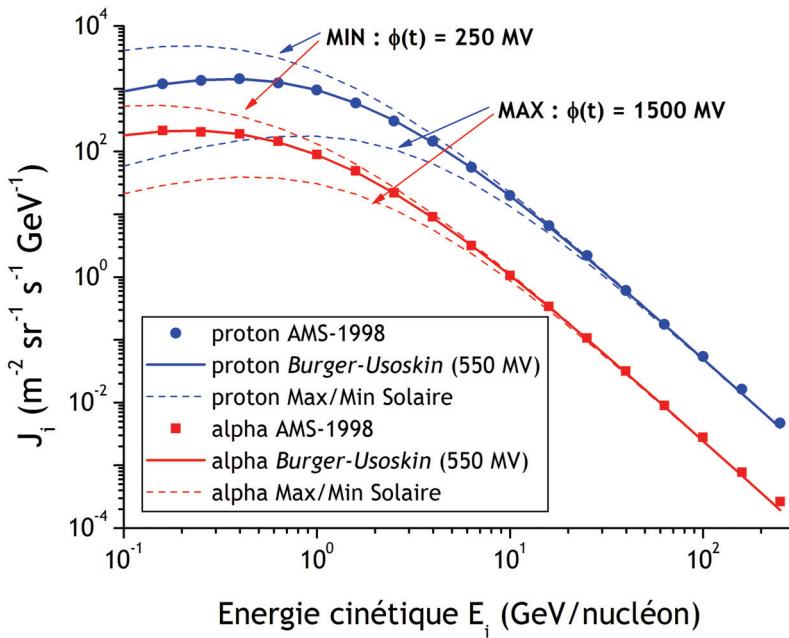


Figure 94 - Spectres du RCG avec le modèle Burger-Usoskin et mesurés avec AMS en 1998.

V.1.2.b Incidence des particules primaires

L'intensité différentielle des spectres RCG s'exprime en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$. Il s'agit donc du débit de fluence spectrale des particules ayant une direction comprise entre les angles solides Ω et $\Omega + d\Omega$ (l'angle solide s'exprimant en stéradian, cf. Annexe A). Il est donc nécessaire de connaître la probabilité qu'une particule arrive à l'entrée de l'atmosphère selon une direction particulière plutôt qu'une autre. En effet, les particules rasantes (angle de zénith θ proche de $\pi/2$) génèrent des gerbes atmosphériques très longues, du fait de la faible densité dans les hautes couches verticales tandis que les particules avec une incidence quasi-normale (θ proche de 0) créent des cascades atteignant rapidement les basses couches de l'atmosphère et contribuent en majorité à l'environnement radiatif au niveau du sol. Ainsi, lorsqu'il faudra pondérer les résultats des simulations, la prise en compte de l'incidence sera essentielle car il faudra intégrer le spectre du RCG sur l'ensemble des directions possibles compte tenu de sa dépendance angulaire comme le montre l'Équation 86 où θ est l'angle zénith et φ l'angle d'azimut.

$$\begin{aligned} j_i(E_i, t) &= \int_{\Delta\Omega} J_i(E_i, \Omega, t) d\Omega \\ &= \int_{\Delta\varphi} \int_{\Delta\theta} J_i(E_i, \theta, \varphi, t) \sin(\theta) d\theta d\varphi \end{aligned} \quad \text{Équation 86}$$

Du fait de la symétrie du problème, la distribution azimutale est uniforme entre 0 et 2π comme nous le verrons lors de la description de la modélisation de l'atmosphère. Dans l'hypothèse d'une distribution isotrope des particules du RCG à l'entrée de l'atmosphère, comme cela est souvent considéré dans la littérature, alors le traitement de l'angle de zénith consiste à appliquer la loi de Lambert en cosinus pour définir l'anisotropie à

l'entrée de la surface quasi-plane (très grand rayon de courbure des hautes couches de l'atmosphère) [Roesler *et al.*, 1998 *et* Pioch, 2012]. La séparation des variables est possible pour l'intégration dans l'*Équation 87*.

$$\begin{aligned} j_i(E_i, t) &= \Omega \cdot J_i(E_i, \Omega, t) & \text{Équation 87} \\ \Omega &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta = \pi \\ \Omega(\theta_l, \theta_{l+1}) &= \frac{\pi}{2} [\cos(2\theta_l) - \cos(2\theta_{l+1})] \end{aligned}$$

Bien que le choix d'une incidence isotrope soit retenu dans le cadre des travaux, nous avons laissé l'opportunité de considérer d'autres distributions angulaires en prenant en compte différents intervalles d'angles dans les simulations. Ainsi, l'angle de zénith θ de la particule est tiré uniformément dans un intervalle de bornes θ_l et θ_{l+1} . Dans un premier temps, nous avons divisé l'intervalle $[0, \pi/2]$ en trois sous-intervalle de même dimension avec $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \pi/6$, $\theta_3 = \pi/3$ et $\theta_4 = \pi/2$. Ainsi, les bases de données issues des calculs avec les 18 énergies de protons et alpha seront triplées pour tenir compte de ces trois domaines d'incidence possibles.

V.1.2.c Coupure géomagnétique

Pour définir l'environnement radiatif à des coordonnées précises de la Terre, nous utiliserons le formalisme des rigidités de coupure géomagnétique défini dans le Chapitre I. Nous rappelons qu'à chaque point du globe est associé une rigidité de coupure géomagnétique R_C qui traduit l'état des lignes de champs magnétiques de la magnétosphère terrestre. L'influence de cette rigidité de coupure sur les particules primaires du RCG est la suivante. Les particules ayant une rigidité R supérieure à la rigidité de coupure verticale R_C et une incidence normale ($\theta = 0$) sont prises en compte comme étant susceptibles de générer des GGA à cet endroit. Si la rigidité R est inférieure à R_C alors il n'existe pas de trajectoire permettant d'amener des particules à ce point d'entrée de l'atmosphère, et donc aucune GGA n'est induite par ces particules. Normalement, la rigidité de coupure devrait dépendre de l'incidence des particules mais il a été démontré qu'appliquer la rigidité de coupure verticale à tous les angles de zénith est une hypothèse acceptable. Nous rappelons la définition de l'énergie cinétique E_i (GeV/nucléon) d'une particule chargée i du RCG (proton et alpha) en fonction de la rigidité R (GV), de la masse au repos E_0 et du ratio Z_i / A_i .

$$E_i = \sqrt{E_0^2 + (Z_i \cdot R / A_i)^2} - E_0 \quad \text{Équation 88}$$

Ainsi, les alphas ayant une même énergie cinétique par nucléon que les protons auront une rigidité deux fois plus importante comme le montre l'*Équation 88*. Les rigidités

de coupure verticale en fonction des coordonnées géographiques sont données dans le Chapitre I.

V.1.3 Modélisation de l'atmosphère

V.1.3.a Géométrie et maillage en couronnes

La géométrie choisie pour décrire l'atmosphère est très simple, il s'agit d'une succession de sphères de volumes décroissants et concentriques imbriquées les unes dans les autres. La sphère la plus grosse représente la frontière entre les hautes couches de l'atmosphère terrestre (mésosphère) et le 'vide' de l'espace (thermosphère et exosphère). Parfois cette frontière est désignée par la ligne de Kármán à 100 km. Chaque séparation définit une nouvelle couche atmosphérique par une couronne dont l'épaisseur varie avec l'altitude. Les propriétés de l'atmosphère dans chacune des couches sont les suivantes : composition chimique, densité, température et pression. Les profils en altitude de ces grandeurs seront définis dans la section suivante en respectant certaines normes. Enfin, la sphère de plus petit diamètre constitue la Terre avec une constitution qui lui est propre.

Ainsi pour définir l'atmosphère de manière suffisamment précise entre 0 km et 85 km, nous avons opté pour un découpage en 47 couronnes concentriques. Les propriétés de l'atmosphère sont très changeantes à basse altitude et c'est là qu'il est intéressant de calculer au mieux l'environnement radiatif secondaire car l'essentiel des mesures (au sol au niveau de la mer et à altitude de montagne et en avion) sont effectuées dans la troposphère comprise entre 0 km et 11 km. Le maillage choisi est donc serré avec des couronnes de 0,5 km d'épaisseur soit 21 couronnes. Ensuite, le maillage est légèrement relâché car l'environnement stratosphérique entre 11 km et 50 km est également important avec les vols de ballons et de l'avion ER-2 de la NASA. Le pas du maillage en altitude est alors de 1 km jusqu'à 25 km puis de 5 km jusqu'à la fin de la mésosphère à 85 km, définissant ainsi 15+11 mailles, ce qui porte le nombre total de volumes à 47. Le maillage est relâché dans les hautes couches de l'atmosphère car la densité est extrêmement faible pour induire des GGA intéressantes à étudier dans le cadre de ces travaux.

Les particules primaires incidentes arrivent toujours au même point d'entrée de l'atmosphère du fait de la symétrie sphérique à une distance de $R_{Terre} + h_{max}$ (6378,14 km + 85 km = 6463,14 km). L'angle de zénith θ est tiré aléatoirement entre les bornes angulaires θ_l et θ_{l+1} . Enfin, la composition du volume de la boule centrale est choisie de façon à représenter de façon moyenne le manteau supérieur de l'écorce terrestre (comprenant les océans). Ainsi, la densité moyenne à la surface est de 2,28 et la composition est de 47,2 % de silice (SiO_2), 40,2 % d'alumine (Al_2O_3) et enfin 12,0 % en eau H_2O en fraction massique.

V.1.3.b Conditions T, P et H et densité en fonction de l'altitude

Afin de définir les propriétés de l'atmosphère dans le volume des couronnes élémentaires définies dans la précédente section, nous avons recourt à l'Atmosphère Normalisée (ISA : International Standard Atmosphere).

Elle se compose d'une table de valeurs à différentes altitudes et de quelques formules qui ont permis le calcul de ces valeurs. L'Organisation Internationale de Normalisation (ISO pour International Organization for Standardization) publie l'atmosphère type internationale (ISA) comme norme, ISO 2533:19751 [ISA]. D'autres organismes de normalisation, comme l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI) et le gouvernement des États-Unis, publient, sous leur propre autorité, des prolongements ou des sous-ensembles de normes pour le même modèle atmosphérique.

Le modèle ISA divise l'atmosphère en différentes couches avec une distribution linéaire de la température. La Figure 95 présente le profil de température (en rouge). Les autres valeurs sont calculées à partir des constantes physiques fondamentales et dérivées. Par exemple, au niveau de la mer la norme donne une pression p_0 de 1 013,25 hPa, une température T_0 de 15 °C et un gradient thermique adiabatique de -6,5 °C/km. On peut lire ensuite sur la table qu'à 11 km d'altitude la pression p_{11} a chuté à 226,32 hPa et la température à -56 °C. Entre 11 km et 20 km la température reste constante ($T_{11} = -56,5$ °C). L'Équation 89 donne l'évolution de la pression (en hPa) en fonction de la température décrite précédemment (en Kelvin ici), de la constante des gaz parfait R (287,04 m²·K⁻¹·s⁻²) et de l'accélération de la pesanteur supposée constante g (9,81 m·s⁻²).

$$p(h \leq 11 \text{ km}) = \left(p_0 - 0,0065 \frac{h}{T_0} \right)^{5,2561} \quad \text{Équation 89}$$

$$p(11 \text{ km} < h \leq 85 \text{ km}) = p_{11} \exp \left[-\frac{g}{RT_{11}} (h - h_{11}) \right]$$

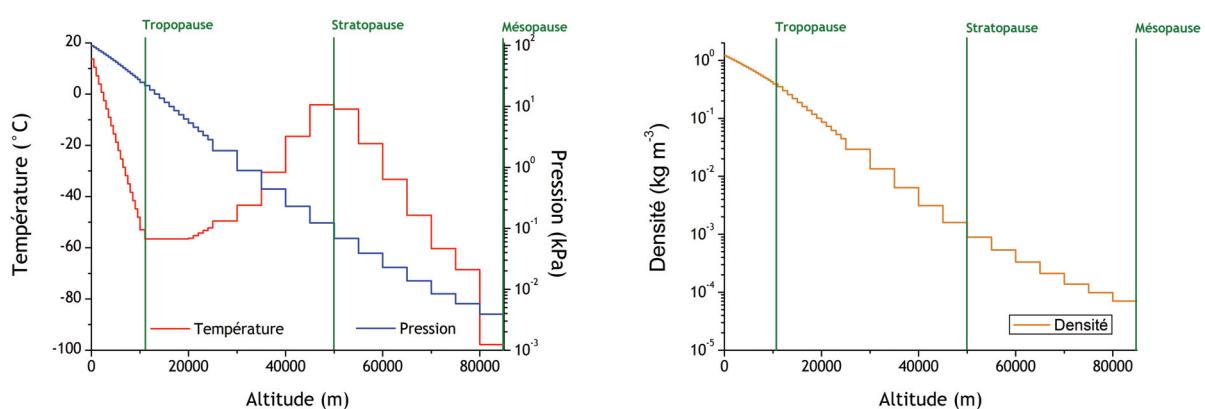


Figure 95 - A gauche, profil de température et de pression. A droite, profil de densité.

Le graphique de droite de la Figure 95 représente la densité ρ de l'air s'exprimant en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ en fonction de l'altitude h (en m). Celle-ci est facilement déduite de la pression et de la température par la relation donnée par l'Équation 90.

$$\rho(h) = \frac{p(h)}{R \cdot T(h)} \quad \text{Équation 90}$$

Toutes ces valeurs de température, pression et densité ont été implémentées dans la modélisation GEANT4. Ces valeurs seront constantes durant toutes les simulations. Il aurait fallu un temps de calcul colossal pour permettre des études de sensibilité sur ces paramètres (notamment les variations de l'atmosphère en fonction des saisons) pour une incidence estimée faible sur l'environnement radiatif secondaire. Cette atmosphère normalisée est largement suffisante compte-tenu des approximations que nous faisons par ailleurs.

V.1.4 Physique implémentée dans GEANT4

V.1.4.a Listes physiques

Les processus physiques du transport des particules primaires de hautes énergies sont décrits dans les listes physiques des utilisateurs, directement implémentés dans GEANT4. Pour la modélisation des GGA, nous avons eu recours à deux listes physiques déjà mentionnées dans le Chapitre II : la liste QGSP_BIC_HP et la liste QGSP_BERT_HP. La seule différence entre ces listes est le traitement de la cascade intranucléaire, qui repose sur le modèle BIC (Binary Intranuclear Cascade) dans le premier cas, et sur le modèle Bertini dans le second cas. Il est à noter que contrairement à la liste physique employée dans les Chapitre II et IV, les modèles de diffusions thermiques sur les noyaux des molécules d' H_2O ne sont pas activés pour gagner en temps de calculs, la thermalisation des neutrons étant très faible dans le milieu gazeux de relativement faible densité qu'est l'atmosphère.

V.1.4.b Approximation à haute énergie (2n2p)

L'une des plus grandes faiblesses de l'outil GEANT4 est l'incapacité de prendre en compte les collisions inélastiques noyau-noyau ($Z \geq 2$) pour des énergies cinétiques supérieures à 10 GeV/nucléon. Par conséquent, la description du transport des noyaux d'Hélium (particules α) du RCG est limitée aux énergies inférieures à 40 GeV ce qui est très insuffisant pour la simulation exhaustive des GGA (il faudrait pouvoir simuler des alphas atteignant $4 \times 251,2$ GeV ce qui représente 1 TeV !). A l'heure actuelle, seul le code Monte Carlo japonais PHITS [Niita et al., 2010] prend en compte ce type d'interaction inélastique entre un noyau projectile et un noyau incident avec son modèle JQMD/JAM [Koi et al., 2003]. Pour pallier à cette lacune, une méthode consiste à simplement considérer le noyau d'Hélium comme des nucléons libres (deux protons et deux neutrons), les énergies de liaison nucléaire étant faible devant les énergies cinétiques considérées dans le cadre

du RCG. Cette hypothèse a été expérimentée et validée dans le cadre de calculs de dosimétrie dans l'atmosphère réalisés successivement avec le code GEANT4 (modèle BIC) et le code PHITS et le module JQMD/JAM. Les résultats démontrent que seules les fluences des particules secondaires au-delà de 40 km sont impactées avec une forte augmentation de la fluence des neutrons supérieurs à 100 MeV dans le cas 2p2n par rapport au cas du noyau d'Hélium simulé directement avec PHITS car les neutrons non liés ne perdent pas d'énergie n'étant pas sensible à l'interaction coulombienne. En dessous de 20 km (les altitudes qui nous intéressent), les résultats concordent très bien. Dans le cadre de ces travaux, nous utiliserons l'approximation 2p2n pour simuler les alphas de plus de 40 GeV.

V.1.4.c Scoring des particules secondaires

De la même façon que dans le Chapitre IV, chaque couronne jusqu'à 30 km d'altitude définit un volume sensible qui permet de calculer la fluence d'un type de particules dont l'énergie cinétique est comprise entre deux valeurs au moyen de l'application de filtres adéquats. Ainsi, à la fin de chaque simulation $S_i^l(E_i)$ (N_i particules primaires du GCR du type i , d'énergie E_i et d'incidence comprise entre θ_l et θ_{l+1}), nous scorons dans les 36 premières couronnes la fluence $\phi_k^{hg}(S_i^l(E_i))$ des particules secondaires k dans le groupe d'énergie g (intervalle de largeur $\Delta E_k^g = E_{k+1} - E_k$) pour l'altitude h . Il est ensuite possible de déduire le nombre de particules secondaires de type k par unité de surface par unité d'énergie et par particule primaire de la simulation $S_i^l(E_i)$ via l'*Équation 91*.

$$\phi_{E,k}^{hli}(E_k) = \phi_k^{hg}(S_i^l(E_i)) / (N_i \cdot \Delta E_k^g) \quad \text{Équation 91}$$

Les types de particule secondaire k auxquels nous nous sommes intéressés sont les neutrons, les protons, les muons positifs et les muons négatifs. Les neutrons sont scorés sur les 70 groupes d'énergies définis dans le Chapitre IV, de 1 meV à 100 GeV. Les protons et muons sont scorés sur 25 groupes de 1 MeV à 100 GeV.

Ainsi, à chaque simulation, nous obtenons $36 \times (70 + 3 \times 25) = 5220$ valeurs de fluence qu'il a fallu traiter par la suite pour reconstituer les spectres environnementaux à une localisation donnée.

V.1.5 Reconstruction des spectres secondaires

V.1.5.a Formulation mathématique

A l'issue des simulations, nous obtenons deux bases de données $\phi_k^{hg}(S_i^l(E_i))$, la première correspondant à l'utilisation du modèle BIC et la seconde au modèle BERT. Ces valeurs de fluence sont d'abord normalisées selon l'*Équation 91*. Ensuite, l'objectif est de reconstruire le spectre à une position donnée (altitude h et rigidité de coupure géomagnétique R_C définissant une énergie de coupure E_{Ci} pour chaque type de particule primaire i) et à un instant t . De cet instant va dépendre l'activité solaire, en fonction de

l'avancement du cycle en cours. L'activité solaire est reliée au potentiel de modulation $\phi(t)$. Enfin, le spectre $j_i(E_i, \phi(t))$ des RCG qui va pondérer les valeurs de la base de données construites avec GEANT4 dépend uniquement de ce paramètre de modulation avec le modèle de Burger-Usoškin décrivant le spectre local interstellaire et l'application du modèle du champ de force. Au final, le débit de fluence spectrale $\dot{\phi}_{E,k}(E_k, h, R_C, t)$ de la particule k à l'altitude h , à la rigidité de coupure R_C et à l'instant t se calcule de la manière suivante selon l'*Équation 92*.

$$\dot{\phi}_{E,k}(E_k, h, R_C, t) = S_T \sum_{l=1}^3 \Omega(\theta_l, \theta_{l+1}) \sum_{i=1}^2 \sum_{E_i > E_{Ci}} J_i(E_i, \phi(t)) \cdot \Delta E_i \cdot \phi_{E,k}^{hli}(E_k) \quad \text{Équation 92}$$

La constante $S_T = \pi \cdot (R_T + h_{\max})^2$ correspond à la surface totale de la dernière couche d'atmosphère considérée et est égale à $5,249 \times 10^{14} \text{ m}^2$. Un programme de lecture de la base de données de notre choix permet de calculer le spectre de la particule voulue en appliquant cette *Équation 92*. Les paramètres d'entrées sont le spectre GCR en fonction de l'activité solaire, l'altitude et la rigidité de coupure souhaitée.

V.1.5.b Validation et résultats : neutrons atmosphériques

Cette section est dédiée à la validation de l'outil d'estimation du spectre des particules secondaires de l'environnement radiatif naturel atmosphérique reposant sur les bases de données construites avec les simulations GEANT4. Dans un premier temps, nous traiterons le cas des neutrons. L'outil ne prenant pas en compte l'environnement local de mesure, la validation avec les mesures en montagne incluant HERMEIS semble difficile. Les mesures en avion sont plus appropriées du fait du faible effet de la structure légère d'un avion sur le spectre neutronique. Les données expérimentales les plus complètes concernant la caractérisation de l'environnement neutronique à altitude avionique sont celles obtenues dans le cadre du projet AIR (cf. Chapitre I), avec un spectromètre à sphères de Bonner embarqué dans l'avion ER-2 de la NASA couvrant une large gamme de latitude (et donc de rigidité de coupures géomagnétiques) et d'altitudes de vol [Goldhagen et al., 2002, 2003, 2004].

Dans un premier temps, nous cherchons à comparer l'allure des spectres. Pour cela, nous allons reproduire les conditions d'un des vols de l'ER-2 grâce à l'outil d'extraction de la base de données GEANT4. Un des spectres expérimentaux mesuré en vol correspond à une altitude de 11,9 km et une rigidité de coupure géomagnétique de 4,3 GV. De plus, l'ensemble des vols s'est déroulé en 1998. Il s'agissait d'un Minimum d'activité solaire et par conséquent le potentiel de modulation était faible avec une valeur de 405 MV (proche des 550 MV de la modulation enregistrée lors des mesures du détecteur AMS-01 à bord de la navette Discovery lors du vol STS-91 en juin de la même année). Le modèle d'entrée des spectres du RCG étant validé à partir de ces conditions de modulation, cela constitue un

bon point de comparaison pour l'environnement radiatif secondaire atmosphérique. Enfin, pour être plus complet dans l'analyse du spectre obtenu, nous avons également calculé le spectre à ces conditions grâce au logiciel EXPACS déjà utilisé dans les Chapitre III et IV. Les spectres neutroniques issus du calcul avec notre outil et EXPACS et le spectre expérimental sont représentés sur la Figure 96.

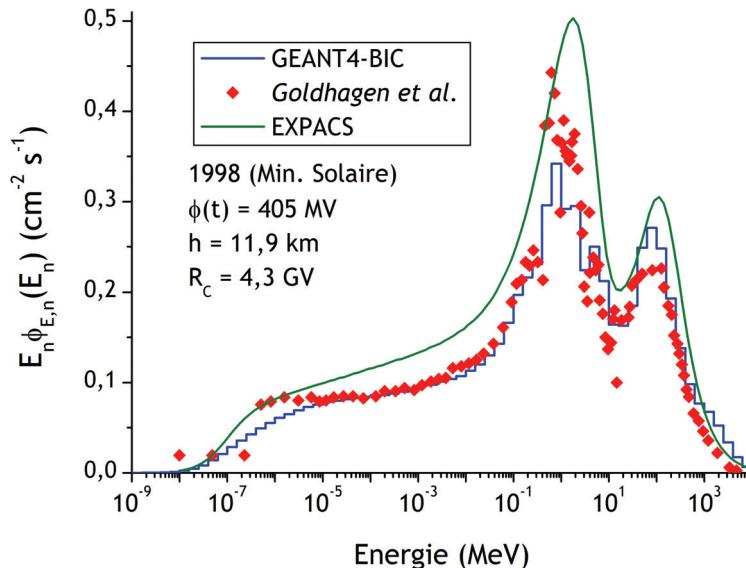


Figure 96 - Spectre mesuré par Goldhagen et al. (2004) à bord de l'ER-2 en période de Minimum Solaire et spectres calculés grâce à la base de données GEANT4-BIC et le logiciel EXPACS.

Nous remarquons que la concordance entre les données expérimentales et celles issues de la base de données GEANT4 est très bonne que ce soit dans la forme du spectre et dans son amplitude. Le spectre fourni par EXPACS surestime le spectre expérimental de près de 25 %. Afin de quantifier de manière plus précise l'accord entre les deux valeurs, nous calculons les débits de fluences intégrés sur tout le domaine d'énergie puis l'écart relatif entre les flux totaux par rapport à la valeur expérimentale. Ces écarts sont calculés pour différentes conditions de vols listées dans le Tableau 48.

Tableau 48 -Ecart relatif entre les données expérimentales et issues de la simulation GEANT4-

Altitude (km) :	12,0	16,2	11,9	20,3
Rigidité de coupure (GV) :	0,7	0,8	4,3	11,6
Ecart relatif sur le flux total G4-exp :	10,2 %	7,05 %	2,23 %	7,47 %

L'écart relatif est au maximum d'environ 10 %. Cet écart est même réduit pour d'autres conditions de vols, ce qui est très satisfaisant compte tenu de toutes les hypothèses établies pour la réalisation de la base de données par simulation et la reconstruction mathématique des spectres. Ces spectres expérimentaux ne sont pas assortis d'une incertitude. Nous pouvons par contre l'évaluer aux alentours de 10 % grâce aux conclusions de l'étude des incertitudes lors de la spectrométrie par sphères de Bonner du Chapitre III. L'écart relatif le plus important constaté est du même ordre de grandeurs

que les incertitudes de mesures. Ainsi, cela nous permet de valider notre outil pour les neutrons et des altitudes comprises entre 12 km et 20 km et des rigidités de coupure géomagnétique de 0,7 GV à 11,6 GV ce qui couvre une bonne partie des coordonnées géomagnétiques terrestres.

Cependant, une bonne estimation du spectre neutronique n'est pas garantie pour des altitudes inférieures à 12 km. Il s'agit en effet du domaine qui nous intéresse étant donné que le système HERMEIS se situe à environ 3 km, donc dans les très basses couches de la troposphère. Une validation directe avec les spectres fournis par HERMEIS n'est pas possible car les spectres simulés ne sont pas modifiés par un environnement local. Cependant, nous pouvons étudier le comportement de nos spectres simulés vis-à-vis de l'altitude et comparer ce comportement avec celui prévu par le logiciel EXPACS (cf. Chapitre I). Ainsi, sur la Figure 97, nous pouvons constater l'évolution du débit de fluence total calculé suivant l'Équation 93. pour une altitude, une rigidité de coupure et un instant donnés.

$$\dot{\phi}_{tot,k}(h, R_c, t) = \int \dot{\phi}_{E,k}(E_k, h, R_c, t) dE_k \quad \text{Equation 93}$$

Sur la Figure 97, nous avons appliqué ce calcul aux conditions de minimum solaire en 1998 et près du pôle à 0 GV. Nous obtenons bien une évolution quasiment exponentielle en fonction du flux total à basse altitude, puis qui devient moins brusque vers la dizaine de kilomètres avant d'atteindre le maximum de Pfotzer entre 15 km et 20 km pour finalement commencer à décroître légèrement. L'allure est proche de celle fournie par EXPACS avec toutefois une surestimation de +50 % au niveau du sol et une sous-estimation de -42 % à 20 km d'altitude. En attendant les résultats des simulations avec le modèle BERT, ces résultats sont estimés satisfaisants.

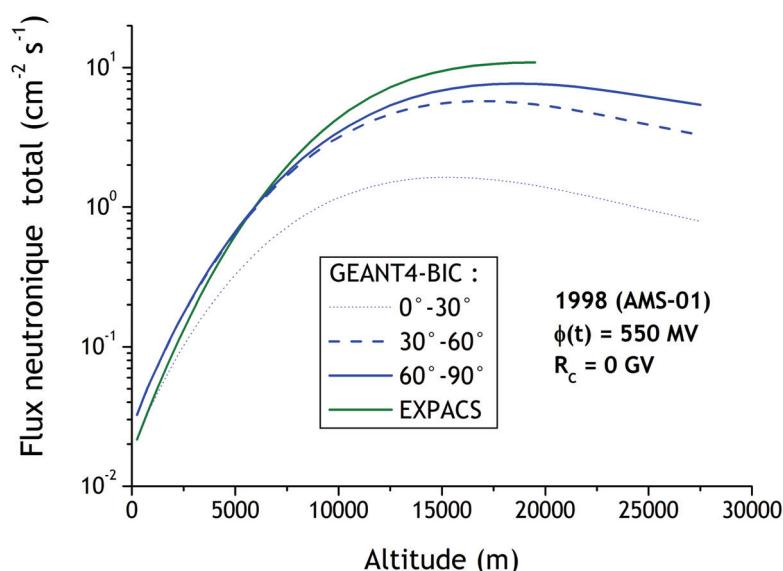
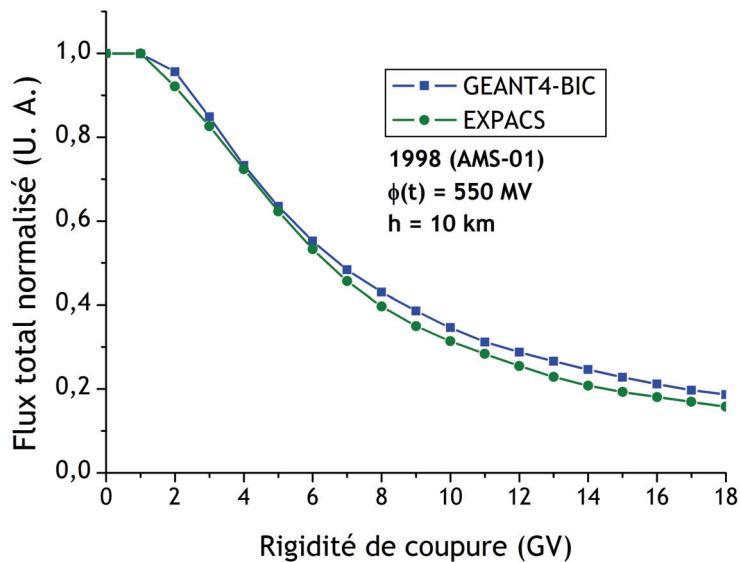


Figure 97 - Evolution du débit de fluence neutronique total en fonction de l'altitude. Ce débit de fluence total est déduit soit du logiciel EXPACS (vert) soit de l'outil GEANT4 (bleu). L'outil GEANT4 permet de mettre en lumière la dépendance angulaire des particules primaires du RCG avec les contributions respectives au flux total pour trois domaines d'angles de zénith.

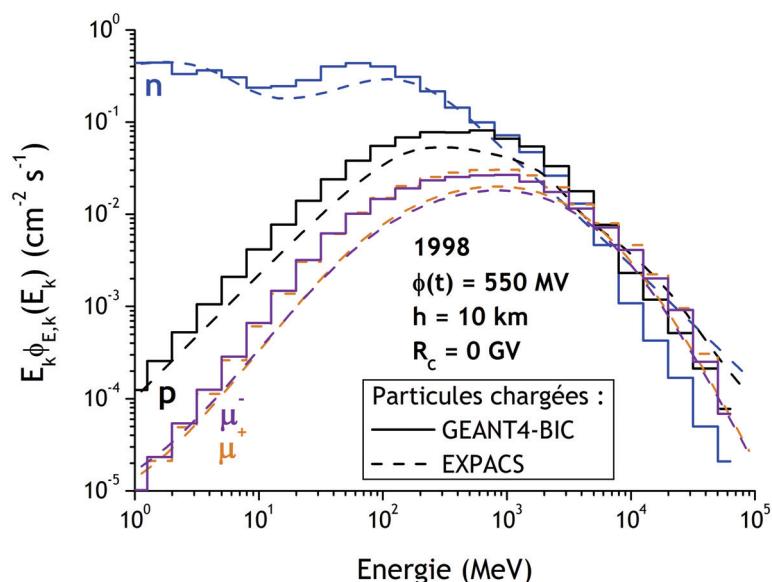
Enfin, nous constatons que l'essentiel de l'environnement neutronique atmosphérique (surtout à altitude de montagne) est dû aux GGA dont l'incidence est inférieure à 60°. Les GGA rasantes contribuent de façon non négligeable à l'environnement radiatif secondaire à partir d'une dizaine de km d'altitude. Enfin, nous avons procédé à une comparaison de l'évolution du flux total en fonction de la rigidité de coupure, à 10 km d'altitude et toujours en période de Minimum Solaire. Les résultats sont présentés sur la Figure 98.



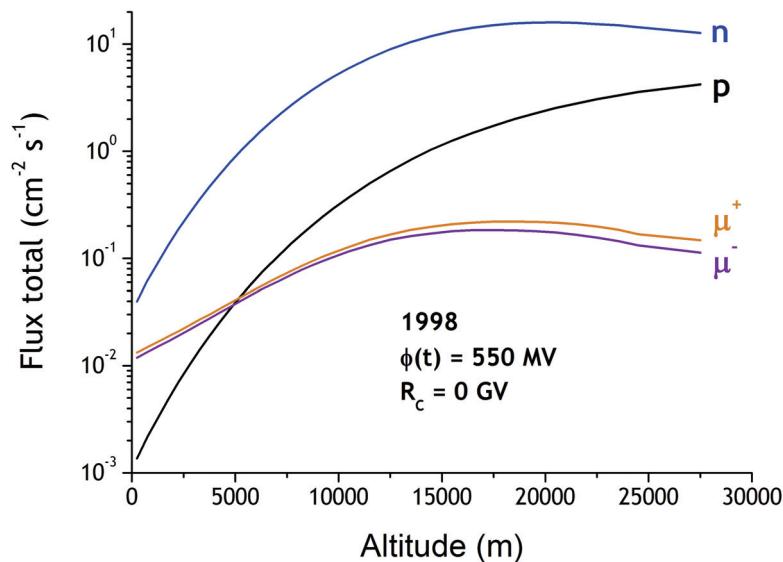
La concordance est très satisfaisante, ce qui implique la validation de l'hypothèse sur la coupure verticale et son implémentation correcte dans l'outil d'extraction.

V.1.5.c Résultats : particules chargées

La Figure 99 présente les résultats obtenus pour les particules chargées secondaires (proton, muons positifs et muons négatifs) en termes de spectres énergétiques.



Les spectres obtenus avec GEANT4 sont encore une fois comparables en allure à ceux obtenus avec EXPACS. L'amplitude des spectres GEANT4 de particules secondaires chargées est légèrement supérieure à celle des spectres EXPACS dans ces conditions particulières (Minimum Solaire, 10 km d'altitude et 0 GV de rigidité de coupure). Enfin, la Figure 100 présente l'évolution des débits de fluence de ces particules en fonction de l'altitude. Nous obtenons des tendances très similaires à celles présentées dans le Chapitre I.



Les informations sur les particules chargées secondaires sont précieuses à plus d'un titre. Tout d'abord, elles nous permettent de quantifier le nombre de coups qui ne sont pas imputés à des neutrons dans les sphères étendues au domaine des hautes énergies, ce qui permet de gagner en précision sur la détermination du pic de cascade à l'issue de la déconvolution. Ensuite, les protons et les muons peuvent contribuer aux aléas logiques par ionisation directe dans les zones sensibles de composants très fortement intégrés (Annexes B et C). Connaître leur spectre permet de maîtriser totalement l'environnement radiatif atmosphérique, en plus des informations fournies par HERMEIS. Finalement, les muons ne sont que très peu sensibles aux variations de l'environnement local. Il est donc plus facile de corrélérer les variations relatives d'un flux de muons en fonction des conditions de modulation solaire ou en cas d'événement solaire.

L'outil développé dans cette première partie du Chapitre V sera employé dans la seconde partie avec notamment une étude comparative à long terme (2 ans) de la modulation solaire et une étude d'événements solaires observés pendant la période de mesure avec une dynamique temporelle d'une heure.

V.2 Aspects dynamiques et modulation des GCR

Dans le Chapitre I, nous avons introduit des éléments de la dynamique du RCG. Nous allons ici nous intéresser à deux échelles de temps. Tout d'abord, nous allons aborder une dynamique assez lente concernant le cycle d'activité solaire. Dans le Chapitre I, nous avons vu que le Vent Solaire s'intensifiait avec l'accroissement de l'activité du Soleil, ce qui se traduit par une modulation plus importante du spectre du RCG. Dans le Chapitre IV, nous avons mis en évidence une décroissance linéaire du flux de neutrons de cascade alors que le potentiel de modulation augmentait également linéairement pendant la période de deux ans en s'approchant du maximum solaire. Pour valider cette anti-corrélation, nous nous proposons d'utiliser notre outil GEANT4 en utilisant la modulation pendant ces deux ans en données d'entrée afin de calculer la dynamique des neutrons de cascade aux conditions du Pic du Midi et la comparer aux données expérimentales obtenues avec le spectromètre HERMEIS.

La seconde partie est dédiée à une dynamique plus rapide, relative aux événements sporadiques du Soleil que nous avons présentés dans le Chapitre I. Pendant ces deux ans de mesures, nous avons observé quelques décroissances Forbush provoquées par des éruptions solaires de grande ampleur. Nous étudierons ici assez succinctement la dynamique et l'amplitude de ces décroissances Forbush, également en fonction du potentiel de modulation. L'évolution temporelle de ce potentiel de modulation pendant la période d'éruption a été obtenue et validée grâce au détecteur AMS-02 à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS) depuis le mois de mai 2011.

V.2.1 Comparaison à long terme avec l'activité solaire

Le système HERMEIS mis en application au Pic du Midi a acquis des données en continu sur une période de deux ans. Ces données ont permis d'étudier l'évolution du débit de fluence des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV (i. e. neutrons de cascade). Ces neutrons relativistes sont les moins impactés par les variations locales de l'environnement et les effets saisonniers avec une amplitude d'oscillation inférieure à 5 %. Dans le Chapitre IV, par comparaison avec les données des moniteurs à neutrons, nous avons vu que la pente moyenne sur les deux ans était caractéristique de l'évolution du cycle d'activité solaire. En effet, cette pente était négative et traduisait une très légère diminution du nombre de particules secondaires issues de RCG dans l'atmosphère. Le spectre du RCG étant plus fortement modulé, moins de GGA sont générées. On se propose ici de relier le potentiel de modulation mensuel déduit pendant la période de mesures couverte par le système HERMEIS et disponible via des bases de données accessibles en ligne [FFP] aux mesures expérimentales également mensuelles. Pour cela, nous générerons différents calculs avec notre outil d'extraction des bases de données GEANT4 pour différentes conditions de modulation solaire couvrant l'ensemble du cycle périodique de

11 ans ; le paramètre $\phi(t)$ variant de 400 MV à 1500 MV par pas de 100 MV. A partir des spectres générés à 5,6 GV et sur des altitudes de +250 m à +20 km, nous pouvons déduire l'effet de la modulation solaire sur le spectre neutronique et plus précisément le domaine de cascade et ce pour différentes altitudes sous la forme d'abaques (modèle analytique). Sur le graphique de gauche de la Figure 101, nous observons une dépendance quasi-linéaire du flux de cascade en fonction du potentiel de modulation et ce quelle que soit l'altitude. Les points issus du calcul sont raisonnablement ajustés par une droite affine (Équation 94) dont le coefficient directeur α et l'ordonnée à l'origine β dépendent de l'altitude h .

$$\dot{\phi}_{cas}(h,t) = \alpha(h) \cdot \phi(t) + \beta(h) \quad \text{Équation 94}$$

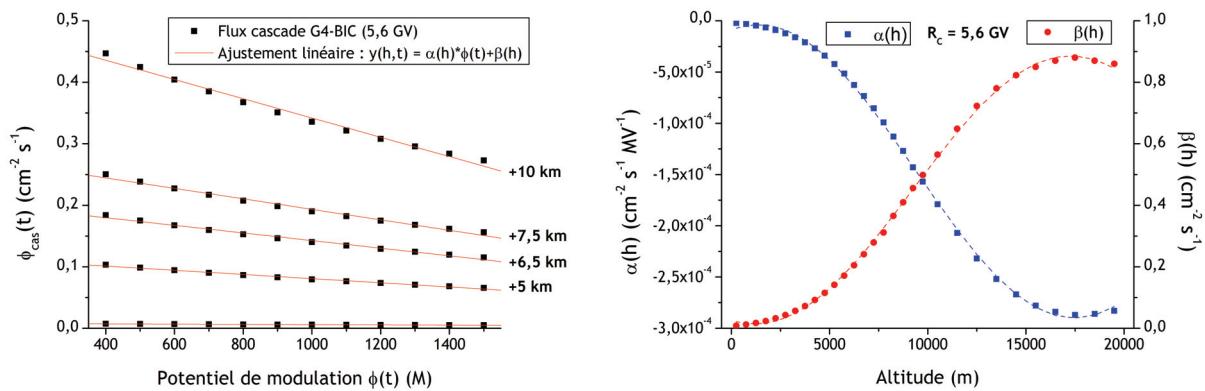


Figure 101 - A gauche, variation linéaire du flux de neutrons de cascade en fonction du potentiel de modulation et à différentes altitudes. A droite, évolution des coefficients d'ajustement linéaire en fonction de l'altitude.

Sur le graphique de droite de la Figure 101, nous avons tracé l'évolution des paramètres α et β en fonction de l'altitude. On se propose d'ajuster ces nuages de points par des lois sinusoïdales décrites par l'Équation 95.

$$\gamma(h) = a_\gamma \cdot \sin(b_\gamma \cdot h + c_\gamma) + d_\gamma \text{ où } \gamma = \{\alpha, \beta\} \quad \text{Équation 95}$$

Les paramètres de meilleur ajustement sont obtenus par un algorithme de Levenberg et Marquardt et sont données dans le Tableau 49.

Tableau 49 -Paramètres de meilleur ajustement de l'Équation 95-

Paramètres :	a_γ	b_γ	c_γ	d_γ
α	$-1,43 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MV}^{-1}$	$1,95 \times 10^{-4} \text{ MV}^{-1}$	17,0143	$-1,47 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MV}^{-1}$
β	$0,4362 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1,95 \times 10^{-4} \text{ MV}^{-1}$	17,0479	$0,4503 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

En combinant les Équation 94 et Équation 95, il est désormais possible de calculer une estimation du flux de neutrons de cascade à n'importe quelle altitude (<20 km) et pour chaque valeur possible du potentiel de modulation entre 400 MV et 1500 MV. Le potentiel de modulation mensuel disponible en ligne [FFP] est donc appliqué à ce modèle analytique et permet d'obtenir l'évolution du flux de cascade entre Mai 2011 et Décembre 2013. Le modèle BIC de la base de données GEANT4 surestime le flux de cascade à

l'altitude h égale +2885 m. Les flux ainsi obtenus sont ramenés à la moyenne des flux de cascade expérimentaux obtenus après déconvolution des taux de comptage donnés par HERMEIS en multipliant par un coefficient de normalisation égal à 0,565. Les valeurs des flux de cascade obtenu à partir de GEANT4 avec les potentiels de modulation et les valeurs des flux de cascade expérimentaux sont tracées sur la Figure 102. On constate que la tendance globale est similaire avec une pente légèrement négative dans les deux cas. Quelques points expérimentaux sont en dehors de la tendance globale, notamment durant l'hiver 2011, avec une amplitude plus faible d'environ 5 % imputée à la présence de neige. Toutefois, leur variation relative est similaire dans les deux cas. Les pentes sont également très proches avec un coefficient de $7,54 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{j}^{-1}$ dans le cas expérimental et de $1,06 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{j}^{-1}$ pour les calculs expérimentaux.

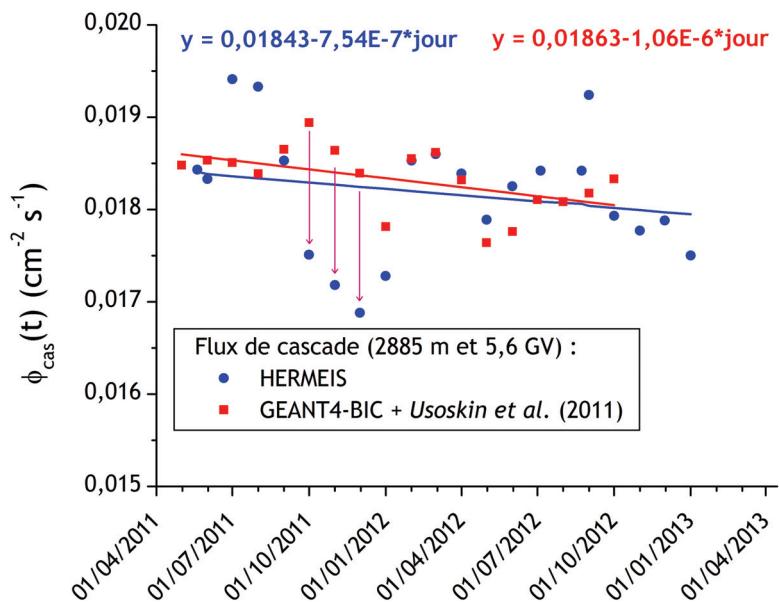


Figure 102 - Evolution temporelle du flux de neutrons de cascade au Pic du Midi pendant deux ans, expérimentale (en bleu) et reposant sur les calculs GEANT4 (en rouge). Les équations affines issues de l'ajustement linéaires sont également mentionnées.

Cette partie permet de conclure quant à la validité de l'hypothèse de la modulation du spectre du RCG avec l'approximation par le modèle du Champ de Force. En effet, nous obtenons des tendances convenables en comparaison avec les données expérimentales assorties d'une incertitude tout de même conséquente au vu des variations considérées. La seconde partie sur la dynamique concernera des variations d'amplitude plus importantes ($> 5\%$) qui permettront d'étayer définitivement cette approche.

V.2.2 Evénements solaires du 24^{ème} cycle

V.2.2.a Mesurés avec HERMEIS

Dans le Chapitre I, nous avons présenté les différents événements solaires pouvant survenir en période de forte activité du Soleil à savoir les éruptions (SF) et les éjections de masse coronale (CME). L'héliosphère et la magnétosphère terrestre sont affectées par les

particules et plasmas émis, ce qui peut induire des manifestations observables au niveau atmosphérique appelées « événements solaires à particules » (SEP) telles que des décroissances Forbush (FD) ou des augmentations subites des flux de particules secondaires atmosphériques (GLE). Le spectromètre HERMEIS a été mis en activité en Mai 2011 alors que nous approchions du maximum d'activité du 24^{ème} cycle solaire. À la latitude du Pic du Midi, il est très peu probable d'observer des GLE. Cependant, nous avons enregistré plusieurs décroissances Forbush d'amplitude considérable. L'étude de ces décroissances Forbush tire profit de la dynamique offerte par le système HERMEIS à +2885 m allant jusqu'à un spectre neutronique par heure. Nous présenterons dans cette partie les résultats liés à deux intenses phases d'activité solaire ayant respectivement eu lieu en Août 2011 et Mars 2012.

La première phase d'activité solaire très intense étudiée s'est produite lors du mois d'Août 2011. Le 02 Août 2011, une première éruption solaire de classe moyenne M1 s'est produite à 6h19 (UT). Elle était accompagnée d'une CME à $900 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Une éruption plus importante de classe M6 a eu lieu le lendemain, le 03 Août 2011 à 13h48 (UT). Enfin, le 4 Août 2011 à 03h57 (UT), une dernière éruption, la plus intense (M9.3), a éjecté une CME à près de $1950 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, ce nuage est beaucoup plus rapide que les deux précédents et les a absorbés sur son trajet vers la Terre. Le flux total $\dot{\phi}_{tot}(t, 1 \text{ h})$ issu de l'intégration du spectre neutronique obtenu avec HERMEIS sur l'ensemble du domaine d'énergie est tracé sur la Figure 103 avec une dynamique temporelle d'une heure entre le 04 Août 2011 et le 11 Août 2011, plage durant laquelle une décroissance Forbush a été observée.

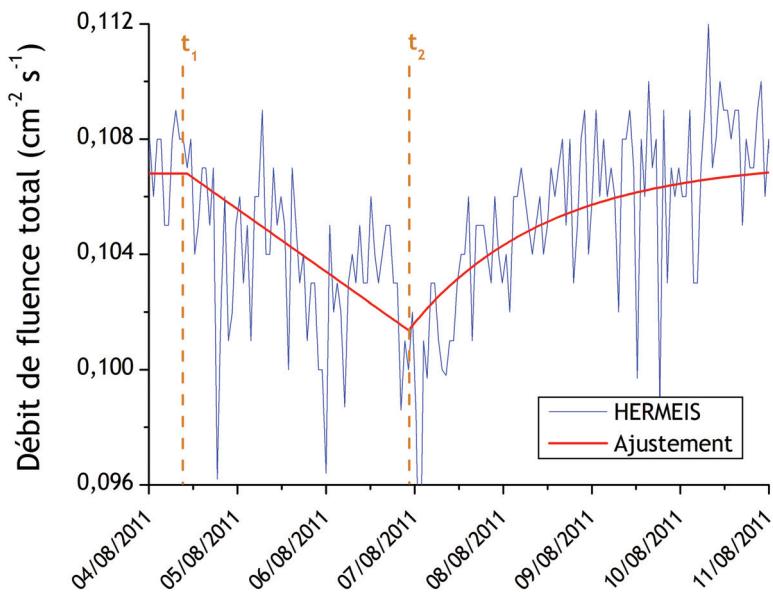


Figure 103 - Débit de fluence total mesuré par HERMEIS pendant la période de forte activité solaire du mois d'Août 2011. On observe une décroissance Forbush.

La seconde période d'activité solaire choisie est celle du mois de Mars 2012. Pas moins de sept éruptions se sont produites en une dizaine de jours. Les deux premières de classe moyenne (M3 et M-) ont eu lieu respectivement les 02 et 04 Mars 2011. Peu après,

une éruption de grande ampleur, de classe X1 s'est produite le 05 Mars 2012 à 04h13 (UT). Le 7 Mars 2012 à 0h28 (UT), une quatrième éruption, d'une intensité encore plus importante (X5) que la précédente a eu lieu peu avant que la CME de cette dernière n'impacte la magnétosphère terrestre provoquant une tempête géomagnétique vers 04h00 (UT). La CME de la dernière éruption a, quant à elle, atteint la magnétosphère terrestre le lendemain, le 8 Mars 2012 à 11h00 (UT). Une cinquième éruption de classe M6 et une sixième de classe M8 se sont produites le 9 Mars 2012 à 03h58 (UT) et le 10 Mars 2012 induisant deux autres CME. Ces deux dernières sont arrivées à proximité de la Terre le 11 Mars 2012 à 11h59 (UT) et le 12 Mars 2012 à 09h30 (UT). Enfin, une dernière éruption de classe M7 s'est déroulée le 13 Mars 2012 à 17h41 (UT) induisant une CME dont l'impact a eu lieu le 15 Mars 2012 à 13h00 (UT). De la même manière que pour la période d'Août 2011, la Figure 104 représente l'évolution temporelle du débit de fluence total $\dot{\phi}_{tot}(t, 1 \text{ h})$ déduit des mesures d'HERMEIS sur la période du 04 au 17 Mars 2012.

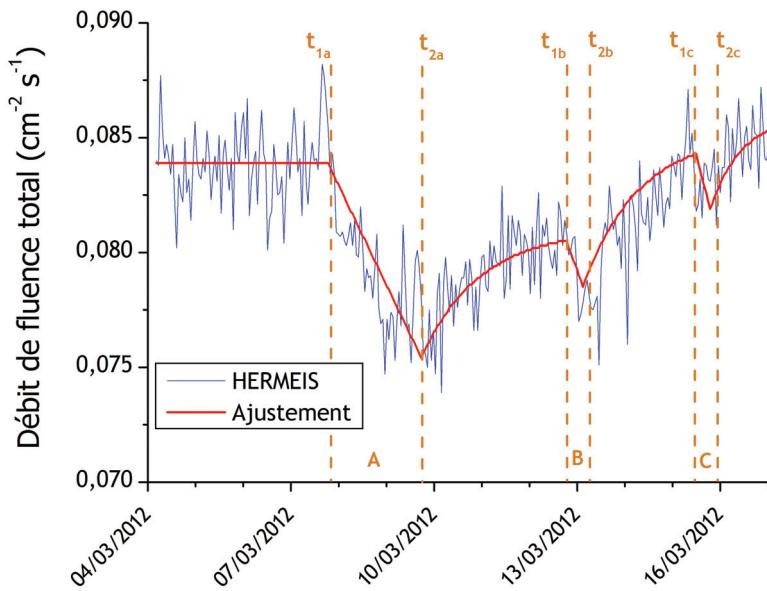


Figure 104 - Débit de fluence total mesuré par HERMEIS pendant la période de forte activité solaire du mois de Mars 2012. On observe distinctement 3 décroissances Forbush.

Nous proposons d'étudier succinctement les différentes décroissances Forbush observées à altitude de montagne sur les Figure 103 et Figure 104. Pour cela, nous proposons un modèle d'ajustement du flux neutronique en trois phases. La première phase entre un instant t_0 et t_1 consiste à considérer le flux comme stationnaire et donc constant. L'ajustement se fera en calculant la moyenne du flux entre ces deux instants. Ensuite, on considérera une décroissance linéaire entre les instants t_1 et t_2 . Cette phase quantifie l'amplitude A_{FD} de la décroissance Forbush via l'Équation 96.

$$A_{FD} = \frac{\dot{\phi}_{tot}(t_1) - \dot{\phi}_{tot}(t_2)}{\dot{\phi}_{tot}(t_1)} \quad \text{Équation 96}$$

Enfin, la dernière étape est une phase de retour aux conditions normales qui se fait de façon exponentielle. Les lois d'ajustements sont décrites par l'*Équation 97*.

$$\dot{\phi}_D(t_0 < t \leq t_1) = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \dot{\phi}_D(t') dt' \quad \text{Équation 97}$$

$$\dot{\phi}_D(t_1 < t \leq t_2) = \dot{\phi}_D(t_1) - \frac{t - t_1}{\kappa}$$

$$\dot{\phi}_D(t_2 < t \leq t_3) = \dot{\phi}_D(t_2) + b \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_2}{\tau}\right) \right]$$

Les valeurs des paramètres de meilleur ajustement pour les décroissances Forbush d'Août 2011 et de Mars 2012 sont récapitulées dans le Tableau 50.

Tableau 50 -Paramètres de meilleur ajustement de l'*Équation 97*-

Date :	Août 2011			Mars 2012		
	Paramètre :	A	A	B	C	
t_0	03/08 16h04	04/03 04h19	-	-	-	
t_1	04/08 10h22	07/03 18h45	12/03 18h45	15/03 11h50		
t_2	06/08 22h20	09/03 17h32	13/03 02h53	15/03 18h57		
κ	10868 cm ² ·s·h	5442 cm ² ·s·h	4165 cm ² ·s·h	2872 cm ² ·s·h		
b	$5,89 \times 10^{-3}$ cm ⁻² ·s ⁻¹	$5,58 \times 10^{-3}$ cm ⁻² ·s ⁻¹	$6,65 \times 10^{-3}$ cm ⁻² ·s ⁻¹	$4,02 \times 10^{-3}$ cm ⁻² ·s ⁻¹		
τ	36,6 h	29,0 h	28,0 h	15,0 h		
A_{FD}	5,08 %	10,1 %	2,46 %	2,89 %		

On remarque que les décroissances Forbush sont relativement semblables avec une phase de décroissance durant de sept à huit heures pour les plus rapides jusqu'à plus de 48 heures pour les plus longues. Les plus rapides ont cependant une amplitude plus faible comprise entre 2 % et 3 % tandis que les plus lentes atteignent plus de 5 %. La constante de temps caractéristique de retour aux conditions normales est supérieure à la dizaine d'heures dans tous les cas. Nous allons à présent discuter de l'amplitude de la décroissance de la décroissance Forbush en fonction de la perturbation de la magnétosphère terrestre induite par la CME correspondante. Plusieurs grandeurs permettent de décrire le transport de la CME dans l'héliosphère : la vitesse maximale du Vent Solaire $V_{S,\max}$ et la valeur maximale du champ magnétique interplanétaire (IMF) $B_{IMF,\max}$ enregistrées par des satellites (ACE, GOES) lors du passage de la CME. Nous nous sommes aussi intéressés à l'indice K_p décrivant l'état de la magnétosphère et enfin le nombre de Wolf W (nombre de tâches solaires). Ces paramètres sont listés dans le Tableau 51 pour les deux périodes d'activité considérées. L'analyse de ces paramètres reposera sur les travaux de *Belov et al.* (2001a,b) qui ont étudié l'influence de ces derniers sur environ 2000 événements solaires enregistrés entre 1977 et 1997.

Tableau 51 -Valeurs de différents paramètres caractéristiques de l'activité solaire-

Périodes :	$B_{IMF,\max}$	$V_{S,\max}$	K_p	W
Août 2011	21,2 nT	1315 km·s ⁻¹	8	98
Mars 2012	21,9 nT	1531 km·s ⁻¹	7	109

*Données issues de http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ et <http://spaceweather.com>

Belov et al. (2001a,b) ont proposé une première classification de l'amplitude des décroissances Forbush en fonction du produit $B_{IMF,\max} \times V_{DS,\max}$ et une seconde de l'indice K_p . Nous avons placé les deux points correspondant aux deux décroissances Forbush de plus forte amplitude (Août 2011 et Mars 2012-A) sur la Figure 105 présentant ces deux corrélations.

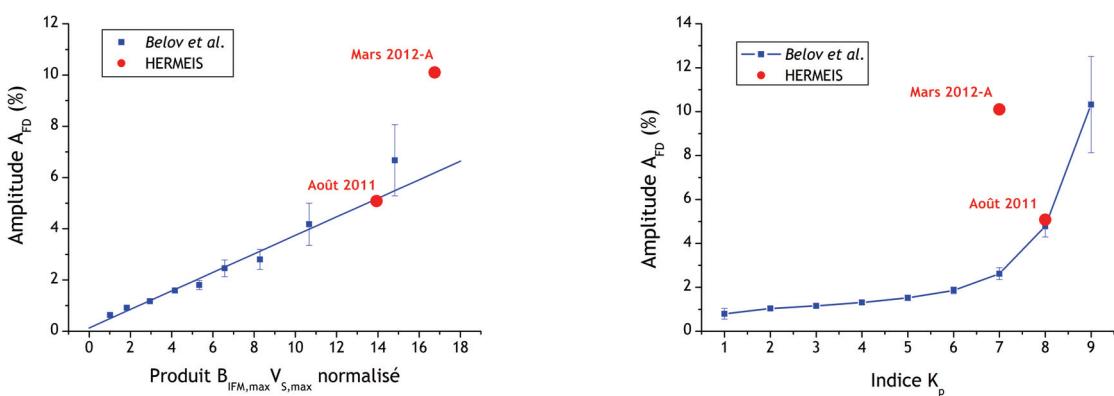


Figure 105 -Corrélation entre l'amplitude d'une décroissance Forbush et les conditions interplanétaires (VS, IMF et K_p).

Tout d'abord, nous avons calculé le produit $B_{IMF,\max} \times V_{DS,\max}$ pour les deux éruptions considérées en le normalisant (en divisant par $5 \text{ nT} \times 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). *Belov et al.* ont proposé une corrélation linéaire entre ce produit et l'amplitude de la décroissance Forbush associée à ces conditions. L'amplitude de la décroissance Forbush d'Août 2011 correspond exactement à cette corrélation tandis que la première décroissance Forbush du mois de Mars 2012-A surestime cette corrélation. La corrélation semble être moins précise et s'écarte d'un comportement linéaire pour les événements de grande ampleur étant donné la faible statistique qui les accompagne (événements rares, moins d'un par an). Ensuite, l'amplitude de la décroissance Forbush est tracée en fonction de l'indice K_p maximum observé lors de la phase de perturbation. L'indice K_p est un nombre entier variant de 0 à 9 qui traduit les perturbations de la magnétosphère terrestre. Lorsqu'il est compris entre 0 et 4, on considère qu'il n'y a pas de tempête géomagnétique (inactif, très calme, calme, changeant, actif). A partir de 5 et jusqu'à 9, on qualifie la tempête géomagnétique avec un indice variant de G1 à G5 (mineure, modérée, forte, sévère et extrême). *Belov et al.* ont montré qu'une tempête géomagnétique n'était pas nécessairement accompagnée d'une décroissance Forbush de grande amplitude et inversement, une décroissance Forbush

importante peut se produire en absence d'activité géomagnétique notable. Cependant, lorsqu'un lien est établi entre les deux, la corrélation est donnée sur le graphique de droite de la Figure 105. La décroissance Forbush d'Août 2011 suit encore très bien ces tendances tandis que celle de Mars 2012 est beaucoup plus importante par rapport au K_p mesuré (égal à 7).

Enfin, nous proposons d'étudier l'effet de la rigidité de coupure géomagnétique R_c de l'endroit où la décroissance Forbush est mesurée pour les radiations secondaires atmosphériques. Pour cela, nous avons étudié les décroissances Forbush de Mars 2012 (A et B) observées avec HERMEIS et avec les données des moniteurs à neutrons. La Figure 106 présente l'évolution de l'amplitude de la décroissance Forbush en fonction de la rigidité de coupure géomagnétique du site de mesures.

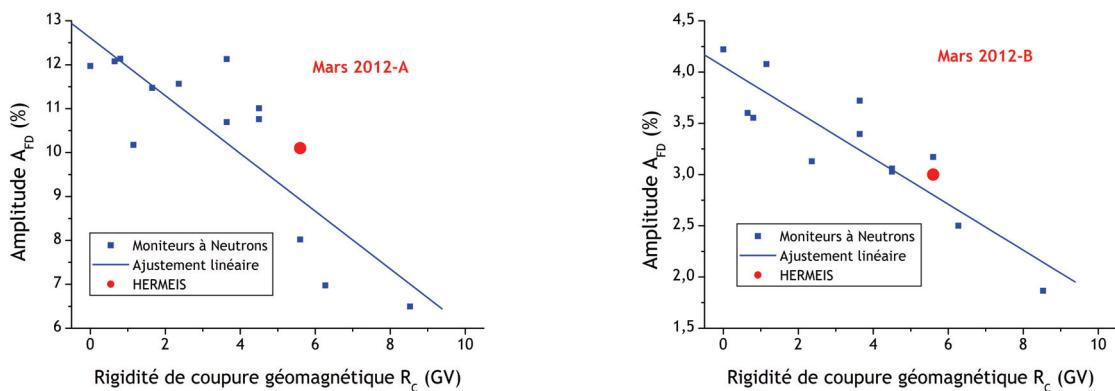


Figure 106 - A gauche, évolution de l'amplitude de la décroissance Forbush en fonction de la rigidité de coupure géomagnétique pour l'éruption de Mars 2012-A. A droite, même chose pour l'éruption de Mars 2012-B.

Les valeurs déterminées par les mesures du système HERMEIS sont proches de celles obtenues avec les Moniteurs à Neutrons pour ces deux décroissances Forbush. Nous observons que l'amplitude de la décroissance Forbush augmente lorsque l'on s'approche des pôles (forte latitude géomagnétique). Cette tendance s'explique par le fait qu'à faible rigidité de coupure, les particules primaires de faibles énergies cinétiques peuvent quand même pénétrer dans l'atmosphère. Or, dans le cadre d'une modulation par le modèle du champ de force du spectre des rayons cosmiques, ce sont ces dernières particules qui sont le plus affectées par la modulation. Lorsqu'une CME interagit avec la magnétosphère terrestre, cela conduit à un excès de modulation comme nous le verrons dans la dernière section de ce Chapitre V. Ainsi, les régions polaires sont plus impactées.

V.2.2.b Modulation des GCR pendant les événements solaires

Grâce à notre outil GEANT4, nous avons établi un modèle analytique permettant de déterminer le débit de fluence de cascade $\dot{\phi}_{cas}^{G4}$ en fonction des conditions de mesures (altitude h et rigidité de coupure géomagnétique R_c) et du potentiel de modulation ϕ à

l'instant t grâce à l'*Équation 94* et à l'*Équation 95*. La formulation de ce modèle est généralisable via une fonction f rappelée par l'*Équation 98*.

$$\dot{\phi}_{cas}^{G4} = f(h, R_C, \phi(t)) \quad \text{Équation 98}$$

En postulant que le flux de cascade $\dot{\phi}_{cas}^{\text{exp}}$ obtenu au Pic du Midi (+2885 m et 5,6 GV) est égal au flux de cascade $\dot{\phi}_{cas}^{G4}$ déterminé par le modèle GEANT4 à un facteur de normalisation k près (où $\text{exp} = \{h, R_C\}$). Il est possible, en inversant le modèle de remonter à une estimation du potentiel de modulation $\phi(t)$ en appliquant simplement l'*Équation 99*. Nous rappelons que nous travaillons sur le domaine de cascade car il s'agit du domaine le moins affecté par les variations locales et saisonnières de l'environnement. (dans la section précédente, la différence entre les flux totaux en Août 2011 et Mars 2012 était notable avec 24 % d'écart).

$$\begin{aligned} \phi^{\text{exp}}(t, t_{\text{int}}) &= f^{-1}(\dot{\phi}_{cas}^{\text{exp}}(t, t_{\text{int}})) \\ \phi^{\text{exp}}(t, t_{\text{int}}) &= \frac{1}{\alpha(h, R_C)} \left(\frac{\dot{\phi}_{cas}^{\text{exp}}(t, t_{\text{int}})}{k(h, R_C)} - \beta(h, R_C) \right) \end{aligned} \quad \text{Équation 99}$$

Une seconde méthode indépendante de la première a été employée pour obtenir une autre estimation du potentiel de modulation. Il s'agit de la méthode standard qui repose sur les taux de comptage des Moniteurs à Neutrons [Usoskin et al., 2002, 2005, 2011]. Pour chaque station, on calcule une fonction de rendement $Y(R, h)$ (en $\text{m}^2 \cdot \text{sr}$) prenant en compte la réponse en fluence du détecteur et la fonction de “filtrage” que représente l'atmosphère. Cette fonction de rendement est convoluée avec le spectre RCG de l'espèce i (proton ou alpha primaire) pour obtenir le taux de comptage $N(t, h, R_C)$ du Moniteur à Neutron de la station considérée selon l'*Équation 100*.

$$N(t, h, R_C) = \sum_i \int_{R_C}^{\infty} Y_i(R, h) J_i(R, \phi(t)) dR \quad \text{Équation 100}$$

Pour chaque instant t , la valeur de $\phi(t)$ est celle qui permet d'obtenir le meilleur ajustement des taux de comptage N effectivement enregistrés des Moniteurs à Neutrons considérés dans l'étude. Cette méthode profite du réseau mondial de Moniteurs à Neutrons, qui sont des détecteurs bien plus efficaces qu'HERMEIS avec un $t_{\text{int}} \geq 1$ minute. De plus, ils couvrent l'ensemble des latitudes géomagnétiques ($\neq R_C$). Différentes fonctions de rendement ont été calculées dans le passé [Nagashima et al., 1990, Clem et Dorman, 2000 et Flückiger et al., 2008]. En pratique, les valeurs obtenues dépendent du choix du spectre ISL et de la fonction de rendement. Par exemple, Usoskin et al. (2011) ont eu recours à plusieurs fonctions de rendement et plusieurs stations de Moniteurs à Neutrons afin de calculer les potentiels de modulation moyens et mensuels depuis 1964,

déjà utilisés précédemment dans les Chapitres IV et V. Le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) de Grenoble a développé une méthode similaire pour obtenir le paramètre de modulation avec une meilleure résolution temporelle. Cette méthode repose sur l'emploi d'un spectre en rigidité $J_{ISL,i}(R)$ pour les noyaux H et He primaires du GCR qui ajuste au mieux l'expérience BESS selon le modèle de *Shikaze et al.* (2007) et décrit par l'*Équation 101*.

$$J_{ISL,i}(R) = A_i \beta^{P_{1i}} R^{-P_{2i}} \quad \text{Équation 101}$$

Dans cette expression, R et β sont respectivement la rigidité et la vitesse divisée par la vitesse de la lumière tandis que A_i , P_{1i} , et P_{2i} sont des paramètres constants. Ensuite, la fonction de rendement retenue est celle proposée par *Flückiger et al.* (2007) dont celle décrite par l'*Équation 102*. Le modèle diverge à hautes énergies. Par conséquent, la fonction de rendement est considérée constante à partir de 116 GeV/nucléon.

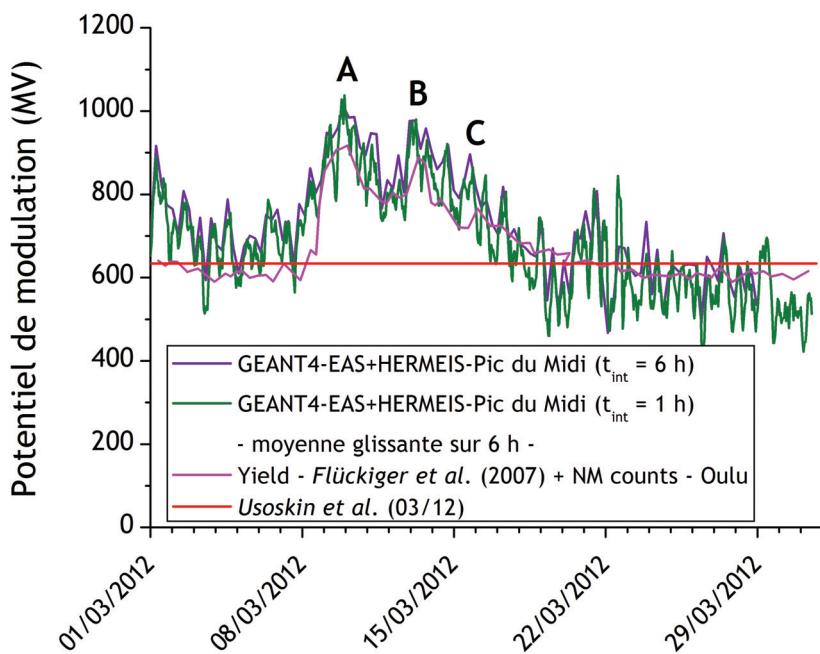
$$\log[Y_i(R, d)] = \sum_{m,n=0}^3 C_{mn} \cdot d^m \cdot (\log[R])^n \quad \text{Équation 102}$$

Cette approche polynomiale repose sur un jeu de coefficients C_{mn} permettant d'ajuster des points de simulations GEANT4. Ces fonctions dépendent de l'altitude avec la profondeur atmosphérique d s'exprimant en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Finalement, les taux de comptage expérimentaux sont ceux de la station Oulu en Finlande (15 m au dessus du niveau de la mer et 0,8 GV de rigidité de coupure géomagnétique) extraits de la base de données NMDB avec ici une période d'intégration d'une heure. Une étape importante consiste à normaliser le facteur d'efficacité des Moniteurs à Neutrons qui dépend des spectres RCG expérimentaux dont certains sont présentés dans le Chapitre I (BESS, PAMELA, AMS-01, etc...) et d'une fonction de rendement donnée. Ces spectres RCG sont facilement accessibles via une base de données de Rayons Cosmiques [*Maurin et al.*, 2013].

Nous avons appliqué le modèle inversé (issu de ces travaux) sur les débits de fluence des neutrons de cascade déduits des spectres obtenus sur le mois de Mars 2012. Les résultats obtenus pour le potentiel de modulation sont donnés sur la Figure 107 en considérant une dynamique d'une heure (t_{int}) avec une moyenne glissante sur 6 h et une dynamique de 6 h. Ces résultats sont comparés avec la méthode des fonctions de rendement présentée précédemment. Le potentiel de modulation mensuel (634 MV) du mois de Mars 2012 calculé par *Usoskin et al.* (2011) est également tracé sur ce graphe.

Bien qu'une différence notable (environ 15 %) soit mise en évidence durant la première décennie du mois de Mars, l'évolution temporelle du potentiel de modulation solaire est très similaire dans les deux cas, avec une valeur moyenne de 600/700 MV

pendant les phases stationnaires et un maximum compris entre 900 MV et 950 MV atteint durant la décroissance Forbush A (10 % d'amplitude). Le potentiel de modulation obtenu suite à l'analyse des taux de comptage des Moniteurs à Neutrons est beaucoup moins fluctuant que celui déduit des mesures effectuées avec HERMEIS. En effet, la résolution temporelle des NMs est bien meilleure que celle des BSS grâce à un volume sensible des tubes de détection bien plus important que celui des compteurs proportionnels sphériques des BSS. Par conséquent, le potentiel de modulation issu de ces travaux présente des effets statistiques considérables qui pourraient être diminués en appliquant un temps d'intégration plus long (6 heures ou plus) au détriment de la résolution temporelle.



Pour conclure sur cette partie, nous avons développé un outil permettant d'obtenir aisément des informations sur les spectres modulés des Rayons Cosmiques grâce à des mesures au sol avec HERMEIS. Cette méthode repose sur des abaques déduits de simulations GEANT4. Ces derniers ont été validés grâce à des données expérimentales et des comparaisons avec le logiciel EXPACS. Les potentiels de modulation ainsi estimés sont comparés avec ceux obtenus dans le cadre d'une méthode standard basée sur le réseau des Moniteurs à Neutrons et les fonctions de rendement de ces systèmes. La connaissance des spectres du GCR est primordiale pour ce type d'études. L'instrument AMS-02 à bord de l'ISS depuis Mai 2011 possède une statistique de comptage très élevée et pourrait être un excellent moyen de calibrer les détecteurs terrestres (BSS et NM). Finalement, une base de données quotidienne des spectres H et He primaires en fonction de la modulation pourrait constituer un outil très utile.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique résulte de l'interaction des particules primaires très énergétiques du Rayonnement Cosmique Galactique avec les noyaux des molécules de l'atmosphère. L'ensemble des travaux de thèse présentés dans ce mémoire a concerné l'étude approfondie du rayonnement neutronique secondaire, depuis la caractérisation et la mise en service à 2885 m, du système HERMEIS, adapté aux énergies et aux débits de fluence de ce rayonnement, jusqu'à l'analyse détaillée et l'interprétation minutieuse des données recueillies sur une période de mesure de 2 ans. L'étude de ce rayonnement neutronique atmosphérique était motivée par deux préoccupations d'importance, les défaillances dans des composants électroniques de taille submicrométrique et l'évaluation de leur contribution à la dose totale d'exposition du public aux radiations et de manière encore plus critique pour le personnel navigant embarqué à bord des avions commerciaux.

Dans les deux cas, l'évaluation de ces risques nécessite de connaître précisément l'environnement radiatif atmosphérique et sa dynamique temporelle. Il s'agissait ainsi de mettre en place les outils nécessaires (mesures, analyses) permettant de mesurer ou d'estimer la distribution en énergie (ou fluence spectrale) de ces neutrons et d'étudier l'évolution temporelle de ces spectres avec une dynamique intéressante allant d'une heure à un mois.

Un important travail bibliographique, restitué dans le premier chapitre de ce mémoire, nous a permis de discerner les différentes origines des neutrons cosmiques, à savoir le RCG et les SPE produits lors d'événements solaires sporadiques et de comprendre les phénomènes physiques de création et de transport des neutrons dans l'atmosphère et des particules chargées associées.

L'étude du rayonnement neutronique atmosphérique, par spectrométrie, n'est pas la première du genre, et de nombreuses mesures, ponctuelles en altitude, ou au sol avec des systèmes d'efficacité limitée, existent dans la littérature, telles que recensées en amont des travaux de thèse réalisés. L'objectif expérimental dans le présent projet était d'exploiter les performances du nouveau système de spectrométrie de l'IRSN (adapté aux neutrons de haute énergie, grande efficacité, grande stabilité de la chaîne d'acquisition, robustesse), HERMEIS, couplé à une interface d'analyse en ligne, pour recueillir des données en altitude, sous une latitude peu favorable en termes de débit de fluence, et ce, sur le long terme.

Pour ce faire, en pré-requis, les fonctions de réponse du spectromètre ont été caractérisées dans les règles de l'art, auprès d'installations de référence, et de manière

intensive par modélisations Monte-Carlo. Des outils d'analyse en ligne et de déconvolution ont enfin été développés pour traiter de manière efficace et systématique un grand nombre de spectres. La connaissance conjointe des fonctions de réponse et des méthodes de déconvolution a permis de quantifier les incertitudes systématiques et statistiques associées aux spectres neutroniques. L'influence du modèle de transport des neutrons de hautes énergies et la modélisation des sphères de Bonner dans GEANT4 et MCNPX (densité du polyéthylène, quantité de noyaux d'hélium 3 dans le volume sensible) ont été identifiées comme étant les principales sources d'écart jusqu'à 20 % de différence dans le domaine des neutrons de cascade.

Les travaux se sont ensuite orientés vers les premières mesures environnementales. L'ONERA s'est doté d'un système de mesure identique à celui de l'IRSN qui avait pour vocation de caractériser de manière dynamique les variabilités de l'environnement neutronique atmosphérique à haute altitude de montagne. Rapidement, le spectromètre était installé au sommet du Pic du Midi de Bigorre dans les Pyrénées à près de 3000 m d'altitude. Une exploitation pérenne des données acquises en continu a pu voir le jour grâce à des étapes préliminaires de faisabilité et de prise en main de l'électronique d'acquisition. Cette phase s'est déroulée dans les locaux du LSBB à Rustrel avec notamment des mesures en souterrain pour caractériser le bruit intrinsèque des détecteurs et des campagnes à basses altitudes (+500 m et +1000 m) afin d'obtenir les premiers spectres neutroniques avec nos outils d'analyse en ligne et de déconvolution. Nous rappelons ici que ces outils reposent sur une interface d'acquisition pilotant le spectromètre et un programme de prétraitement des données. Ce dernier corrige les comptages des effets de la pression atmosphérique avant de les intégrer sur un pas de temps souhaité, définissant ainsi la fréquence d'obtention des spectres (i.e. la dynamique). Enfin, les spectres sont obtenus par déconvolution avec un appel automatique du code GRAVEL, auquel est couplé le logiciel EXPACS pour fournir le spectre a priori.

Après deux ans de mesures, la dynamique mensuelle des spectres neutroniques obtenus grâce à la méthodologie d'analyse en continu au Pic du Midi de Bigorre mise en évidence a démontré l'existence d'effets saisonniers. En effet, nous avons observé des oscillations d'une période d'un an des débits de fluence intégrés dont l'amplitude dépend du domaine d'énergie considéré. Expérimentalement, les neutrons thermiques et épithermiques semblent être les plus touchés. Nous avons émis l'hypothèse que ces oscillations sont dues aux variations locales de l'environnement de mesures, et notamment la présence de neige en période hivernale. Pour valider cette hypothèse et tenter de quantifier ces oscillations, nous avons proposé de modéliser, avec GEANT4, une scène relativement simple avec une roche dont la composition est représentative de celles que l'on trouve dans les Pyrénées. En faisant varier la teneur en eau de cette roche et l'épaisseur d'une éventuelle couche de neige à sa surface, nous avons calculé le spectre

des neutrons d'albedo. Ces neutrons sont plus ou moins réfléchis et absorbés par la roche selon la teneur en eau. Une teneur en eau d'environ 15 % permet de bien reproduire le spectre des neutrons en été. La diminution des amplitudes des débits de fluence épithermique et d'évaporation est accrue lorsque l'épaisseur de neige augmente jusqu'à environ 200 cm. Les neutrons de cascade ne sont quasiment pas influencés et finalement les neutrons thermiques sont bien moins impactés par l'augmentation de la teneur en noyaux d'hydrogène comparativement aux données expérimentales. Nous avons finalement conclu que seuls les neutrons de cascade étaient adéquats pour monitorer le rayonnement cosmique à cause de ces modifications du spectre local sans introduire une correction empirique supplémentaire.

Ce Rayonnement Cosmique Galactique a finalement été étudié dans le dernier chapitre. Nous avons développé un outil permettant de modéliser l'atmosphère en différentes couches de 0 km à +85 km avec les profils de pression, température et densité standardisés. L'objectif était de simuler des grandes gerbes atmosphériques monoénergétiques jusqu'à 250 GeV/nucléon pour trois gammes d'incidence possibles afin de constituer une base de données. Nous avons ensuite développé un outil d'extraction adapté à cette base de données permettant de pondérer les valeurs extraites avec le spectre du Rayonnement Cosmique calculé pour un potentiel de modulation donné. Nous pouvons ainsi estimer le spectre des neutrons, protons ou muons, quelles que soient l'altitude et la latitude géomagnétique. Cet outil a été validé grâce aux données expérimentales du projet AIR, avec des spectres neutroniques obtenus dans différentes conditions à bord de l'avion ER-2 de la NASA. Nous avons ensuite appliqué ce modèle avec succès aux variations à long terme du débit de fluence des neutrons de cascade mesurées pendant deux ans au Pic du Midi.

Nous avons étudié des décroissances Forbush observées expérimentalement suite à des éruptions solaires de grande ampleur survenues en Août 2011 et en Mars 2012 avec HERMEIS. Grâce à l'étude de ces décroissances et à l'outil d'extraction GEANT4, nous avons proposé un modèle analytique permettant de déterminer l'évolution du potentiel de modulation en fonction de l'évolution du flux de neutrons de cascade. Nous avons ainsi appliqué ce modèle aux données du mois de Mars 2012 avec une dynamique temporelle d'une heure. Les potentiels de modulation ainsi obtenus ont été comparés avec succès avec ceux obtenus avec une autre méthode développée par le LPSC et validée par les données de l'expérience AMS-02.

Tout au long de ces travaux, les données fournies par HERMEIS ont été exploitées et valorisées dans nombre de domaines d'applications. Une première application relève du domaine de la dosimétrie. Dans le cadre du WG-11 d'EURADOS, nous avons proposé un suivi dynamique de l'équivalent de dose ambiant au Pic du Midi décrit dans l'Annexe A qui

permet d'alimenter une base de données en cas d'éruption solaire. D'autres moyens de mesures (dosimètres, détecteurs) fournissent cette base de données. A terme, une meilleure compréhension des GLE est espérée afin de pouvoir estimer les doses reçues par les personnels navigants suite à une éruption majeure.

Ensuite, les données du système HERMEIS ont été mises à profit dans le cadre d'études de fiabilité des composants de taille nanométriques vis-à-vis du risque SEE comme le présente l'Annexe B. Des mémoires de type SRAM ont été exposées au même environnement radiatif neutronique que le système HERMEIS pendant 2 ans. Nous avons montré que la connaissance précise de l'environnement dans les calculs de prédiction de taux d'erreurs avec la plateforme MUSCA SEP3 permettait d'améliorer considérablement la précision des estimations par rapport aux erreurs comptabilisées au Pic du Midi. Nous avons également contribué à évaluer le risque (défaillances et anomalies) induit par l'environnement radiatif naturel atmosphérique sur les nacelles des ballons stratosphériques opérés par le CNES.

Finalement, la principale perspective qu'offrent ces travaux est l'élargissement de l'étude de l'environnement radiatif naturel atmosphérique. La première possibilité peut consister à choisir une configuration de mesures « multi-site » afin de disposer de données relatives à différentes latitudes géomagnétiques. Deux sites potentiels de mesures sont envisagés : le sommet du Pico dos Dias (Brésil, National Astrophysics Laboratory) et la station Concordia sur le dôme C en Antarctique (IPEV). Des campagnes de mesures à ces sites permettraient de collecter des données précieuses qui s'ajouteraient à celles enregistrées au Pic du Midi. De plus, une campagne en région polaire pourrait se révéler utile pour enregistrer l'évolution du spectre neutronique pendant un GLE et poursuivre sur l'étude de l'interface entre l'environnement spatial et l'environnement atmosphérique.

Une seconde façon d'élargir l'étude de l'environnement est de s'intéresser à d'autres composantes radiatives. Les muons et les protons semblent être des candidats tout indiqués. En effet, à mesure que l'intégration des composants augmente, l'ionisation directe des protons puis des muons est susceptible de devenir la principale voie d'aléas logiques respectivement à altitude avionique et au niveau du sol comme nous l'expliquons dans l'Annexe C. Afin d'étudier l'environnement de ces particules, nous pouvons recourir à d'autres instruments complémentaires au spectromètre à neutrons HERMEIS. Parmi ceux-ci, nous pouvons citer une caméra CCD scientifique de haute sensibilité déjà opérationnelle depuis deux ans et une diode de calibration de type P-I-N avec une large zone de charge espace grâce à une partie intrinsèque entre les zones dopées P et N de la jonction et dont la mise en application est imminente. Cette diode est plutôt dédiée à l'environnement protonique et neutronique tandis que la caméra CCD étudie à la fois les protons, neutrons et muons.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[Abraham et al, 2004] J. ABRAHAM et al., “Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory”, *Nuclear Instruments and Methods*, A523 (2004).

[Adriani et al., 2011] O. ADRIANI et al., “PAMELA measurements of cosmic-ray and helium spectra, *Science*, 332:69-72 (2011).

[Agosteo et al., 2003] S. AGOSTEO, E. DIMOVASILI, A. FASSO et M. SILARI, “The response of a Bonner sphere spectrometer to charged hadrons”, *CERN - Technical and safety division*, CERN-TIS-2003-010-RP-PP (2003) et *Radiation Protection Dosimetry*, 110(1-4):161-18 (2004).

[Agostinelli et al., 2003] S. AGOSTINELLI et al., “Geant4- a Simulation Toolkit”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 506:250-303 (2003).

[Aguilar et al., 2002] M. AGUILAR et al., “The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle”, *Physics Report*, 366:331-405 (2002).

[Alcaraz et al., 2000a] J. ALCARAZ, B. ALPAT,, G. AMBROSI, H. ANDERHUB, L. AO, A. AREFIEV, P. AZZARELLO et al., “Protons in near Earth Orbit”, *Physics Letters B*, 472:215-226 (2000).

[Alcaraz et al., 2000b] J. ALCARAZ, B. ALPAT,, G. AMBROSI, H. ANDERHUB, L. AO, A. AREFIEV, P. AZZARELLO et al., “Helium in near Earth Orbit”, *Physics Letters B*, 494:193-202 (2000).

[Alevra et al. 1992] A. ALEVRA, M. COSACK, J. HUNT, D. J. THOMAS et H. SCHRAUBE, “Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to monoenergetic neutrons (II)”, *Radiation Protection Dosimetry*, 40(2):91-102 (1992).

[Alevra et al., 1988] A. ALEVRA, M. COSACK, J. HUNT, D. J. THOMAS et H. SCHRAUBE, “Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to monoenergetic neutrons”, *Radiation Protection Dosimetry*, 23:249-252 (1988).

[Alevra et al., 1990] A. ALEVRA, M. COSACK, J. HUNT, D. THOMAS et H. SCHRAUBE, “Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to monoenergetic neutrons (II)”, *Radiation Protection Dosimetry*, 40(2):91-102.

[Alevra et Thomas, 2003] A. ALEVRA et D. J. THOMAS, “Neutron spectrometry in mixed field: Multisphere spectrometers”, *Radiation Protection Dosimetry*, 107:37-72 (2003).

[Allison et al., 2006] J. ALLISON, “Geant4 Developments and Applications”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53:270-278 (2006).

[American National Standards Institute, 2004] “Space environment (natural and artificial) Galactic Cosmic ray model, Technical Report, ISO 15390, Washington D.C. (2004).

[Apostolakis, 2009] J. APOSTOLAKIS, “Progress in hadronic physics modelling in Geant4”, *In proceedings of the 8th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, volume 160 of *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing (2009).

[Armstrong et al., 1973] T. W ARMSTRONG, K.C. CHANDLER et J. BARISH, “Calculations of neutron flux spectra induced in the Earth’s atmosphere by galactic cosmic rays”, *Journal of Geophysical Research*, 78(16):2715-2726 (1973).

[Artola et al., 2011] L. ARTOLA et al., “In flight SEU/MCU sensitivity of Commercial Nanometric SRAMS: Operational Estimations”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 58(6):2644-2651 (2011).

[Asakimori *et al.*, 1998] K. ASAKIMORI, T. BURNETT, M. CHERRY, K. CHEVLI, M. CHRIST, S. DAKE, J. DERRICKSON *et al.*, "Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment", *The Astrophysical Journal*, 502:278-283 (1998).

[Axford, 1982] W. AXFORD, "Discovering the Earth's Magnetosphere", *Advances in Space Research*, 2:11-12 (1982).

[Badhwar and O'Neill, 1992] G. BADHWAR et P. O'NEILL, "An improved model of galactic cosmic radiation for space exploration missions", *Nuclear Tracks Radiation Measurements*, 20(3):403-410 (1992).

[Badhwar and O'Neill, 1994] G. BADHWAR et P. O'NEILL, "Long-term modulation in Low-Earth Orbit", *Radiation Research*, 148:3-10 (1994).

[Badhwar and O'Neill, 1996] G. BADHWAR et P. O'NEILL, "Galactic Cosmic Radiation Model and its Applications", *Advances in Space Research*, 17(2):27-217 (1996).

[Badhwar, 1997] G. BADHWAR, "The Radiation Environment in Low-Earth Orbit", *Radiation Research*, 148:3-10 (1997).

[Batalha, 2012] L. BATALHA, "Solar Modulation Effects on Cosmic Rays - Modelization with Force Field Approximation, 1D and 2D numerical approaches and characterization with AMS-02 proton fluxes", Ph.D. Thesis, Université de Lisbonne (2012).

[Baumann, 2003] R. C. BAUMAN, "Impact of single-event upsets in deep-submicron silicon technology", *MRS Bulletin*, 117-200 (2003).

[Baumann, 2004] R. C. BAUMAN, "Soft errors in commercial integrated circuits", *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 14:299-309 (2004).

[Baumann, 2005] R. C. BAUMAN, "Radiation induced soft errors in advanced semiconductor technologies", *IEEE Transactions on Device and Material Reliability*, 5:305 (2005).

[Beach *et al.*, 2001] A. BEACH, J. BEATTY, A. BHATTACHARYYA, C. BOWER, S. COUTU, M. DUVERNOIS, A. LABRADOR *et al.*, "Measurement of the Cosmic-Ray Antiproton-to-Proton Abundance Ratio between 4 and 50 GeV", *Physical Review Letters D*, 22:2667-2687 (2001).

[Bedogni *et al.*, 2007a] R. BEDOGNI, A. ESPOSITO, C. DOMINGO, C. FERNANDEZ, M. J. GARCI *et al.*, "Performance of the UAB and the INFN-LNF Bonner sphere spectrometers in quasi monoenergetic neutron fields", *Radiation Protection Dosimetry*, 1-4 (2007).

[Bedogni *et al.*, 2007b] R. BEDOGNI, C. DOMINGO, A. ESPOSITO et F. FRANCISCO, "FRUIT: An operational tool for Multisphere neutron Spectrometry in Workplaces", *Nuclear Instruments and Method in Physics Research A*, 580(3):1301-1309 (2007).

[Bedogni, 2006] R. BEDOGNI, "Neutron spectrometry and dosimetry for radiation protection around a high energy electron/positron collider", *PH. D. Thesis*, Universitat Autònoma de Barcelona (2006).

[Belov *et al.*, 1997a] A. V. BELOV et K. G. IVANOV, "Forbush-effects in 1978. 1. The role of suddenly disappearing filaments", *Geomagnetism and Aeronomy*, 37(3):32-39 (1997).

[Belov *et al.*, 1997b] A. V. BELOV et K. G. IVANOV, "Forbush-effects in 1977-1979", in *Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference*, 1:421-425 (1997).

[Belov *et al.*, 1999a] A.V. BELOV, E. A. EROSHENKO et G. YANKE, "Modulation effects in 1991-1994 years", in *Proceedings of the 31st ESLAB Symposium on Correlated Phenomena at the Sun, in the Heliosphere and in Geospace*, ESTEC (1999).

[Belov et al., 1999b] A.V. BELOV, E. A. EROSHENKO et G. YANKE, "Modulation effects in 1991-1992 years", in *Proceeding of the 25th International Cosmic Ray Conference*, 6:431-434 (1999).

[Belov et al., 2001a] A.V. BELOV, E.A. EROSHENKO, V. A. OLENEVA, A.B. STRUMINSKY et Y.G. YANKE, "What determines the magnitude of Forbush decreases?", *Advance Space Research*, 27(3):625-630 (2001).

[Belov et al., 2001b] A.V. BELOV, E.A. EROSHENKO, V. A. OLENEVA et Y.G. YANKE, "Relation the Forbush effects to the interplanetary and geomagnetic parameters", *Proceedings of ICRC 2001*, (2001).

[Bemporad et al., 2008] A. BEMPORAD, G. POLETTI, F. LANDINI, M. ROMOLI, "Reconnection in a slow Coronal Mass Ejection", *Ann. Geophysics*, 26(10) (2008).

[Bertini, 1963] H. W. BERTINI, "Low-energy Intranuclear cascade Calculation", *Physical Review*, 131(4):1801-1820 (1963).

[Bertini, 1969] H. W. BERTINI, "Intranuclear-cascade calculation of the secondary nucleon spectra from nucleon-nucleus interactions in the energy range 340 to 2900 MeV and comparisons with experiments", *Physical Review*, 188(4):1711-1730 (1969).

[Birattari et al., 1998] C. BIRATTARI et al., "The extended neutron range REM counter LINUS: Overview and latest developments", *Radiation Protection Dosimetry*, 76(3):135-148 (1998).

[Birattari et al., 2000] C. BIRATTARI, P. CAPPELLARO, A. MITAROFF et M. SILARI, "Development of an extended range Bonner sphere spectrometer", in *Proceedings of Monte Carlo 2000-Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*, Lisbon, Portugal (2000).

[Boezio et al., 1999] M. BOEZIO, P. CARLSON, T. FRANCKE, N. WEBER, M. SUFFERT, M. HOF, W. MENN et al., "The Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra between 0.4 eV and 200 GeV", *The Astrophysical Journal*, 518:457-472 (1999).

[Boezio et al., 2000] M. BOEZIO, P. CARLSON, T. FRANCKE, N. WEBER, M. SUFFERT, M. HOF, W. MENN et al., "The Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra Measured at 1 AU during Solar Minimum Activity", *The Astrophysical Journal*, 532(1):653-669. (2000).

[Bottollier-Depois et al., 2007] J.-F. BOTTOLIER-DEPOIS, F. TROMPIER, I. CLAIRAND, F. SPURNY, D. BARLETT, P. BECK, B. LEWIS, L. LINDBIRF, D. O'SULLIVAN, H. ROOS et L. TOMMASINO, "Exposure of aircraft crew to cosmic radiation: on-board Intercomparison of various dosimeters", *Radiation Protection Dosimetry*, 110(1-4):411-415 (2007).

[Bramblett et al., 1960] R. BRAMBLETT, R. EWING et T. BONNER, "A new type of neutron spectrometer", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 9:1-12 (1960).

[Brooks et Klein, 2002] F. D. BROOKS et H. KLEIN, "Neutron spectrometry-Historical review and present status", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 476:1-11 (2002).

[Brueckner et al., 1995] G. BRUECKNER, R. HOWARD, M. KOOMEN, C. KORENDYK, D. MICHELS, J. MOSES, D. SOCKER et al., "The large Angle Spectroscopic Coronograph (LASCO)", *Solar Physics*, 162:357-402 (1995).

[Burger et Potgieter, 2000] R. BURGER, M. POTGIETER et B. HEBER, "Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by Ulysses spacecraft: Implications for the diffusion tensor", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 105(A12):27447-27455 (2000).

[Burgett et al., 2008] E. BURGETT, N. HERTEL et R. HOWEL, "Measurements of high energy neutron spectra with a Bonner sphere extension (BSE) measurement system", *Transactions of the American Nuclear Society*, 99:564-565 (2008).

[Burgett, 2008] E. A. BURGETT, “A Broad Spectrum Neutron Spectrometer Utilizing a High Energy Bonner Sphere Extension”, *PH. D. Thesis*, School of Nuclear Engineering - Georgia Institute of Technology (2008).

[Bütfoker et al., 2006] R. BUTIFOKER et E. FLUCKIGER, “Radiation doses along selected flight profiles during two extreme solar cosmic ray events”, *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 7:105-109 (2006).

[Caballero-Lopez and Moraal, 2004] R. CABALLERO-LOPEZ et H. MORAAL, “Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109:1101 (2004).

[Cane and Lario, 2006] H. CANE et D. LARIO, “An introduction to CMEs and energetic particles”, *Space Science Reviews*, 123:45-46 (2006).

[Cane, 1993] H. V. CANE, “Cosmic ray decreases and magnetic clouds”, *Journal of Geophysical Research*, 98(A3):3509-3512 (1993).

[Cane, 2000] H. V. CANE, “CMEs and Forbush decreases”, *Space Science Review*, 10:41-62 (2000).

[Carrington, 1860] R. CARRINGTON, “Description of a singular appearance seen on the Sun on September 1, 1859”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20:13-15 (1860).

[Chadwick et al., 1999] M. B. CHADWICK, P. G. YOUNG, S. CHIBA, S. FRANCKLE, G. M. HALE et al., “Cross section evaluations to 150 MeV for accelerator-driven systems and implementation in MCNPX”, *Nuclear Science Engineering*, 131:293-328 (1999).

[Chadwick, 1932] J. CHADWICK, “The Existence of a Neutron”, *Proceedings of the Royal Society of London*, 136(830):692-708 (1932).

[Cheminet et al., 2012] A. CHEMINET, V. LACOSTE, V. GRESSIER, G. HUBERT, A. MARTIN et M. PEPINO, “Characterization of the IRSN neutron multisphere spectrometer(HERMEIS) at European standard calibration fields”, *IOP Science Journal of Instrumentation*, 2nd FNDA, vol. 7 (2012).

[Cheminet et al., 2012b] A. CHEMINET, V. LACOSTE, G. HUBERT, D. BOSCHER, D. BOYER et J. POUPENEY, “Experimental Measurements of the Cosmic-Ray Induced Neutron Spectra at various Mountain Altitudes With HERMEIS”, *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 59(4):1722-1730 (2012).

[Cheminet et al., 2013a] A. CHEMINET, G. HUBERT, V. LACOSTE, R. VELAZCO et D. BOSCHER, “Characterization of the Neutron Environment and SEE Investigations at the CERN-EU High Energy Reference Field and at the Pic du Midi”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, PP-99:1 (2013).

[Cheminet et al., 2013b] A. CHEMINET, G. HUBERT, V. LACOSTE et D. BOSCHER, “Measurements and Monte Carlo Simulations of the spectral variations of the cosmic-ray induced neutrons at the Pic du Midi over a two-year period”, *Radiation Protection Dosimetry*, 0(0):00-00 (2013).

[Clem et Dorman, 2000] J. M. CLEM et L.I DORMAN, “Neutron monitor response functions”, *Space Science Reviews*, 93:335-359 (2000).

[Cooke, 1989] D. COOKE, J. HUMBLE, M. SHEA, D. SMART, I. LUND, L. RASMUSSEN, B. BYRNAK et al., “On cosmic ray Cut-Off Terminology”, *Il Nuevo Cimento*, 14(3):213-234 (1989).

[Cramp et al., 1997] J. CRAMP, M. DULDIG, E. FLUCKIGER, J. HUMBLE, M. SHEA et D.SMART, “The October 22, 1989, solar cosmic ray enhancement: An analysis of the anisotropy and spectral characteristics”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 102(A11):24237-24248 (1997).

[Desorgher, 2004] L. DESHORGER, “User guide of MAGNETOCOSMIC code”, *Rapport technique*, Université de Berne (2004).

[Dirk et al., 2003] J. DIRK, M. E NELSON, J. F. ZIEGLER, A. THOMPSON et T.H. ZABEL, "Terrestrial thermal neutrons", *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 50:2060-2064 (2003).

[Domingo et al., 1995] V. DOMINGO, B. FLECK and A. I. POLAND, "The SOHO mission: An overview", *Solar Physics*, 162:1-37 (1995).

[Dorman, 1963] L. I. DORMAN, "Cosmic Ray Variation and Space Research", (en Russe), Academii NAUK URSS, Moscow (1963).

[Dréo et al., 2003] J. DREO, A. PETROWSKI, P. SIARRY et E. TAILLARD, « Métaheuristiques pour l'optimisation difficile », *Algorithmes* (Eyrolles(Firme)), Eyrolles, France (2003).

[Dreschhoff and Zeller, 1990] G. DRESCHHOF et E. ZELLER, "Evidence of individual proton events in Antarctic snow", *Solar Physics*, 127:333-346 (1990).

[Dresner, 1962] L. DRESNER, *Oak Ridge Report*, ORNL-TM-196 (1962).

[Dubé, 2003] I. DUBE, « De mm à cm... Etude des rapports neige/eau liquide au Québec », *Note Technique SMC - Région du Québec*, 2003.

[Duzellier et al., 2001] S. DUZELLIER, D. FALGUERE, M. TVERSKOV, E. IVANOV, R. DUFAYEL et M.-C CALVET, "SEU induced by pions in memories from different generations", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48:1960 (2001).

[Edward et al., 1942] B. EDWARD, S. BERRY et V. HESS, "Study of Cosmic Rays between New York and Chile", *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 47(3):251-256 (1942).

[Ellison et Ramaty, 1985] D. ELLISON et R. RAMATY, "Shock acceleration of electrons and ions in solar flares", *The Astrophysical Journal*, 298:400-408 (1985).

[Eroshenko et al., 2008] E. EROSHENKO, P. VELINOV, A. BELOV, V. YANKE, E. PLETNIKOV, Y. TASSEV and A. MISHEV, "Relationships between cosmic ray neutron flux and rain flows", *Proceedings European Cosmic Ray Symposium*, Kosice, (2008).

[EURADOS, 2004] L. LINDBORG, I. McAULEY, T.D. BARTLETT, P. BECK, H. SCHRAUBE, K. SCHNUER et F. SPURNY, "Cosmic Radiation Exposure of Aircraft Crew: Compilation of Measured and Calculated Data. *EURADOS Report*, KO-63-04-690-EN-C, ISBN 92-894-8448-9 (2004).

[EURADOS, 2012] J.-F BOTTOLLIER-DEPOIS, P. BECK, M. LATOCHA, V. MARES, D. MATTHIA, W. RUHM et F. WISSMANN, "Comparison of Codes Assessing Radiation Exposure of Aircraft Crew due to Galactic Cosmic Radiation", *EURADOS Report 2012-03*, ISSN 2226-8057, ISBN 978-943701-02-9 (2012).

[Fasso et al., 1994a] A. FASSO, A. FERRARI et al., "FLUKA; Present Status and Future Developments", *In proceedings of the IVth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, Elba, Italy (1994).

[Fasso et al., 1994b] A. FASSO, A. FERRARI, J. RANFT et P.-R SALA, "Performances and Applications in the intermediate energy range", *In proceeding of the Specialists meeting on Shielding Aspect of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities*, Arlington, USA (1994).

[Ferrari et al. ,1996] A. FERRARI, M. PELLICCIIONI et M. PILLON, "Fluence to Effective Dose and Effective Dose Equivalent Conversion Coefficients for Photons from 50 keV to 10 GeV", *Radiation Protection Dosimetry*, 67(4):245-252 (1996).

[Ferrari et al. ,1997a] A. FERRARI, M. PELLICCIIONI et M. PILLON, "Fluence to Effective Dose and Effective Dose Equivalent Conversion Coefficients for Protons from 5 MeV to 10 GeV", *Radiation Protection Dosimetry*, 71(2) :85-91 (1997).

[Ferrari et al. ,1997b] A. FERRARI, M. PELLICIONI et M. PILLON, “Fluence to Effective Dose and Effective Dose Equivalent Conversion Coefficients for Electrons from 5 MeV to 10 GeV”, *Radiation Protection Dosimetry*, 62(9) :97-104 (1997).

[Ferrari et al. ,1997c] A. FERRARI, M. PELLICIONI et M. PILLON, “Fluence to Effective Dose and Effective Dose Equivalent Conversion Coefficients for Muons”, *Radiation Protection Dosimetry*, 74(4):227-233 (1997).

[Ferrari et al. ,1997d] A. FERRARI, M. PELLICIONI et M. PILLON, “Fluence to Effective Dose and Effective Dose Equivalent Conversion Coefficients for Neutrons up to 10 TeV”, *Radiation Protection Dosimetry*, 71(3):165-173 (1997).

[Ferrari et al. ,1998] A. FERRARI, M. PELLICIONI et M. PILLON, “Fluence to Effective Dose and Effective Dose Equivalent Conversion Coefficients for Negatively and Positively Charged Pions”, *Radiation Protection Dosimetry*, 108(2):91-105 (1998).

[FFP] http://cosmicrays.oulu.fi/phi/Phi_mon.txt

[Finlay et al., 2010a] C. FINLAY, S. MAUS, C. D. BEGGAN, M. HAMOUDI, N. OLSEN et E. THEBAULT, “Evaluation of candidate geomagnetic field models for IGRF-11”, *Earth planet and Space*, 62(10):787-804 (2010).

[Finlay et al., 2010b] C. FINLAY, S. MAUS, C. D. BEGGAN, N. BONDAR, A. CHAMBODUT, T. A. CHERNOVA, A. CHULLIAT et al., “International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation.”, *Geophysical Journal International*, 183(3):1216-1230 (2010).

[Flückiger et al., 2007] E. O. FLUCKIGER, M. R. MOSER, B. PIRARD, R. BUTIFOCKER et L. DESORGHER, “A parameterized neutron monitor yield function for space weather applications”, *30th International Cosmic Ray Conference*, Mexico City, Mexico 1:289-292 (2007).

[Folger et al., 2004] G. FOLGER, V. IVACHENKO et J. WELLISCH, “The binary Cascade”, *The European Physical Journal A*, 21:407-417 (2004).

[Forbush, 1937] S. FORBUSH, “On diurnal variation in cosmic ray intensity”, *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 42(1) (1937).

[Forbush, 1946] S. FORBUSH, “Three unusual Cosmic Ray Increases Possibly due to Charged Particles from the Sun”, *Physical Review*, 70:771-772 (1946).

[GEANT4 Collaboration, 2009a] “Physics Reference Manual”, *Technical Report GEANT4 v. 9.3*, CERN (2009).

[GEANT4 Collaboration, 2009b] “User’s Guide for Application Developers”, *Technical Report GEANT4 v. 9.3*, CERN (2009).

[Glasstone et Sesonske, 1967] S. GLASSTONE et A. SESONSKE, “Nuclear Reactor Engineering”, *D. Van Nostrand Co*, (1967).

[Gleeson et Axford, 1968] L. GLEESON et W. AXFORD, “Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays”, *The Astrophysical Journal*, 154:1011 (1968).

[Gleeson et Urch, 1971] L. GLEESON et I. URCH, “Energy loss and modulation of galactic cosmic rays, *Astrophysics Space Science*, 11:288 (1971).

[Goldhagen et al., 2002] P. GOLDHAGEN, M. REGINATTO, T. KNISS, J. W. WILSON, R. SINGLETERRY, I. JONES et W. STEVENINCK, “Measurements of the energy spectrum of cosmic ray induced neutrons aboard an ER-2 high-altitude airplane”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A476:42-51 (2002).

[Goldhagen et al., 2003] P. GOLDHAGEN, “Cosmic-ray neutrons on the ground and in the atmosphere”, *MRS Bulletin*, 28(2):131 (2003).

[Goldhagen et al., 2004] P. GOLDHAGEN, J. CLEM et J. WILSON, "The energy spectrum of Cosmic-Ray induced Neutrons measured on a Airplane over a wide range of Altitude and Latitude", *Radiation Protection Dosimetry*, 110:387-392 (2004).

[Gordon, 2004] M. GORDON, P. GOLDHAGEN, K. RODBELL, T. ZABEL, H. TANG, J. CLEM et P. BAILEY, "Measurements of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground", *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 51(6):3427 (2004).

[Gray et al., 2011] F. E. GRAY et al., "Cosmic muon flux at the Stanford Underground Laboratory at Homestake", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Section A, 444:336-339 (2011).

[Gressier et al., 2004] V. GRESSIER, J.-F. GUERRE-CHALEY, V. LACOSTE, L. LEBRETON, G. PELCOT, J.-L. POCHAT, T. BOLOGNESE-MILSTAQN et D. CHAMPION, "AMANDE: A new facility for monoenergetic fields production between 2 keV and 20 MeV", *Radiation Protection and Dosimetry*, 110(1-4):49-52 (2004).

[Gressier et Pochat, 2006] V. GRESSIER et J.-L. POCHAT, « Les installations de l'IRSN dédiées à la métrologie des neutrons », *Radioprotection*, 41(1):11-32 (2006).

[Griffin, 1966] J. GRIFFIN, "Statistical model of intermediate structure", *Physical Review Letters*, 17:478-481 (1966).

[Guenzer et al., 1979] C. S. GUENZER, E. A. WOLICKI et R. G. ALLAS, "Single event upset of dynamic RAM's by neutrons and protons", *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 26:5048-5053 (1979).

[GUM95] « Evaluation des données de mesure - Guide pour l'expression de l'incertitude » JCGM 100 :2008-GUM95.

[Haino et al., 2004] S. HAINO, T. SANUKI, K. ABE, K. ANKARU, Y. ASAOKA, H. FUKA, M. IMORI et al., "Measurements of Primary and Atmospheric Cosmic-Ray Spectra with BESS-TeV Spectrometer", *Physics Letters B*, 594:35-46 (2004).

[Hatton et Carmichael, 1964] C. HATTON et H. CARMICHAEL, "Experimental Investigation of the NM-64 Neutron Monitor", *Canadian Journal of Physics*, 42:2443-2473 (1964).

[Hatton, 1971] C. HATTON, "The Neutron Monitor", volume X. *North-Holland Publishing Co.*, Amsterdam (1964).

[Hauser et Feshbach, 1952] W. HAUSER et H. FESHBACH, "The inelastic scattering of neutrons", *Physics Review*, 87:366-373 (1952).

[Heber, 2001] B. HEBER, "Modulation of Galactic and anomalous cosmic rays in the inner heliosphere", *Advances in Space Research*, 27:451-460 (2001).

[Heck et al., 1998] D. HECK et al., "CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers", *Rapport*, FZKA 6019 (1998).

[Heikkinen et Stepanov, 2003] A. HEIKKINEN et N. STEPANOV, "Bertini intra-nuclear cascade implementation in Geant4", *In Computing in High Energy and Nuclear Physics*, La Jolla, California (2003).

[Heikkinen, 2009] A. HEIKKINEN, "Geant4 Hadronic Cascade Models and CMS Data Analysis - Computational Challenges in the LHC Era", *In Internal Report*, Helsinki Institute of Physics, Finland (2009).

[Hendricks et al., 2008] J. Hendricks et al., "MCNPX 26F extensions", *Los Alamos National Laboratory*, LA-UR-08-1808 (2008).

[Hendricks, 2008] J. HENDRICKS et al., “MCNPX 26F Extensions”, *Los Alamos National Laboratory*, LA-UR-08-1808 (2008).

[Herbst et al., 2010] K. HERBST, A. KOPP, B. HEBER, F. STEINHILBER, H. FICHTNER, K. SHERER et D. MATTHIA, “On the importance of the local interstellar spectrum for the solar modulation parameter”, *Journal of Geophysical Science (Space Physics)*, 115:120 (2010).

[Hess, 1959] W.N. HESS, H. WADE PATTERSON et R. WALLACE, “Cosmic-ray Neutron Energy Spectrum”, *Physical Review*, 116:2 (1959).

[Hess, 1961] W. HESS, N. CANFIELD et R. LINGENFELTER, “Cosmic-ray neutron demography”, *Journal of Geophysical Research*, 66(3):665-677 (1961).

[Hodgson, 1860] R. HODGSON, “On a curious appearance seen in the Sun”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20:15 (1860).

[Hsu et al., 1994] H. HSU, K. ALVAR, D. VASILIK, “A new Bonner-sphere set for high energy neutron measurements: Monte Carlo simulation”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41:938-940 (1994).

[Hubert et al., 2009a] G. HUBERT, S. DUZELLIER, C. INGUIMBERT, C. BOATELLA-POLO, F. BEREZZ et R. ECOFFET, “Operational SER Calculations on the SAC-C Orbit Using the Multi-Scales Single Event Phenomena Predictive Platform (MUSCA SEP3)”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(6):3032-3042 (2009).

[Hubert et al., 2009b] G. HUBERT, R. VELAZCO, P. PERONNARD, “A generic platform to remote accelerated tests and high altitude SEU experiments on Advanced ICs: Correlation with MUSCA SEP3 calculations”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, (2009).

[Hubert et al., 2010] G. HUBERT, S. DUZELLIER, C. BOATELLA-POLO, F. BEZARRA et R. ECOFFET, “MUSCA SEP3 contributions to investigate direct ionization proton upset in 65 nm technology for space and atmospheric applications”, *Proceedings Radiation and its Effects on Components and Systems*, RADECS2009 (2010).

[Hubert et al., 2012] G. HUBERT et al., “Continuous High -Altitude Measurements of Cosmic Ray neutron and SEU/MCU at various locations: correlation and analyses based-on MUSCA-SEP3”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, accepted (2013).

[Hubert et al., 2013a] G. HUBERT, R. VELAZCO, C. FREDERICO, A. CHEMINET, S. SILVA-CARDENAS, L.V.E CALDAS, F. PANCHER, V. LACOSTE, F. PALUMBO, W. MANSOUR, L. ARTOLA, F. PINEDA and S. DUZELLIER, “Continuous high-altitude measurements of cosmic ray neutrons and SEU/MCU at various locations: correlation and analyses based-on MUSCA SEP3”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, X(X):XX-XX (2013).

[Hubert et al., 2013b] G. HUBERT, F. BEZARRA, J-M. NICOT, A. CHEMINET, L. ARTOLA, J-M. MOURET et Ph. COCQUEREZ, “Atmospheric Radiation Environment Effects on Electronic Balloon Board observed during Polar Vortex and Equatorial Operational Campaign”, *Proceedings Radiation and its Effects on Components and Systems*, RADECS2013 (2013).

[Hubert et al., 2013c] G. HUBERT, D. REGIS, A. CHEMINET, M. GATTI et V. LACOSTE, “MUSCA SEP3 Contributions to investigate the Atmospheric Cosmic Rays impact on the Single Event Upset sensitivity along the scaling trend of bulk/SOI CMOS”, *Radiation Protection Dosimetry*, X(X):XX-XX (2013).

[Hubert et al., 2013d] G. HUBERT, A. CHEMINET, T. NUNS and V. LACOSTE, “Atmospheric Radiation Environment Analyses based-on CCD Camera, Neutron Spectrometer and Multi-Physics Modeling”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, submitted (2013).

[Hubert, 2004] G. HUBERT, P. TROCHET, O. RIANT, P. HEINZ et R. GAILLARD, “A Neutron Spectrometer for Avionic Environment Investigations”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(6):3452 (2004).

[Hundhausen et al., 1984] A. HUNDHAUSEN, C. SAWYER, L. HOUSE, R. ILLING and W. WAGNER, "Coronal Mass Ejections Observed During the Solar Maximum Mission: Latitude Distribution and Rate of Occurrence", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 89(A5):2639-2646 (1984).

[Hundhausen et al., 1994] A. HUNDHAUSEN, A. STANGER et S. SERBICKI, "Mass and energy contents of coronal mass ejections: SMM results from 1980 and 1984-1988", In Hunt J. (Editor), *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, the third SOHO Workshop, volume 373 of ESA Special Publication*, page 409 (1994).

[ICRP, 1990] "1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection", *Annals of the ICRP*, Publication 60. Pergamon Press. Oxford (1990).

[ICRP, 2007] "The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection", *Annals of the ICRP*, Publication 103. Pergamon Press. Oxford (2007).

[ICRU, 1980] "Radiation Quantities and Units", *ICRU report 33*. International Commission on Radiation Units and Measurements, (1980).

[ICRU, 1998] "Radiation Quantities and Units", *ICRU report 60*. International Commission on Radiation Units and Measurements, (1998).

[ICRU, 2011] "Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation (Revised)", *Journal of the ICRU*, 11(1):1-32 (2011).

[ISA] Norme ISA

[ISO8529-1] "Reference neutron radiation - Part1: Characteristics and method of production", *Norme ISO 8529-1*, (2001).

[JESD89, 2001] JESD89, "Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices", *JEDEC solid state technology association* (2001).

[JESD89, 2001] JESD89, J. S., "Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices", *JEDEC solid state technology association* (2001).

[JESD89A, 2006] JESD89A, "Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices", *JEDEC solid state technology association* (2006).

[JESDA89, 2006] JESD89A, J. S., "Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices", *JEDEC solid state technology association* (2006).

[Kahler, 1992] S. KAHLER, "Solar flares and coronal mass ejections", *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 30:113-141 (1992).

[Kahler, 1994] S; KAHLER, "Injection profiles of solar energetic particles as functions of coronal mass ejection heights", *The Astrophysical Journal*, 428(2):837-842 (1994).

[Kampert et Watson, 2012] K.-H. KAMPERT et A. WATSON, "Extensive Air Showers and Ultra High-Energy Cosmic Rays: A Historical Review", *The European Physical Journal H*, 37(3):359-412 (2012).

[Kedhim et al., 2012] H. KEDHIM, H. NONNET et F. O. MEAR, "Development and characterization of glass-ceramic sealants in the (SiO₂-Al₂O₃-CaO-B₂O₃) systems for Solid Oxide Electrolyser Cells", *Journal of Power Sources*, 216:227-236 (2012).

[Kniss, 1997] T. A. KNISS, "Monte Carlo calculations of the response of a multisphere neutron spectrometer and comparison with experimental measurement", *PH. D. Thesis*, University of Akron (1997).

[Knoll, 1979] G. F. KNOLL, "Radiation Detection and Measurement", *John Wiley and Sons*, ISBN 0-471-49545-X (1979).

[Koi et al., 2003] T. KOI, M. ASAI, D. WRIGHT, K. NIITA, Y. NARA, K. AMAKAO et T. SASAKI, "Interfacing the JQMD and Jam nuclear reaction codes to GEANT4", Technical Report SLAC-PUB9978, Standford Linear Accelerator Center (SLAC), (2003).

[Kowatari et al., 2005] M. KOWATARI, K. NAGAOKA, S. SATOH, Y. OHTA, J. ABUKAWA, S. TACHIMORI et T. NAKAMURA, "Evaluation of the Altitude Variation of the Cosmic-ray Induced Environmental Neutrons un the Mt. Fuji Area", *Journal of Nuclear Science and Technology*, 42(6):495-502 (2005).

[Kowatari et al., 2007] M. KOWATARI, Y. OHTA, S; SATOH, K. NAGAOKA, J. ABUKAWA et T. NAKAMURA, "Evaluation of Geomagnetic Latitude Dependence of the Cosmic-ray Induced Environmental Neutrons in Japan", *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(2):114-120 (2007).

[Ktyuchkov et Semenova, 1987] V. P. KTYUCKOV et G. I. SEMENOVA, "Neutron responses for sphere spectrometer", *Serpukhov : IHEP Preprint*, 87-191:1-33 (1987).

[Kurochkin, 1999] I. A. KUROSCHKIN, B. WIEGEL et B. SIEBERT, "Study of the Radiation Environment Caused by Galactic Cosmic Rays at Flight Altitudes, at the summit of the Zugspitze and at PTB Braunschweig", *Radiation Protection Dosimetry*, 83(4):281-291 (1999).

[Lacoste et al., 2004] V. LACOSTE, V. GRESSIER, J. L. POCHAT, F. FERNANDEZ, M. BAKALI et T. BOUASSOULE, "Characterization of Bonner Spheres system at monoenergetic and thermal neutron fields", 110(1-4):529-532 (2004).

[Lacoste et al., 2011] V. LACOSTE, G. TAYLOR et S. ROTTGER, "Simulated workplace neutron fields", *Metrologia*, 48:S304-S312 (2011).

[Lacoste, 2009a] V. LACOSTE, "Design of a new long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the IRSN AMANDE facility", in *Neutron and Ion Dosimetry Symposium N°11 (NEUDOS 11)*, 45(10):1250-1253 (2009).

[Lacoste, 2009b] V. LACOSTE, « Spectrométrie des neutrons en altitude et en souterrain - Projet de collaboration IRSN-LSBB », *Rapport IRSN/DRPH/SDE/2009-02*, (2009).

[Laluuca, 2010] V. LALUUCA, « Test et mesures à bas flux avec un spectromètre neutronique à sphères de Bonner de haute énergie », *Rapport de Stage ENSI-CAEN - DRPH/SDE/2010-29*, (2010).

[Lange et Forbush, 1942] I. LANGE et S. FORBUSH, "Note on the Effects on Cosmic Ray Intensity of the Magnetic Storm of March 1, 1942", *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 47(2):185-186 (1942).

[Lara et Wellisch, 2001] "Preequilibrium and equilibrium decays in GEANT4", *In proceedings of the 9th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, Annecy, France, volume XXI of Frascati Physics Series, pp. 449-458 (2001).

[Lei et al., 2004] F. LEI, S. CLUCAS, C. DYER et P. TRUSCOTT, "An Atmospheric Radiation Model Based on Response Matrices Generated by Detailed Monte Carlo Simulations of Cosmic Ray Interactions", *IEEE Transactions On Nuclear Science*, 51(6):3442 (2004).

[Lei et al., 2006] F. LEI, A. HANDS, S. CLUCAS, C. DYER et P. TRUSCOTT, "Improvement to and Validations of the QinetiQ Atmospheric Radiation Model (QARM)", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(4):1851 (2006).

[Leuthold et al., 2007] G. LEUTHOLD, V. MARES, W. RUHM, E. WEITZENEGGER et H. PARETZKE, “Long-term measurements of cosmic ray neutrons by means of a Bonner spectrometer at mountain altitudes - first results”, *Radiation Protection Dosimetry*, 126(1-4):506-511 (2007).

[Levenberg, 1944] K. LEVENBERG, “A method for the Solution of a Certain Problems in Least Squares”, *Quarterly of Applied Mathematics*, 2:164-168 (1944).

[Lockwood, 1963] J. A. LOCKWOOD et H. RAZDAN, “Asymmetries in the Forbush decreases of cosmic radiation 1, Differences in onset times”, *Journal of Geophysical Research*, 68:1581 (1963).

[Lockwood, 1971] J. A. LOCKWOOD, “Forbush decreases in the cosmic radiation”, *Space Sciences Review*, 12:658 (1971).

[Lockwood, 1977] J. A. LOCKWOOD et W. R. WEBBER, “Forbush decreases and interplanetary field disturbances”, *Journal of Geophysical Research*, 82:1906 (1977).

[Lockwood, 1986] J. A. LOCKWOOD, W. R. WEBBER et J. R. JOCKIPII, “Characteristic recovery times of Forbush-type decreases in the cosmic radiation 1, Observations at Earth at different energies”, *Journal of Geophysical Research*, 91:2851 (1986).

[Lockwood, 1991a] J. A. LOCKWOOD, W. R. WEBBER et H. DUBRUNNER, “The rigidity dependence of Forbush decreases”, *Journal of Geophysical Research*, 96:5447 (1991).

[Lockwood, 1991b] J. A. LOCKWOOD et W. R. WEBBER, “Forbush decreases and Interplanetary magnetic field disturbances: Association with magnetic clouds”, *Journal of Geophysical Research*, 96(A7):587-11 (1991).

[Madsen et al., 2004] K. MADSEN et al., “Methods for non linear least square problems”, in *Informatics and Mathematical Modelling*, 2nd edition (2004).

[Mares et al., 1998] V. MARES et H. SCHRAUBE, “High Energy neutron spectrometry with Bonner spheres”, *In Proceedings of the IRPA-Symposium 1997*, Prague, 543-547 (1998).

[Mares et al., 1998b] V. MARES, A. SANNIKOV et H. SCHRAUBE, “The response functions of a He-3-Bonner Spheres spectrometer and their experimental verification in high-energy neutron fields”, In *Proceedings of Third Specialist Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities (SATIF 3)*, pp. 237-248 (1998).

[Marquardt, 1963] D. MARQUARDT, “An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters”, *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2):431-441 (1963).

[Mashnick, 2006] S. G. MASCHNIK, A. J. SIERK, K. K. GUDIMA et M. I. BAZNAT, M. I., “CEM03 and LAQGSM03-new modeling tools for applications”, *Journal of Physics : Conference Series + EPS Euroconference XIX nuclear Physics Divisional Conference*, 41:340-351 (2006).

[Mason et al., 1984] G. MASON, G. GLOECKLER et D. HOVESTADT, “Temporal Variations of Nucleonic abundances in solar flare energetic events II - Evidence for large-scale shock acceleration”, *The Astrophysical Journal*, 280:902-916 (1984).

[Masuda et al., 2012] A. MASUDA et al., “Response measurement of a Bonner sphere spectrometer for high-energy neutrons”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(1):161-166 (2012).

[Mattes and Keinert, 2005] M. MATTES et J. KEINERT, “Thermal Neutron Scattering Data for the Moderator Materials H₂O, D₂O and ZrHx in ENDF-6 Format and as ACE Library for MCNP(X) Codes”, *In International Nuclear Data Committee INDC(NDS)-0470*, International Atomic Energy Agency (2005).

[Matthiä et al., 2009a] D. MATTHIA, B. HEBER, G. REITZ, M. MEIER, L. SIHVER, T. BERGER et K. HERBST, “Temporal and spatial evolution of the solar energetic particle event on 20 January

2005 and resulting radiation doses in aviation”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114:A08104 (2009).

[Matthiä et al., 2009b] D. MATTHIA, B. HEBER, G. REITZ, L. SIHVER, T. BERGER and M. MEYER, “The ground level event 70 on December 13th, 2006 and related effective doses at aviation altitudes, *Radiation Protection Dosimetry*, 137(4):304-310 (2009).

[Matthiä, 2012] D. Matthiä, “The Radiation Environment in the Lower Atmosphere - a numerical Approach”, *Ph.D. Thesis*, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (2012).

[Matzke, 1988] M. MATZKE, “Estimation of dose equivalent from reaction rates without using a priori fluence information”, *Radiation Protection and Dosimetry*, 23:297-300 (1988).

[Matzke, 2002] M. MATZKE, “Propagation of uncertainties in unfolding procedures”, *Nuclear Instruments and methods in Physics Research*, Section A, 476:230-241 (2002).

[Matzke, 2003] M. MATZKE, “Unfolding procedures”, *Radiation Protection Dosimetry*, 107:155-174 (2003).

[Maurin et al., 2013] D. MAURIN, D. F. MELOT et R. TAILLET (2013), “A database of charged cosmic rays”, arXiv:1302.5525 (A&A submitted).

[May et Woods, 1979] T. C. MAY et M. W. WOODS, “Alpha-particle induced soft errors in dynamic memories”, *IEEE Transactions on Electronic Devices*, 26:2-9 (1979).

[McCracken et al., 2001a] K. McCRACKEN, G. DRESCHHOFF, E. ZELLER, D. SMART et M. SHEA, “Solar cosmic ray events for the period 1561-1994; 1. Identification in polar ice, 1561-1950”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 106:21585-21598 (2001).

[McCracken et al., 2001b] K. McCRACKEN, G. DRESCHHOFF, E. ZELLER, D. SMART et M. SHEA, “Solar cosmic ray events for the period 1561-1994; 2. The Gleissberg periodicity”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 106:21599-21609 (2001).

[McCracken et al., 2001c] K. McCRACKEN, D. SMART, M. SHEA et G. DRESCHHOFF, “400 years of large fluence solar protons events”, *In Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*, ICRC XXVII, Hambourg, Allemagne (2001).

[McCracken et al., 2004] K. McCRACKEN, F. McDONALD, J. BEER, G. RAISBECK et F. YIOU, “A phenomenological study of long-term cosmic-ray modulation”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109:12103 (2004).

[McElroy et al., 1967] W. McELROY, S. BERG, T. CROCKETT et R. HAWKINS, “Spectra unfolding”, Rapport Technique AFWL-TR-67-41, US Air Force Weapons Laboratory (1997).

[McFarlane, 1994a] R. McFARLANE, “Data Testing of ENDF/B-VI”, *In International Conference on Nuclear Data for Science and technology*, Gatlinburg, Tennessee, Los Alamos National Laboratory preprint LA-UR-94-1541 (1994).

[McFarlane, 1994b] R. McFARLANE, “New Thermal Neutron Scattering Files for ENDF/B-VI Release 2”, *In US National Nuclear Data Center*, Los Alamos National Laboratory preprint LA-UR-12639-MS (1994).

[McLane, 1991] V. McLANE, “ENDF/VI-B Summary Documentation”, Technical Report AFWL-TR-67-41, US Air Force Weapons Laboratory (1991).

[Menn et al., 2000] W. MENN et al., “The absolute flux of protons and helium at the top of the atmosphere using IMAX”, *Astrophysical Journal*, 533:281-297 (2000).

[Mitaroff et Silari, 2002] A. MITAROFF et M. SILARI, “The CERN-EU high Energy Reference Field (CERF) Facility for Dosimetry at Commercial Flight Altitudes and in Space”, *Radiation Protection Dosimetry*, 102(1):7-22 (2002).

[Mitaroff, 2001] A. MITAROFF, “Design, calibration and Tests of and Extended-Range Bonner Sphere Spectrometer”, *PH. D. Thesis*, Technical University of Vienna (2001).

[Mitchell et al., 2010] J. MITCHELL et al., “The Balloon-borne experiment with a superconducting spectrometer (BESS) program, *in proceedings of the 38th Scientific Assembly, Comm. On Space Research*, Bremen, Germany (2010).

[Mocciutti et al., 2009] E. MOCCIUTTI et al., “The PAMELA space experiment”, *in proceedings of the 44th session devoted to Electroweak Interactions and Unified Theories*, La Thuile, Italy (2009).

[Moraal, 2011] H. MORAAL, “Cosmic-ray Modulation Equations”, *Space Science Review* (2011).

[Mrigakshi et al., 2012] A. MRIGAKSHI, D. MATTHIA, T. BERGER, G. REITZ et R. WIMMER-SCHWEINGRUBER, “Assessment of galactic cosmic ray models”, *Journal of Geophysical Research*, 117-A08109 (2012).

[Mukherjee, 2002] B. MUKHERJEE, “A high-resolution neutron spectra unfolding method using the generic algorithm technique”, *Science Direct*, (2002).

[Müller-Mellin et al., 1995] R. MULLER-MELLIN, R. KUNOW, V. FLEISSNER, E. PEHLKE, E. RODE, N. ROSCHMANN, C. SCHARMBERG et al., “COSTEP - Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser”, *Solar Physics*, 162(1-2):483-504 (1995).

[Nagashima et al., 1990] K. NAGASHIMA et al., “Response and Yield Functions of Neutron Monitor, galactic cosmic-ray spectrum and its solar modulation derived from all the available world-wide surveys”, *Proceedings of ICRC 1990* (1990).

[Nakamura, 2005] T. NAKAMURA, T. NUNOMIYA, S. ABE, K. TERUNUMA et H. SUZUKI, “Sequential Measurements of Cosmic-Ray Neutron Spectrum and Dose Rate at Sea Level in Sendai, Japan”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 42(10):843-853 (2005).

[Ng and Reames, 2008] C. NG et D. REAMES, “Shock acceleration of solar energetic protons: the first 10 minutes”, *The Astrophysical Journal*, 686:L123-L126 (2008).

[Niita et al., 2010] K. NIITA, N. MATSUDA, Y. IWAMOTO, H. IWASE, T. SATO, H. NAKASHIMA, Y. SAKAMOTO et al., “PHITS: Particle and Heavy Ion Transport code System, Version 2.23”, *Technical Report JAEA-Data/Code 2010-022*, Japan Atomic Energy Agency (JAEA) (2010).

[Normand et Baker, 1993] E. NORMAND et T. J. BAKER, “Altitude and Latitude Variations in Avionics SEU and Atmospheric Neutron Flux”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(6):1484 (1993).

[Normand, 2001] E. NORMAND, “Correlation of In-flight Neutron Dosimeter and SEU Measurements with Neutron Atmospheric Model”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(6):1996-2003 (2001).

[Normand, 2004] E. NORMAND, “Single Event Effects in avionics and on the ground”, *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 14:285-288 (2004).

[Normand, 2004] E. NORMAND, “Single event effects in avionics and on the ground”, *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 14:285-298 (2004).

[Nyminik et al., 1992] R. NYMMIK, M. PANASYUK, T. PERVAYA et A. SULOV, “A model of galactic cosmic ray fluxes”, *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation, Part D., Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, 20(3):427-429 (1992).

[Nyminik et al., 1994] R. NYMMIK, M. PANASYUK, T. PERVAYA et A. SULOV, “An analytical model describing dynamics of galactic cosmic ray heavy particles”, *Advances in Space Research*, 14(10):759-763 (1994).

[O'Brien, 1972] K. O'BRIEN, "Cosmic ray propagation in the atmosphere", *Nuovo Cimento*, A3:52-78 (1972).

[O'Brien, 1978] K. O'BRIEN, "LUIN, a code for the calculation of cosmic-ray propagation in the atmosphere", *Rapport EML-338*, New York Environmental Measurements Laboratory (1978).

[O'Brien, 1996] K. O'BRIEN, W. FRIEDBERG, H. SAUER et D. SMART, "Atmospheric cosmic rays and solar energetic particles at aircraft altitudes", *Environmental International*, 22(1):S9-S44 (1996).

[O'Neill, 2006] P. O'NEILL, "Badhwar-O'Neill galactic cosmic ray model updated based on advanced composition explorer (ACE) energy spectra from 1997 to present", *Advances in Space Research*, 37:1727-1733 (2006).

[O'Neill, 2010] P. O'NEILL, "Badhwar-O'Neill 2010 Galactic Cosmic Ray Flux Model-Revised", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(6):3148-3153 (2010).

[Ohyama et Shibata, 1998] M. OHYAMA et K. SHIBATA, "X-Ray Plasma Ejection Associated with an Impulsive Flare on 1992 October 5: Physical Conditions of X-Ray Plasma Ejection", *The Astrophysical Journal*, 499:934-947 (1998).

[Owens et al., 2012] M.J. OWENS, I. USOSKIN et M. LOCKWOOD, "Heliospheric modulation of galactic cosmic rays during grand solar minima: Past and Future variations", *Geophysical Research Letters*, 39:L19102 (2012).

[Paquet et al., 2008] E. PAQUET, M. LAVAL, L. M. BASALAEV, A. BELOV, E. EROSHENKO, V. KARTYSHOV, A. STRUMINSKY et V. YANKE, "An application of Cosmic-Ray Neutron Measurements to the Determination of the Snow Water Equivalent", *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, Mexico, (2008).

[Paquet et Laval, 2006] E. PAQUET et M. LAVAL, "Experience feedback and future prospects for the use of EDF's Cosmic-Ray Snow Gauge", *SHF - Glaciology - Nivology Section*, (2006).

[Parker, 1958] E. PARKER, "Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields", *The Astrophysical Journal*, 128:664 (1958).

[Parker, 1965] E. PARKER, "The passage of energetic charged particles through interplanetary space", *Planetary and Science*, 13(1):9-49 (1965).

[Pelliccioni, 2000] M. PELLICCIANI, "Overview of fluence-to-effective Dose and Fluence-to-ambient Dose Equivalent Conversion Coefficient for High Energy Radiation Calculated using the FLUKA code", *Radiation Protection Dosimetry*, 88(4):279-297 (2000).

[Pelowitz, 2008] D. B. PELOWITZ, "MCNPXTM User's Manual Version 2.6.0", *Los Alamos National Laboratory*, LA-CP-07-1473 (2008).

[Pfotzer, 1936a] G. Pfotzer, "Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre I. Messmethode und Ergebnisse", *Zietchrift für Physics* (en allemand), 102:41-58 (1936).

[Pfotzer, 1936b] G. Pfotzer, "Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre II. Analyse der gemessenen Kurve", *Zietchrift für Physics* (en allemand), 102:41-58 (1936).

[PIC] http://www.tutiempo.net/en/Climate/PIC_DU_MIDI/77200.htm

[Pioch et al., 2011] C. PIOCH, V. MARES, E. VASHENYUK, Y. BALABIN et W. RUHM, "Measurement of cosmic ray neutrons with Bonner sphere spectrometer and neutron monitor at 79°N", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Section A, 626-627:51-57 (2011).

[Pioch, 2010] C. PIOCH, V. MARES et W. RUHM, “Influence of Bonner sphere response functions above 20 MeV on unfolded neutron spectra and doses”, *Radiation Measurements*, 45:1263-1267 (2010).

[Pioch, 2012] C. PIOCH, “Measurement and Simulation of the Radiation Environment in the Lower Atmosphere for Dose Assessment”, *Ph.D. Thesis*, Helmholtz Zentrum of München (2012).

[Prokofiev et al., 2006] A. V. PROKOFIEV, J. BLOMGREN, O. BYSTROM, C. EKSTROM, S. POMP, U. TIPPAWAN, V. ZIEMANN et M. OSTERLUND, “The TSL Neutron Beam Facility”, *Radiation Protection Dosimetry*, 126(1-4):18-22 (2006).

[Prokofiev et al., 2009] A. V. PROKOFIEV, J. BLOMGREN, M. MAJERLE, R. NOLTE, S. ROTTGER, S. P. PLAT, C. XIAO XIAO et A. N. SMIRNOV, “Characterization of the ANITA Neutron Source for Accelerated SEE testing at The Svedberg Laboratory”, In *Radiation Effects Data Workshop NSREC’2009*, paper W-27, Quebec (2009).

[Prokopovich et al., 2010] D. A. PROKOPOVICH, “Geant4 Simulation of the CERN-EU high energy reference field (CERF) facility”, *Radiation Protection Dosimetry*, 104:106 (2010).

[Rao, 1998] M. V. S. RAO et B. V. SREEKANTAN, “Extensive Air Showers”, published by *World Scientific Publishing Co.*, ISBN 981-02-2888-0 (1998).

[Reames, 1990] D. REAMES, “Energetic particles from impulsive solar flares”, *The Astrophysical Journal (Supplement Series)*, 73:235-251 (1990).

[Reames, 1998] D. REAMES, “Solar Energetic Particles: Sampling Coronal Abundances”, *Space Science Reviews*, 85(1-2):327-340 (1998).

[Reames, 1999] D. REAMES, “Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere”, *Space Science Reviews*, 90(3-4):413-491 (1999).

[Reames, 2000] D. REAMES, “Particle acceleration by CME-driven shock waves”, In *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference, ICRC XXVI, volume 516 of American Institute of Physics Conference Series*, pages 289-3000 (2000).

[Reginatto et Goldhagen, 1999] M. REGINATTO et P. GOLDHAGEN, “MAXED, a computer code for maximum entropy deconvolution of multisphere neutron spectrometer data”, *Health Physics*, 77:579-583 (1999).

[Reginatto et Zimbal, 2008] M. REGINATTO et A. ZIMBAL, “Bayesian and maximum entropy methods for fusion diagnostic measurements with compact neutron spectrometers”, *Review of Scientific Instruments*, 79:0233505 (2008).

[Reginatto, 2004] M. REGINATTO, “The ‘few channel’ unfolding programs in the UMG package: MXD_FC33, GRV_FC33 and IQU_FC33, UMG FC manual”, *Physikalisch-Technische Bundesanstalt - UMG package version 3.3* (2004).

[Reginatto, 2004] M. REGINATTO, “The few channel unfolding programs in the UMG package: MXD_FC33, GRV_FC33 and IQU_FC33, UMG FC manual”, *Rapport PTB*, UMG package version 3.3 (2004).

[Reginatto, 2006] M. REGINATTO, “Bayesian approach for quantifying the uncertainty of neutron doses derived from spectrometric measurements”, *Radiation Protection and Dosimetry*, 121-64 (2006).

[Reuss, 2003] P. REUS, « Précis de Neutronique », *EDP Sciences* (en français) (2003).

[RochePic] « Spécial Pic du Midi de Bigorre : Portes ouvertes sur le futur », *Bulletin Pyrénéen* N°293, (2009).

[Roesler et al., 1998] S. ROESLER, W. HEINRICH et H. SCHRAUBE, "Calculation of Radiation Fields in the Atmosphere and Comparison to Experimental Data", *Radiation Research*, 149(1):87-97 (1998).

[Roesler et al., 2002] S. ROESLER, W. HEINRICH et H. SCHRAUBE, "Monte Carlo calculations of the radiation field at aircraft altitudes", *Radiation Protection Dosimetry*, 98(4):367-388 (2002).

[Rouquie et Soubies, 2012] B. ROUQUIE et E. SOUBIES, « Optimisation non linéaire : Application à la déconvolution de spectres neutroniques atmosphériques », *Rapport de Projet 4^{ème} année GMM INSA Toulouse*, 2012.

[Rühm et al., 2008] W. RUHM, V. MARES, C. PIOCH, E. WEITZENEGGER et H. PARETZKE, "Continuous measurements of secondary neutrons from cosmic radiation at low atmospheric and low geomagnetic shielding by means of Bonner sphere spectrometers", *In Proceeding of the 21st European Cosmic Ray Symposium*, ECRS XXI, Kosice, Slovaquie (2008).

[Rühm et al., 2009a] W. RUHM, V. MARES, C. PIOCH, G. SIMMER et E. WEITZENEGGER, "Continuous measurement of secondary neutrons from cosmic radiation at mountain altitudes and close to the north pole - a discussion in terms of H*(10)", *Radiation Protection Dosimetry*, 44:649-659 (2009).

[Rühm et al., 2009b] W. RUHM, V. MARES, C. PIOCH, E. WETZENEGGER, R. VOCKENROTH et H. PARETZKE, "Measurements of secondary neutrons from cosmic radiation with a Bonner sphere spectrometer at 79°N", *Radiation and Environmental Biophysics*, 48:125-133 (2009).

[Rühm et al., 2012] W. RUHM, U. ACKERMANN, C. PIOCH et V. MARES, "Spectral neutron flux oscillation of cosmic radiation on the Earth's surface", *Journal of Geophysical Research*, 117 (2012).

[Saadi, 2010] C. SAADI, « Caractérisation de l'environnement radiatif atmosphérique neutronique : premiers tests en altitude », *Rapport de Stage Université Joseph Fourier Grenoble 1 - DRPH/SDE/2010-17*, (2010).

[Sannikov et al., 1994] A.V. SANNIKOV, "BON94 Code for Neutron Spectra Unfolding from Bonner Spectrometer Data", *CERN internal report CERN/TIS-RP/IR/94-16* (1994).

[Sannikov et al., 1997] A. SANNIKOV, V. MARES et H. SCHRAUBE, "High Energy response functions of a Bonner spectrometer", *Radiation Protection Dosimetry*, 70:291-294 (1997).

[Sanuki et al., 2000] T. Sanuki, M. MOTOKI, H. MATSUMOTO, E. SEO, J. WANG, K. ABE, K. ANRAKU et al., "Precise measurement of Cosmic Ray Proton and Helium Spectra with the BESS Spectrometer", *Physics Letters B*, 577:10-17 (2000).

[Sato et al., 2008] T. SATO, H. YASUDA, K. NIITA, A. ENDO et L. SIHVER, "Development of PARMA: PHITS based Analytical Radiation Model in the Atmosphere", *Radiation Research*, 170(2):244-259 (2008).

[Sato et al., 2007] T. SATO, A. ENDO, M. ZANKL, N. PETOUSSI-HENS and K. NIITA, "Fluence-to-dose conversion coefficients for neutrons and protons calculated using the PHITS code and ICRP/ICRU adult reference for computational phantoms", *Physics in Medicine and Biology*, 54:1997-2014 (2007).

[Sato et Niita, 2006] T. SATO et K. NIITA, "Analytical Functions to predict Cosmic Ray Neutron Spectra in the Atmosphere", *Radiation Research*, 166(3):544-555 (2006).

[Schlegel, 2005] D. SCHLEGE, "TARGET user's manual", *Laboratory Report*, PTB-6.42-05-2 (2005).

[Schraube et al., 1997] H. SCHRAUBE, J. JAKES, A. SANNIKOV, E. WEITZENEGGER, S. ROESLER et W. HEINRICH, "The Cosmic Ray Induced Neutron Spectrum at the summit of the Zugspitze (2963 m)", *Radiation Protection Dosimetry*, 70:405-408 (1997).

[Sciutto et al., 1999] S. SCIUTTO, "Air Shower Simulations with the AIRES System", in *Proceeding of the 26th International Cosmic-Ray Conference*, Salt Lake, USA (1999).

[Serber, 1947] R. SERBER, "Nuclear reactions at High Energies", *Physical Review*, 72(11):1114-1115 (1947).

[Serre et al., 2009] S. SERRE, K. CASTELLANI-COULIE, D. PAUL et V. LACOSTE, "Optimization using Monte Carlo calculations of a Bonner spheres spectrometer extended to high energies for the neutron environments characterization", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(6):3582-3590 (2009).

[Serre, 2011] S. SERRE, «Définition par Modélisation, Optimisation et Caractérisation d'un système de spectrométrie de Neutron par Sphères de Bonner étendu au domaine des Hautes Energies », *Thèse IRSN*, Université Aix-Marseille, France (2010).

[Shea and Smart, 1990] M. SHEA and D. SMART, "A summary of major solar proton events", *Solar Physics*, 127:297-320 (1990).

[Shibata et Magara, 2011] K. SHIBATA et T. MAGARA, "Solar Flares: Magnetohydrodynamic Processes", *Living Review in Solar physics*, 8(6) (2011).

[Shikaze et al., 2007] Y. SHIKAZE et al., "Measurements of 0.2 20 GeV/n cosmic ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer", *Astroparticle Physics*, 28:154-157 (2007).

[Sihver et al., 2008] L. SIHVER, D. MATTHIA, T. KOI et D. MANCUSI, "Dose calculations at high altitudes and in deep space with GEANT4 using BIC and JQMD models for nucleus-nucleus reactions", *New Journal of Physics*, 10:105019 (2008).

[Simmer et al., 2010] G. SIMMER, V. MARES, E. WEITZNEGGER et W. RUHM, "Iterative unfolding for Bonner sphere spectrometers using the MSANDB code - Sensitivity analysis and dose calculation", *Radiation Measurements*, 45:1-9 (2010).

[Simpson, 1983] J. SIMPSON, "Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays", *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33:323-382 (1983).

[Smart and Shea, 2003a] D. SMART et M. SHEA, "The limitations of using vertical cut-off rigidities determined from IGRF field models for computing aircraft aviation dose", *Advances in Space Research*, 32(1):95-102 (2003).

[Smart and Shea, 2003b] D. SMART et M. SHEA, "The Space developed dynamic vertical cut-off rigidity model and its applications to aircraft radiation dose", *Advances in Space Research*, 32(1):103-108 (2003).

[Smart, 2000] D. SMART, M. SHEA et E. FLUCKIGER, "Magnetospheric Models and Trajectory Computation", *Space Science Reviews*, 93:305-333 (2000).

[Stone et al., 1998] E.C. STONE et al., "The Advance Composition Explorer", *Space Science Review*, 86:1-22 (2008).

[Störmer, 1930] C. STORMER, "Periodische Elektronenbanhem im Felde eines Elementarmagneten und ihre Anwendung auf Bruches Modellversuche und auf Eschenhagens Elementarwellen des Erdmagnetismus", *Zeitschrift für Astrophysik* (en allemand), 1:237-274 (1930).

[Tagziria et Thomas, 2000] H. TAGZIRIA et D. J. THOMAS, "Calibration and Monte Carlo modelling of long counters", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 452:470-483 (2000).

[Teghem et Pirlot, 2002] J. TEGHEM et M. PILOT, « Optimisation approchée en recherche opérationnelle », *Hermès Science Publications*, (2002).

[Thomas et al., 1984] P. THOMAS, K. HARRISON, M. SCOTT, "A multisphere neutron spectrometer using central ^3He detector", *Nuclear Instruments and Methods A*, 224:225-232 (1984).

[Thomas et al., 1994] D. J. THOMAS, A. ALEVRA, J. HUNT et H. SCHRAUBE, "Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to thermal neutrons", *Radiation Protection Dosimetry*, 54:24-31 (1994).

[Thomas et al., 2003] D. J. THOMAS et al., "Recent development in Neutron Metrology of the National Physical Laboratory", CCRI(III)/03-08 (2003).

[Thomas et Alevra, 2002] D. J. THOMAS et A. ALEVRA, "Bonner sphere spectrometers - A critical review", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 476:12-20 (2002).

[Thomas et Soochak, 1988] D. J. THOMAS et N. SOOCHAK, "Determination of the ^3He number density for the proportional counter used in the NPL Bonner sphere system", *NPL Report*, RS(EXT)104 (1988).

[Thomas, 1992] D. J. THOMAS, Use of the program ANISN to calculate response functions for a Bonner sphere set with ^3He detector", *NPL Report*, RSA(EXT)31 (1992).

[Thomas, 2011] D. J. THOMAS, "Fluence delivered during irradiation of IRSN Bonner Spheres with ^{252}Cf neutrons and monoenergetic neutrons of 70 keV, 144 keV, 565 keV, 5 MeV and 17 MeV", Certificate for IRSN, NPL (2011).

[Tsyganenko, 1987] N. TSYGANENKO, "Global quantitative of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels", *Planetary and Space Science*, 35:1347-1358 (1987).

[Tsyganenko, 1989] N. TSYGANENKO, "Modeling the Earth's Magnetospheric magnetic field with a warped tail current sheet", *Planetary and Space Science*, 37:5-20 (1989).

[Tsyganenko, 1995] N. TSYGANENKO, "Modeling the Earth's Magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 100:5599-5612 (1995).

[Tsyganenko, 2002a] N. TSYGANENKO, "A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetrie 1. Mathematical structure", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A8):1179-1195 (2002).

[Tsyganenko, 2002b] N. TSYGANENKO, "A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. Parameterization and fitting to observations", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A8):1-17 (2002).

[Turner, 1995] J. TURNER, "Atoms, Radiation and Radiation Protection", *John Wiley & Sons*, Inc., 2nd edition (1995).

[Tylka et al., 1997] A. TYLKA, J. ADAMS, P. BOBERG, B. BROWNSTEIN, W. DIETRICH, E. FLUCKIGER, E. PETERSEN et al., "CREME96: A revision of the Cosmic Ray Effects on Micro-Electronics Code", *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, 44(6):2150-2160 (1997).

[Uchiyama et al., 2007] Y. UCHIYAMA, F. AHARONIAN, T. TANAKA, T. TAKAHASHI et Y. MAEDA, "Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant", *Nature*, 449:576-578 (2007).

[Usoskin et al., 2002] I. USOSKIN, K. ALANKO, K. MURSULA et G. KOVALTSOV, "Heliospheric modulation strength during the neutron monitor era", *Solar Physics*, 207(2):389-399 (2002).

[Usoskin et al., 2005] I. USOSKIN, K. ALANKO-HUOTARI, A. GENNADY, G. KOVALTSOV et K. MURSULA, "Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951-2004", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110:A12108 (2005).

[Usoskin et al., 2011] I. USOSKIN, G. BAZILEVSKAYA, A. GENNADY et G. KOVALDSTOV, "Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116:A02104 (2011).

[Van Allen et Tatel, 1948] J. VAN ALLEN et H. TATEL, "The Cosmic-ray counting rate of a single geiger counter from ground level to 161 kilometers altitude", *Physics Review*, 73:245-251 (1948).

[Vashenyuk et al., 2005] E. VASHENYUK, Y. BALABIN, B. GVOZDEVSKY, S. KARPOV, V. YANKE, E. EROSHENKO, A. BELOV et al., "Relativistic solar cosmic rays in January 20, 2005 event on the ground based observations", *In Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference, ICRC XXIX, Pune, India* (2005).

[Vashenyuk et al., 2007] E. VASHENYUK, Y. BALABIN et P. STOCKER, "Responses to solar cosmic rays of neutron monitors of a various design", *Advances in Space Research*, 40:331-337 (2007).

[Vashenyuk et al., 2008] E. VASHENYUK, Y. BALABIN et B. GVOZDEVSKY, "Relativistic solar cosmic ray dynamics in large ground level events", *In Proceedings of the 21st European Cosmic Ray Symposium, ECRS XXI, Kosice, Slovaquie* (2008).

[Vashenyuk et al., 2009a] E. VASHENYUK, Y. BALABIN et B. GVOZDEVSKY, "Characteristics of relativistic solar cosmic rays from GLE modeling studies", *In Proceeding of the 31st International Cosmic Ray Conference, ICRC XXXI, Lodz, Pologne* (2009).

[Vashenyuk et al., 2009b] E. VASHENYUK, Y. BALABIN, B. GVOZDEVSKY et V. GERMANENKO, "Relativistic SCRs during the events of solar cycle 19". *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 73(3):31-33 (2009).

[Vauthrin, 2012] M. VAUTHRIN, « Mesure du rayonnement cosmique avec les moniteurs à neutrons et AMS-02 », *Rapport de stage M2*, Université Joseph Fourier de Grenoble, LPSC Grenoble (2012).

[Wakely et al., 2008] S. WAKELY et al., "First measurements of cosmic-ray nuclei at high energy with CREAM", *Advanced in Space Research*, 42(3):403-408 (2008).

[Wallmark et Marcus, 1962] J. T. WALLMARK et S. M. MARCUS, "Minimum size and maximum packing density of non redundant semiconductor devices", *Proceedings IRE*, 50:286-298 (1962).

[Waxman, 1995] E. WAXMAN, "Cosmological Gamma-Ray Bursts and The Highest Energy Cosmic Rays", *Physical Review Letters*, 75(3):386-389 (1995).

[Waysand et al., 2000] G. WAYSAND et al., "First characterization of the ultra-shielded chamber in the low-noise underground laboratory (LSBB) of Rustrel, Pays d'Apt", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Section A, 444:336-339 (2000).

[Webber, 1989] W. WEBBER, R. GOLDEN, S. STOCHAJ, J. ORMES et R. STRITTMATTER, "A measurement of cosmic-ray H-2 and He-3 spectra and H-2/He-4 and He-3/He-4 ratios in 1989", *The Astrophysical Journal*, 380:230-234 (1989).

[Wesskopf et Ewing, 1940] V. WEISSKOPF et D. EWING, "On the yield of nuclear reactions with heavy elements", *Physics Review*, 57:472-485 (1940).

[Wiedenbeck et al., 2001] M. E. WIEDENBECK, N. E. YANASAK, A. C. CUMMINGS, A. J. DAVIDS, J. S. GEORGE, R. A. LESKE, R. A. MEWALT et al., "The Origin of Primary Cosmic Rays: Constraints from ACE Elemental and Isotopic Composition Observations", *Space Science Reviews*, 99:15-26 (2001).

[Wiegel et al., 2002a] B. WIEGEL, A. ALEVRA, M. MATZKE, U. SCHREWE et J. WITTSTOCK, "Spectrometry using PTB neutron multisphere spectrometer (NEMUS) at flight altitudes and at

ground level”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Section A, 476(1-2):52-57 (2002).

[Wiegel et al., 2002b] B. WIEGEL et A. ALEVRA, “NEMUS - the PTB Neutron Multisphere Spectrometer: Bonner spheres and more”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Section A, 476:36-41 (2002).

[Wiegel et al., 2009] B. WIEGEL et al., “Intercomparison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field, part II: Bonner sphere spectrometry”, *Radiation Measurements*, 44(7-8):660-672 (2009).

[Wiegel et Alevra, 1994] B. WIEGEL et A. ALEVRA, “Calculations of the Response Functions of Bonner Spheres with a Spherical 3He Counter Using a Realistic Detector Models”, *Technical Report PTB-Bericht PTB-N-21*, (1994).

[Wiese, 1991] K. WIESE, “Optimisation in neutron spectrometry and dosimetry with Bonner spheres using a general measure of quality for experiments”, *Radiation Protection Dosimetry*, 37:157-164 (1991).

[Wyatt et al., 1979] R. C. WYATT, P. J. MCNULTY, P. TOUMBAS, P. L. ROTHWELL et R. C. FILZ, “Soft errors induced by energetic protons”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 26:4905-4910 (1979).

[Yurchyshyn et al., 2005] V. YURCHYSHYN, S. YACHIRO, V. ABRAMENKO, H. WANG et N. GOPALSWAMY, “Statistical distribution of speeds of coronal mass ejections”, *The Astrophysical Journal*, 619:599-603 (2005).

[Zeller et al., 1986] E. ZELLER, G. DRESCHOFF et C. LAIRD, “Nitrate flux on the Ross Ice Shelf Antarctica and its relations to solar cosmic rays”, *Geophysical Research Letters*, 13:1264-1267 (1986).

[Zhizhin et al., 2008] M. ZHIZHIN, E. KIHN, R. REDMON, D. MEDVEDEV et D. MISCHIN, “Space physics Interactive Data Resource - SPIDR”, *Earth Science Informatics*, 1(2):79-91 (2008).

[Ziegler et Puchner, 2004] J. F. ZIEGLER et H. PUNCHNER, “SER History, Trends and Challenges: A Guide for Designing With Memory ICs”, *Cypress Semiconductor* (2004).

[Ziegler, 1996] J. F. ZIEGLER, “Terrestrial Cosmic rays”, *IBM Journal of Research and Development*, 40(1):19 (1996).

[Ziegler, 1998] J. F. ZIEGLER, “Terrestrial Cosmic Rays intensities”, *IBM Journal of Research and Development*, 42:117-140 (1998).

LISTE DES COMMUNICATIONS

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

- A. Cheminet, V. Lacoste, V. Gressier, G. Hubert, A. Martin et M. Pépino, “Characterization of the IRSN neutron multisphere spectrometer (HERMEIS) at European Standard calibration fields”, *in Journal of Instrumentation*, 2nd FNDA, Vol. 7, 2012.
- A. Cheminet, V. Lacoste, G. Hubert, D. Boscher, D. Boyer et J. Poupeney, “Experimental measurements of the neutron fluence energy distributions at various mountain altitudes with HERMEIS”, *in IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 59, No. 4, 2012.
- A. Cheminet, G. Hubert, V. Lacoste, R. Velazco et D. Boscher, “Characterization of the neutron environment and SEE investigations at the CERN-EU High Energy Reference Field and at the Pic du Midi”, *in IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 60, No. 4, 2013.
- G. Hubert, R. Velazco, C. Federico, A. Cheminet, C. Silva Cardena, L. V. Caldas, F. Pancher, V. Lacoste, F. Palumbo, W. Mansour, L. Artola, F. Pineda et S. Duzellier, “Continuous high-altitude measurements of cosmic rays neutrons and SEU/MCU at various locations: correlation and analyses based-on MUSCA SEP3”, *in IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 60, No. 4, 2013.
- G. Hubert, A. Cheminet, T. Nuns et V. Lacoste, “Atmospheric Radiation Environment Analyses based-on CCD Camera, Neutron Spectrometer and Multi-Physics Modeling”, *in IEEE Transactions on Nuclear Science*, soumise le 19 Avril 2013.
- A. Cheminet, G. Hubert, V. Lacoste, D. Maurin et L. Derome, “Cosmic-Ray Solar Modulation and Forbush Decrease analyses based on atmospheric neutron spectrometry at mountain altitude and GEANT4 simulations of Extensive Air Showers”, *in Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, soumise le 27 Juin 2013.
- A. Cheminet, G. Hubert, V. Lacoste et D. Boscher, “Measurements and Monte Carlo simulations of the Spectral Variations of the Cosmic Ray Induced Neutrons at the Pic du Midi over a two-year period”, *in Radiation Protection Dosimetry*, soumise le 1^{er} Juillet 2013.
- G. Hubert, D. Régis, A. Cheminet, M. Gatti et V. Lacoste, “MUSCA SEP3 Contributions to investigate the Atmospheric Cosmic Rays Impact on the Single Event Upset sensitivity along the scaling trend of bulk/SOI CMOS”, *in Radiation Protection Dosimetry*, soumise le 1^{er} Juillet 2013.
- G. Hubert, F. Bezerra, J.-M. Nicot, A. Cheminet, L. Artola, J.-M. Mouret et Ph. Cocquerez, “Atmospheric Radiation Environment Effects on Electronic Balloon Board observed during Polar Vortex and Equatorial Operational Campaign”, *in IEEE Transactions on Nuclear Science*, soumise le 25 Septembre 2013.

Communications dans des Conférences Internationales avec Actes à Comité de lecture :

- A. Cheminet, V. Lacoste, V. Gressier, G. Hubert, A. Martin et M. Pépino, “Characterization of the IRSN neutron multisphere spectrometer (HERMEIS) at European Standard calibration fields”, 2nd FNDA, Ein Gedi, Israël, Novembre 2011 (Présentation orale).
- A. Cheminet, V. Lacoste, G. Hubert, D. Boscher, D. Boyer et J. Poupeney, “Experimental measurements of the neutron fluence energy distributions at various mountain altitudes with HERMEIS”, 2nd FNDA, Ein Gedi, Israel, Novembre 2011 (Présentation orale).
- A. Cheminet, V. Lacoste et G. Hubert, “Low Noise characterization of HERMEIS and first environmental results at mountain attitude”, i-DUST 2012, Apt, France, Mai 2012 (Présentation orale).
- A. Cheminet, G. Hubert, V. Lacoste, R. Velazco et D. Boscher, “Characterization of the neutron environment and SEE investigations at the CERN-EU High Energy Reference Field and at the Pic du Midi”, RADECS 2012, Biarritz, France, Septembre 2012 (Présentation orale).
- G. Hubert, R. Velazco, C. Federico, A. Cheminet, C. Silva Cardena, L. V. Caldas, F. Pancher, V. Lacoste, F. Palumbo, W. Mansour, L. Artola, F. Pineda et S. Duzellier, “Continuous high-altitude measurements of cosmic rays neutrons and SEU/MCU at various locations: correlation and analyses based-on MUSCA SEP3”, RADECS 2012, Biarritz, France, Septembre 2012 (Session poster).
- A. Cheminet, V. Lacoste et G. Hubert, “Neutron production in atmosphere”, Workshop LPSC/AMS-02, Grenoble, France, Décembre 2012 (Présentation Orale sur Invitation).
- A. Cheminet, G. Hubert, V. Lacoste et D. Boscher, “Measurements and Monte Carlo simulations of the Spectral Variations of the Cosmic Ray Induced Neutrons at the Pic du Midi over a two-year period”, NEUDOS 12, Aix-en-Provence, France, Juin 2013 (Présentation Orale).
- G. Hubert, D. Régis, A. Cheminet, M. Gatti et V. Lacoste, “MUSCA SEP3 Contributions to investigate the Atmospheric Cosmic Rays Impact on the Single Event Upset sensitivity along the scaling trend of bulk/SOI CMOS”, NEUDOS 12, Aix-en-Provence, France, Juin 2013 (Présentation Orale).
- G. Hubert, F. Bezerra, J.-M. Nicot, A. Cheminet, L. Artola, J.-M. Mouret et Ph. Cocquerez, “Atmospheric Radiation Environment Effects on Electronic Balloon Board observed during Polar Vortex and Equatorial Operational Campaign”, RADECS 2013, Oxford, Angleterre, Septembre 2013 (Session poster).

Communications orales dans des Conférences Nationales avec ou sans acte :

- A. Cheminet, V. Lacoste, et G. Hubert, “Caractérisation de l’Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique”, RADSOL 2011, Paris, France, Juin 2011.
- A. Cheminet, V. Lacoste, G. Hubert, “Caractérisation de l’Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique à l’aide du système de spectrométrie des neutrons étendu au domaine des hautes énergies HERMEIS”, 28^{èmes} Journées LARD, *Toulouse, France, Octobre 2011*.
- A. Cheminet, V. Lacoste, et G. Hubert, “Caractérisation de l’Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique 2”, RADSOL 2011, Paris, France, Juin 2012.

Distinctions :

Prix de Thèse de la Branche Physique, ONERA 2013 pour les travaux : « Développement d’un système opérationnel de spectrométrie des neutrons dédié à la caractérisation de l’environnement radiatif naturel atmosphérique ».

ANNEXE A. GRANDEURS PHYSIQUES ET DOSIMETRIE

A.1 Grandeurs physiques

En physique des champs radiatifs et en radioprotection, certaines grandeurs physiques obéissent à une terminologie très stricte. Les définitions des grandeurs permettant de caractériser et de décrire un champ de radiation sont rappelées ici et proviennent de standards dictés par l'ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) [ICRU, 1998, 2011]. Tout le long du manuscrit, les grandeurs telles que la fluence, le débit de fluence, le débit de fluence spectral ou le flux suivent ces recommandations.

Les grandeurs de base sont les suivantes :

$$\phi = \frac{dN}{dA} = \frac{\text{nombre de particules}}{\text{aire}} = \text{fluence} \quad \text{Équation A.1}$$

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d^2N}{dAdt} = \frac{\text{nombre de particules}}{\text{aire} \cdot \text{temps}} = \text{débit de fluence}$$

$$j = \frac{d^2\phi}{dtd\Omega} = \frac{d^3N}{dAdtd\Omega} = \frac{\text{nombre de particules}}{\text{aire} \cdot \text{temps} \cdot \text{angle solide}} = \text{intensité/radiance}$$

Pour introduire la notion de spectre ou de distribution en énergie, on utilise les grandeurs différentielles, par rapport à l'énergie cinétique E_k :

$$\phi_E(E_k) = \frac{d\phi}{dE_k} = \frac{\text{nombre de particules}}{\text{aire} \cdot \text{énergie}} = \text{fluence spectrale} \quad \text{Équation A.2}$$

$$\dot{\phi}_E(E_k) = \frac{d\dot{\phi}}{dE_k} = \frac{\text{nombre de particules}}{\text{aire} \cdot \text{temps} \cdot \text{énergie}} = \text{débit de fluence spectrale}$$

$$J(E_k) = \frac{dj}{dE_k} = \frac{\text{nombre de particules}}{\text{aire} \cdot \text{temps} \cdot \text{angle solide} \cdot \text{énergie}} = \text{intensité spectrale}$$

Dans la plupart des cas, les unités de ces grandeurs sont des combinaisons des unités élémentaires d'aire (m^2 ou cm^2), de temps (s), d'angle solide (sr) et d'énergie (MeV ou GeV). De plus, toutes les définitions données ci-dessus dérivent l'une de l'autre et sont étroitement liées. Le débit de fluence spectrale est le plus souvent utilisé dans ce manuscrit pour décrire les particules secondaires générées dans l'atmosphère par l'interaction des rayons de cosmiques avec les noyaux des molécules de l'air. Ce

rayonnement cosmique est lui décrit par l'intensité spectrale. Le débit de fluence total $\dot{\phi}$ parfois dénommé « flux » traduit le nombre de particules par unité de surface et de temps quelque soit l'énergie cinétique de la région considérée. Il s'agit d'une grandeur intégrale pouvant se déduire aisément de l'intensité spectrale en intégrant sur un certain domaine d'énergie ΔE_k et d'angle solide $\Delta\Omega$:

$$\dot{\phi} = \int_{\Delta E_k} \int_{\Delta\Omega} j(E_k, \Omega, t) dE_k d\Omega \quad \text{Équation A.3}$$

Pour une intensité différentielle isotrope, ce qui est le cas des rayons cosmiques galactiques à l'entrée de la magnétosphère, le débit de fluence est simplement égal à :

$$\dot{\phi} = \int_{\Delta E_k} \int_{\Delta\Omega} j(E_k, \Omega, t) dE_k d\Omega \quad \text{Équation A.4}$$

Enfin, il est à noter que les grandeurs différentielles sont parfois simplement appelées spectre énergétiques. Deux représentations des spectres sont en compétition. Pour les spectres des rayons cosmiques, la représentation différentielle est souvent employée tandis que pour les spectres neutroniques atmosphériques, la représentation différentielle est admise dans la communauté des effets des radiations sur les composants électroniques, tandis que la représentation léthargique est préférée en radioprotection et dosimétrie :

$$\begin{aligned} \log[\dot{\phi}_E(E_k)] &= f(\log[E_k]) \\ E_k \cdot \dot{\phi}_E(E_k) &= \frac{d\dot{\phi}(E_k)}{d \ln(E_k)} = f(\log[E_k]) \end{aligned} \quad \text{Équation A.5}$$

Chaque représentation possède ses avantages et ses inconvénients. La représentation léthargique permet de mettre en exergue les différences entre deux spectres relativement similaires et est donc adaptée pour la visualisation des résultats lors de la caractérisation en champs neutroniques de référence.

A.2 Grandeurs dosimétriques

Tout type de radiations directement ou indirectement ionisantes comme les photons, électrons, neutrons, protons, alphas ou ions plus lourds, traversant un volume de matière interagit avec les atomes et les molécules contenues dans ce volume. Parmi ces interactions, l'énergie cinétique qu'emportent les particules incidentes peut être transférée à des particules secondaires par des processus d'ionisation ou d'excitation ou directement déposée localement par divers mécanismes (diffusion, réactions nucléaires). Les particules secondaires peuvent à leur tour quitter le volume. Le transfert d'énergie dépend aussi bien des caractéristiques des radiations (c'est-à-dire, leur nature, leur énergie et leur intensité) que des caractéristiques du matériau traversé comme la composition chimique ou encore la densité.

Le dépôt d'énergie dans les tissus biologiques produit des radicaux libres qui produisent potentiellement des dommages aux niveaux subcellulaires tels que des ruptures simple ou double-branche de brins d'ADN. Cela conduit à des dysfonctionnements des cellules voire à leur mort (apoptose). Afin de quantifier convenablement les radiations et leur impact biophysique, l'ICRU mentionnée dans la première partie des ces Annexes a été fondée en 1925. Cette commission internationale donne des recommandations vis-à-vis des définitions des quantités appropriées et de leurs unités. Celles-ci prennent la forme de directives, procédures ou de données. De plus, afin de définir les limites quant à l'exposition aux radiations et de fournir des standards utilisés en radioprotection en tant qu'appui scientifique à la législation, l'ICRP (International Commission on Radiological Protection) a été créée en 1928. Les définitions qui vont suivre sont extraites des Rapports 33, 60 et 85 émis par l'ICRU et les publications 60 et 103 de l'ICRP [ICRU, 1980, 1998, 2011 et ICRP, 1990, 2007].

La quantité de base en dosimétrie est la dose absorbée D dans un élément de volume de masse dm :

$$D = \frac{dE}{dm} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{A.6} \end{array}$$

Où dE est la quantité d'énergie déposée dans le volume donnée par la formule suivante :

$$dE = T_{in} - T_{out} + Q_{\Delta m} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{A.7} \end{array}$$

Les énergies T_{in} et T_{out} représentent l'énergie de toutes les particules, respectivement entrant et quittant le volume et $Q_{\Delta m}$ indique le changement dans la masse au repos de toutes les particules impliquées. L'unité de la dose absorbée est le gray (1 Gy correspond à 1 J/kg). Pour les particules non directement ionisantes comme les photons et les neutrons du fait de leur charge nulle, on définit le KERMA K (Kinetic Energy Released per unit Mass) où l'on ne prend en compte que l'énergie dE_{tr} perdue par le faisceau sous forme d'énergie cinétique transférée à des particules chargée dans le volume élémentaire. Le KERMA s'exprime également en Gy.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{A.8} \end{array}$$

Une autre quantité importante permettant de prendre en compte l'efficacité du transfert d'énergie pour une particule directement ionisante le long de son parcours à travers la matière est le transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer) qui est défini comme étant l'énergie moyenne dE_{Δ} perdue par unité de longueur du trajet dl à cause des collisions avec les électrons du milieu. L'indice Δ indique un niveau de

coupure prenant en compte uniquement les pertes individuelles d'énergie inférieures à ce seuil.

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dm} \quad \begin{matrix} \text{Équation} \\ \text{A.9} \end{matrix}$$

Les particules possédant un LET élevé sont très fortement ionisantes. Si aucune coupure en énergie n'est considérée, le LET sans restriction L_{∞} équivaut au pouvoir d'arrêt parfois noté S (Stopping Power). La dose absorbée (particules chargées) ou le kerma (particules neutres) sont indépendants des caractéristiques des radiations, à savoir le type, l'énergie et enfin le LET dans le cas des particules chargées. Afin d'estimer précisément les effets radio-biologiques et la sévérité des dommages dans les tissus exposés aux radiations, ces caractéristiques sont prises en compte dans la dose équivalente H_T définie par l'ICRP. Elle est définie comme étant la somme des doses absorbées D_R dans le volume d'un organe ou d'un tissu particulier T pondérées par un facteur w_R directement relié aux caractéristiques d'un type de rayonnement R :

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad \begin{matrix} \text{Équation} \\ \text{A.10} \end{matrix}$$

L'unité de la dose équivalente est le sievert (Sv). Les facteurs spécifiques aux types de radiations w_R ont été introduits pour prendre en compte l'efficacité biologique relative ou RBE (Relative Biological Effectiveness) d'une radiation d'un certain type par rapport aux photons de faible LET donc le facteur de pondération w_R est égal à l'unité. En effet, le rayonnement X ayant un LET de 3 keV/ μ m va déposer une dose D_{ref} dans un certain volume, un autre rayonnement R va déposer une dose D_R

$$RBE = \frac{D_{ref}}{D_R} \quad \begin{matrix} \text{Équation} \\ \text{A.11} \end{matrix}$$

Dans la publication 60 de l'ICRP (ICRP-60), le premier jeu de facteurs de pondération pour les radiations de tout type a été établi. Les facteurs des neutrons et des protons ont été revus dans la publication 103 avec notamment une réduction du facteur de pondération des protons de 5 à 2. Ce changement a eu pour conséquence de diminuer considérablement les doses équivalentes dues aux radiations secondaires de l'atmosphère issues du RCG et reçues par les personnels navigants (les protons et les neutrons sont les contributions les plus importantes à ces altitudes en termes de doses). Le Tableau A.1 récapitule tous les facteurs de pondération recommandés dans les différentes publications de l'ICPR.

Tableau A.1-Facteurs de pondération donnés par les publications 60 et 103 de l'ICRP pour tout type de radiations-

Type de radiation	Facteur de pondération w_R	
	ICRP-60	ICRP-103
Photons	1	1
Electrons, Muons	1	1
Protons, Pions chargés	5	2
Alpha, Ions lourds	20	20
Neutrons	5 si $E_n < 1$ keV 10 si 1 keV $\leq E_n \leq 100$ keV 20 si 100 keV $\leq E_n \leq 2$ MeV 10 si 2 MeV $\leq E_n \leq 20$ MeV 5 si $E_n > 20$ MeV -	Si $E_n < 1$ MeV : $2,5 + 18,2 \exp(-(\ln(E_n))^2 / 6)$ Si 1 MeV $\leq E_n \leq 50$ MeV : $5,0 + 17,0 \exp(-(\ln(2E_n))^2 / 6)$ Si $E_n > 50$ MeV : $2,5 + 3,2 \exp(-(\ln(0,04E_n))^2 / 6)$

Afin de définir une quantité appropriée de radioprotection des hommes qui quantifie convenablement l'impact des radiations sur l'ensemble du corps humain, les sensibilités spécifiques des organes et des tissus doivent être prises en compte en plus des facteurs de pondération w_R imputés à la nature des radiations. De la même façon, l'ICRP définit des facteurs de pondération w_T pour certains organes. Les valeurs numériques sont indiquées dans les publications 60 et 103 de l'ICRP. La dose efficace E tient compte à la fois de l'efficacité biologique relative et de la sensibilité spécifiques des tissus. Cette grandeur est définie comme la somme des doses équivalents pondérées par les facteurs de sensibilités des tissus sur l'ensemble des tissus du corps humain et s'exprime également en sievert (Sv).

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad \text{Équation A.12}$$

La dose équivalente et la dose efficace constituent ce que l'on appelle des grandeurs de protection permettant d'évaluer le risque relatif au rayonnement ionisant. Cependant, du fait de leur définition, ces grandeurs ne sont pas directement accessibles par la mesure. Pour cela, on a recourt à des grandeurs opérationnelles. L'équivalent de dose noté H est défini comme le produit de la dose absorbée $D_L = dD(L)/dL$ en considérant le LET non restreint L_∞ et d'un facteur de qualité Q . Ce facteur de qualité considère différents rendements pour plusieurs types de radiations à différentes énergies provoquant un effet biologique donné et est défini en fonction de L_∞ dans l'eau. L'équivalent de dose s'écrit donc selon l'Equation A.13.

$$H = Q \cdot D = \int_0^{\infty} Q(L) \frac{dD(L)}{dL} dL = \int_0^{\infty} Q(L) D_L dL$$

$$Q(L) = \begin{cases} 1 & \text{pour } L < 10 \text{ keV/}\mu\text{m} \\ 0,32 & \text{pour } 10 \text{ keV/}\mu\text{m} \leq L \leq 100 \text{ keV/}\mu\text{m} \\ 300/\sqrt{L} & \text{pour } L > 100 \text{ keV/}\mu\text{m} \end{cases}$$

Équation A.13

En suivant la définition de l'équivalent de dose, l'ICRP recommande d'utiliser l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ (en Sv) en tant que grandeur opérationnelle pour mesurer et monitorer les champs de radiations en termes de dose. Selon l'ICRP, $H^*(d)$ en un point particulier dans un champ donné correspond à la dose équivalente qui résulterait de l'irradiation d'une sphère ICRU à la profondeur d mesurée depuis la surface dans la direction opposé du vecteur « rayon » de la sphère et si le champ est considéré expansé et aligné. La sphère ICRU est une sphère constituée d'une matière semblable aux tissus humains de 30 cm de diamètre et d'une masse volumique de 1 g/cm³. $H^*(d)$ est défini de telle sorte à fournir une valeur conservative de la dose efficace dans n'importe quel type de champs radiatifs. Dans la plupart des cas pour les rayonnements pénétrants, on calcule l'équivalent de dose ambiant à une profondeur de 10 mm (0,07 mm pour les rayonnements peu pénétrants comme les alphas ou les ions lourds). La notation $H^*(10)$ est finalement adoptée et les appareils de mesures comme des compteurs REM ou des scintillateurs sont calibrés en fonction du $H^*(10)$ dans les champs de radiations dont l'intensité spectrale est connue.

Etant donné que le champ radiatif que l'on cherche à caractériser est changeant au cours du temps (cf. Chapitre IV et Chapitre V), nous définirons les débits d'équivalent de dose ambiant et les débits de dose efficace respectivement symbolisés par $\dot{H}^*(10)$ et \dot{E} (s'exprimant le plus souvent en $\mu\text{Sv/h}$ dans le cas des radiations atmosphériques). Pour une distribution en énergie donnée, les coefficients de conversion fluence-vers-dose sont pratiques pour calculer $\dot{H}^*(10)$ et \dot{E} . Les spectres mesurés avec le spectromètre à sphères de Bonner HERMEIS peuvent être utilisés pour estimer les débits de dose neutronique imputés aux neutrons atmosphériques. Les spectres sont convertis en dose via les coefficients donnés par *Pelliccioni* (2000) et *Ferrari et al.* (1996, 1997a,b,c,d, 1998) pour les équivalents de dose ambients et *Sato et al.* (2007) pour les doses efficaces. Les coefficients dépendent du type et de l'énergie cinétique de la particule i et sont calculés grâce à des simulations Monte Carlo (PHITS et Fluka).

$$\dot{E}_i = \int c_{E,i}(E_k) \frac{d\dot{\phi}_i(E_k)}{dE_k} dE_k$$

Équation A.14

$$\dot{H}_i^*(10) = \int c_{H,i}(E_k) \frac{d\dot{\phi}_i(E_k)}{dE_k} dE_k \quad \text{Équation A.15}$$

Pour obtenir ensuite les débits de dose totaux $\dot{H}^*(10)$ et \dot{E} , les contributions de chaque particule sont sommées et enfin pour obtenir les doses cumulées $H^*(10)$ et E , il suffit d'intégrer les débits de dose sur la durée d'exposition totale Δt .

$$\dot{E} = \sum_i \dot{E}_i \quad \text{Équation A.16}$$

$$E = \int_{\Delta t} \dot{E}(t) dt \quad \text{Équation A.17}$$

Le coefficient de conversion « neutron » pour l'équivalent de dose ambiant sont tracés graphiquement en fonction de l'énergie cinétique sur la Figure A.1.

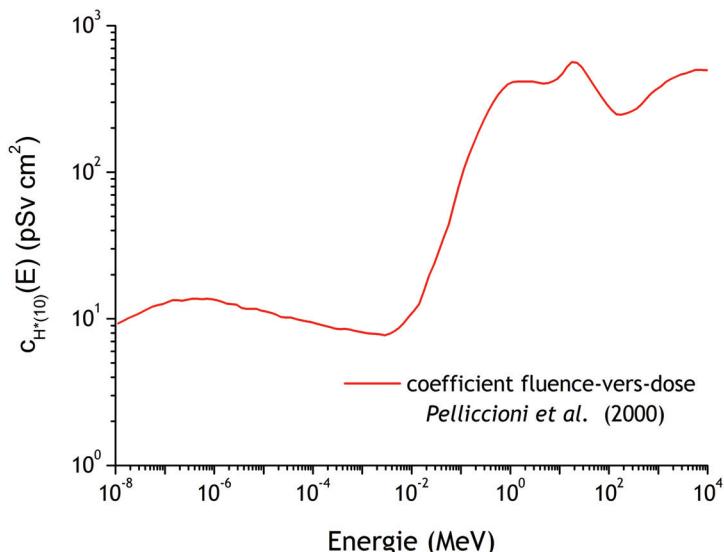


Figure A.1- Coefficient de conversion neutronique fluence vers équivalent de dose ambiant [Pelliccioni et al., 2000].

A.3 Application : évaluation de la dose en continu

Dans le cadre du Groupe de Travail 11 de l'EURADOS dédié à la dosimétrie en champs complexe mixte et de hautes énergies, la Tâche 4 consiste à collecter et rassembler un maximum de données, à la fois mesurée au niveau du sol ou à bord d'avions grâce à divers appareils de mesures (dosimètres actifs/passifs, spectromètres à neutrons, moniteurs à neutrons...) afin de les rendre disponibles à la communauté dans le cas où un GLE interviendrait à la suite d'un événement solaire tels que ceux décrits dans le Chapitre I.

Grâce au système HERMEIS, nous pouvons fournir des données continues dans les conditions du Pic du Midi (5,6 GV et +2885 m) avec un pas de temps d'intégration d'une heure afin d'avoir une statistique satisfaisante. La latitude géomagnétique est relativement moyenne, par conséquent, le risque de voir un GLE au Pic du Midi est

d'autant plus faible. Cependant, le système HERMEIS permet une quantification précise de l'évolution du débit d'équivalent de dose ambiant grâce aux spectres fournis chaque heure à l'issue de la déconvolution et à l'Equation A.15. Le débit d'équivalent de dose ambiant ne concerne cependant que la composante neutronique mais grâce à des ratios appropriés, il est possible d'obtenir une estimation du débit d'équivalent de dose ambiant total.

Pour constituer la base de données, les informations sont mises en forme de façon bien particulière dans un tableur EXCEL. Ce dernier comporte cinq colonnes. Les deux premières sont dédiées à la date et l'heure, respectivement en temps local (Paris) et temps universel UTC (aaaa/mm/jj hh:mm). Les deux suivantes correspondent aux taux de comptage corrigés (en s^{-1}) des sphères de Bonner étendues au domaine des hautes énergies ($8''+W$ et $9''+Pb$) grâce à leur comportement proche des Moniteurs à Neutrons. Enfin, les débits d'équivalents de dose ambiant neutroniques sont indiqués en $\mu\text{Sv}/\text{h}$ dans la dernière colonne. A titre d'exemple, les données de test de la base de données sont présentées graphiquement sur la Figure A.2 et couvrent le mois de Juin 2012.

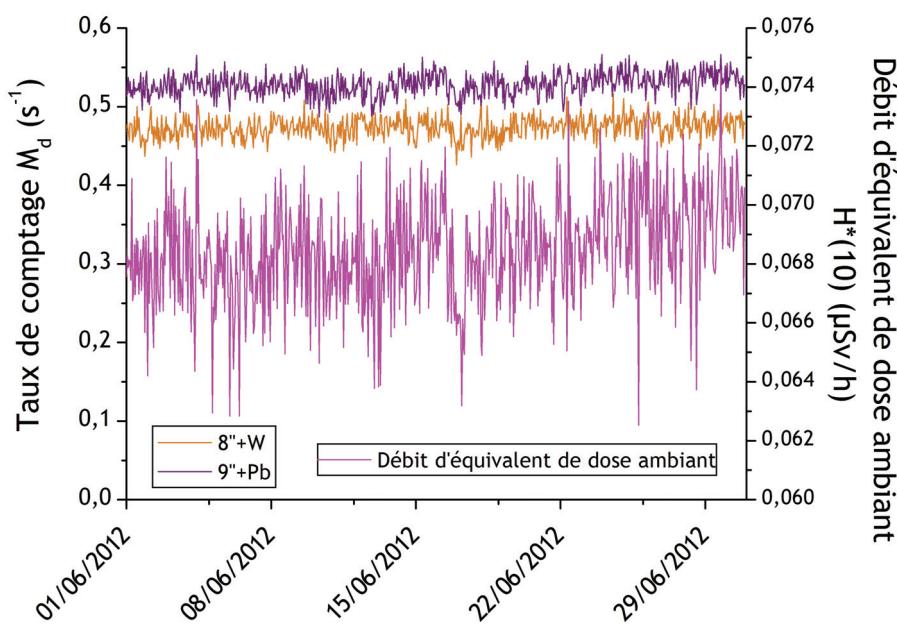


Figure A.2- Evolution temporelle des taux de comptage des sphères étendues et des débits d'équivalent de dose ambiant au Pic du Midi en Juin 2012.

De plus, cumulé sur un an, l'équivalent de dose ambiant au Pic du Midi est de 550 μSv . Les données de l'UNSCEAR (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation) estiment que l'équivalent de dose ambiant au niveau du sol (au niveau de la mer) est de 0,3 mSv à 1 mSv annuel toutes contributions comprises (radioactivité naturelle de la roche, radioactivité artificielle induite par l'homme - médical et nucléaire - et rayonnement cosmique). La contribution des neutrons cosmiques est seulement de 20 % au niveau du sol [Pioch, 2012] et le gain de l'altitude au Pic du Midi est de 9. Ainsi, l'équivalent de dose ambiant rapporté au sol déduit de HERMEIS est de 0,305 mSv entre 2011 et 2012 en période de maximum d'activité solaire.

ANNEXE B. FIABILITE DES COMPOSANTS

B.1 Grandeurs et définitions

Comme indiqué dans le Chapitre I, les particules secondaires les plus énergétiques de l'atmosphère peuvent induire des dysfonctionnements dans les composants électroniques. Du fait de la miniaturisation continue des technologies embarquées pour des applications spatiales et terrestres, les composants électroniques sont de plus en plus sensibles aux perturbations induites par les radiations naturelles. En effet, l'énergie ou la charge associée à chaque information logique élémentaire (bit d'information) dans les technologies numériques diminue à chaque génération de composants de la feuille de route ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) qui vise à suivre la fameuse loi empirique de Moore. Cette loi stipule que le nombre de transistors par unité de surface sur une puce doit doubler à intervalle de temps régulier et ce à coût de fabrication constant (l'intervalle de temps a augmenté depuis 1965 où la loi a été énoncée). Ainsi, cette information peut être aisément perturbée lorsqu'une particule très énergétique va déposer cette énergie dans les zones sensibles d'un composant, générant de la sorte une colonne de paires électron-trou modifiant les propriétés électriques de transport. Une seule particule subatomique est capable de céder suffisamment d'énergie pour provoquer une altération de la logique écrite dans le composant, on appelle cela un événement à effet singulier ou SEE (Single Event Effect) ou encore aléa logique. Dans le cas de mémoires, on parlera de basculement logique généralement réversible (changement d'une information logique de 0 à 1 par exemple) qui se nomme SEU (Single Event Upset).

Une première étude théorique sur les aléas logiques dans des composants commercialisés et utilisés pour des applications terrestres [Wallmark et Marcus, 1962]. En 1978, le fabricant Intel observe pour la première des basculements de mémoire de type DRAM au niveau du sol à cause de la présence de contaminants-émetteurs alpha dans les matériaux du boîtier [May et Woods, 1979]. La même année, deux équipes mentionnent des erreurs causées par ionisation indirecte via des réactions nucléaires de protons et neutrons avec le silicium [Wyatt et al., 1979 et Guenzer et al., 1979]. Ce n'est que très récemment que l'ionisation directe des protons voire des muons atmosphériques a été mise en évidence comme source potentielle de SEE dans les technologies les plus fortement intégrées (quelques dizaines de nanomètres). Ainsi dans l'environnement radiatif naturel atmosphérique, les neutrons, protons et dans une moindre mesure, les muons et les pions sont susceptibles d'engendrer des aléas logiques. Du niveau du sol jusqu'aux altitudes de vols commerciaux (10-12 km), les neutrons sont la composante majoritaire avec une part non négligeable imputée aux protons [Normand, 2004]. Aux

altitudes des vols des ballons stratosphériques (20-40 km), les protons deviennent majoritaires.

Le taux d'occurrence des aléas logiques, ou nombre d'erreurs soft induites dans un composant par unité de temps est désignée par le terme SER (Soft Error Rate). Le SER, comme l'unité de mesure de tous les autres mécanismes associés à des problèmes de fiabilité « hard » s'exprime en FIT (Failure in Time) qui correspond à une anomalie ou erreur observée toutes les 10^9 heures ou 114077 années de fonctionnement. Les erreurs logiques sont devenues un réel sujet de préoccupation dans les puces des calculateurs car elles produisent un taux d'anomalie supérieur à celui de tous autres problèmes de fiabilité combinés si aucune correction n'est apportée. En général, le taux d'erreur attendu pour un circuit intégré est de l'ordre de 20-50 FIT alors que sans mitigation, le SER peut excéder les 50000 FIT/puces. Actuellement, au cœur de chaque système électronique doté d'un microprocesseur, on trouve un très grand nombre de mémoires (de type SRAM) intégrées et interconnectées avec des périphériques. On peut trouver une mémoire centrale de type DRAM pour les systèmes les plus importants. Le SER de ces différents composants se comporte différemment suivant l'intégration des technologies. Pour les DRAM, la sensibilité aux radiations diminue avec l'intégration (car la charge critique reste relativement constante) tandis que pour les SRAM, la réduction du volume sensible et la diminution de la charge critique entrent en compétition. Le besoin de mitigation dépend de l'application considérée. De ce fait, un certain nombre d'études ont mis en évidence que les neutrons d'origine cosmique sont la menace majeure en termes d'aléas logiques pour les technologies submicroniques aux altitudes terrestres [Baumann, 2003, 2004, 2005 ; Ziegler et Puchner, 2004]. Comparativement aux autres sources de contraintes radiatives (comme la contamination alpha et neutrons thermiques), il est difficile de s'affranchir de l'environnement neutronique atmosphérique, hormis en souterrain, ce qui n'est pas envisageable pour beaucoup d'applications. Par exemple, le borosilicate a été complètement retiré dans le développement des technologies avancées pour éviter les réactions entre les neutrons thermiques et le bore 10 dont la section efficace est très élevée. Des matériaux de haute pureté (avec seulement des traces d'uranium ou de thorium) sont désormais utilisés et présentent une très faible émissivité alpha.

Face à ce risque induit par les neutrons de haute énergie (> 1 MeV) générés par le RCG, il est nécessaire de caractériser rigoureusement la sensibilité au SEU. Pour cela, on attribue à un composant donnée une section efficace de sensibilité au SEU qui est un paramètre intrinsèque de cette puce/circuit traduisant sa sensibilité vis-à-vis d'un rayonnement donné. Elle est généralement mesurée au cours de tests sous accélérateur délivrant un faisceau monoénergétique. Pour un environnement radiatif donné possédant des particules d'énergies variées, le SER est plus adapté et peut être déterminé en accélérateur mais produisant cette fois-ci des champs réalistes. Le SER dépend donc de

l'intensité du champ produit et varie donc avec l'altitude. La section efficace de sensibilité aux SEU s'exprime de la manière suivante dans le cas d'une expérimentation sous faisceau d'énergie E perpendiculaire au composant avec une fluence totale ϕ_0 . Le nombre d'erreurs total N_f est mesuré à la fin de l'irradiation et le taux d'erreurs dN_f / dt est monitoré en même temps que la fluence ϕ_0 , qui doit être suffisamment faible pour qu'un seul basculement de bit se produise à la fois. La section efficace σ_{SEU} s'exprime donc en cm^2/bit .

$$\sigma_{SEU}(E) = \frac{1}{\dot{\phi}_0} \frac{dN_f}{dt} = \frac{N_f}{\dot{\phi}_0} \quad \text{Équation B.1}$$

Le SER se définit quant à lui comme la convolution de la section efficace $\sigma_{SEU,k}$ de sensibilité aux SEU à un type de particule k avec le débit de fluence spectrale $\dot{\phi}_{E,k}(E_k)$ de l'environnement radiatif considéré :

$$SER = \frac{dF}{dt} = \sum_k \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_{SEU,k}(E) \dot{\phi}_{E,k}(E) dE \quad \text{Équation B.2}$$

Le SER s'exprime ici en nombre d'erreurs par bit (grandeur F) et par unité de temps. Afin d'harmoniser en FIT, il convient de se référer à la norme JESD89 du JEDEC pour spécifier le SER spécifique d'un composant soumis à l'environnement radiatif terrestre [JESD89, 2001]. Pour les neutrons d'origine cosmique, le SER peut être déterminé à une localisation arbitraire connaissant le spectre neutronique atmosphérique à cet endroit et en utilisant une fonction de Weibull pour décrire la section efficace de sensibilité aux SEU [Petersen et al., 1992].

$$\begin{cases} SER[FIT] = 3,6 \times 10^{12} \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_{SEU,n}(E) \dot{\phi}_{E,n}(E) dE \\ \sigma_{SEU}(E) = \sigma_{Weibull}(E) = \sigma_{\infty} \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{E - E_{th}}{W} \right)^S \right) \right] \end{cases} \quad \text{Équation B.3}$$

L'énergie E_{th} est l'énergie de seuil à partir de laquelle les neutrons peuvent induire des SEU de manière significative (entre 1 et 10 MeV d'après la seconde et actuelle édition de la norme JESD89A du JEDEC Standard [JESDA89, 2006]), σ_{∞} (en cm^2) est la valeur saturée de la section efficace au SEU ou valeur asymptotique à hautes énergies, W est un facteur de largeur et S un facteur de forme pour la fonction de Weibull. Cette forme de section efficace avec un plateau de saturation justifie l'importance et la nécessité de bien connaître l'environnement neutronique au-delà de la dizaine de MeV, ce que le spectromètre HERMEIS permet de faire en atteignant le domaine des hautes énergies. Les

parties suivantes constituent deux cas pratiques de détermination de SER à la fois expérimentale et par le calcul d'une mémoire SRAM dans deux environnements donnés, l'un étant artificiel produit en accélérateur (CERF, cf. Chapitre II) et l'autre étant naturel au Pic du Midi (cf. Chapitres III et IV).

B.2 SEE au Pic du Midi

Les travaux présentés dans cette section sont extraits d'une publication [*Hubert et al., 2013a*]. Une carte de mémoire de type SRAM de 2 Gbits (technologie de 90 nm commercialisée par Cypress) a été placée au sommet du Pic du Midi à coté du spectromètre à neutrons HERMEIS dès le mois de mai 2011. Cette carte disposait d'un testeur permettant de lire expérimentalement les erreurs se produisant sous l'effet des radiations atmosphériques. Ce taux d'erreurs expérimental a été comparé à celui obtenu avec le calcul grâce à la plateforme MUSCA SEP³.

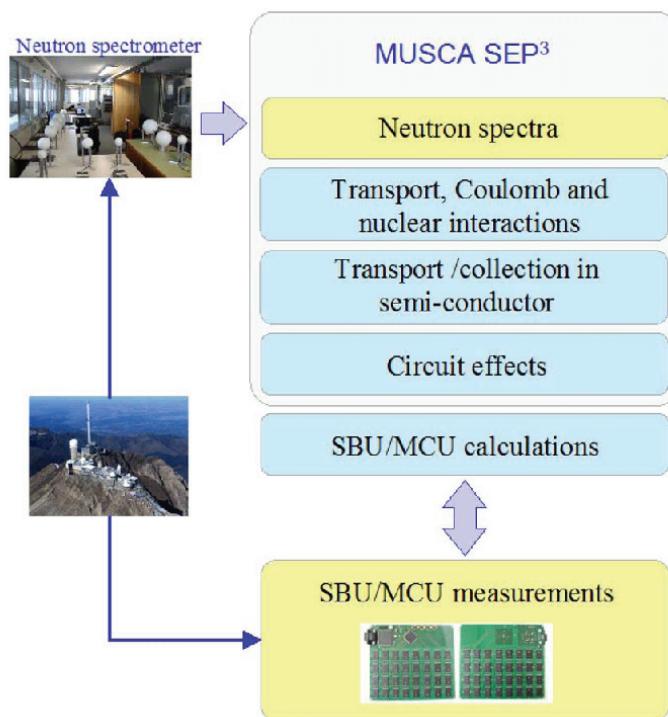


Figure B.1- Méthodologie globale appliquée à ce travail.

La plateforme de prédiction MUSCA SEP³, décrite sur le schéma de la Figure B.1, a été développée par l'ONERA depuis 2009 [*Hubert et al., 2009, 2010*]. Elle utilise une approche multi-physique et multi-échelle pour décrire à la fois le transport des porteurs de charge dans le semi-conducteur et la génération de ces charges dans le volume sensible. L'interaction de l'environnement radiatif avec les couches de passivation et de métallisation du composant est aussi décrite le plus fidèlement possible. Le spectromètre HERMEIS permet de connaître à chaque instant l'état de l'environnement neutronique, et par conséquent, fournit des données d'entrée à la plateforme MUSCA SEP³. Grâce à une

modélisation détaillée de la mémoire SRAM (données caractéristiques issues du reverse engineering et de la roadmap ITRS) et à la prise en compte des données environnementales de HERMEIS, des calculs de prédition de SER et du nombre accumulé de SEU (avec les contributions SBU/MBU pour Single Bit Upset et Multiple Bit Upset) ont été effectués et confrontés aux données expérimentales. Tout d'abord, nous rappelons l'environnement utilisé en entrée de ces calculs sur la Figure B.2 avec une distinction entre les spectres obtenus en période d'été et ceux obtenus en hiver (cf. Chapitre IV).

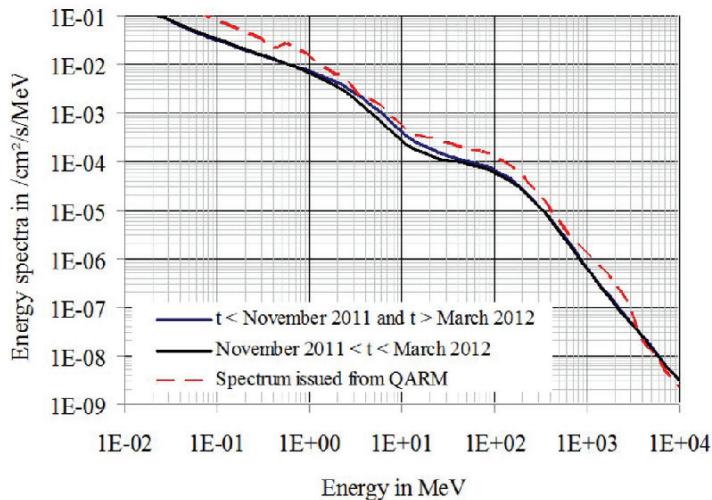


Figure B.2- Spectres neutroniques issus de QARM et des déconvolutions des données de HERMEIS au Pic du Midi entre Mai 2011 et Avril 2012.

Le nombre total intégré d'erreurs sur la durée d'exposition des composants de la carte de mémoires SRAM dans les conditions du PIC du Midi a été calculé avec MUSCA SEP³ en utilisant respectivement les spectres expérimentaux du Pic du Midi et le spectre calculé avec QARM dans les conditions de la campagne de mesure (voir Figure B.3).

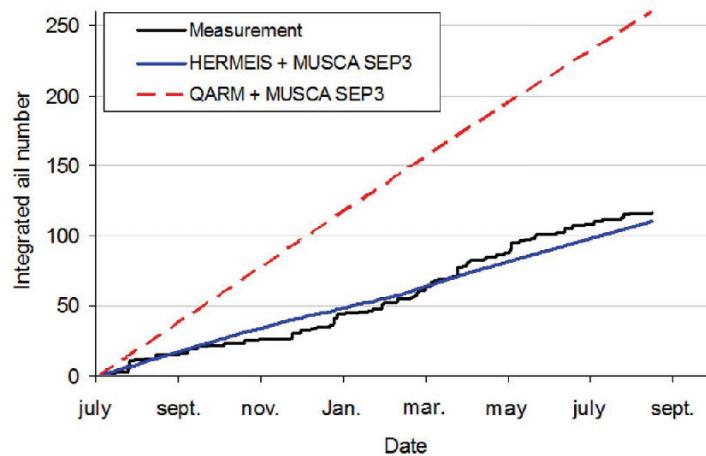


Figure B.3- Nombre total d'événements calculé et mesuré. Les calculs MUSCA SEP³ ont utilisé en entré les spectres QARM et HERMEIS.

La Figure B.3 permet de se rendre compte de l'intérêt de connaître précisément l'environnement neutronique lors de ces campagnes de test en altitude. En effet, après

plus d'un an de mesures, un peu plus d'une centaine d'erreurs a été enregistrée et également prédicta avec les calculs utilisant les données d'HERMEIS. Cette valeur est largement surévaluée lorsque le spectre est seulement estimé (avec QARM).

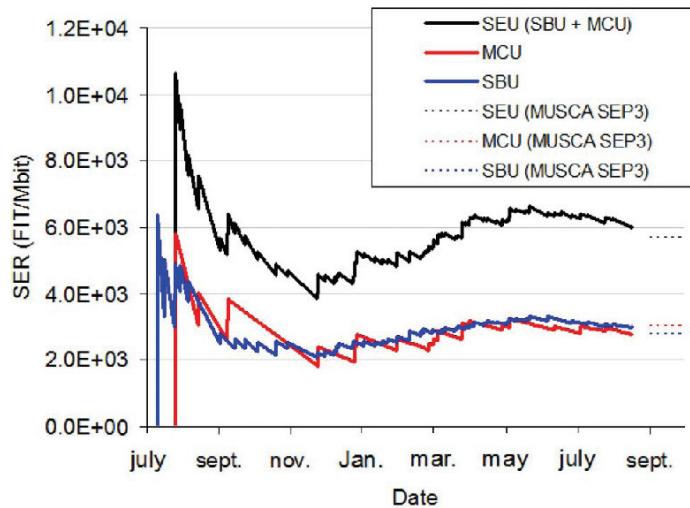


Figure B.4- Evolution temporelle du SER mesurée FIT/Mbit au Pic du Midi entre Mai 2011 et Août 2012. Les pointillés représentent l'estimation de MUSCA SEP³.

La Figure B.4 présente les résultats en termes de SER. On voit qu'au fur et à mesure que la statistique du nombre d'erreurs observées augmente, les SER expérimentaux tendent vers l'estimation de MUSCA SEP³ que ce soit pour les SBU ou les MCU. La distinction entre les MCU et SBU est bien respectée quand on regarde l'évolution temporelle du nombre de SBU et de MCU obtenus expérimentalement sur la Figure B.5.

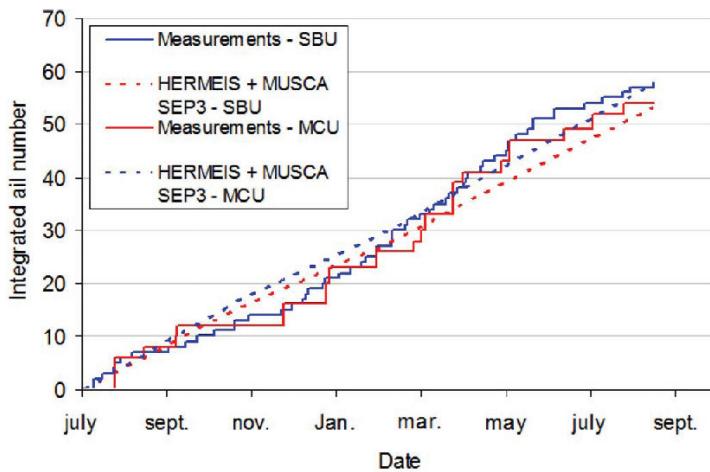


Figure B.5- Nombre d'erreurs intégré, mesuré et calculé, en faisant la distinction SBU-MBU.

La connaissance de l'environnement neutronique au Pic du Midi a également permis de caractériser le risque de défaillance sur des systèmes plus complexes tels que les nacelles des ballons stratosphériques du CNES [Hubert et al., 2013b].

B.3 SEE au CERF

Pour terminer sur cette annexe relative à la fiabilité des composants, la même démarche qu'au Pic du Midi a été appliquée en accélérateur, avec le champ réaliste CERF présenté dans le Chapitre II et caractérisé avec HERMEIS. Ces travaux sont publiés [Cheminet *et al.*, 2013a]. Le spectre neutronique de référence calculé avec FLUKA et celui mesuré avec HERMEIS sont présentés sur la Figure B.6 en représentation différentielle, correspondant à la position d'irradiation CT7.

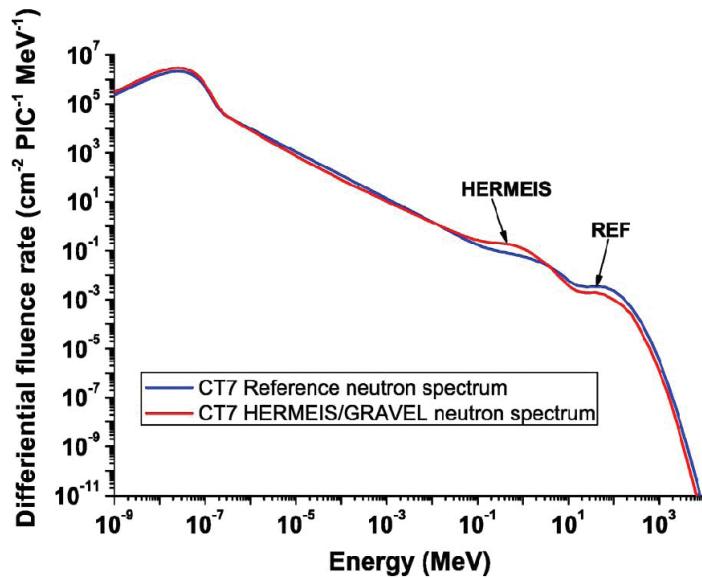


Figure B.6- Spectre FLUKA de référence de CERF et spectre expérimental HERMEIS à la position d'irradiation CT7 lors de la campagne de Juin 2011.

Le nombre mesuré de SEE en fonction du temps d'irradiation à certain niveau de flux monitoré (PIC rate) est tracé sur la Figure B.7 avec le nombre estimé par le calcul avec respectivement le spectre HERMEIS et le spectre de référence en données d'entrée.

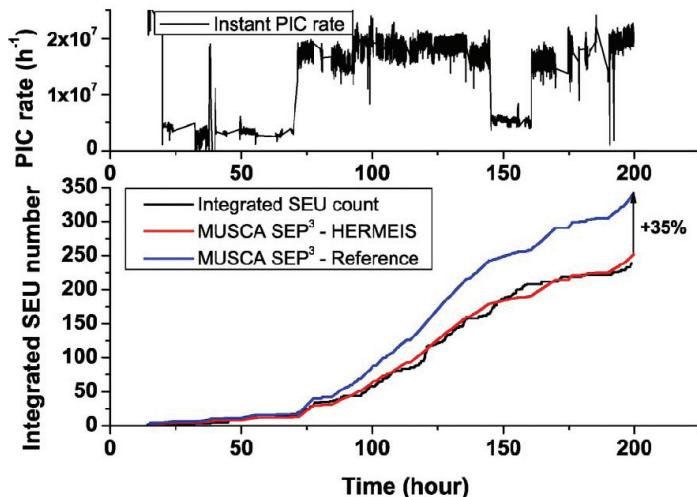


Figure B.7- Nombre d'erreurs intégré, mesuré et calculé dans le cas du spectre HERMEIS et dans le cas du spectre de référence, à la position CT7 du champ CERF.

Nous observons encore une fois une très bonne corrélation entre le calcul et l'expérience si nous considérons le spectre mesuré avec HERMEIS d'où l'intérêt de caractériser en détail ces champs neutroniques réalistes en complément des simulations déjà effectuées au préalable.

Pour terminer sur cette partie de fiabilité des composants, la synergie qui peut résulter du couplage d'une plateforme de prédition comme MUSCA SEP³ avec la précision de données environnementales en continu offerte par HERMEIS fait du laboratoire du Pic du Midi ACROPOL (high Altitude Cosmic Ray ONERA/Pic du Midi Observatory Laboratory) un endroit tout indiqué pour des tests de composants ou de systèmes en altitude avec un facteur d'accélération de 8,5 par rapport au spectre de référence du JEDEC à New York. Les tests en environnement naturel présentent l'avantage d'avoir un débit de fluence radiatif très faible, ce qui évite des artefacts ou des mécanismes différents à très forts débits de fluence impliquant des effets de déplacements atomiques, de doses ou encore de l'empilement dans l'électronique d'acquisition. En contre partie, il faut une quantité de mémoire assez conséquente pour obtenir des statistiques suffisantes, ce qui fait que ces tests sont relativement coûteux. Il faut également combiner ces tests à des mesures en souterrain pour déterminer la contribution des alphas due à la contamination d'actinides.

ANNEXE C. LES MUONS ATMOSPHERIQUES

C.1 Risque ‘muons’ et généralités

Dans les Chapitres I, III et V, les muons sont décrits comme étant une composante importante de l’environnement radiatif naturel atmosphérique. Ces derniers sont issus de la décroissance radioactive des mésons (essentiellement les pions chargés) produits lors des cascades de réactions nucléaires induites par l’interaction des particules primaires énergétiques du rayonnement cosmique galactique avec les noyaux des molécules d’air dans les hautes couches de l’atmosphère. Le caractère relativiste des muons (leur énergie est centrée au tour de 4 à 6 GeV) fait que ces derniers peuvent atteindre le niveau du sol sans avoir le temps de se désintégrer en électron ou positron selon la charge initiale du muon. De plus, les muons sont très pénétrants et cèdent une fraction minime de leur énergie cinétique par interaction coulombienne avec les nuages électroniques des atomes des molécules d’air. Cependant, malgré leur faible pouvoir ionisant, les muons peuvent présenter un risque vis-à-vis des technologies les plus fortement intégrées (taille nanométrique). Il a déjà été montré que l’ionisation directe des protons pouvait induire une fraction non négligeable d’événements de type SEE dans les technologies récentes. Des estimations de la charge déposée par ionisation des muons atmosphériques démontrent que ces derniers peuvent générer suffisamment de paires électrons/trous dans le composant pour déclencher un événement au point que ces derniers risquent d’être considérés comme le principal risque pour les composants de génération future à application terrestre [Hubert et al., 2013c].

La caractérisation de l’environnement muonique, au même titre que la caractérisation de l’environnement neutronique présentée en détail au cours de ces travaux, permettrait d’estimer au mieux la dynamique de ces particules afin de pouvoir effectuer des tests de fiabilité des composants au niveau du sol. De plus, comme les muons sont pénétrants, une certaine partie arrive à traverser une épaisseur importante de roche. Par conséquent, il est possible de pratiquer des tests en souterrain tout en s’affranchissant des autres composantes de l’environnement radiatif naturel atmosphérique, hormis le bruit de fond dû à la radioactivité naturelle de la roche. De tels tests sont envisagés sur des technologies de quelques nm au LSBB dans le cadre d’une prochaine thèse.

L’autre avantage que présente la connaissance de l’environnement muonique atmosphérique est d’améliorer l’estimation des coups dus aux muons négatifs dans les sphères de Bonner étendues au domaine des hautes énergies. En effet, dans le Chapitre III, nous avons présenté l’effet non négligeable des particules chargées sur les spectres

obtenus (particulièrement le pic de neutrons de cascade) à l'issue de la déconvolution à partir d'une estimation du spectre des muons au Pic du Midi fournie par le logiciel EXPACS. Des mesures permettant de caractériser l'environnement muonique et sa dynamique permettrait de valider les données de EXPACS. Nous présenterons un moyen de mesures déployé au Pic du Midi dans la suite de cette Annexe.

C.2 Caméra CCD

Une caméra CCD dont nous décrirons le principe a été déployée au Pic du Midi en même temps que le système HERMEIS. Les principaux résultats, dont une étude comparative avec le spectromètre à neutrons font l'objet d'une publication [Hubert et al., 2013d].

Les muons étant des particules chargées, ils peuvent être détectés simplement par ionisation directe par interaction coulombienne. Dans un matériau semi-conducteur, l'ionisation du milieu crée des porteurs de charges (paire électron/trou). La quantité de porteurs générés dépend du pouvoir d'arrêt de la particule à une énergie donnée. Cette capacité à ioniser le milieu dépend généralement de la vitesse, de la masse et de la charge de la particule et est décrit par une équation de Bethe-Bloch. Dans le Silicium, le TLE maximum (cf. Annexe A) est de $2 \text{ fC}/\mu\text{m}$ pour des muons de 10 keV comme le montre la Figure C.1.

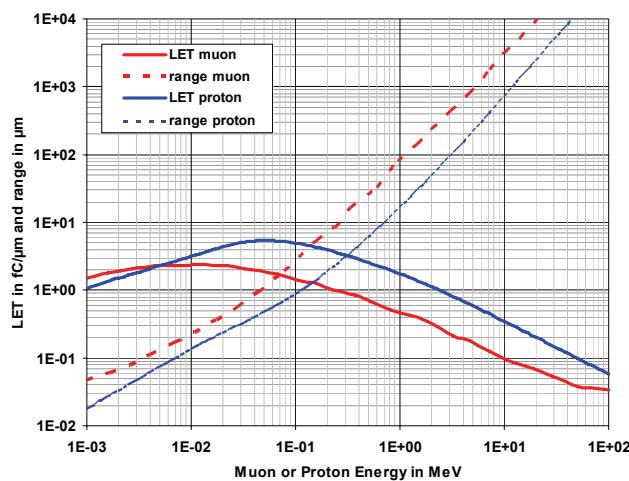


Figure C.1- TLE et 'range' dans le Silicium pour les protons et les muons sur la gamme d'énergie de 1 keV à 100 MeV.

L'interaction des muons a été modélisée dans MUSCA SEP³ pour étudier les effets induits par les muons atmosphériques dans la caméra CCD (Charged Couple Device). Le spectre des muons atmosphériques est présenté dans le Chapitre V, déterminé grâce à l'outil GEANT4 développé dans le cadre de ces travaux.

Cette caméra CCD est considérée comme un moniteur à SEE et est un modèle de la gamme PIXIS20478 des caméras de Princeton Instruments. Elle consiste en une matrice de 4,2 millions de pixels (2048*2048) dont la taille est de $13,5 \mu\text{m}^2$. La profondeur de la région

active est de 4 µm. Cette caméra propose également un refroidissement à -70°C grâce à un module Pelletier et également un vide garanti à vie. Les capteurs CCD sont de grandes capacités photo-actives qui sont capables de déplacer les paquets de charges stockés dans chaque capacité. Les transitoires de charges dus à l'interaction de radiation sont ainsi enregistrés comme des SEE et plus particulièrement des SET (Single Event Transient). Une seule particule crée souvent un signal dans un cluster de cellules adjacentes que l'on appelle une trace. Plus de détails sont fournis dans l'article quant à l'instrumentation et la prise en compte des différents types de bruits (courant d'obscurité, bruit thermique et bruit de transfert).

De la même façon que pour le spectromètre, un temps d'intégration Δt est nécessaire lors de l'acquisition. La fréquence de coups $\phi(\eta, \Delta t)$ caractérisée par un niveau de charges η est proportionnelle au flux de particules pouvant générer ce niveau de charge. Le niveau de charge va dépendre du type de particules : les muons ont un faible TLE et vont donc générer des faibles niveaux de charge, tandis que les neutrons et protons de haute énergie vont induire des réactions nucléaires à l'origine de particules secondaires chargées possédant des TLE très importants. Les niveaux de charge créés sont dans ce cas très importants. La frontière entre les niveaux de charges élevés et faibles est de 8 fC comme nous le verrons par la suite. Cette distinction est importante, car lors de mesures à long terme, la fréquence de coups doit également être corrigée des effets de la pression atmosphérique. Or, ces effets ne sont pas les mêmes suivant que la particule soit un neutron ou un muon. Dans le Chapitre II, nous avons introduit une correction semi-empirique de type exponentielle avec un coefficient barométrique β_n spécifique aux neutrons. Ici, nous appliquons le même type de correction suivant l'Equation C.1.

$$\phi_{corr}(\eta, \Delta t) = \phi(\eta, \Delta t) \exp[-\alpha(\eta)(p_0 - p)] \quad \text{Équation C.1}$$

La seule nuance est que le coefficient barométrique α dépend du niveau de charges considéré. Si $\eta > 8$ fC alors $\eta = \beta_n$ (0,71 %/hPa), sinon η est égal à 0,3 %/hPa.

Ensuite, nous avons comparé les résultats expérimentaux avec des simulations numériques reposant sur la plateforme MUSCA SEP³ décrite dans l'Annexe B. La matrice de CCD a été modélisée ainsi que la physique de collection des charges propres à ce type de capteurs. L'environnement radiatif en entrée est une combinaison des spectres donnés par HERMEIS pour les neutrons et des spectres donnés par EXPACS et QARM pour les protons et muons négatifs et positifs. Une distribution angulaire en $\cos^2(\theta)$ a été adoptée en fonction de l'angle de zénith pour les muons.

Nous présentons ici les principaux résultats. Tout d'abord, la distribution des événements en fonction de la charge et de l'aire de ces événements a été établie. L'échelle de couleur de la Figure C.2 représente la probabilité d'occurrence. Les points en

rouge symbolisent des événements très fréquents tandis que les points en bleu des événements plus rares.

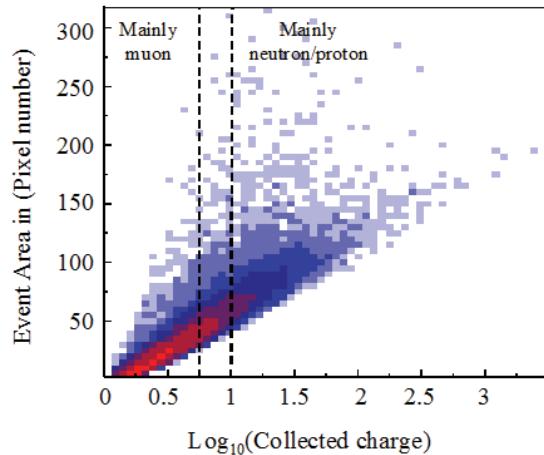


Figure C.2- Distribution des événements en fonction de la charge collectée et du nombre de pixels impliqués (aire de la trace).

La Figure C.3 présente le spectre expérimental (carrés noirs) de collection de charge après des mesures en altitude au Pic du Midi pendant une période de deux ans. Ce spectre a été également obtenu par le calcul en séparant les contributions respectives des neutrons (rouge), protons (jaune) et muons (bleus). La concordance est très bonne et cela permet de conclure que l’interaction des muons est bien implémentée dans MUSCA SEP³. Le seuil entre les niveaux de charge imputés aux muons et ceux des neutrons est clairement identifié à 6 fC ce qui permet une discrimination entre les événements ‘neutrons’ et ‘muons’ que nous allons étudier de manière dynamique par la suite.

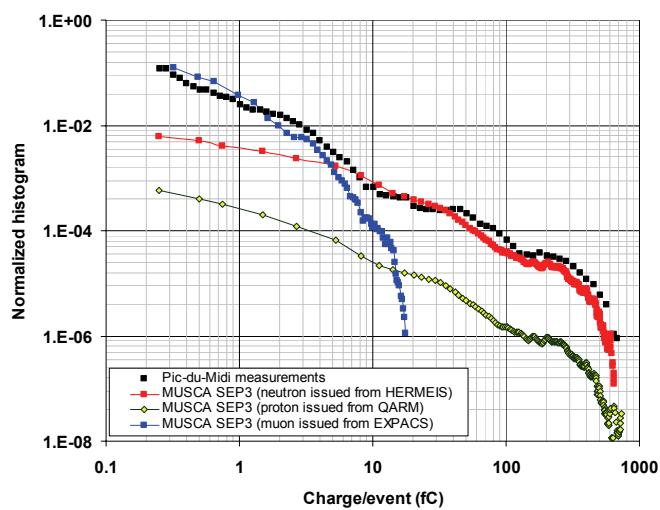


Figure C.3- Spectre de collection de charges expérimental (CCD) et obtenu par simulations avec MUSCA SEP³ avec différentes contributions (neutron, proton et muon).

La dernière partie de cette Annexe est dédiée aux propriétés dynamiques de l’environnement radiatif atmosphérique qui ont largement été abordées dans le Chapitre IV. Nous procédons ici à une comparaison des dynamiques obtenues pendant un an. D’une

part par celle des neutrons de haute énergie ($>15,9$ MeV) est déduite des spectres neutroniques obtenus grâce à des mesures du système HERMEIS tous les trois jours et d'autres part, les dynamiques discriminées des événements 'neutrons' et 'muons' sont obtenues avec la caméra CCD également sur une période d'intégration de trois jours. La Figure C.4 présente les variations relatives dans chacun des cas cités.

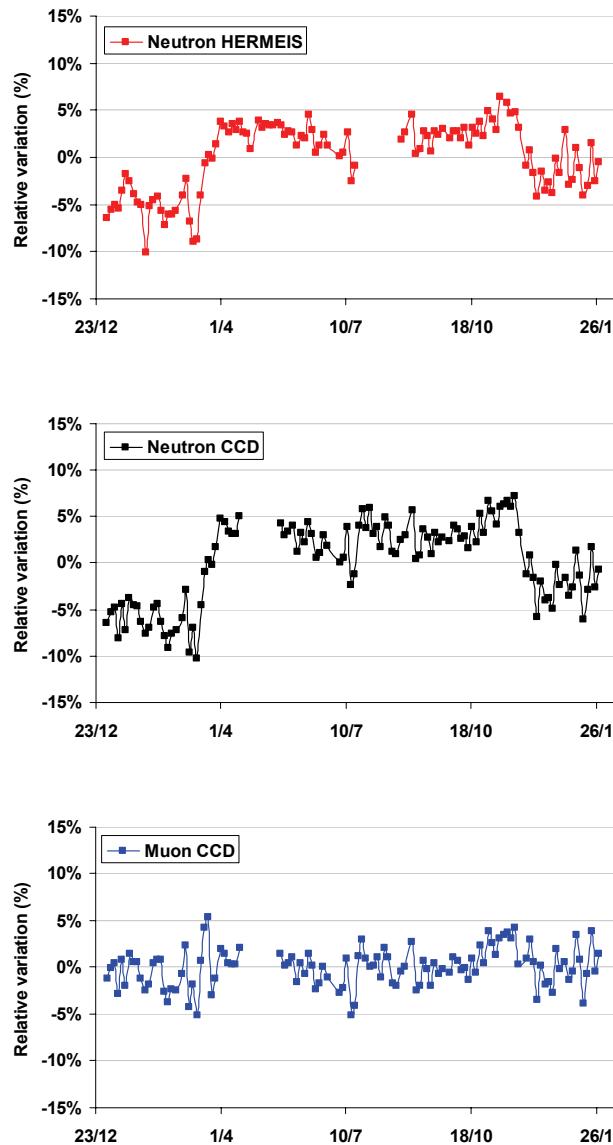


Figure C.4- Variation relative du flux de neutrons ($> 15,9$ MeV) avec HERMEIS (en rouge) et avec la caméra CCD (en noir) entre Décembre 2011 et Janvier 2013. Variation relative du flux de muons avec la caméra CCD (bleu) sur la même période.

Hormis des effets statistiques, les dynamiques couplées des neutrons obtenues par deux dispositifs de mesures complètement différents sont quasiment identiques. La caméra CCD permet également d'établir la dynamique des muons. Cette dernière est beaucoup plus stable et n'est pas altérée par les cycles Eté/Hiver comme le peut être celle des neutrons (-5 % en hiver à cause de la neige). L'environnement muonique atmosphérique peut donc être monitoré par la caméra CCD.

Résumé

Ces travaux de thèse sont le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire de Métrologie et Dosimétrie des Neutrons de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire et le Département d'Environnement Spatial de l'Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales. L'objectif était de caractériser et de mettre en service un système opérationnel de spectrométrie des neutrons, étendu au domaine des hautes énergies afin de mesurer de manière dynamique les variations de l'environnement radiatif naturel atmosphérique en altitude au sommet de l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre dans les Pyrénées. Pour ce faire, les réponses des différents détecteurs ont été calculées par simulations Monte Carlo avant d'être validées expérimentalement jusqu'au domaine des hautes énergies en champs neutroniques de référence. La méthode de reconstruction mathématique du spectre par déconvolution a été étudiée afin de quantifier les incertitudes systématiques. Ensuite, le système a été testé sous la roche au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel avant d'effectuer les premières mesures en altitude à +500 m et +1000 m. A la suite de ces expériences, le spectromètre a été installé en mai 2011 au sommet du Pic du Midi à +2885 m. La méthodologie d'analyse en continu des données recueillies a été développée. Des oscillations saisonnières du spectre dont l'amplitude dépend du domaine énergétique ont été mises en évidence. Des décroissances Forbush, caractéristiques d'éruptions solaires, ont également été observées à l'approche du 24^{ème} cycle solaire. Des simulations Monte Carlo ont permis d'analyser ces résultats. Les données ont été valorisées grâce à des applications en dosimétrie personnelle et en fiabilité des composants électroniques vis-à-vis des radiations.

Mots-clés : Neutrons Atmosphériques, Rayonnement Cosmique, Activité Solaire, Spectromètre à Sphères de Bonner, Simulations Monte Carlo

Abstract

This PhD Thesis has been achieved thanks to the joint effort between two French organizations, the French Institute for Radiological Protection and Nuclear Safety (IRSN/LMDN, Cadarache) and the French Aerospace Lab (ONERA/ DESP, Toulouse). The aim was to develop an operational neutron spectrometer extended to high energies in order to measure the dynamics of the spectral variations of the natural radiative environment at the summit of the Pic du Midi Observatory in the French Pyrenees. Thereby, the fluence responses of each detector were calculated thanks to Monte Carlo simulations. Afterwards, they were validated by means of experimental campaigns up to high energies (>20 MeV) nearby reference neutron fields. The systematic uncertainties were deduced after detailed studies of the mathematic reconstruction of the spectra (i.e. unfolding procedure). Then, the system was tested under rocks at the LSBB of Rustrel before being installed at respectively +500 m and +1000 m above sea level for the first environmental campaigns. Finally, the spectrometer has been operating for two years after its deployment at the summit of the Pic du Midi (+2885 m). The continuous data were analysed thanks to an innovative method. Some seasonal and spectral variations were observed. Some Forbush decreases were also recorded after strong solar flares. These data were further analysed thanks to Monte Carlo simulations. The data were made more attractive thanks to several practical applications with personal dosimetry or reliability of submicron electronics components.

Keywords: Atmospheric Neutrons, Cosmic Ray, Sun's Activity, Bonner Sphere Spectrometer, Monte Carlo Simulations