

ACADÉMIE D'AIX-MARSEILLE

UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE AIX - MARSEILLE III

— FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES —

T H È S E

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE

DISCIPLINE : Mécanique des Solides, Modélisation

FORMATION DOCTORALE : Micro et Nanoélectronique

ÉCOLE DOCTORALE : Sciences pour l'Ingénieur - Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Présentée publiquement

par

Sébastien SERRE

**Définition par Modélisation, Optimisation et Caractérisation d'un
Système de Spectrométrie de Neutron par Sphères de Bonner Étendu
au Domaine des Hautes Énergies**

Soutenue le ... devant le jury composé de :

Jean GASIOT	Professeur, Université Montpellier II	Président
Francisco FERNÁNDEZ	Professeur, Universitat Autònoma de Barcelona	Rapporteur
Frédéric SAIGNÉ	Professeur, Université Montpellier II	Rapporteur
Libor MAKOVICKA	Professeur, Université de Franche Comté	Examineur
Frédéric LALANDE	Professeur, Université Paul Cézanne	Examineur
Didier PAUL	Ingénieur de Recherche, CEA	Directeur de thèse
Véronique LACOSTE	Ingénieur de Recherche, IRSN	Co-encadrant
Karine CASTELLANI	Maître de Conférence, Université Paul Cézanne	Co-encadrant
Jean-Luc AUTRAN	Professeur, Université de Provence	Invité

Recherches effectuées au Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons
de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire

Table des matières

Table des matières	vi
Introduction générale	1
1 La problématique des effets de rayonnements naturels sur les composants micro et nanoélectroniques	
& La contrainte radiative des neutrons atmosphériques d'origine cosmique	7
Introduction	8
1.1 La fiabilité des composants et circuits électroniques naturellement soumis à des contraintes radiatives “internes” et “externes” : la problématique des “Single-Event Upsets”	10
1.1.1 L'intégration technologique et l'émergence des “aléas logiques” jusqu'aux applications terrestres	10
1.1.2 Les sources de radiations naturelles responsables des aléas logiques aux altitudes terrestres	15
1.1.3 La fiabilité des circuits intégrés et le “Soft Error Rate”	18
1.1.4 La menace majeure des neutrons atmosphériques de hautes énergies d'origine cosmique	21
1.1.5 Caractérisation de la sensibilité au Single-Event Upset	22

1.1.6	Prédiction par voie analytique du Soft Error Rate à partir des données de spectrométrie des neutrons atmosphériques jusqu'au domaine des hautes énergies	23
1.2	Etat de l'art des connaissances de l'environnement radiatif atmosphérique induit par le rayonnement cosmique	28
1.2.1	Le rayonnement cosmique	28
1.2.2	Le champ magnétique terrestre et la coupure de rigidité géomagnétique	31
1.2.3	Les grandes gerbes atmosphériques des particules cosmiques secondaires	34
1.2.4	Les champs de neutrons atmosphériques issus du rayonnement cosmique	38
1.2.5	Les champs de particules cosmiques secondaires au niveau du sol terrestre	41
1.2.6	Le standard JEDEC et la détermination du spectre des neutrons atmosphériques aux altitudes terrestres	42
2	Détection et Spectrométrie des Neutrons par la Technique des Sphères de Bonner	49
	Introduction	50
2.1	Principe des sphères modératrices	50
2.2	Définition et formalisme mathématique de la spectrométrie des neutrons au moyen de sphères de Bonner	55
2.2.1	Indication, réponse en fluence et fluence spectrale	55
2.2.2	Éléments de déconvolution par la méthode des moindres carrés	58
2.3	Les détecteurs actifs de neutrons thermiques	61
2.4	Réponse d'un système de sphères de Bonner 'conventionnel'	66
2.5	Extension au domaine des hautes énergies	68
3	Développement d'un Système de Sphères de Bonner Etendu au Domaine des Hautes Energies pour la Spectrométrie des Neutrons Atmosphériques	79
	Introduction	80
3.1	Définition du système conventionnel	82

3.2	Calcul Monte Carlo des fonctions de réponse	83
3.2.1	Le code de transport MCNPX	83
3.2.2	Modélisation du système	86
3.2.3	Procédures de calcul	88
3.3	Établissement de la matrice de réponse	93
3.4	Représentation et vérification semi-empirique des réponses en fluence	102
3.5	Éléments d'analyse des incertitudes et déviations associées aux réponses en fluence calculées	106
3.5.1	Dépendance angulaire des réponses en fluence	106
3.5.2	Influence de la densité massique du polyéthylène modérateur sur les réponses en fluence	109
3.5.3	Influence de la densité atomique en ^3He du gaz sensible de détection sur les réponses en fluence	111
3.6	Extension du système conventionnel au domaine des hautes énergies	115
3.6.1	Considérations et hypothèses de calcul	115
3.6.2	Sélection de matériaux convertisseurs	118
3.6.3	Résultats et optimisation de la réponse 'hautes énergies'	119
3.7	Matrice de réponse finale du système étendu au domaine des hautes énergies	127
3.8	Tests de mesure du spectromètre sous le rayonnement neutronique de référence d'une source $^{241}\text{Am-Be}$	132
3.8.1	Conditions d'irradiation et dispositif électronique de mesure	132
3.8.2	Éléments de résultat sur la validation préliminaire des fonctions de réponse	133
3.8.3	Premiers résultats de déconvolution	137
4	Caractérisation par Simulation Monte Carlo de la Réponse du Spectromètre dans le Domaine des Hautes Energies	145
	Introduction	146
4.1	Étude de bases de données de réactions nucléaires "hautes énergies"	148

4.1.1	Description des interactions nucléon-noyau aux énergies incidentes limitées à quelques centaines de MeV	148
4.1.2	Les codes de calcul de sections efficaces TALYS et GNASH	151
4.1.3	Étude de l'influence des données de sections efficaces évaluées selon les bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1 sur la détermination de la réponse "haute énergie" du système	153
4.2	Étude des modèles physiques implémentés dans le code MCNPX pour le transport aux hautes énergies	161
4.2.1	La réaction de spallation	161
4.2.2	Les modèles de cascade intranucléaire	166
4.2.3	Impact des modèles physiques sur la détermination de la réponse "haute énergie" du système	173
4.3	Sensibilité du spectromètre aux particules chargées atmosphériques d'origine cosmique	180
4.3.1	Calculs MCNPX de réponse aux particules chargées de hautes énergies	180
4.3.2	Application aux estimations de taux de comptage des sphères $8''\text{W}$ et $9''\text{Pb}$ du système au niveau d'un site potentiel de mesure en altitude .	186
	Conclusion générale	191
	Bibliographie	201

Introduction générale

De réels sujets de préoccupation concernent aujourd’hui la recherche et la mise en œuvre des moyens pour mieux appréhender et se prémunir autant que possible contre les effets préjudiciables des champs de rayonnements ionisants complexes, inévitablement générés par voie indirecte dans certains environnements a priori singuliers, et pouvant s’étendre au domaine des hautes énergies. Nous voulons alors précisément parler de l’environnement radiatif rencontré au voisinage immédiat des installations émergentes de hadron thérapie, mais aussi et d’autre part, de notre environnement radiatif naturel atmosphérique.

De fait, ces deux environnements considérés, lesquels sont susceptibles d’impacter respectivement des secteurs d’activités en plein essor, sont invariablement le siège des interactions nucléaires de faisceaux primaires de hadrons de hautes énergies avec la matière qui engendrent la production en cascade d’une multiplicité de radiations ionisantes secondaires, transportant elles-mêmes des énergies potentiellement bien supérieures à la dizaine de Méga électronvolts (MeV). Parmi ces champs de radiations ionisantes secondaires, c’est la composante des neutrons, qui posent de loin le plus de problèmes, de par sa prépondérance et la nature de ses effets comparées à celles des autres types de radiations rencontrées. Aussi, selon nos considérations relatives aux problématiques abordées et aux travaux présentés dans ce mémoire de thèse, nous consacrerons de manière usuelle/globale les termes “Hautes Energies” aux rayonnements de particules, notamment aux neutrons, dont les interactions avec les noyaux se limitent en réalité au domaine des *énergies intermédiaires* (domaine qui recouvre conventionnellement en physique nucléaire la région en énergie comprise entre 20 MeV et $\approx 1-2$ GeV) plus ou moins étendu depuis la dizaine de MeV jusqu’à la dizaine de GeV.

Actuellement, la radioprotection des patients et du personnel dans les installations de radiothérapie constituées d'accélérateurs de hadrons (protons, carbone 12) de dernière génération soulève des problèmes particuliers. Ces problèmes sont dus aux énergies élevées mises en jeu (respectivement jusqu'à 200 MeV pour les protons et jusqu'à 400 MeV par nucléon pour les ions carbone), aux interactions des hadrons primaires le long de la ligne de faisceau avec les structures même de l'accélérateur comme avec les matériaux environnants des structures de l'installation, et donc à la production de champs de neutrons secondaires qui diffusent largement vers le patient, la salle de traitement et les protections radiologiques mises en œuvre. Il est donc de première importance d'évaluer l'impact radiologique aussi bien sur le patient que sur le personnel par la détermination quantitative des doses additionnelles dues aux rayonnements neutroniques secondaires en dehors du champ de traitement (dosimétrie individuelle du patient et dosimétrie d'ambiance).

Dans un tout autre contexte, cette fois-ci lié à la contrainte radiative du milieu atmosphérique, les études menées depuis les années 1960 au sujet de l'émergence de la problématique des effets des rayonnements naturels sur l'électronique terrestre commercialisée ont permis d'identifier le rayonnement des neutrons atmosphériques comme l'une des principales causes d'apparition spontanée d'erreurs réversibles et non destructives dans le cas des circuits mémoriels digitaux communément appelées "aléas logiques" ou bien "soft errors". Ces champs de rayonnements neutroniques sont initiés depuis la stratosphère par le rayonnement cosmique primaire de hautes énergies, en grande majorité des protons cosmiques d'énergies proches du GeV, après interaction avec les noyaux atmosphériques et constituent une composante des grandes gerbes de particules cosmiques secondaires qui prolifèrent continuellement jusqu'au niveau de la mer. En conséquence, la mesure et la prédiction du taux d'aléas logiques, ou "Soft Error Rate" (SER), sont rapidement devenues une préoccupation majeure sur le plan international pour l'industrie du semi-conducteur en ce qui concerne les études de fiabilité des technologies sur silicium actuelles largement submicroniques. De ce fait, la compréhension des mécanismes physiques à l'origine de ces défaillances dans la logique est essentielle pour mieux s'en prévenir et pour mettre au point à terme des systèmes électroniques les plus immunisés

possibles au rayonnement invasif des neutrons atmosphériques.

C'est dans ce contexte d'études voué à la pluridisciplinarité que s'inscrit le travail de recherche et développement effectué au cours d'une thèse de doctorat menée au sein du Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) et qui fait l'objet du présent mémoire de thèse. En effet, fort de ses activités de recherche et d'expertise dans la caractérisation des champs neutroniques aux postes de travail de différents domaines (industriel, médical ou militaire), le LMDN a été sollicité pour le développement et la mise en œuvre d'un système de spectrométrie de neutron dédié et adapté d'une part à la caractérisation de l'environnement neutronique rencontré auprès des installations émergentes de proton thérapie et d'autre part à la caractérisation de l'environnement neutronique atmosphérique. Aussi, il est primordial de préciser que ces deux types de champs neutroniques, respectivement rattachés aux deux environnements radiatifs complexes évoqués et sujets à problématique, possèdent alors communément la particularité de s'étendre sur un large spectre en énergie, des énergies thermiques jusqu'au domaine des hautes énergies.

De manière concise, la motivation ultime de ce travail de recherche et développement, qui relève avant tout de l'instrumentation nucléaire, réside à terme dans la détermination expérimentale de la distribution en énergie de la fluence neutronique, ou *spectre* en énergie des neutrons, que ce soit pour la problématique "médicale" comme pour la problématique "cosmique". En effet, la détermination de la distribution en énergie de la fluence neutronique est importante, autant pour l'estimation du débit d'équivalent de dose que pour le calcul de la réponse d'instruments de radioprotection présents dans les salles de traitement de proton thérapie. Plus précisément, la connaissance de la distribution en énergie de la fluence neutronique est une des voies possibles pour estimer les doses additionnelles aux points stratégiques de l'installation et est particulièrement utile pour choisir et étalonner les différents systèmes de mesure nécessaire à la surveillance des débits de dose ambiants et au suivi dosimétrique individuel du patient. Ensuite, la maîtrise des effets des radiations neutroniques, cette fois-ci d'origine cosmique, sur les matériaux et systèmes électroniques repose en absolu sur les va-

lidations conjointes des approches expérimentales, *via* des tests “temps réels” de composants sur des sites de mesure en environnement naturel, et approches par modélisation et simulation numérique au niveau cellule/circuits mémoriels pour estimer le taux d’erreurs logiques induites par le rayonnement neutronique atmosphérique. En amont, la connaissance et la caractérisation précises de l’environnement neutronique atmosphérique constituent un prérequis fondamental et essentiel pour fournir des données expérimentales, en terme d’énergie et de fluence de neutron, en entrée des codes de prédiction SER afin d’être en mesure de confronter le taux d’erreurs logiques mesurées avec le taux d’erreurs logiques simulées pour une technologie donnée. C’est précisément la détermination du spectre des neutrons atmosphériques, en parallèle de mesure de tests de qualification de composants en environnement naturel qui permettrait d’établir à terme une voie de corrélation en temps réel entre à la fois les aléas logiques détectés et la contrainte radiative ambiante des neutrons atmosphériques.

Afin de répondre au mieux aux besoins de caractérisation des champs neutroniques étendus aux hautes énergies et relatifs aux problématiques et applications considérées, les travaux de cette thèse de doctorat ont abouti au développement d’un spectromètre de neutron, basé sur le principe des sphères de Bonner, adapté en terme de sensibilité aux gammes de débits de fluence attendus aux points de mesure, et dont l’efficacité a été étendue puis optimisée, jusqu’au domaine des hautes énergies, dans le but de couvrir le large spectre neutronique en énergie, des énergies thermiques jusqu’au giga-électronvolt.

Plus précisément, ces travaux ont consisté en la définition par la modélisation, en l’optimisation pour le domaine des hautes énergies, en la réalisation, puis en la caractérisation d’un système multi-détecteur par sphères modératrices (13 sphères de polyéthylène au total) à double fonction. En effet, ce système de sphères modératrices a été modélisé et conçu de sorte à comporter, tour à tour, deux séries de détecteurs gazeux de neutrons thermiques en leur centre, lesquelles diffèrent uniquement par la pression gazeuse de remplissage des détecteurs thermiques. Dans les deux cas de figure, le type de détecteur de neutrons thermiques employé est un modèle de compteur proportionnel gazeux à ^3He commercialisé, de géométrie sphérique et de pression variable sur une large gamme. Concrètement, les spécificités de ce

modèle de compteur ont été retenu (avec deux pressions gazeuses désignées) pour la mise en adéquation du spectromètre multi sphère avec les conditions de mesure de débits de fluence neutronique caractéristiques des deux environnements radiatifs étudiés, à savoir : une faible pression gazeuse de remplissage (de l'ordre de 1 matm) pour faire face aux forts débits de fluence neutronique caractéristiques de l'environnement radiatif produit auprès des installations médicales de hadron thérapie et à l'inverse, une pression bien plus élevée (de l'ordre de 10 atm) pour réaliser une spectrométrie des neutrons en milieu radiatif atmosphérique caractérisé par de faibles débits de fluence neutronique.

Parmi les 13 sphères modératrices du système de spectrométrie de neutron développé, trois d'entre-elles ont fait l'objet, dès le départ, d'études et de modifications successives par incorporation de matériaux convertisseurs métalliques dans le but d'accroître de manière optimale l'efficacité de détection du spectromètre aux neutrons de hautes énergies. Comme nous le verrons plus tard, le principe de spectrométrie des neutrons par sphères de Bonner (combinaison de sphères modératrices conventionnelles + détecteur de neutrons thermiques central) et la technique d'extension aux hautes énergies associée (matériaux convertisseurs), sur lesquels s'appuie tout notre travail de développement du spectromètre de neutron présenté dans ce mémoire, ne sont pas des plus porteurs d'innovations depuis les travaux initiaux de Bramblett, Ewing et Bonner [Bramblett *et al.*, 1960]. Cependant, ils constituent toujours actuellement les seuls moyens dont on dispose pour effectuer une spectrométrie des neutrons sur le vaste domaine en énergie considéré, depuis la région des neutrons thermiques jusqu'au GeV.

De manière générale, les travaux menés au cours de ces trois années de thèse, ainsi que les résultats exposés tout au long de ce mémoire, relèvent avant tout du domaine de la simulation numérique de type Monte Carlo effectuée au moyen du code de transport MCNPX. En effet, le cœur de notre travail (autour duquel s'articulent principalement les différentes études de modélisation, d'optimisation et de caractérisation du spectromètre) repose sur la détermination et la caractérisation, par simulations MCNPX, des *réponses en fluence* aux neutrons (en fonction de leurs énergies) respectivement associées d'une part au système multi sphère "basse

pression”, et d’autre part au système multi sphère “haute pression” combinés en un seul jeu de sphères modératrices. Ce sont précisément ces données calculées, regroupées dans la *matrice de réponse* propre à chacun des deux systèmes multi sphères respectifs, qui traduisent l’efficacité de détection du spectromètre et qui permettent d’accéder (par des méthodes appropriées de *déconvolution*) au spectre des neutrons après mesure dans l’environnement radiatif concerné et rattaché à la problématique considérée. A l’évidence, l’ensemble des études et travaux menés en parallèle et dédiés au développement d’un spectromètre de neutron combinant deux systèmes multi sphère (respectivement adaptés aux deux environnements radiatifs sujets aux problématiques qui motivent le développement de ce spectromètre) se sont déroulés selon la même méthodologie de modélisation, les mêmes approches d’optimisation et de caractérisation ainsi que les mêmes procédures de simulations numériques MCNPX. Etant donné la densité des résultats fournis, nous avons fait le choix de nous “limiter”, dans le cadre de la rédaction de ce mémoire de thèse, au cas du développement du système multi sphère “haute pression” dont la fonction est parfaitement justifiée dans le contexte de la problématique des effets des rayonnements neutroniques sur les technologies silicium actuelles largement submicroniques. Par souci de consistance scientifique, nous nous sommes ainsi pleinement consacrés à exposer, tout au long de ce mémoire, une étude qui se veut être la plus exhaustive possible au niveau de la maîtrise des connaissances et techniques (en l’état de l’art actuel) mais aussi des démarches scientifiques nécessaires pour appréhender le développement et la caractérisation, par simulations numériques MCNPX, d’un spectromètre de neutron basé sur le principe des sphères de Bonner et étendu au domaine des hautes pour la mesure en environnement radiatif atmosphérique.

Chapitre 1

La problématique des effets de rayonnements naturels sur les composants micro et nanoélectroniques & La contrainte radiative des neutrons atmosphériques d'origine cosmique

Sommaire

Introduction	8
1.1 La fiabilité des composants et circuits électroniques naturellement soumis à des contraintes radiatives “internes” et “externes” : la problématique des “Single-Event Upsets”	10

1.1.1	L'intégration technologique et l'émergence des "aléas logiques" jusqu'aux applications terrestres	10
1.1.2	Les sources de radiations naturelles responsables des aléas logiques aux altitudes terrestres	15
1.1.3	La fiabilité des circuits intégrés et le "Soft Error Rate"	18
1.1.4	La menace majeure des neutrons atmosphériques de hautes énergies d'origine cosmique	21
1.1.5	Caractérisation de la sensibilité au Single-Event Upset	22
1.1.6	Prédiction par voie analytique du Soft Error Rate à partir des données de spectrométrie des neutrons atmosphériques jusqu'au domaine des hautes énergies	23
1.2	Etat de l'art des connaissances de l'environnement radiatif atmosphérique induit par le rayonnement cosmique	28
1.2.1	Le rayonnement cosmique	28
1.2.2	Le champ magnétique terrestre et la coupure de rigidité géomagnétique	31
1.2.3	Les grandes gerbes atmosphériques des particules cosmiques secondaires	34
1.2.4	Les champs de neutrons atmosphériques issus du rayonnement cosmique	38
1.2.5	Les champs de particules cosmiques secondaires au niveau du sol terrestre	41
1.2.6	Le standard JEDEC et la détermination du spectre des neutrons atmosphériques aux altitudes terrestres	42

Introduction

De par les progrès de la microélectronique, les circuits intégrés permettent de réaliser des fonctions de plus en plus complexes grâce à une miniaturisation poussée, qui permet de gagner en vitesse et en consommation ainsi qu'en taille et en poids, surtout pour les systèmes portables ou embarqués. En effet, des composants élémentaires toujours plus petits ont jusqu'ici permis d'obtenir des circuits plus denses, plus performants et moins chers. Désormais, nous entrons de plain-pied dans l'ère des technologies à l'échelle largement submicroniques voire déca-nanométriques.

En contrepartie, ce haut niveau d’intégration technologique a accentué avec une certaine ampleur l’apparition d’anomalies potentielles susceptibles d’altérer l’intégrité des composants électroniques jusqu’au sol terrestre, car naturellement exposés à des contraintes radiatives internes du fait de la contamination radioactive naturelle potentielle par impuretés à l’état de traces dans les matériaux semi-conducteurs et/ou bien à des contraintes radiatives externes telles que les “grandes gerbes de rayons cosmiques” de hautes énergies qui prolifèrent continuellement dans notre atmosphère jusqu’au niveau de la mer. Depuis que le rayonnement des neutrons atmosphériques, initié par le rayonnement cosmique primaire depuis la stratosphère, a été identifié comme l’une des principales causes d’apparition spontanée d’erreurs (réversibles et non destructives) dans le cas des circuits mémoriels digitaux communément appelées “aléas logiques” ou bien “soft errors”, la mesure et la prédiction du taux d’aléas logiques, ou “Soft Error Rate” (SER), sont rapidement devenues une préoccupation majeure des études de fiabilité dans ce domaine. Par le terme d’“aléas logiques”, nous sous-entendons alors le phénomène de “Single-Event Upsets” et nous nous limiterons au cas de ce dernier type de dysfonctionnements logiques car ils sont de loin les plus communs dans les études de fiabilité SER en contraintes radiatives naturelles.

Pour les technologies actuelles submicroniques, l’impact des neutrons d’origine cosmique est devenu si important par rapport aux anciennes générations de circuits que le taux d’erreurs induites par ces interactions particule atmosphérique/circuit peut apparaître comme l’un des plus élevé comparativement parlant à tous les autres mécanismes connus de défaillance (altération de données jusqu’à la dégradation physique du composant) induits ou non par des rayonnements de particules. La caractérisation par spectrométrie du champ de rayonnements neutroniques d’origine cosmique s’avère alors primordiale pour fournir des données expérimentales, en terme d’énergie et de fluence de neutron, en entrée de codes de prédiction SER afin d’être en mesure de confronter le taux d’erreurs logiques mesurées avec le taux d’erreurs logiques simulées pour une technologie donnée et au niveau d’un site de mesure/test en environnement “réel”. Toutefois, cette caractérisation “neutronique” ne peut être envisagée sans la connaissance précise et la compréhension approfondie des phénomènes et interactions qui

relèvent de l'environnement radiatif atmosphérique complexe, multi particulaire et naturellement sujet à de grandes variations dans sa globalité. Enfin, il convient de souligner que le standard industriel mondial JEDEC JESD89A [JESD89A, 2006], conventionnellement employé au niveau des méthodes de tests “temps réels” et tests “accélérés” pour déterminer le SER de composants et circuits, contient les données analytiques du spectre des neutrons atmosphériques (au niveau de la mer) actuellement prises pour références dans la communauté, que l'on peut extrapoler pour n'importe quelles localisations de sites de mesure aux altitudes terrestres.

1.1 La fiabilité des composants et circuits électroniques naturellement soumis à des contraintes radiatives “internes” et “externes” : la problématique des “Single-Event Upsets”

1.1.1 L'intégration technologique et l'émergence des “aléas logiques” jusqu'aux applications terrestres

De plus en plus rapides et complexes, les composants et circuits microélectroniques sont, de nos jours, omniprésents et mis en œuvre dans notre société pour réguler la plupart des systèmes critiques et de sûreté dans les domaines de l'énergie, de la santé et du transport. Les technologies de l'information et le domaine des télécommunications emploient aussi de manière intensive de nombreux dispositifs électroniques notamment au niveau des routeurs/réseaux de communications, transactions bancaires, sécurisation de la transmission et du stockage des données véhiculées, etc. Des composants électroniques de dernières générations ont, de plus, pris une place grandissante dans notre quotidien de par un grand nombre d'applications novatrices “grand public” et de produits de masse tels que les téléphones portables, ordinateurs personnels, télévisions haute définition jusqu'au véhicule tout électrique...

Cette utilisation croissante et soutenue des nouvelles technologies sur silicium, embarquées comme jusqu'au plus proche du citoyen, est rendue possible en terme de haute densité d'intégration technologique, c'est-à-dire grâce à une miniaturisation toujours plus poussée des

composants, à la réduction de poids et de volume ainsi qu’à l’augmentation des fonctions intégrées. Désormais, nous entrons dans l’ère de la nanoélectronique où la dimension caractéristique devient inférieure à 100 nanomètres (nm). La technologie des systèmes électroniques évoluant sans cesse, tous les efforts conjugués de la recherche et de l’industrie visent à converger vers le développement et la réalisation de systèmes futurs les plus fiables possibles tout en maintenant des coûts de production compétitifs.

C’est en 1965 que Gordon Moore, cofondateur d’Intel Corporation, publia un article visionnaire prévoyant la croissance exponentielle du nombre de transistors des circuits intégrés, soulignant aussi le lien entre intégration, coût, performances et fiabilité. Selon lui, le nombre de transistors sur une même surface de circuit intégré devait doubler chaque année. Son observation a évolué par la suite dans le sens d’un doublement du nombre de transistors tous les dix-huit mois à coût constant, puis, depuis 1995, tous les deux ans, voire trois. Cette célèbre “loi de Moore”, parfaitement empirique, n’a pour l’essentiel (à savoir la croissance exponentielle du nombre de composants par unité de surface) jamais été mise en défaut, malgré l’infléchissement constaté ces dernières années. Elle devrait rester valable pendant plusieurs années, probablement jusqu’en 2012. Au-delà, l’évolution des procédés de gravure ou des architectures pourrait ralentir ce taux d’expansion, jusqu’au moment où sera atteinte une limite physique de miniaturisation [CEA, 2005]. La loi de Moore se traduit aujourd’hui par une feuille de route ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductors*), où les générations technologiques sont appelées “nœuds”, dont chacun s’est vu associer des dimensions caractéristiques dont la référence est, jusqu’à maintenant, le demi-pas de gravure des mémoires de type DRAM (figure 1.1).

De l’électronique embarquée jusqu’à l’électronique grand public, les équipementiers comme les fondeurs sont dans l’obligation de proposer des produits de plus en plus fiables et de garantir la durée de vie de leurs systèmes toujours plus complexes. Actuellement, sur le marché du semi-conducteur, un problème important d’intégrité du signal est lié aux effets des radiations naturelles sur les composants électroniques destinés à des applications spatiales et terrestres. La réduction drastique des dimensions des transistors, mais aussi les tensions

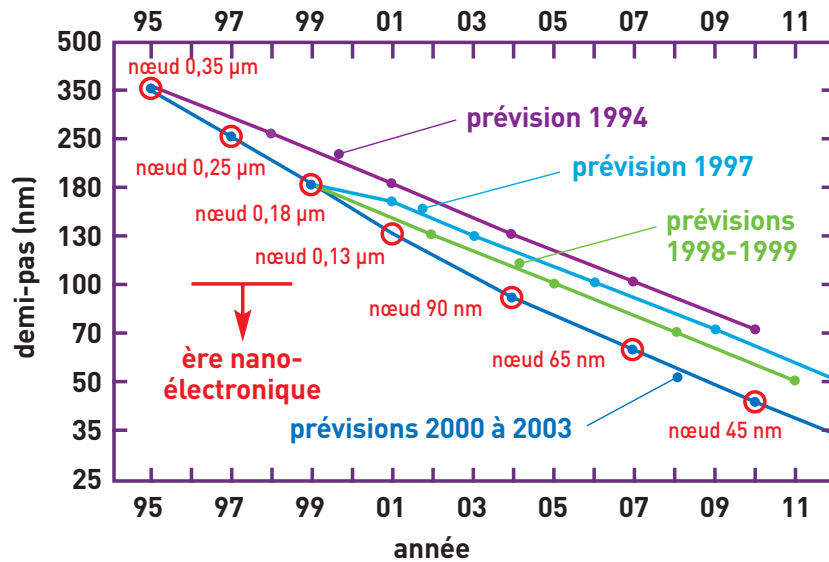


Figure 1.1 : Représentation graphique des générations technologiques.

d'alimentation de plus en plus faibles et l'accroissement des fréquences de fonctionnement qui accompagnent l'évolution technologique vers les dimensions nanométriques, renforcent d'autant plus la sensibilité des circuits intégrés aux radiations naturelles.

En effet, l'énergie ou la charge associée à chaque information logique élémentaire (ou bit d'information) stockée dans une cellule d'un circuit mémoriel (ou point mémoire) diminue pour chaque nouvelle génération de la roadmap technologique jusqu'à atteindre quelques femtocoulombs. Cette information peut être aisément perturbée lorsqu'une particule ionisante traverse le composant. Plus précisément, une particule, de type ion lourd, dont l'énergie cinétique est de plusieurs centaines ou milliers de keV peut créer une colonne de paires électron-trou perturbant le champ électrique interne du composant. Ces paires évoluant dans le matériau peuvent être collectées par les électrodes et induire l'apparition de courants parasites. Une seule et unique particule subatomique peut alors déposer une énergie suffisante dans des zones sensibles de collection pour provoquer une altération de la logique écrite dans le composant au moment du passage de la particule. Cette altération dénommée Single-event upset, soft error ou soft failure (aléa logique en français), correspond en fait au basculement logique d'une cellule de la mémoire induit par le passage de cette unique particule et ca-

ractérisé par l’ionisation du matériau semi-conducteur. Ce changement accidentel de niveau logique est réversible, le point mémoire pourra être corrigé par le processus normal d’écriture. Il ne conduit pas à la destruction du composant. De manière générale, tout composant électronique possédant des points de mémorisation est sensible au SEU.

Avec l’intégration technologique, les années 90 ont vu l’émergence d’erreurs au niveau du sol dans des utilisations courantes des circuits intégrés. Avec l’entrée dans le nouveau siècle, une sensibilité croissante aux SEU continue d’être observée, à la fois dans les mémoires et les structures logiques, et cette tendance de sensibilité est attendue pour les technologies futures. Les erreurs dans l’électronique terrestre sont ainsi devenues un sérieux problème de fiabilité pour les fabricants de composants destinés au grand public.

La première étude qui relate le problème des aléas logiques et qui date de 1962, ne portait pas à l’époque sur l’utilisation de l’électronique en environnement spatial, mais déjà sur les tendances de sensibilité en fonction de l’intégration des composants commercialisés pour des applications terrestres [Wallmark et Marcus, 1962]. Dans cet article, les auteurs avaient anticipé une possible apparition d’aléas logiques dans les composants microélectroniques soumis aux rayonnements secondaires induits par les rayons cosmiques dans l’atmosphère. Ils avaient également prédit que le volume minimal que pourrait avoir un composant serait limité à environ 10 μm de côté à cause des aléas logiques. C’est en 1975 que des observations de phénomène d’aléas logiques sont pour la première fois rapportées dans le cadre d’une application spatiale [Binder *et al.*, 1975]. Les auteurs rapportent alors 4 inversions spontanées de bits dans des bascules bipolaires J-K durant les 17 années de fonctionnement d’un satellite de communication. Ces changements d’état logique de points mémoires sont attribués à mécanisme d’ionisation directe par des ions lourds de fer transportés par le vent solaire [Binder *et al.*, 1975], [Pickel et Blandford, 1978].

L’apparition d’aléas logiques en microélectronique terrestre s’est manifestée peu de temps après les premières observations dans le domaine du spatial. Dès 1978, le fabricant Intel observe ces mêmes basculements de bits dans des mémoires de type DRAM [May et Woods, 1979]. Ce phénomène, appelé “Soft Errors” dans l’article, est causé par une contamination

radioactive des matériaux du boîtier des mémoires. Le passage d'une particule alpha dans la capacité de la cellule mémoire corrompt la charge enregistrée et conduit à une perte de l'information stockée. En 1979, deux groupes de recherche font part, lors de la conférence NSREC (Nuclear and Space Radiation Effects Conference), d'erreurs causées par des effets d'ionisation indirecte induits par interaction nucléaire de protons et de neutrons avec le silicium [Wyatt *et al.*, 1979], [Guenzer *et al.*, 1979]. L'article de Guenzer *et al.* est le premier à dénommer le phénomène d'aléa logique ou basculement de bit "Single-Event Upset" (SEU). La même année, Ziegler prédit que l'environnement radiatif atmosphérique induit par le rayonnement cosmique peut engendrer un problème de fiabilité jusqu'au niveau du sol terrestre avec comme principal sujet de préoccupation, les neutrons atmosphériques [Ziegler et Lanford, 1979].

Au cours des années 1990, plusieurs études ont démontré de manière concluante que les rayonnements cosmiques secondaires, et principalement les neutrons d'origine cosmique, constitue une source significative d'erreurs logiques à la fois dans des mémoires DRAM et des mémoires SRAM dépourvues d'éventuelles contaminations internes radioactives [O'Gorman, 1994], [Lage *et al.*, 1993], [Normand, 1996b]. En 1993, Lage *et al.* ont obtenu une continuité dans les données de référence du taux d'erreur logique, lié en fait au rayonnement cosmique, pour une haute densité de mémoires SRAM en se préservant de tout rayonnement alpha. Les travaux de O'Gorman ont montré que les "upsets" causés par des neutrons disparaissent pour des mémoires DRAM situées à 200 m sous terre dans une mine de sel, tandis que le taux de ces erreurs augmente considérablement pour des systèmes opérant au delà de 10 000 feet d'altitude. De plus, des basculements logiques de points mémoires, observés autant aux altitudes de vol que pour des applications terrestres, ont été rigoureusement corrélés avec les variations en altitude et latitude du flux neutronique [Normand, 1996a], [O'Gorman, 1994], [Normand, 1996b]. En plus des phénomènes de SEU observés dans des mémoires utilisées autant pour d'importants systèmes informatiques que pour les applications de l'aéronautique, des upsets ont été découverts dans des mémoires SRAM utilisées pour des applications médicales dans des systèmes implantables tels que les défibrillateurs cardiaques [Bradley et Normand, 1998].

1.1.2 Les sources de radiations naturelles responsables des aléas logiques aux altitudes terrestres

Au début des années 2000 et jusqu’à nos jours, grâce aux avancées des connaissances se rapportant aux effets des radiations naturelles sur les technologies submicroniques, trois sources de rayonnement, ainsi que les mécanismes d’ionisation respectivement associés, sont clairement identifiés comme étant responsables des erreurs soft aux altitudes terrestres [Baumann, 2001]. La première source de radiation ionisante, précédemment évoquée, correspond à l’émission de particules alpha provenant d’impuretés radioactives naturellement présentes à l’état de traces dans les matériaux utilisés dans la fabrication des semi-conducteurs. A la fin des années 1970, les particules alpha induites par la contamination radioactive des boîtiers d’encapsulation ont été considérées comme la principale cause des erreurs soft dans les mémoires DRAM [May et Woods, 1978].

La seconde source d’erreurs soft, elle aussi précédemment évoquée, est liée à la pénétration des rayons cosmiques de hautes énergies dans notre atmosphère. L’interaction complexe des rayons cosmiques avec le milieu atmosphérique produit des gerbes de particules secondaires qui parviennent à atteindre nos altitudes terrestres avec de hautes énergies et sont constituées de : muons, protons, neutrons et pions. Du fait de leurs relatifs haut flux et stabilité (les pions et les muons ont une faible durée de vie et le flux de protons est atténué par interaction coulombienne avec l’atmosphère), les neutrons atmosphériques sont majoritairement les particules cosmiques secondaires les plus susceptibles d’engendrer un upset dans les composants jusqu’aux altitudes terrestres. Néanmoins, il convient de noter que les protons atmosphériques jouent un rôle non négligeable pour les hautes altitudes dans le cadre d’application avionique pour leur contribution au taux d’erreurs logiques [Normand, 2004]. Dans une moindre mesure, les pions atmosphériques pourraient significativement induire des upsets aux (hautes) altitudes de vol selon certaines études [Duzellier *et al.*, 2001]. Malgré leur très faible proportion devant la population de muons au niveau du sol terrestre, les pions pourraient être comparativement bien plus efficaces que les muons pour provoquer des erreurs logiques dans les circuits selon les données expérimentales de Dicello *et al.* [Dicello *et al.*, 1985].

Les neutrons atmosphériques de hautes énergies altèrent le fonctionnement d'un composant en cas de collision avec un noyau atomique du réseau cristallin constituant le matériau semi-conducteur traversé. Ces interactions nucléaires peuvent alors produire des noyaux de recul (noyaux de silicium par diffusion élastique ou inélastique, ou fragments par spallation) de comportement semblable à des ions lourds et responsables de la défaillance du composant. Les interactions des neutrons de hautes énergies avec le silicium et autres matériaux de la puce sont extrêmement compliqué et dépendent de l'énergie des neutrons incidents. En outre, la nature précise de tous les fragments de recul a été élucidée par les progrès des simulations des interactions nucléoniques basées sur la physique quantique [Tosaka *et al.*, 1999].

Considérant les processus nucléaires relevant des phénomènes de SEU, les neutrons ont progressivement été reconnus responsables des erreurs soft dans les circuits sur une large gamme en énergie en parallèle des avancées de la miniaturisation des composants. Plus précisément, avec la diminution de la charge critique associée à la mémorisation de l'information, l'énergie seuil des neutrons induisant des SEU de manière significative a diminué également. Par exemple, pour les technologies des années 1990, les neutrons d'énergie inférieure à 50 MeV ont un impact négligeable. Par contre, pour les technologies plus récentes du début des années 2000, les neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV ont été identifiés à l'origine d'erreurs significatives [Tang et Rodbell, 2003].

Les particules alpha, d'énergies comprises entre 4 et 9 MeV et principalement émises par la décroissance radioactive d'isotopes d'uranium et de thorium, peuvent, quant à elles, induirent directement des phénomènes d'ionisation localisés le long de leur trajectoire dans le matériau semi-conducteur qu'elles traversent. L'impact d'une radiation directement ou indirectement ionisante sur un composant peut être estimé par la quantité de charges déposée dans le matériau semi-conducteur puis collectée par le volume sensible du composant. La densité de charges générées par des noyaux de silicium de recul le long de leur parcours dans le matériau semi-conducteur est compris entre 25 et 150 fC/ μm tandis que celle des particules alpha atteint au maximum 16 fC/ μm . Par conséquent, les neutrons d'origine cosmique ont un potentiel bien plus élevé que les particules alpha pour générer des upsets [Baumann, 2001].

La troisième source de particules ionisantes dans les composants électroniques a été identifiée comme étant le rayonnement secondaire induit par l’interaction des neutrons cosmiques de très basses énergies ($\ll 1$ MeV) avec l’élément bore. L’élément bore est utilisé, entre autre, comme dopant dans la formation des verres de phosphosilicate (2 – 8% en masse) pour les couches de passivation (verre de borophosphosilicate ou BPSG). L’isotope bore 10, présent à 19,9% en abondance dans le bore naturel, est instable lorsqu’il est exposé à des neutrons. En effet, il présente une section efficace de capture des neutrons thermiques extrêmement élevée, jusqu’à 3838 barns, en comparaison avec la plupart des autres isotopes présents dans les matériaux semi-conducteurs, soit de 3 à 7 ordre de grandeur supérieur. Contrairement à la plupart des isotopes qui émettent des photons gamma après avoir absorbé un neutron, le noyau de bore 10 se scinde et libère de l’énergie sous forme d’un noyau excité de recul de lithium 7 et d’une particule alpha. Le noyau de lithium 7 et la particule alpha de recul sont alors tous les deux capables d’induire des erreurs soft dans les composants électroniques, particulièrement pour les technologies avancées de faible voltage. De plus, 90% des réactions avec le bore 10 se produisent avec des neutrons cosmiques d’énergies inférieures à 15 eV. Dans le développement de semi-conducteur à base de borophosphosilicate, ce dernier constitue la source dominante des réactions induites par le bore, et dans certains cas, peut constituer la principale cause des erreurs soft. Plus précisément, les effets des neutrons thermiques ont été étudié pour certaines mémoires DRAM et SRAM et les taux de SEU causés par ces neutrons thermiques sont apparus comparables, voire supérieurs à la contribution des neutrons de hautes énergies pour des mémoires SRAM [Kobayashi, 2000], [Baumann et Smith, 2000], [Baumann et Smith, 2001]. Par ailleurs, au niveau du sol terrestre, une grande contribution au taux de SEU pourrait être attribuée aux neutrons thermiques d’origine cosmique pour certains composants à base de RAM du fait de ces réactions induites par le bore 10 selon l’étude de Granlund et Olsson [Granlund et Olsson, 2006].

1.1.3 La fiabilité des circuits intégrés et le “Soft Error Rate”

Le niveau de conditionnement, dans notre environnement terrestre, des composants électroniques par les radiations naturelles s’obtient par la somme de trois mécanismes : l’émission de particules alpha par les impuretés radioactives des matériaux semi-conducteurs, l’exposition aux rayons cosmiques terrestres par le biais de neutrons de hautes énergies, et l’activation de l’isotope de bore 10 induites par les neutrons cosmiques secondaires de basses énergies. Afin de déterminer de manière précise le taux d’erreur de n’importe quel produit, le taux d’erreur correspondant à chacune de ces trois composantes doit être pris en compte.

Le taux d’occurrence des erreurs soft, ou nombre d’erreurs induites dans un composant par unité de temps, est désigné par le terme SER pour Soft Error Rate. Le SER, comme l’unité de mesure des tous les autres mécanismes associés à des problèmes de fiabilité “hard”, s’expriment communément en FIT, pour Failure In Time, qui correspond à une erreur ou anomalie toutes les 10^9 heures ou 114077 années de fonctionnement. Les erreurs soft sont devenues un sérieux sujet de préoccupation dans les puces des calculateurs de technologie avancée car, sans correction, elles produisent un taux d’anomalie supérieur à celui de tous les autres problèmes de fiabilité combinés. Considérant tous les problèmes critiques de fiabilité dégradant les performances des circuits intégrés, le taux d’erreurs total est typiquement de l’ordre de 50 – 200 FIT. En net contraste, le SER, sans mitigation, peut facilement excéder les 50000 FIT/puce.

Actuellement, au coeur de chaque système électronique, se trouve un microprocesseur ou un processeur de signal digital doté d’un très grand nombre de mémoires (SRAM en général) intégrées et interconnectées avec un grand nombre de périphériques logiques. Pour des systèmes plus importants, une mémoire centrale (DRAM en général) est aussi utilisée. Au final, tous les systèmes possèdent des composants analogiques ou digitaux d’entrée/sortie qui permettent au dispositif de répondre et d’interagir avec l’environnement extérieur. Le SER de ces différents composants se comportent différemment suivant l’intégration des technologies. Pour les mémoires DRAM, la charge critique associée à la mémorisation de l’information est sensiblement constante et donc la sensibilité par bit diminue car le volume sensible localisant

les impacts efficaces des particules ionisantes à l’origine des erreurs soft diminue. Par contre, pour les mémoires SRAM, les effets de la diminution de la charge critique et de la diminution du volume sensible se compensent de manière significative. Ainsi, la fiabilité des mémoires DRAM face aux contraintes radiatives ne constitue plus aujourd’hui un problème aussi majeur que celle des mémoires SRAM. L’augmentation exponentielle de la quantité de mémoires SRAM dans les microprocesseurs et processeurs de signaux digitaux conduit à une augmentation du SER à chaque génération sans donner signe de fin. Cette tendance est d’un intérêt grandissant pour les fabricants de composants, sachant que les mémoires SRAM constituent de nos jours une grande partie de tous les circuits intégrés avancés. Les erreurs soft transitoires peuvent alors bloquer l’adoption des générations futures de technologies submicroniques avancées dans de nombreux domaines d’application.

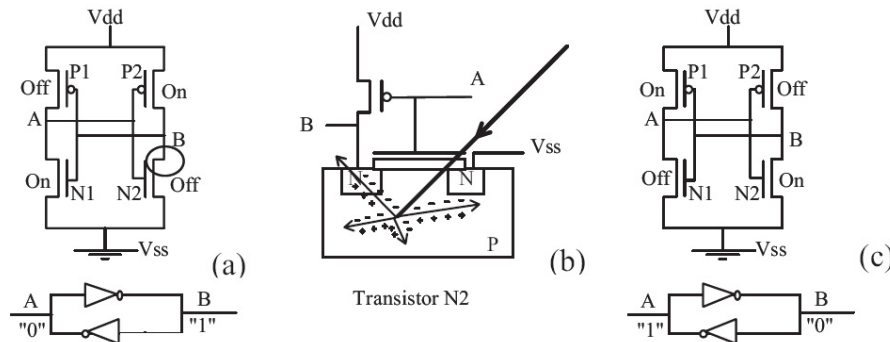


Figure 1.2 : mécanisme de SEU dans un point mémoire SRAM de technologie CMOS traversé par des particules ionisantes secondaires issues de l’interaction neutron-silicium - (a) Etat initial du point mémoire - (b) Passage d’un neutron qui engendre des ions secondaires au niveau du transistor N2 - (c) Changement d’état du point mémoire.

DONNEES ITRS SER à ACTUALISER + [REF]

L’impact des erreurs soft sur les systèmes électroniques terrestres est très dépendant de l’application considérée. Baumann, dans son article [Baumann, 2005], met en évidence que les applications singulières et non intensives du consommateur, telle que par exemple le téléphone cellulaire, ne sont pas réellement concerné. Comme nous l’avons vu précédemment, le SER de la puce incriminée peut être estimée à 50000 FIT et, est équivalent à une erreur soft tous les deux ans, en supposant que le composant est utilisé 24h/jour. Par contre, la même

Year of roduction	2005	2006	2007	2008	2009	2010	2013
DRAM ^{1/2} Pitch (nm)	80	70	65	55	50	45	35
Percentage of MBU on total SER	8%	8%	16%	16%	16%	32%	32%
Soft error rate (FIT/Mb)	1100	1100	1150	1150	1150	1200	1250

Figure 1.3 : Prévisions de l'International Technology Roadmap for Semi-conductors.

puce utilisée dans un système comme composant, par exemple, de l'ordinateur central du serveur d'une station de télécommunication est une situation différente. Un tel système exige réellement un bien plus haut niveau de fiabilité, car un grand nombre de puces sont utilisées en parallèle. En conséquence, une défaillance tous les deux ans correspondant à une seule puce devient jusqu'à une défaillance toutes les semaines pour un système donné de 100 puces (figure 1.4). Pour de telles applications, des techniques de correction d'erreurs et/ou de redondance sont obligatoirement nécessaires.

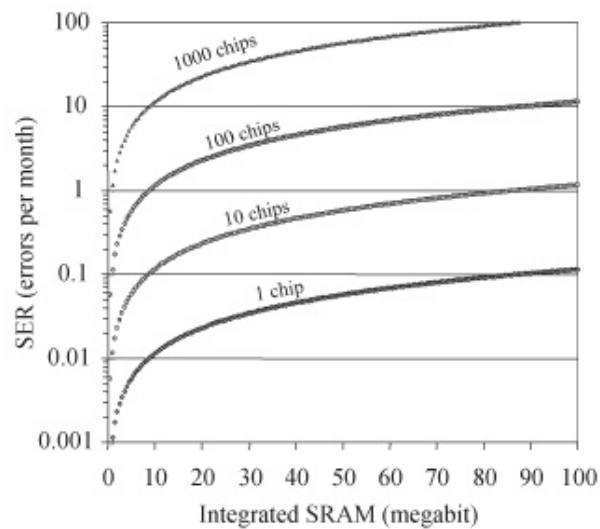


Figure 1.4 : Exemples de données de SER au cours d'un mois en fonction du nombre de puces et du nombre de mémoires SRAM par puce.

1.1.4 La menace majeure des neutrons atmosphériques de hautes énergies d’origine cosmique

Un certain nombre d’auteurs ont clairement mis en évidence dans leurs articles que les neutrons de hautes énergies d’origine cosmique peuvent être considérés comme la menace majeure en terme d’aléas logiques pour les technologies submicroniques aux altitudes terrestres [Tang et Rodbell, 2003], [Baumann, 2003], [Ziegler et Puchner, 2004], [Normand, 2004], [Baumann, 2004], [Baumann, 2005]. Cependant, ceci n’implique pas nécessairement que, pour une technologie donnée, la contribution des neutrons cosmiques de hautes énergies au taux d’erreur soft soit toujours supérieure à la contribution des autres sources de contraintes radiatives. Pour exemple, une étude récente basée sur des simulations Monte Carlo a mis en évidence que la concentration naturelle d’impuretés d’uranium susceptible de contaminer un wafer de silicium peut induire une contribution au SER comparable [Wrobel *et al.*, 2008], voire supérieure à celle attribuée aux neutrons cosmiques d’énergies comprises entre 1 et 200 MeV au niveau du sol terrestre [Wrobel *et al.*, 2009].

La problématique des neutrons de hautes énergies d’origine cosmique réside avant tout, dans le fait qu’il est impossible de nous affranchir de cet environnement radiatif ambiant, complexe et sujet naturellement à de grandes variations liées aux fluctuations des conditions atmosphériques, du champ magnétique terrestre, de l’activité solaire, etc.

De plus, alors que des solutions de mitigation existent pour réduire significativement la contribution des particules alpha et des particules ionisantes induites par les neutrons d’origine cosmique de basses énergies au taux d’erreur soft, il n’en est pas de même pour les neutrons de hautes énergie d’origine cosmique. Afin de mitiger le risque posé par les produits de réaction avec le bore 10, le borophosphosilicate a quasiment pratiquement été retiré dans le développement des technologies avancées. Pour réduire l’émission de particules alpha, les fabricants de semi-conducteurs utilise des matériaux de haute pureté, donc de plus faible emissivité, et durant les processus de développement et de fabrication sont testés les matériaux par de mesures de rayonnement alpha. Une autre méthode pour réduire le risque lié à l’émission de particules alpha, réside dans le design de puce pour lesquelles les matériaux de

plus forte émission alpha sont maintenus physiquement séparés des composants sensibles du circuit. Une dernière solution fréquemment employée pour se protéger des fortes émissions de particules alpha des boîtiers d'encapsulation, consiste à poser des enduits de blindage sur les puces avant d'encapsuler la puce.

Face à la menace des neutrons de hautes énergies d'origine cosmique, il a été montré que le béton constitue la solution de blindage la plus efficace avec un facteur d'atténuation des radiations cosmiques d'environ $1.4 \times$ per foot XXX d'épaisseur de béton [Ziegler, 1981], [Dirk *et al.*, 2003]. Ainsi, le taux d'erreur causé par les neutrons d'origine cosmique dans un système opérant dans un sous-sol blindé avec plusieurs mètres de béton pourrait être réduit de manière significative. Ceci ne peut constituer bien évidemment une solution viable et réaliste pour se prémunir des aléas logiques. Inévitablement, le soft error rate est conditionné par le niveau d'impact des radiations cosmiques induisant des neutrons de hautes énergies.

1.1.5 Caractérisation de la sensibilité au Single-Event Upset

Les deux quantités complémentaires utilisées pour évaluer la sensibilité au SEU sont, d'une part, la section efficace de sensibilité au SEU et, d'autre part, le Soft Error Rate (SER) [Tang et Rodbell, 2003], [JESD89, 2001]. La section efficace au SEU est un paramètre intrinsèque d'une puce/d'un circuit qui caractérise sa sensibilité au SEU pour un rayonnement donné de particules de même nature. Elle peut être mesurée au cours de tests sous accélérateur délivrant un faisceau mono-énergétique. Le SER, quant à lui, correspond à la mesure de la sensibilité d'une puce à un environnement radiatif donné. Il peut être mesuré à la fois au cours de tests sous accélérateur reproduisant l'environnement radiatif considéré et au cours de tests en temps réel dans cet environnement radiatif donné. Tandis que la section efficace au SEU, à une énergie donnée de l'espèce de particule considérée, est une quantité constante, le SER dépend de l'environnement radiatif étudié. Par exemple, le SER d'une puce mesuré au sommet d'une montagne peut être supérieur jusqu'à plusieurs ordres de grandeur au SER de cette même puce mesuré cette fois-ci au niveau de la mer, ceci ayant pour cause de l'augmentation du flux ambiant de neutrons dans l'atmosphère avec l'altitude.

La section efficace de sensibilité au SEU d’une puce induit par une particule (neutron, proton, pion, ion lourd) est une quantité fondamentale qui peut être mesurée de manière directe. Considérons le test d’un échantillon constitué d’un certain nombre de puces identiques, et irradié par un faisceau uniforme mono-énergétique de particules. Pour des raisons de simplification, nous supposons que les particules incidentes interceptent la surface de l’échantillon perpendiculairement, ce qui est le cas lors d’expérimentation sous accélérateur. Nous supposons de plus que l’intensité du faisceau de particules est suffisamment faible pour qu’un seul basculement de bit se produise à la fois. La section efficace au SEU se définit alors par :

$$\sigma_{\text{SEU}}(E) = (dN_f/dt)/\phi_0 = N_f/\Phi_0 \quad (1.1)$$

où E est l’énergie des particules incidentes, (dN_f/dt) est le taux d’erreurs (nombre d’erreurs/s ou “failure”/s), ϕ_0 le flux de particules (nombre de particules/cm² s), N_f est le nombre total d’erreurs mesurées dans l’échantillon irradié, et Φ_0 est la fluence du rayonnement (nombre de particules/cm²). La section efficace au SEU normalisée et exprimée en cm²/bit est préférentiellement utilisée car sa valeur est alors indépendante de la taille du composant. Précisons que la quantité dN_f/dt est mesurée directement au cours de l’expérience et la quantité ϕ_0 est contrôlée en réglant le faisceau incident de particules. De manière générale, nous pouvons dire que la section efficace au SEU, homogène à une surface et indépendante du flux de particules incidentes, représente la probabilité qu’une certaine espèce de particule, à une énergie donnée, induise un SEU. Enfin, cette quantité est dépendante des paramètres composant/circuit tel que la charge critique et varie avec les conditions d’utilisation tel que la tension d’alimentation et la température.

1.1.6 Prédiction par voie analytique du Soft Error Rate à partir des données de spectrométrie des neutrons atmosphériques jusqu’au domaine des hautes énergies

Le SER, aussi dénommé “soft-error failure rate”, induit par un rayonnement de neutrons peut ainsi être défini en intégrant le produit de la section efficace de sensibilité au SEU causé

Device	Mfr.	DC/ Feature Size	Ref.	Hi E SEU X-Sec, cm ² /bit	Therm neut SEU X-Sec, cm ² /bit	Ratio-SEU, Therm/Hi E SEU X-Sec
TC554161AFT	Toshiba	NA/NA	16	7.3×10 ⁻¹⁵	1.15×10 ⁻¹⁴	1.57
HM628512ALP-7	Hitachi	9809/0.5	17	6.9×10 ⁻¹⁴	0	0.00
HM628512BLP-7	Hitachi	9925/0.35	17	4.55×10 ⁻¹⁴	0	0.00
TC54001FL	Toshiba	9827/0.5	17	8.2×10 ⁻¹⁵	8.7×10 ⁻¹⁵	1.06
TC54001AF	Toshiba	9929/0.4	17	7.5×10 ⁻¹⁵	2.7×10 ⁻¹⁵	0.36
M5M5408AFP	Mitsubishi	9839/0.4	17	1.88×10 ⁻¹³	1.8×10 ⁻¹³	0.96
KM684000BLP	Samsung	9844/0.4	17	6.9×10 ⁻¹⁴	2.1×10 ⁻¹³	3.04
CY62127BVLL	Cypress	0236/0.25	18	1×10 ⁻¹⁴	0	0
CY62147V18LL	Cypress	0036/0.25	18	3×10 ⁻¹⁴	1.8×10 ⁻¹³	6.0
K6F1616U6A	Samsung	0208/0.25	18	1×10 ⁻¹⁴	2×10 ⁻¹⁴	2.0
M5MY416CW	Mitsubishi	N/A/0.18	18	4×10 ⁻¹⁴	2.4×10 ⁻¹³	6.0
CY62147CV33LL	Cypress	0225/0.16	18	4.3×10 ⁻¹⁴	1.8×10 ⁻¹³	4.5
CY62147CV25LL	Cypress	0223/0.16	18	3.8×10 ⁻¹⁴	0	0
CY62157CV25LL	Cypress	0223/0.16	18	3.3×10 ⁻¹⁴	0	0
CY62137CV25LL	Cypress	0221/0.16	18	4.8×10 ⁻¹⁴	0	0
CY62147CV18LL	Cypress	0151/0.16	18	3.8×10 ⁻¹⁴	0	0
CY62127DV30LL	Cypress	0339/0.13	18	3.8×10 ⁻¹⁴	0	0
CY62157DV18LL	Cypress	0311/0.13	18	3.8×10 ⁻¹⁴	3×10 ⁻¹⁴	0.8
HM62V16512LB	Hitachi	0251/0.13	18	2.5×10 ⁻¹⁴	2.5×10 ⁻¹⁴	1.0
HM62V162100LB	Hitachi	0328/0.13	18	3×10 ⁻¹⁴	1.1×10 ⁻¹³	3.7
K6X4016C3F	Samsung	0307/0.13	18	5×10 ⁻¹⁵	1.5×10 ⁻¹⁴	3.0
DUT A	N/A	(N/A)/0.09	19	1.7×10 ⁻¹⁴	8.7×10 ⁻¹⁶	0.05
DUT B	N/A	(N/A)/0.13	19	2.3×10 ⁻¹⁴	7.7×10 ⁻¹⁸	<0.01
DUT C	N/A	(N/A)/0.13	19	1.6×10 ⁻¹⁴	1×10 ⁻¹⁷	<0.01
DUT D	N/A	(N/A)/0.13	19	1.8×10 ⁻¹⁴	2.6×10 ⁻¹⁵	0.15
DUT E	N/A	(N/A)/0.15	19	7.7×10 ⁻¹⁵	2.1×10 ⁻¹⁶	0.03
DUT F	N/A	(N/A)/0.15	19	3×10 ⁻¹⁴	3.2×10 ⁻¹⁵	0.10
DUT G*†	N/A	(N/A)/0.15	19	3.5×10 ⁻¹⁴	1×10 ⁻¹³	2.86
DUT H	N/A	(N/A)/0.18	19	1.8×10 ⁻¹⁴	5.6×10 ⁻¹⁷	<0.01
DUT J*†	N/A	(N/A)/0.25	19	2.82×10 ⁻¹⁴	1.3×10 ⁻¹³	4.62
DUT K*	N/A	(N/A)/0.35	19	1.14×10 ⁻¹⁴	1×10 ⁻¹³	8.83
Average (all data/ non zero data)						(1.63/2.53)

* [19] indicates presence of BPSG; for all other devices from [19] no BPSG is indicated

† For these SRAMs from [19] the high energy SEU cross section was adjusted to consistently account for upsets from both thermal and high E neutrons

Figure 1.5 : Mesures récentes de sections efficaces au SEU pour des mémoires SRAM induit par des neutrons thermiques et des neutrons de hautes énergies, d'après [Normand *et al.*, 2006]

par les neutrons par le flux différentiel de ce rayonnement sur le domaine en énergie pour lequel le composant est susceptible d'être défaillant :

$$SER = \frac{dF}{dt} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{d\phi(E_n)}{dE_n} \sigma_{SEU}(E_n) dE_n \quad (1.2)$$

Part	Type	Vendor	DC/ Feat Size	Hi E SEU X- Sec, cm ² /bit§	Therm SEU X-Sec, cm ² /bit	Ratio-SEU, Therm/ Hi E
S-1	SRAM	VS-1	0446/0.15μ	2.1×10 ⁻¹⁴	3.3×10 ⁻¹⁶	1.6×10 ⁻²
S-2	SRAM	VS-1	0446/0.15μ	7.9×10 ⁻¹⁵	1.7×10 ⁻¹⁹	2.2×10 ⁻³
D-1	DRAM	VD-1	0446/0.15μ	6.4×10 ^{-17*}	1.3×10 ⁻¹⁵	20
D-2	DRAM	VD-1	0422/0.13μ	2.95×10 ^{-16*}	1.18×10 ⁻¹⁶	0.4
P-1	μprocess	VP-1	0240/0.18μ	1.5×10 ⁻¹⁴	2.2×10 ⁻¹⁷	1.5×10 ⁻³
P-2	μcont.	VP-2	0439/0.13μ	1.02×10 ^{-3†}	1.68×10 ^{-5†}	1.7×10 ⁻²
P-3	μcont.	VP-2	0532/0.15μ	6.99×10 ^{-4†}	6.03×10 ^{-6†}	8.6×10 ⁻³
P-4	μcont.	VP-2	0341/0.18μ	1.54×10 ^{-4†}	1.34×10 ^{-3†}	8.7×10 ⁻²
P-5	μprocess	VP-3	0311/0.18μ	1.3×10 ⁻¹⁵	No upsets	0

† In units of Upset/dev-hr ;

* No actual upset detected; cross section based on 1 assumed upset

§ E > 10 MeV

Figure 1.6 : Mesures de sections efficaces au SEU induit par des neutrons thermiques et des neutrons de hautes énergies pour des technologies récentes par [Normand *et al.*, 2006]

où F est le nombre d’erreur par bit (“number of failures per bit”), t le temps, E_n l’énergie du neutron en mega-électronvolts. $\frac{d\phi(E_n)}{dE_n}$ est le flux différentiel, ou le taux de fluence par unité d’énergie du rayonnement neutronique (nombre de neutron/MeV cm² s), E_{min} et E_{max} sont respectivement la borne inférieure et la borne supérieure du domaine en énergie du spectre neutronique. Enfin, $\sigma_{SEU}(E_n)$ est la section efficace de sensibilité au SEU causé par un neutron d’énergie E_n . Le SER ainsi déterminé s’exprime en nombre d’erreur par bit par seconde.

En pratique, il convient de se référer à la norme JESD89 du JEDEC Standard rédigée par le consortium international SEMATECH pour évaluer le SER spécifique d’un composant électronique soumis à l’environnement radiatif terrestre [JESD89, 2001].

le Soft Error Rate provenant des aléas logiques induits par les neutrons d’origine cosmique peut alors être déterminé pour une localisation arbitraire aux altitudes terrestres, connaissant le spectre du rayonnement des neutrons d’origine cosmique (distribution du taux de fluence des neutrons en fonction de leurs énergies) et en utilisant la fonction de Weibull [Petersen *et al.*, 1992] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{SER [FIT]} = 3.6 \times 10^{12} \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_{\text{SEU}}(E_n) \frac{\partial \phi(E_n)}{\partial E_n} dE_n \\ \sigma_{\text{SEU}}(E_n) = \sigma_{\text{Weibull}}(E_n) = \sigma_{\infty} \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{E - E_{th}}{W} \right)^S \right\} \right] \end{array} \right\} \quad (1.3)$$

où E_n (MeV) est l'énergie des neutrons, $\phi(E_n)$ (nombre de neutron/cm² s) est le flux de neutrons, E_{th} (MeV) est l'énergie seuil à partir de laquelle les neutrons peuvent induire des SEU de manière significative, σ_{∞} (cm²) est la valeur saturée de la section efficace au SEU ou valeur asymptotique de la section efficace au SEU à hautes énergies, W est un facteur de largeur, et S est un facteur de forme pour la fonction de Weibull.

Au delà de l'énergie seuil, les courbes de sections efficaces au SEU augmentent rapidement avec l'énergie jusqu'à atteindre un plateau. La distribution de Weibull basée sur la détermination des quatre derniers paramètres cités précédemment est la méthode la plus adaptée pour fitter/lisser les courbes de données de sections efficaces au SEU [JESD89, 2001].

L'énergie seuil des neutrons induisant un taux significatif de SEU est une donnée dépendante des divers processus d'interactions nucléaires des neutrons avec les constituants des matériaux semi-conducteurs (atomes de silicium et oxygène principalement) et de leurs seuils de réaction en énergie associés. Les caractéristiques (énergie et type d'ions) des ions secondaires potentiellement responsables des SEU dépend fortement du type de réaction nucléaire. A l'évidence, le seuil en énergie de la section efficace au SEU ne peut continuellement décroître avec la diminution de la charge critique. Certaines réactions des neutrons avec les matériaux semi-conducteurs se produisent avec une énergie seuil de quelques MeV seulement. Pour des neutrons d'énergies supérieures à 6 MeV environ, la plupart des canaux de réactions sont ouverts, augmentant de manière conséquente la probabilité de générer un ion secondaire capable de provoquer un aléa logique. Toutefois, des études récentes ont montré que des composants irradiés ont exhibés des énergies seuil E_{th} au SEU inférieures à 5 MeV [Yahagi *et al.*, 2004], jusqu'à une valeur E_{th} proche de 3.5 MeV dans le cas de la technologie 0.18 μm [Yahagi *et al.*, 2005].

Par ailleurs, la seconde et actuelle édition JESD89A du JEDEC Standard mentionne une

valeur d’énergie seuil au SEU pouvant varier entre 1 et 10 MeV en l’état des connaissances technologiques [JESD89A, 2006].

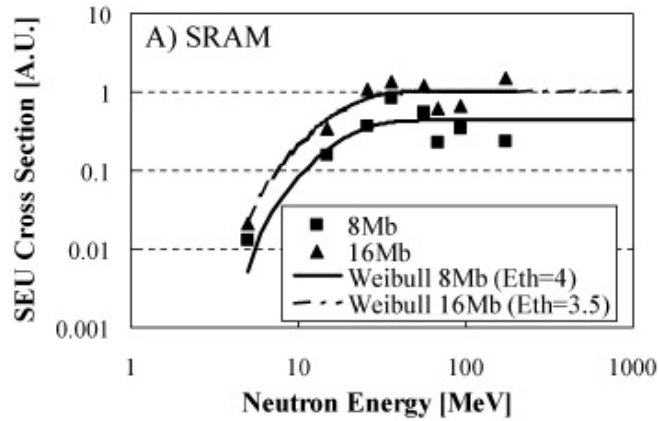


Figure 1.7 : Courbes de sections efficaces au SEU lissées par la fonction de Weibull pour des mémoires SRAM de technologie 0.18 μm (capacité de 8Mb) et 0.13 μm (capacité de 16Mb) [Yahagi *et al.*, 2005].

Aux altitudes terrestres, il est communément établi sur la base des connaissances actuelles que la portion du spectre des neutrons d’origine cosmique au delà de la dizaine de MeV est majoritairement à l’origine des processus physiques entraînant un basculement de bit. Toutefois, il a été prouvé que les neutrons d’énergie inférieure à 10 MeV peuvent affecter contribuer sensiblement au taux d’évènements SEU. En effet, des résultats expérimentaux ont établi que les neutrons d’énergie 1 – 10 MeV peuvent contribuer jusqu’à plus de 10% au SER de technologies bulk pour des nœuds inférieurs à 0.25 μm avec une énergie seuil au SEU aux environ de 2 – 3 MeV [Baggio *et al.*, 2007].

Malgré leur faible relative contribution au SER, la fraction des neutrons cosmiques d’énergie comprise dans le domaine 1 – 10 MeV peut représenter jusqu’à 35% du spectre neutron au delà de 1 MeV [JESD89A, 2006].

1.2 Etat de l'art des connaissances de l'environnement radiatif atmosphérique induit par le rayonnement cosmique

1.2.1 Le rayonnement cosmique

La Terre est continuellement exposée à un rayonnement ionisant de haute énergie d'origine cosmique. Ces rayons cosmiques sont des noyaux atomiques et des particules élémentaires qui voyagent dans l'espace à des vitesses voisines de celle de la lumière. Certains d'entre eux parviennent à pénétrer dans l'atmosphère terrestre, entrent en collision avec des noyaux d'oxygène ou d'azote, et produisent des générations successives de particules secondaires dont certaines, notamment des neutrons, atteignent le sol. Ces proliférations de rayons cosmiques dans l'atmosphère sont appelées "grandes gerbes".

Les origines galactique et extragalactique de ce rayonnement isotrope, découvert en 1912 par le physicien autrichien Victor Franz Hess (Prix Nobel de Physique 1936), sont encore imprécises. Depuis la fin des années 1960, les grands développements de l'astrophysique des hautes énergies ont permis de découvrir des objets d'un type nouveau qui émettent d'énormes quantités d'énergie. On a pu ainsi obtenir la preuve indirecte que les rayons cosmiques sont partout présents dans l'Univers, et qu'ils sont associés à des événements d'une extrême violence. Dans ces objets (radiogalaxies, quasars, pulsars, étoiles binaires X, sources gamma à rafales), des conditions physiques extrêmes, totalement inaccessibles en laboratoire, se sont révélées, et les rayons cosmiques paraissent constituer une composante importante de ces systèmes. Des sources locales de rayons cosmiques ont été découvertes dans le système solaire. Le Soleil émet des rafales de particules énergiques durant certaines éruptions chromosphériques. Le caractère transitoire de l'arrivée de ces particules sur la Terre et leur énergie relativement basse (en général inférieure à 1 GeV) permettent de les distinguer aisément du flux quasi constant de rayons cosmiques d'origine extra-solaire. Ainsi, la grande majorité des rayons cosmiques provient des profondeurs de notre Galaxie et, pour les plus énergiques d'entre eux, probablement de l'extérieur de celle-ci [Universalis, 1999].

Néanmoins, la composition et le spectre en énergie du rayonnement cosmique sont au-

jourd’hui bien connus, notamment grâce aux données transmises par les sondes Voyager et Pioneer. Les rayons cosmiques sont constitués en grande majorité de noyaux d’atomes, chargés positivement (étant donné leur vitesse élevée, ces noyaux ont perdu leur cortège électronique). Toutes les espèces chimiques, de l’hydrogène à l’uranium, sont représentées. Plus précisément, nous savons aujourd’hui que le rayonnement cosmique est composé de 98% de noyaux atomiques et de 2% d’électrons [Reitz, 1993]. Les noyaux atomiques sont eux-mêmes constitués de 87% de protons (noyaux d’hydrogène), 12% d’ions hélium, et de 1% d’ions lourds. On estime que les éléments du carbone au fer sont les espèces chimiques prédominantes dans la composante ions lourds. La majorité de ces noyaux atomiques transportent des énergies comprises entre 100 MeV et 10 GeV, certains d’entre eux pouvant véhiculer jusqu’à 10^{20} eV [Gaisser, 1990]. Le flux différentiel exprimé en particules par mètre carré, par seconde et par giga électronvolt, varie avec l’énergie E comme $E^{-\gamma}$ (loi de puissance). L’exposant γ reste sensiblement égal à 2.1 jusqu’à 10^{15} eV environ, puis augmente pour atteindre 2.7 entre 2×10^{15} eV et 10^{19} eV environ. Au-delà, les données sont plus imprécises, mais γ semble diminuer à nouveau. Alors que le flux atteignant la Terre ne dépasse pas 2 ou 3 particules de 10^{20} électronvolts par kilomètre carré et par siècle, il atteint 2 protons de quelques giga électronvolts par centimètre carré et par seconde au maximum du spectre. Aux énergies inférieures à 1 GeV, le flux de rayons cosmiques atteignant l’orbite terrestre décroît progressivement. Ce phénomène est appelé “modulation solaire” car c’est le champ magnétique associé au “vent solaire” qui interdit (plus ou moins, selon le niveau d’activité solaire) l’entrée des rayons cosmiques de basse énergie dans le système solaire (figure 1.8).

Le Soleil émet en permanence un flux de particules ionisées (protons et autant d’électrons en grande majorité) appelé “vent solaire”. En d’autre terme, le vent solaire désigne l’atmosphère du Soleil. L’intensité du vent solaire varie selon les phases du cycle de l’activité solaire. En effet, l’activité solaire n’est pas constante au cours du temps. On observe, durant des périodes de grande activité se répétant tous les onze ans en moyenne, la présence d’un grand nombre de perturbations locales à la surface du soleil dont les plus remarquables manifestations sont les taches solaires (figure 1.9). La montée de chaque cycle, qui dure quatre ans

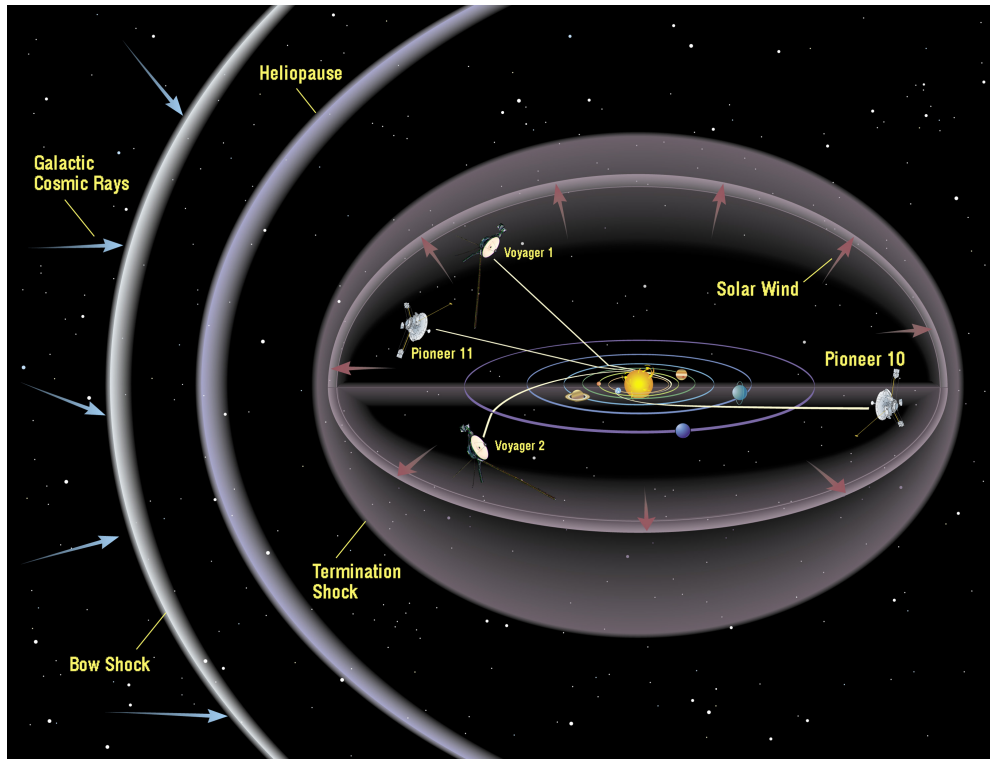


Figure 1.8 : Déviation des rayons cosmiques par le champ magnétique solaire (illustration NASA).

et demi environ, est nettement plus rapide que sa descente (six ans et demi environ). Les taches solaires mettent alors en évidence l'existence d'une activité accrue due à la concentration de champs magnétiques intenses. Durant une période de grande activité solaire, le vent solaire s'intensifie d'un facteur de l'ordre de 10^6 [Ziegler, 1998] et par conséquent le champ magnétique qu'il transporte s'intensifie lui aussi. Ce dernier agit comme un écran de protection naturel contre les rayons cosmiques de basses énergies qui sont alors déviés. Le flux de rayons cosmiques diminue ainsi en période de grande activité solaire et inversement augmente lorsque l'activité solaire redevient faible. Ce phénomène de modulation solaire agit sur les particules cosmiques ayant des énergies inférieures à quelques GeV par nucléon. A 100 MeV par nucléon, le flux de particules peut différer d'un facteur 10 entre le maximum et le minimum consécutifs d'un cycle solaire, tandis qu'aux alentours de 4 GeV, on peut observer une variation de 20% seulement [Reitz, 1993]. Les rayons cosmiques qui arrivent à pénétrer le champ magnétique du vent solaire, ont une distribution en énergie dont le maximum varie

entre 100 MeV et 1 GeV par nucléon selon l’intensité de l’activité solaire.

L’activité solaire et son cycle sont liés à la régénération de champs magnétiques à l’intérieur du Soleil. La concentration de champs magnétiques intenses au niveau d’une région active de la chromosphère donne lieu à des éruptions. Ces éruptions correspondent à la libération brusque (en quelques minutes) d’une énergie importante qui entraîne l’échauffement du plasma solaire et par la suite l’accélération de particules chargées ou neutres. Ces particules accélérées, principalement des protons, quelques ions hélium et ions lourds, et potentiellement aussi des neutrons [Chupp *et al.*, 1987] peuvent s’échapper de l’atmosphère solaire et être détectées dans le milieu interplanétaire avec des énergies maximum comprises entre 10 et 100 MeV. Certaines particules solaires peuvent atteindre des énergies jusqu’à 10 GeV sur une décennie au cours d’un cycle solaire, mais ces événements solaires restent rares [Simpson, 1983]. Ces particules solaires constituent alors un champ de rayonnement cosmique local dans le système solaire. Ces éruptions, soudaines et sporadiques, qui se déroulent durant quelques heures voire quelques jours sont beaucoup plus nombreuses en période de grande activité solaire : jusqu’à 10 éruptions peuvent se produire dans la phase d’activité maximum contre une seule dans la phase d’activité minimum en moyenne. La probabilité qu’un flux de particules accélérées issus d’une éruption solaire intercepte la Terre reste faible. Toutefois, l’intensité du flux de rayons cosmiques arrivant aux abords de la Terre peut augmenter pendant les éruptions les plus spectaculaires qui n’excèdent pas quelques heures. Ces dernières se produisent une à trois fois par cycle en moyenne et se déclenchent vers la fin d’une période de grande activité solaire [Stassinopoulos, 1988]. Comme nous l’avons mentionné plus haut, la contribution des rayons cosmiques solaires au flux cosmique total peut être négligée, et on considère que les rayons cosmiques qui nous parviennent sur Terre sont quasiment d’origine extra-solaire.

1.2.2 Le champ magnétique terrestre et la coupure de rigidité géomagnétique

Les rayons cosmiques qui n’ont pas été déviés de leur trajectoire par le vent solaire doivent à présent pénétrer la magnétosphère de la Terre pour pouvoir atteindre son atmosphère. On

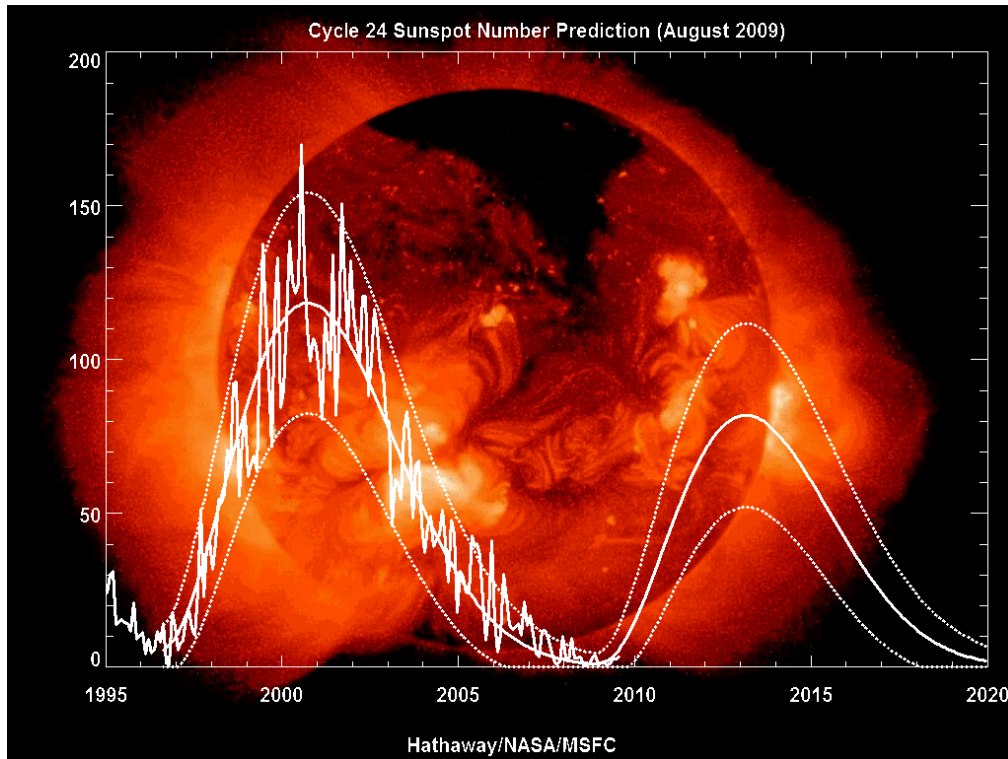


Figure 1.9 : Prédiction du cycle solaire.

appelle magnétosphère terrestre la zone dans laquelle le champ magnétique terrestre se trouve confiné par le vent solaire (figure 1.10). En effet, le vent solaire comprime les lignes de force du champ magnétique terrestre qui, en retour, creuse une cavité dans le vent solaire en direction du Soleil et le rejette ainsi pour l'essentiel à une dizaine de rayons terrestres de la surface du globe. Par contre, la magnétosphère s'allonge très loin dans la direction opposée. Plus précisément, dès que l'on s'éloigne de la surface du globe, le champ magnétique terrestre est très voisin de celui d'un dipôle magnétique dont l'axe serait peu différent de l'axe de rotation de la Terre. Dans la basse magnétosphère, le champ a ainsi une forme de révolution autour de cet axe. A plus grande distance, la magnétosphère est soumise à l'influence du vent solaire et le champ tend à adopter une symétrie de révolution autour de la direction Terre-Soleil. Ce nouvel axe est très grossièrement perpendiculaire au précédent. Il existe toutefois un écart à la perpendicularité qui varie, de façon systématique au cours de l'année, avec l'angle entre l'axe de la Terre et la direction Terre-Soleil.

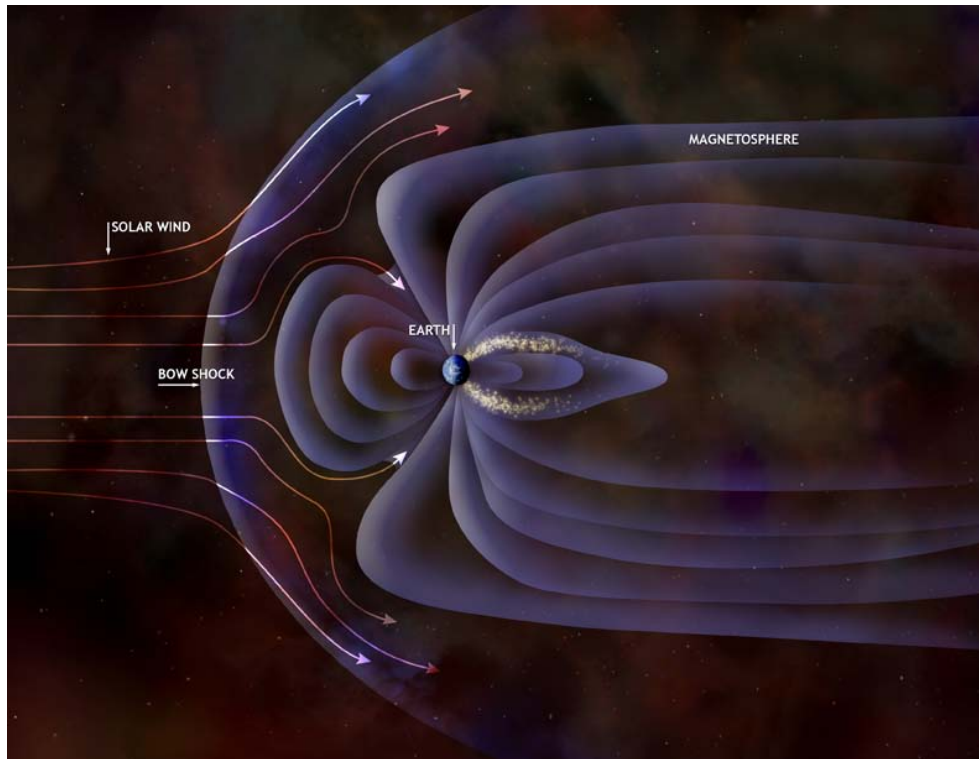


Figure 1.10 : Illustration champ magnétique terrestre - Allure générale des lignes de force du champ magnétique dans la magnétosphère (illustration NASA/CXC/M. Weiss).

Le champ magnétique terrestre constitue un bouclier naturel bien plus efficace contre les rayons cosmiques que le champ magnétique solaire. Un rayon cosmique doit s'affranchir du champ magnétique terrestre pour pouvoir entrer dans l'atmosphère. L'aptitude d'une particule de traverser le champ magnétique de la Terre est quantifiée par la rigidité magnétique, qui est le produit de la composante du champ magnétique perpendiculaire à la trajectoire de la particule par le rayon de courbure de cette trajectoire. On montre que cette quantité, exprimée en volt, est proportionnelle à la masse et à la vitesse de la particule et inversement proportionnelle à sa charge (proportionnelle à l'impulsion par unité de charge de la particule). En effet, les particules cosmiques chargées subissent une déviation sous l'action de la force de Lorentz et toutes les particules de même rigidité magnétique suivent chacune une trajectoire avec la même courbure dans le champ magnétique terrestre. Pour n'importe quel point de la magnétosphère et pour n'importe quelle direction d'arrivée à ce point, il existe une valeur de

rigidité magnétique en dessous de laquelle la particule cosmique ne pourra atteindre ce point. Cette rigidité magnétique est appelée “coupure géomagnétique”. Les rigidités verticales de coupure géomagnétique ont été calculées à 20 km d’altitude par Smart *et al.* [Smart et Shea, 2008] (figure 1.11). La rigidité de coupure géomagnétique atteint son maximum à l’équateur où les lignes du champ magnétique sont parallèles à la surface de la Terre et renvoient les particules incidentes verticales possédant une rigidité inférieure à 16 GV. D’autre part, la rigidité de coupure géomagnétique s’annule lorsque l’on se place aux pôles de la Terre car les lignes de champ sont pratiquement verticales et laissent passer le maximum de particules cosmiques. Aux altitudes de vol des avions à réaction (9.1 à 12.2 km) et au cours d’une activité solaire minimum (c’est-à-dire lorsque le champ de rayonnement cosmique est maximum), le rayonnement cosmique est 2.5 à 5 fois plus intense aux pôles qu’aux régions équatoriales [Reitz, 1993]. Les rigidités de coupure géomagnétique pour les particules de trajectoire de direction d’arrivée non verticale dépendent de l’angle d’incidence de ces particules. Les éruptions solaires sont à l’origine de perturbations magnétiques sur Terre (orages magnétiques). Ces perturbations diminuent l’intensité du champ magnétique terrestre, ce qui modifie la carte des rigidités de coupure géomagnétique. Des particules de basses énergies peuvent ainsi traverser la magnétosphère au lieu d’être renvoyé dans l’espace.

1.2.3 Les grandes gerbes atmosphériques des particules cosmiques secondaires

Les particules cosmiques primaires qui parviennent à pénétrer l’atmosphère de notre planète perdent leurs énergies de manière quasi continue en ionisant les atomes et molécules du milieu atmosphérique. Les particules cosmiques de haute énergie ont le potentiel d’interagir, par le biais de l’interaction nucléaire forte, avec les noyaux d’oxygène ou d’azote de l’atmosphère. Ainsi, Les noyaux cosmiques primaires de masse supérieure au proton peuvent se briser en fragments de plus petites tailles dans les hautes couches atmosphériques et dissipent leur énergie dans ces fragments nucléaires. De la même manière, les noyaux atmosphériques d’oxygène et d’azote, en interaction avec les particules cosmiques incidentes, peuvent subir

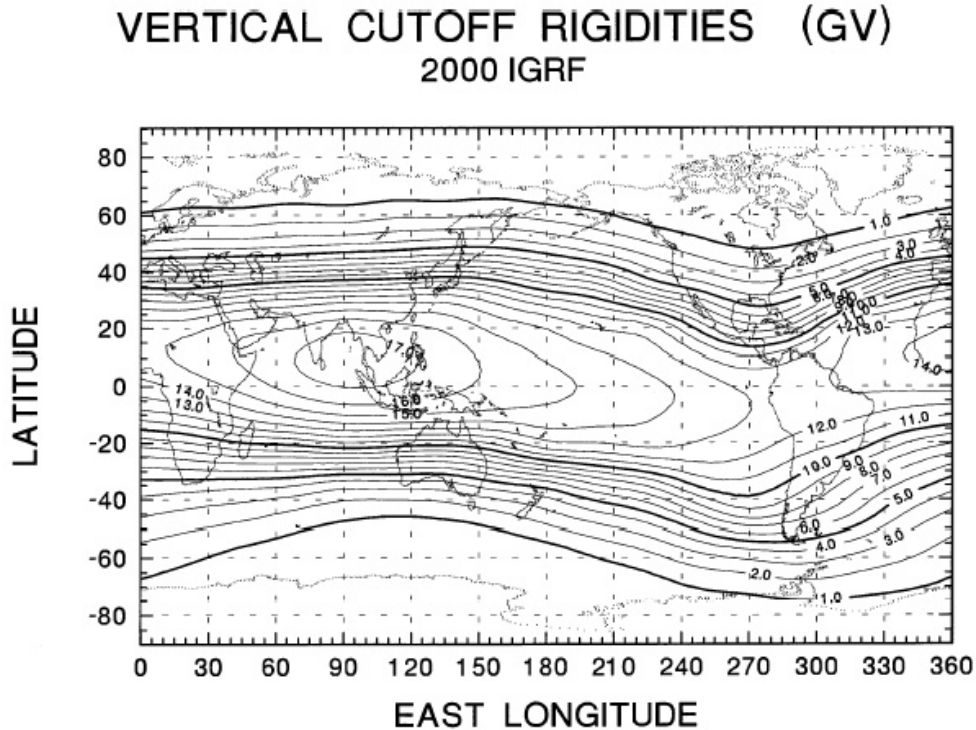
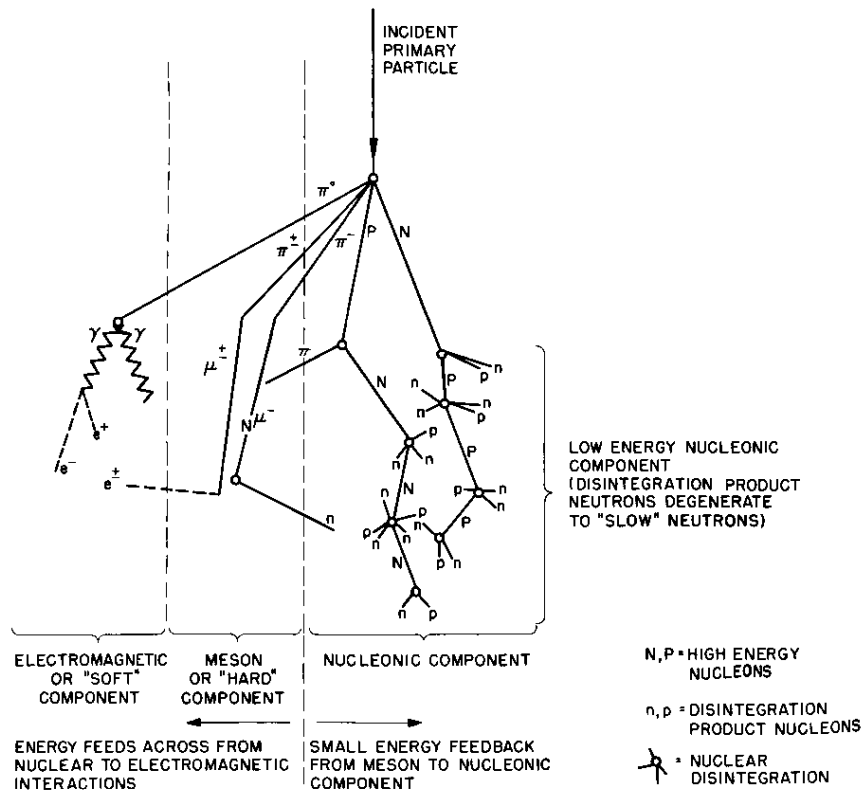


Figure 1.11 : Rigidités verticales de coupure géomagnétique [Smart et Shea, 2008].

des fragmentations.

L'atmosphère de la Terre est constituée de 1033 g.cm^{-2} d'oxygène et d'azote au niveau de la mer, et cette densité surfacique varie avec l'altitude. En effet, pour l'étude des rayons cosmiques, on définit la profondeur atmosphérique qui désigne l'épaisseur de masse de l'air au dessus d'une altitude donnée. Pour n'importe quelle altitude, la profondeur atmosphérique est proportionnelle à la pression de l'air au point considéré, laquelle diminue approximativement de manière exponentielle quand l'altitude augmente. Ainsi, à une profondeur atmosphérique de 58 g.cm^{-2} , le flux de protons primaires est réduit de sa moitié, le flux de particules alpha primaires est réduit d'un quart, et le flux d'ions lourds primaires est au plus réduit de 3% (cela dépend de la masse de l'ion) [Reitz, 1993]. En conséquence, les protons ont un rôle majeur dans la production des particules secondaires.

Les deux processus d'interactions des rayons cosmiques avec les noyaux de l'atmosphère vont produire des gerbes de particules secondaires hautes énergies (noyaux légers, nucléons,



Schematic Diagram of Cosmic Ray Shower

Figure 1.12 : Cascades de particules dans l'atmosphère [Ziegler, 1998].

pions neutres et chargés) qui à leur tour vont interagir avec les noyaux atmosphériques pour donner de nouvelles cascades de particules secondaires. Ces générations successives de particules secondaires dans l'atmosphère, appelées "grandes gerbes", ont été découvertes par les physiciens français Pierre Auger et Roland Maze en 1938. La figure 1.12 est une représentation schématique du développement d'une grande gerbe que l'on peut diviser en trois composantes : la composante électron-photon, la composante hadronique et la composante muonique [Allkofer et Grieder, 1984], [Ziegler, 1998]. L'interaction de base est celle d'un proton primaire avec un noyau atmosphérique qui engendre la production de nucléons secondaires et de triplets pion de hautes énergies. Au cours de leur trajectoire, les nucléons secondaires de hautes énergies entrent successivement en collision avec plusieurs noyaux atmosphériques et éjectent au passage des nucléons des noyaux cibles. Ces noyaux cibles, excités, libèrent des

nucléons supplémentaires et se retrouvent soit stables soit radioactifs. Par la suite, des désintégrations nucléaires produisent alors principalement des pions, des protons, des neutrons et des particules alpha de faibles énergies (énergie moyenne inférieure à $10 \text{ MeV.nucléon}^{-1}$). Les pions chargés ont une durée de vie moyenne de $2.8 \times 10^{-8} \text{ s}$, ils se désintègrent ensuite en muons et neutrinos. Les muons produits, particules instables d'une durée de vie de $2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$, sont capables pour la plupart d'entre eux d'atteindre le niveau du sol terrestre. Toutefois, un certain nombre se désintègrent en électrons et neutrinos. Les pions neutres se désintègrent en gammas au bout de 10^{-16} s . Les gammas produisent des électrons par interaction électromagnétique avec les noyaux atmosphériques.

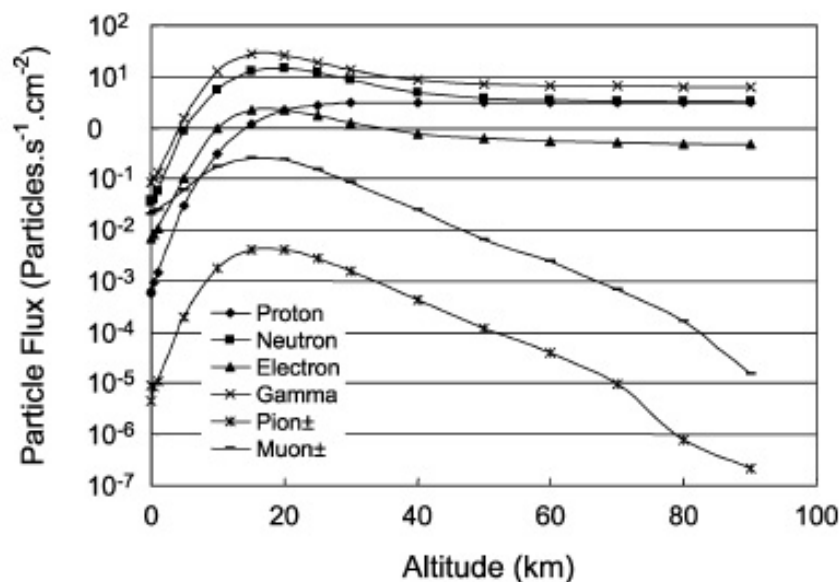


Figure 1.13 : Maximum de Pfotzer. Simulations Monte Carlo des interactions du rayonnement cosmique avec l'atmosphère et prédiction du flux des différentes particules secondaires en fonction de l'altitude. Les conditions de simulation se reportent au 01/07/1997 correspondant à un minimum de l'activité solaire. La coupure de rigidité géomagnétique appliquée aux calculs est de 1 GV. Figure extraite des travaux de Lei *et al.* [Lei *et al.*, 2004]

Au fur et à mesure que les cascades de particules secondaires prolifèrent dans la haute atmosphère, les générations successives de particules augmentent significativement à partir de 50 km jusqu'à atteindre un maximum, appelé maximum de Pfotzer, correspondant à une

altitude comprise entre 15 et 20 km environ (figure 1.13) [Van Allen et Tatel, 1948]. En dessous de cette altitude et jusqu'au niveau du sol, on observe une diminution rapide du nombre de particules produites dans ces cascades du fait de nombreux processus d'absorption par le milieu atmosphérique.

Des mesures satellite ont montré que le flux incident de rayons cosmiques, aux abords de l'exosphère (dernière couche de l'atmosphère terrestre) et d'énergie supérieure à 1 GeV, est de l'ordre de $1600 \text{ particules.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ avec des trajectoires isotropes [Jursa, 1985]. Aucune de ces particules cosmiques primaires ne pourra atteindre la surface de la Terre du fait de la densité atmosphérique et de l'intensité de l'interaction forte. Toutefois, seules ces particules primaires d'énergie supérieure à 1 GeV, lesquelles représentent moins de 1% du nombre total de particules primaires incidentes, sont capables d'engendrer une gerbe de particules secondaires qui atteindra le sol terrestre [Ziegler, 1998]. On observe que le cycle de l'activité solaire perturbe le flux global des rayons cosmiques secondaires jusqu'à le réduire de 30% en période d'intense activité solaire. Au niveau du sol, le flux de neutrons peut représenter jusqu'à 90% du flux de nucléons secondaires d'énergie supérieure à 100 MeV et jusqu'à 97% du flux total de particules secondaires issus des gerbes atmosphériques [Ziegler, 1996].

1.2.4 Les champs de neutrons atmosphériques issus du rayonnement cosmique

Les neutrons, particules dont le temps de demi-vie est de l'ordre de 12 minutes, sont produits dans l'atmosphère par deux types de réactions nucléaires correspondants à deux domaines d'énergies [Hess *et al.*, 1961] : Les neutrons basses énergies (énergie au plus égale à 10 MeV) sont les produits de l'évaporation des noyaux atmosphériques initialement excités par les particules primaires hautes énergies. Leur distribution angulaire est quasi-isotrope. Les neutrons de hautes énergies proviennent du choc direct entre les protons de hautes énergies et les noyaux de l'atmosphère au cours des réactions en chaîne périphériques (au départ de la gerbe de particules secondaires). Les neutrons de hautes énergies présentent une distribution angulaire anisotrope, car ils sont produits de façon privilégiée en direction de la surface de la

Terre. Contrairement aux particules chargées, les neutrons ne sont pas affectés par le champ magnétique terrestre et peuvent facilement s'échapper de l'atmosphère. Tandis que certains neutrons peuvent être émis hors de l'atmosphère, d'autres sont capturés par absorption. Il en résulte alors un spectre d'équilibre dans l'atmosphère. Les neutrons sont issus de l'interaction de particules chargées avec le milieu atmosphérique, et leur production est par conséquent dépendante de la latitude géomagnétique [Korff *et al.*, 1979]. De plus, leur flux est modulé par les cycles de l'activité solaire (figure 1.14). La figure 1.15 illustre les effets de la latitude géomagnétique sur le flux neutronique en fonction de la profondeur atmosphérique et selon l'activité solaire.

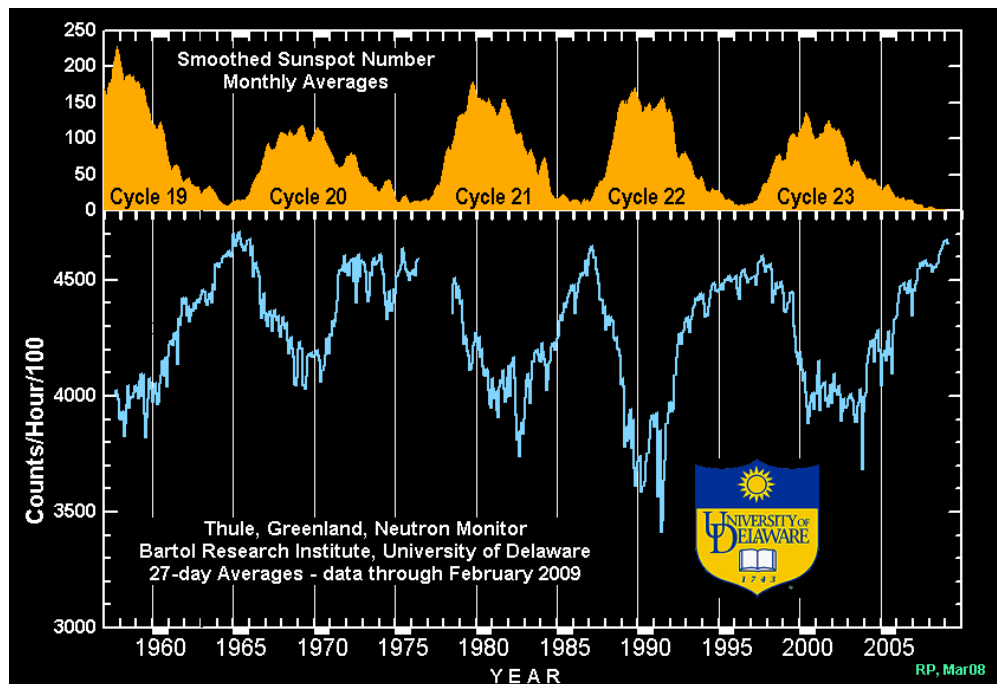


Figure 1.14 : Modulation solaire du flux neutron atmosphérique.

Au minimum de l'activité solaire, bien plus de particules primaires peuvent entrer dans l'atmosphère et engendrent donc davantage de neutrons secondaires. Dans les régions polaires, en considérant toujours les conditions d'une activité solaire minimum, le taux de production des neutrons s'accroît considérablement en comparaison avec les conditions d'une activité solaire maximum. La variation de l'intensité du flux de neutrons à l'équateur est seulement de 5% environ, puisque les particules primaires de basses énergies sont exclues de ces régions

de hautes coupures géomagnétiques et les particules primaires de hautes énergies ne subissent qu'une faible modulation solaire.

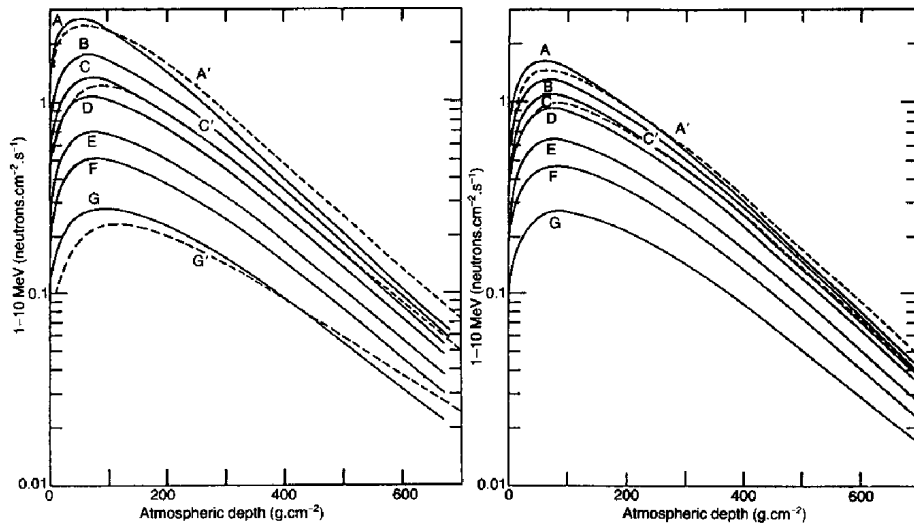


Figure 1.15 : Flux des neutrons d'énergie comprise entre 1 et 10 MeV en fonction de la profondeur atmosphérique et selon plusieurs valeurs de rigidités de coupure géomagnétique. La figure de gauche correspond à une activité solaire minimum et celle de droite à une activité solaire maximum. A, 0.0 GV ; B, 3.0 GV ; C, 4.6 GV ; D, 6.0 GV ; E, 9.0 GV ; F, 12 GV ; G, 17 GV ; en ligne continue, le calcul ; en pointillé, les mesures. D'après [Korff *et al.*, 1979].

La longueur d'absorption des neutrons par le milieu atmosphérique dépend de la latitude géomagnétique (en correspondance avec la latitude géographique) et augmente de 160 g.cm^{-2} à 220 g.cm^{-2} , à partir d'une latitude de 60° jusqu'à l'équateur. L'énergie moyenne des particules primaires qui induisent des cascades dans les faibles latitudes est bien plus grande comparée à celle des particules primaires qui induisent des cascades dans les régions polaires. Davantage de neutrons par interaction sont produits. Par la suite, les particules secondaires posséderont une énergie moyenne importante et seront capables de pénétrer l'atmosphère profonde. Ceci explique également que le maximum du flux neutron dans les régions équatoriales est localisé à bien plus basse altitude que dans les régions polaires. L'intensité maximum du

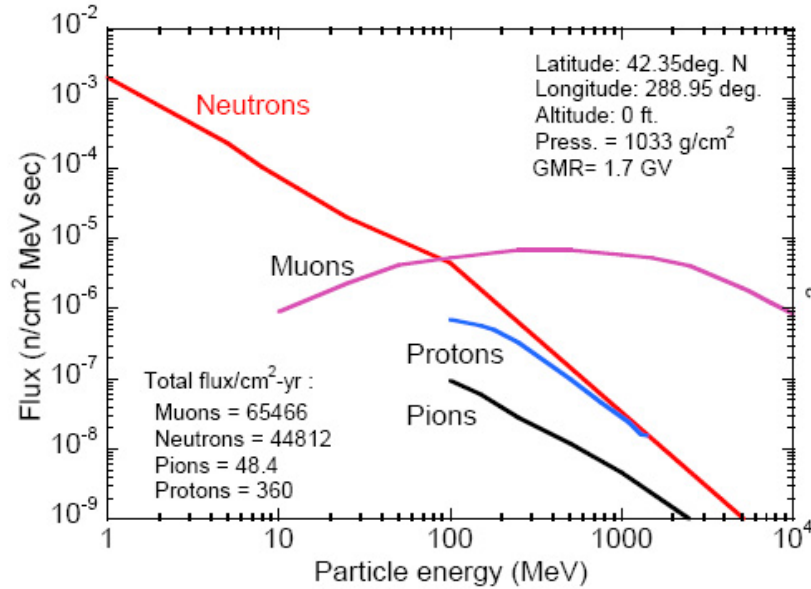


Figure 1.16 : Spectres théoriques des rayonnements cosmiques secondaires au niveau de la mer [Ziegler, 1996].

flux neutron apparaît vers 120 g.cm⁻² à l'équateur, et le flux neutron maximum près des pôles se situe aux environs de 75 g.cm⁻².

1.2.5 Les champs de particules cosmiques secondaires au niveau du sol terrestre

Les spectres théoriques respectifs de particules cosmiques secondaires au niveau de la mer à New York City ont été calculés par Ziegler [Ziegler, 1996]. La figure 1.16 donne une représentation de ces calculs et montre les quatre principales composantes de particules ainsi que leur abondance relative normalisées pour un même site. Ces résultats sont donnés sous la représentation graphique de la distribution en énergie du débit de fluence des particules (en échelle logarithmique pour les axes), communément appelée flux différentiel de particules en fonction de l'énergie de ces particules incidentes. Selon ces calculs, les muons prédominent la partie du spectre au dessus de 100 MeV. Ceci peut s'expliquer par le fait que les muons n'interagissent pas par le biais de l'interaction forte et cèdent leur énergie graduellement, par ionisation, aux électrons du milieu atmosphérique. On considère qu'il y a la même proportion de neutrons et de protons à très haute énergie, mais en dessous de 1 GeV, le flux absolu

de protons devient moins important que le flux de neutrons car les protons ont une interaction additionnelle électromagnétique avec les électrons atmosphériques. Le flux de pions est relativement faible comparé aux autres particules. Etant donné leur temps de demi-vie de plusieurs nanosecondes, la plupart d’entre eux se désintègrent avant d’atteindre le niveau de la mer. Il convient de noter, toujours selon ces calculs, que le flux de ces particules cosmiques secondaires, en deçà de 100 MeV, est très sensible aux matériaux et structures environnants.

De manière plus globale, toujours au niveau du sol terrestre pour de faibles altitudes proches du niveau de la mer, des études théoriques ainsi que des mesures expérimentales ont conclu à une valeur de ratio proton/neutron entre 100 MeV et 2 GeV de l’ordre de 0.4 – 0.7 devant une valeur de ratio pion/proton de l’ordre de 0.05 – 0.2 [Nieminen *et al.*, 1985]. D’autre part, les muons, les particules cosmiques chargées les plus nombreuses au niveau de la mer, ont une énergie moyenne égale à 4 GeV et sont détectés avec un flux moyen au plus égal à $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Le flux vertical proton+neutron peut représenter au plus jusqu’à 2% du flux de muon [Gaisser et Stanev, 2008].

1.2.6 Le standard JEDEC et la détermination du spectre des neutrons atmosphériques aux altitudes terrestres

La norme JESD89 du JEDEC Standard préconise deux méthodes pour calculer le flux de neutrons issu du rayonnement cosmique aux altitudes terrestres afin de pouvoir intercomparer significativement les études sur le Soft Error Rate [JESD89, 2001]. L’une de ces méthodes, la “méthode IBM”, détermine le flux différentiel de neutrons pour n’importe quel site à la surface de la Terre en prenant comme site de référence la ville de New York. Plus précisément, le JESD89 se positionne sur l’expression analytique du spectre de neutron déterminée par Ziegler à New York. Celle-ci découle de différentes campagnes de mesures expérimentales effectuées au niveau de la mer, puis normalisées aux conditions géographiques et géomagnétiques du site de New York pour une activité solaire moyenne [Ziegler, 1996]. Le spectre neutron de référence selon le JESD89 et basé sur le travail analytique de Ziegler est représenté par la courbe en pointillé sur la figure 1.17.

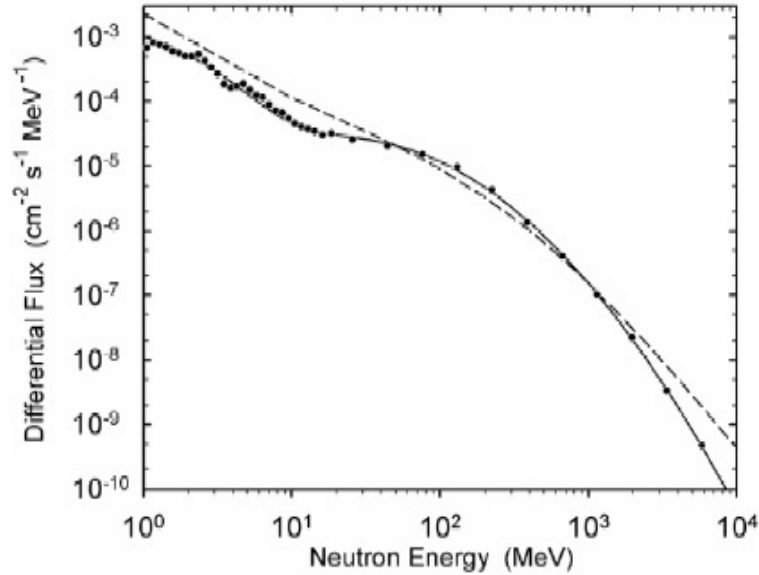


Figure 1.17 : Flux différentiel des neutrons atmosphériques induits par le rayonnement cosmique en fonction de l'énergie pour des conditions de référence selon le standard JESD89A (niveau de la mer, New York City, activité solaire moyenne). Les points sont les données mesurées de référence, la courbe continue représente le modèle analytique du spectre de référence (d'après Gordon *et al.* [2004]), et la courbe en pointillé représente le modèle de spectre sur lequel se base l'ancienne version du standard JESD89(2001) (d'après [Ziegler, 1996]).

La version actualisée du JESD89, le JESD89A, donne suite à ce travail de détermination, pour une quelconque localisation à la surface de la Terre, du spectre de neutron normalisé par le spectre de neutron choisi arbitrairement à New York pour référence. Ce travail est à présent basé sur les mesures bien plus récentes du flux différentiel de neutrons cosmiques effectuées par Gordon *et al.* [2004] sur le même site de New York (coupure de rigidité géomagnétique proche de 2 GV, activité solaire moyenne) avec les mêmes conditions que celles présentées dans le travail antérieur de Ziegler [1996]. Sur la figure 1.17, est superposé sur le modèle analytique du spectre neutron de référence selon JESD89, le nouveau spectre neutron de référence actualisé selon JESD89A et issu du modèle analytique proposé par Gordon *et al.*. L'ancien modèle sous-estime le flux de neutron mesuré et intégré entre 50 MeV et 1 GeV (ancien/mesure = 0.75) et le surestime entre 5 et 50 MeV, puis entre 1 et 10 GeV d'un facteur 1.7 et 1.3 respectivement.

Aussi, il convient de noter que ces deux modèles analytiques du spectre neutron de référence ne sont valables qu'à partir de quelques MeV jusqu'à la dizaine de GeV.

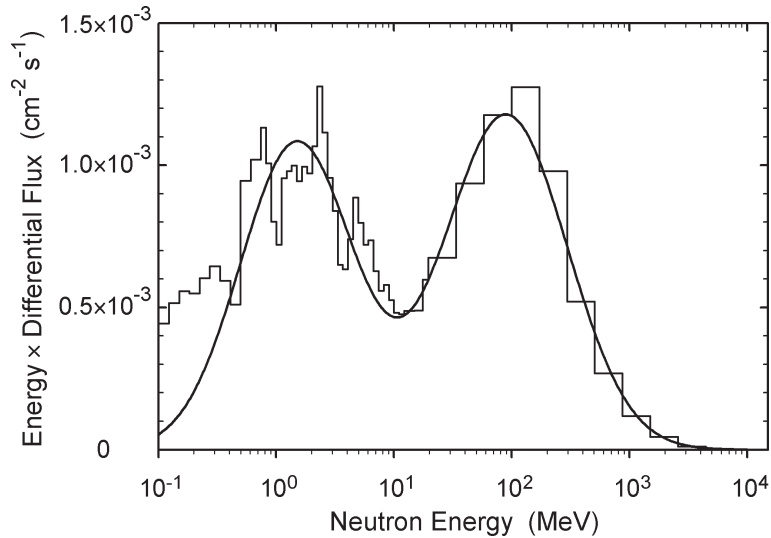


Figure 1.18 : Représentation léthargique du spectre de référence à New York dans la région des neutrons de hautes énergies. L'histogramme est le spectre mesuré de référence et la courbe continue représente le modèle analytique de Gordon *et al.* [2004].

La figure 1.18 contient les mesures expérimentales effectuées par Gordon *et al.* du spectre neutron à New York. A partir de ces dernières, ont été extraites les données de référence tabulées dans le JESD89A et a été développé le modèle analytique pour établir le spectre neutron de référence présenté dans cette même figure 1.18. La représentation graphique du spectre neutron de référence est différente de celle de la figure 1.17 et consiste à tracer l'énergie incidente des neutrons E multipliée par le flux différentiel de ces particules $d\phi/dE$ en fonction de leur énergie E .

Si l'on étudie le passé, les premiers résultats théoriques et expérimentaux de spectres de neutrons cosmiques, tout comme les spectres de neutron de la figure 1.17, ont été présentés en portant la distribution en énergie du débit de fluence $d\phi/dE$, ou autrement dit le flux différentiel, en fonction de l'énergie des neutrons E . Ces deux dernières quantités sont alors tracées en échelle logarithmique, chacune d'entre elles couvrant jusqu'à 13 décades si l'on

considère le spectre neutron entier, du domaine thermique jusqu’à plusieurs dizaines de GeV. La représentation “léthargique” du spectre neutron (couramment utilisé dans les disciplines relevant de la radioprotection), qui consiste à multiplier le spectre par E et à représenter $E(d\phi/dE)$, permet alors de s’affranchir d’une échelle logarithmique verticale. Le spectre correspond à présent à la distribution du débit de fluence dans le logarithme naturel de l’énergie. De plus, dans le graphique $E(d\phi/dE)$ en fonction de $\log(E)$, quelque soit la région du domaine en énergie, les intégrales de même aire sous la courbe représentent les mêmes quantités de flux intégrés.

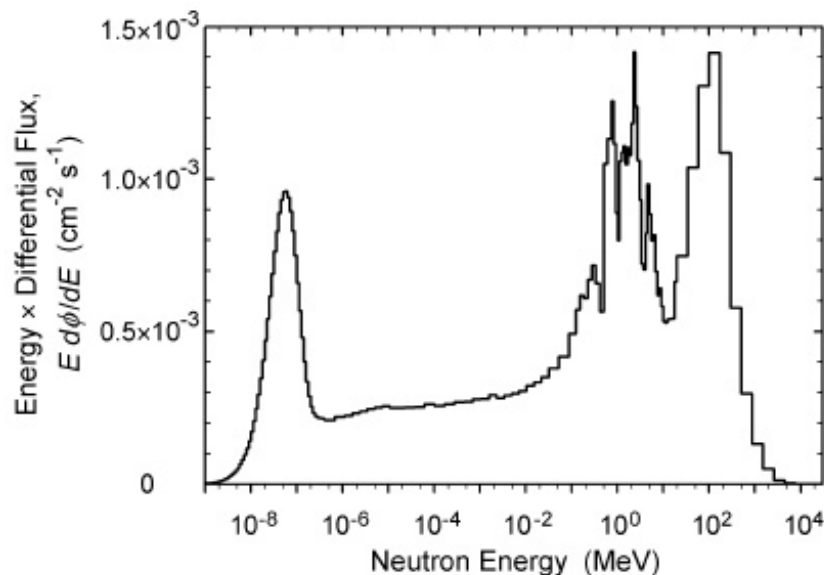


Figure 1.19 : Spectre des neutrons atmosphériques mesuré sur le toit du centre de recherche T. J. Watson d’IBM à New York [Gordon *et al.*, 2004].

Dans la figure 1.19, est donné à voir, suivant la représentation léthargique, le spectre neutron mesuré par Gordon *et al.* à New York, plus précisément sur le toit du centre de recherche d’IBM, sur la totalité du domaine en énergie détecté. On peut constater que le spectre est constitué de trois larges pics qui s’interprètent de la manière qui suit. Un premier pic centré autour de 100 MeV environ est attribué aux processus de pré-équilibre et de cascades intranucléaires lors du choc direct des neutrons de hautes énergies avec les noyaux atmosphériques (pic de pré-équilibre). Un second pic centré aux alentours de 1 MeV est quant à lui attribué

aux processus d'évaporation nucléaire des neutrons émis par des noyaux atmosphériques résiduels qui se dés excitent (pic d'évaporation). Enfin, le troisième et dernier pic correspond aux neutrons de basses énergies, lesquels après avoir subi un certain nombre de diffusion élastique, entrent en équilibre thermique avec les atomes des matériaux et structures du milieu environnant la mesure (pic thermique). Entre le pic d'évaporation et le pic thermique, s'étend une région du spectre en forme de plateau pour laquelle $d\phi/dE$ est approximativement proportionnel à $1/E$. L'énergie limite supérieure du spectre ne va pas bien au-delà de 10 GeV, laquelle est communément désignée comme l'énergie neutron maximum dans la plupart des applications actuelles liées à la détection des neutrons atmosphériques induits par le rayonnement cosmique. Précisons toutefois que le flux de neutrons d'énergie supérieure à 10 GeV jusqu'à la dizaine de TeV, malgré les très faibles ordres de grandeurs, a été mesuré et enregistré au niveau de la mer par un groupe allemand en 1995 [Kornmayer *et al.*, 1995].

Le flux neutron total de ce spectre désigné comme référence expérimentale selon la norme du JEDEC Standard a été estimé à $1.34 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une proportion de neutron d'énergie supérieure à 10 MeV de l'ordre de 30%, soit un débit de fluence moyen pour $E > 10$ MeV de $3.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une incertitude associée supérieure à 10%. Antérieurement aux travaux de Gordon *et al.*, Goldhagen a effectué des mesures jusqu'aux altitudes terrestres et a déterminé un débit de fluence total de neutrons cosmiques (position au sol d'altitude nulle et de coupure de rigidité de 2.7 GV) égal à $1.27 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dont $4.1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ de neutrons hautes énergies, soit une fraction de 32% du spectre correspondant à $E > 10$ MeV (incertitude associée de 20%) [Goldhagen, 2003]. En toute autre comparaison, le spectre mesuré par Rühm *et al.* [2009], au niveau de la mer pour une rigidité de coupure géomagnétique nulle, sur le site de la station Koldewey (Institut Alfred Wegener-Paul Emile Victor, Spitsbergen, Arctique) contient une population de neutron d'énergie supérieure à 20 MeV dont le débit de fluence moyen est estimé à $4.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une déviation standard relative associée de 7.3%. Pour compléter ces données expérimentales, toujours au niveau de la mer, nous devons nous attendre à un débit de fluence de neutrons, dans la gamme en énergie comprise entre 4×10^{-7} MeV et 1×10^{-1} MeV (la région du spectre

entre le pic thermique et le pic d’évaporation), de valeur proche de $2.9 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (incertitude inférieure à 10%) [Yamashita *et al.*, 1966]. Concernant la partie thermique du spectre, plusieurs études s’accordent entre elles, et le flux de neutrons thermiques avoisine ainsi les $1.1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Yamashita *et al.*, 1966], [Dirk *et al.*, 2003], comparé à la valeur du flux thermique de référence de $1.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [JESD89A, 2006].

Comme nous l’avons précédemment développé, l’intensité totale du rayonnement neutronique induit par le rayonnement cosmique dans notre atmosphère varie globalement selon l’altitude via la profondeur atmosphérique, la position dans le champ magnétique terrestre et suivant les phases du cycle de l’activité solaire. En se basant sur l’ensemble des études menées jusqu’à nos jours, il en ressort que le paramètre qui conditionne de la manière la plus importante la détermination du spectre de neutrons cosmiques à la surface de la Terre est l’effet de la profondeur atmosphérique sur les flux incidents neutroniques. En effet, la profondeur atmosphérique impacte le flux neutron suivant une atténuation exponentielle de telle manière que la mesure de ce flux peut varier d’un facteur 15 en partant du niveau de la mer jusqu’à un site de mesure d’altitude proche de 3000 m d’altitude. Devant cette forte dépendance en altitude, l’effet global du champ magnétique terrestre est bien moindre car il se quantifie par un facteur 2 en partant de l’équateur jusqu’aux pôles au niveau de la mer, et par un facteur 3 pour les très hautes altitudes terrestres [Gordon *et al.*, 2004]. La modulation solaire a un impact encore bien plus réduit, par une variation globale de 25% du spectre neutron dans les régions polaires au niveau de la mer (d’après les données accessibles du Bartol Research Institute Neutron Monitor Program et Oulu Cosmic Ray Station), ensuite par une variation de 7% à l’équateur, et enfin par une variation de 30% à 12% pour des sites en hautes altitudes respectivement au niveau de régions polaires et au niveau de régions équatoriales (d’après les données accessibles du Climax and Haleakala Neutron Monitor Datasets).

Malgré cette somme d’effets plus ou moins importante sur l’intensité globale du rayonnement neutronique, l’allure du spectre au-delà de quelques MeV ne varie pas significativement aux altitudes terrestres. On observe de bien plus grandes variations pour l’allure du spectre des neutrons de plus basses énergies. Ces derniers peuvent de surcroît provenir en plus ou

moins grande partie de réaction de diffusion ou bien être absorbés selon les matériaux des structures de l'installation même où sont effectuées les mesures du spectre ainsi que l'environnement naturel proche et les structures de bâtiments au voisinage de l'installation de mesure. Ainsi, il est possible d'établir, comme stipulé dans le JEDEC, le spectre neutronique haute énergie pour n'importe quel site terrestre en extrapolant un spectre de référence (en l'occurrence celui de New York pour une activité solaire intermédiaire) aux conditions géographiques, aux conditions géomagnétiques et aux conditions d'exposition solaire inhérentes au site terrestre considéré. Des termes facteurs multiplicatifs, fonction des effets des variables de l'environnement atmosphérique (altitude, rigidité magnétique, modulation solaire), permettent alors d'étendre l'expression du flux analytique de référence au calcul du flux neutronique à l'endroit considéré [JESD89A, 2006].

Chapitre 2

Détection et Spectrométrie des Neutrons par la Technique des Sphères de Bonner

Sommaire

Introduction	50
2.1 Principe des sphères modératrices	50
2.2 Définition et formalisme mathématique de la spectrométrie des neutrons au moyen de sphères de Bonner	55
2.2.1 Indication, réponse en fluence et fluence spectrale	55
2.2.2 Éléments de déconvolution par la méthode des moindres carrés	58
2.3 Les détecteurs actifs de neutrons thermiques	61
2.4 Réponse d'un système de sphères de Bonner 'conventionnel'	66
2.5 Extension au domaine des hautes énergies	68

Introduction

Depuis la découverte du neutron par Chadwick en 1932, un grand nombre de méthodes et techniques pour mesurer la distribution des neutrons en fonction de leurs énergies ont été introduites et développées [Brooks et Klein, 2002]. Une avancée cruciale marqua l'année 1960 avec l'introduction d'un prototype de spectromètre de neutron conçu et caractérisé par Bramblett, Ewing et Bonner [Bramblett *et al.*, 1960]. Ce système, appelé le système des sphères de Bonner, est constitué par des sphères de polyéthylène de diamètres variables entre 2 et 12 pouces (51 à 305 mm) comportant un détecteur central de neutrons thermiques, à l'origine un cristal ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ de 4×4 mm monté en bout d'un guide de lumière sur une sonde à scintillation. Le système généralisé des sphères de Bonner, dit "système multisphère", conçu suivant le principe de la thermalisation sélective des neutrons dans des sphères modératrices de diamètres croissants reste encore actuellement le seul dont les fonctions de réponse en énergie couvrent sans discontinuité tout le domaine énergétique depuis le régime thermique jusqu'à la centaine de MeV. De plus, ce système, de réponse quasi-isotrope et d'un maniement aisé (mise en œuvre simple) présente une grande stabilité de fonctionnement dans le temps ainsi qu'une grande efficacité comparé aux autres spectromètres de neutron en jouant sur le type de détecteur central thermique [Thomas et Alevra, 2002]. Le fait que la dépendance en énergie de la réponse à la fluence des neutrons évolue avec le diamètre des sphères de Bonner est déterminant pour l'établissement du spectre de neutron, bien que leurs résolutions en énergie soient faibles et l'indépendance linéaire de leurs fonctions de réponse soit limitée [Weise, 1991].

2.1 Principe des sphères modératrices

Le principe de la sphère modératrice enveloppant un détecteur de neutron thermique consiste à faire subir au neutron incident un certain nombre de collisions élastiques successives afin de réduire son énergie cinétique jusqu'à ce qu'il atteigne l'équilibre thermique avec le milieu modérateur dans lequel il évolue. Lorsqu'ils se retrouvent dans cet état d'équilibre

avec leur environnement, les neutrons, qualifiés de *thermiques*, se répartissent suivant une distribution maxwellienne dont l'énergie la plus probable à 20°C est de 0.025 eV et qui s'étend, toujours à une température de 20°C, jusqu'aux environs de 0.1 eV. L'épaisseur du matériau modérateur sphérique doit alors être suffisamment large pour que le maximum de débit de fluence de neutrons thermiques parvienne jusqu'au détecteur central sensible à ces derniers. Au fur et à mesure que l'épaisseur du matériau modérateur augmente, d'une sphère donnée à des sphères de diamètres successivement supérieurs, la probabilité de ralentir puis de détecter des neutrons d'énergie progressivement de plus en plus haute s'accroît. En contre partie, le nombre d'absorption de neutrons thermiques, puis intermédiaires (énergie inférieure à 0.5 MeV), par le milieu modérateur au cours de capture radiative augmente aussi (figure 2.1).

Le matériau modérateur utilisé de manière quasi-exclusive pour les systèmes de sphères de Bonner, depuis le prototype jusqu'à nos jours, est le polyéthylène de formule $(C_2H_4)_n$. Ce matériau est fortement hydrogéné, ce qui favorise la diffusion élastique sur les noyaux légers d'hydrogène au cours d'une desquelles le neutron peut transférer l'intégralité de son énergie au noyau cible. Seule une partie de l'énergie du neutron serait transférée s'il s'agissait de noyaux plus lourds. De manière générale, un critère fondamental pour comparer l'efficacité de différents matériaux modérateurs se base sur le pouvoir de ralentissement respectif de ces matériaux. Ce critère repose sur deux quantités : la probabilité d'occurrence d'une collision dans le milieu modérateur et la variation moyenne d'énergie cinétique du neutron après cette collision. Un matériau modérateur sera alors d'autant plus efficace que ces deux dernières quantités seront grandes. Par la suite, le pouvoir de ralentissement s'écrit $\xi\Sigma_s$, où Σ_s est la section efficace macroscopique de collision (l'indice s pour le terme anglais *scattering*) et ξ est le décrétement logarithmique moyen en énergie dans une collision. Ce décrétement s'écrit $\ln(E_{\text{avant}}) - \ln(E_{\text{après}})$. Lorsque les collisions élastiques avec un élément de nombre de masse A dominant le processus global de diffusion des neutrons, le décrétement devient :

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{(A+1)}{(A-1)} \quad (2.1)$$

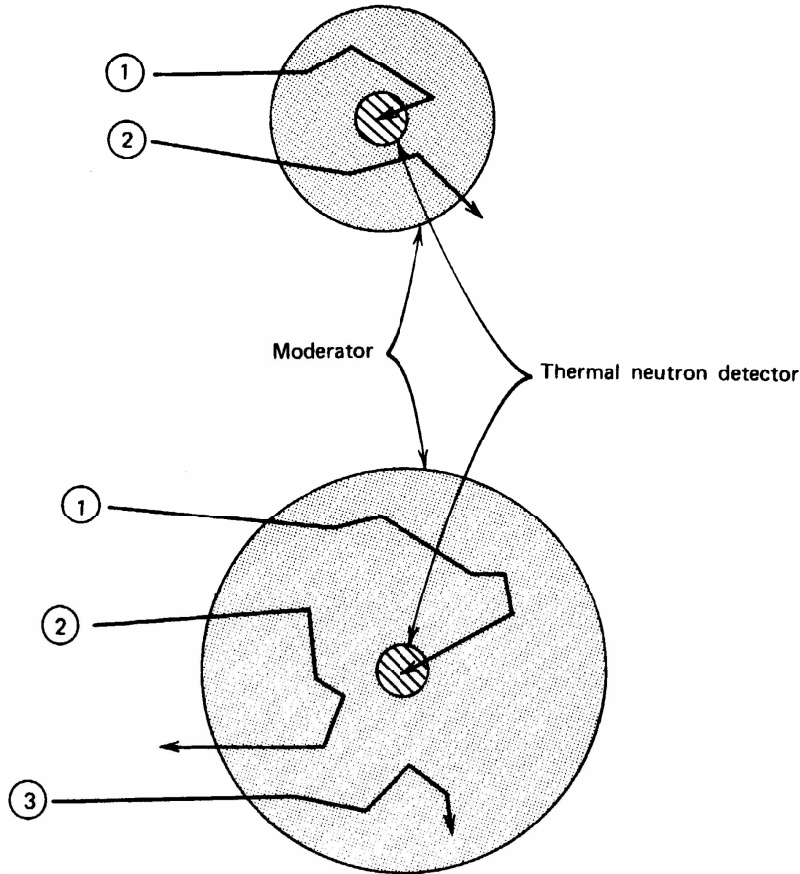


Figure 2.1 : Représentation schématique des possibles parcours ou histoires de neutron dans des détecteurs à sphère modératrice. Un même détecteur de neutrons thermiques est enveloppé dans deux couches d'épaisseur différente d'un même matériau modérateur. Les histoires notées 1 représentent des neutrons modérés puis détectés avec succès. Les histoires notées 2 sont celles des neutrons partiellement modérés ou alors complètement modérés jusqu'à leur thermalisation, mais qui s'échappent de la sphère sans atteindre le détecteur central. Enfin, les histoires notées 3 représentent les neutrons qui sont absorbés par le modérateur. De grandes épaisseurs de matériau modérateur tendent à accroître le processus noté 3 tout en réduisant le processus noté 2. Extrait de [Knoll, 1979].

Un matériau avec un grand pouvoir de ralentissement peut cependant n'être d'aucune efficacité comme matériau modérateur s'il présente une grande section efficace d'absorption de neutron. Une description plus complète des matériaux modérateurs est donné par le ratio de modération, $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$, avec Σ_a la section efficace d'absorption. Un grand ratio de modéra-

tion est alors recherché, ce qui implique non seulement un grand pouvoir de ralentissement mais aussi un faible pouvoir de capture. Les matériaux solides donnés dans le tableau 2.1 possèdent un plus grand ratio de modération que l'eau ordinaire, parmi lesquels, le polyéthylène constituant le matériau modérateur qui offre le meilleur compromis entre un pouvoir de ralentissement élevé et un faible pouvoir de capture. Ce matériau n'est relativement pas onéreux, d'autant plus que l'usinage d'une sphère en polyéthylène ne présente pas de difficultés techniques particulières du fait de ses propriétés physico-chimiques stables.

Modérateur	Pouvoir de ralentissement $\xi\Sigma_s$ (1 eV à 100 keV)	Ratio de modération $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$ (Estimation)
Eau ordinaire	1.28	58
Eau lourde	0.18	21000
Béryllium	0.16	130
Graphite	0.064	200
Polyéthylène	3.26	122

Tableau 2.1 : Pouvoir de ralentissement et ratio de modération de matériaux sélectionnés pour leurs propriétés de modérateurs [Glasstone et Sesonske, 1967].

La figure 2.2 complétée par la figure 2.3 représentent l'évolution des valeurs des sections efficaces respectives des divers processus d'interaction possibles des neutrons en fonction de leur énergie avec les noyaux de carbone et d'hydrogène que contient une sphère de polyéthylène. Il est important de souligner que la section efficace de la diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène, mise en jeu dans la technique de modération des neutrons jusqu'à leur thermalisation, domine grandement toutes les autres sections efficaces de réactions en valeur absolue des plus basses énergies jusqu'à la vingtaine de MeV. Non seulement ces sections efficaces de diffusion $n - p$ sont grandes sur un large domaine énergétique, mais elles font aussi partie des sections efficaces les mieux connues avec une précision meilleure que 0.5% sur la totalité de la gamme en énergie [Knoll, 1979].

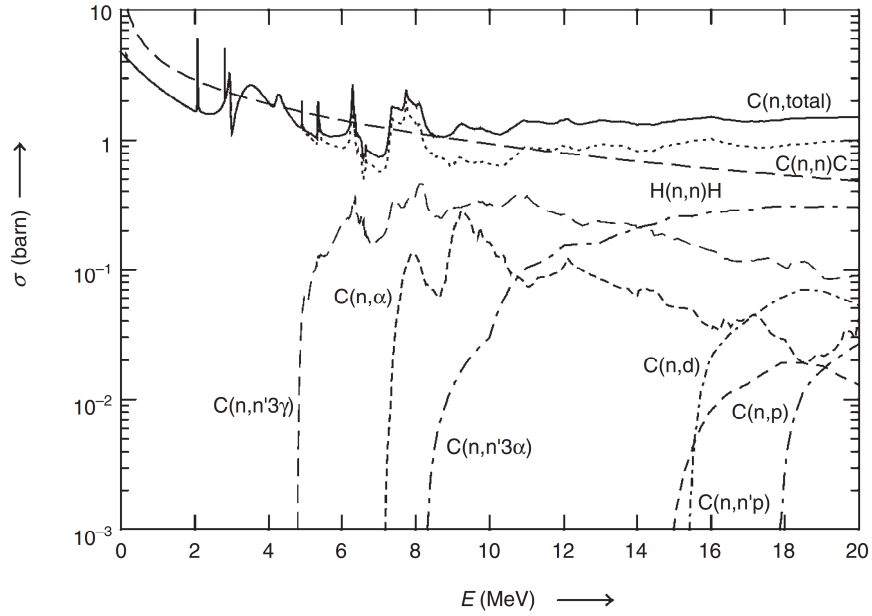


Figure 2.2 : Sections efficaces des différents processus d'interaction des neutrons avec les noyaux de carbone en fonction de leur énergie. Pour comparaison, la section efficace de la diffusion $n - p$ est aussi représentée.

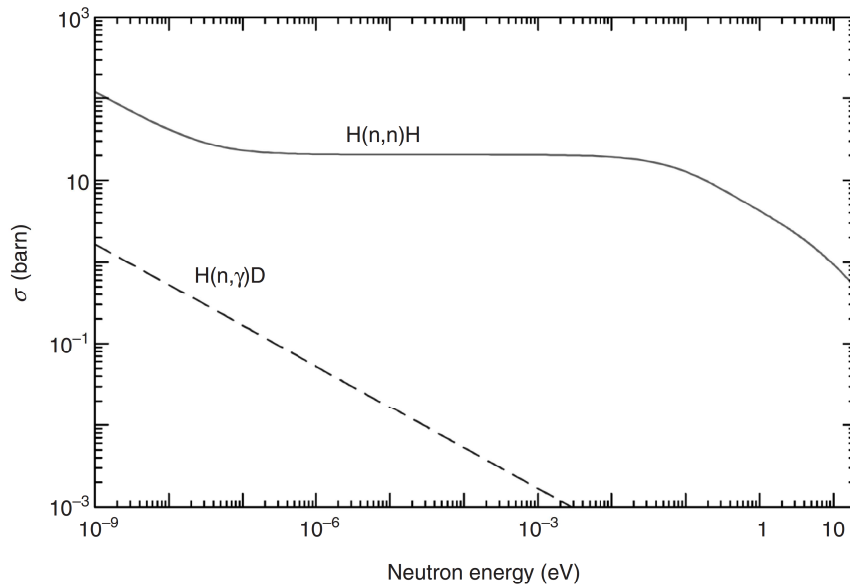


Figure 2.3 : Sections efficaces de capture radiative et de diffusion élastique de l'hydrogène en fonction de l'énergie du neutron.

2.2 Définition et formalisme mathématique de la spectrométrie des neutrons au moyen de sphères de Bonner

2.2.1 Indication, réponse en fluence et fluence spectrale

Par définition, la réponse d'un instrument de détection de neutron est le quotient de la valeur de la grandeur indiquée par l'instrument par la valeur de la grandeur qui en est à l'origine. Dans le cas d'une sphère de Bonner de diamètre d employant un détecteur central actif de neutron thermique, la réponse en fluence, si et seulement si la sphère est "illuminée" de manière uniforme par un faisceau parallèle et homogène de neutrons monoénergétiques d'énergie E_n , s'écrit :

$$R_d(E_n) = \frac{M_d}{\Phi(E_n)}. \quad (2.2)$$

M_d est l'indication de la sphère exprimée en nombre de 'coups' de neutron et $\Phi(E_n)$ est la fluence du faisceau des neutrons monoénergétiques (en neutron/cm²) à la position du centre de la sphère, mais considérée par hypothèse en l'absence de celle-ci. La réponse en fluence est exprimée en terme de 'coups/(neutron/cm²)', ce qui donne en unité SI, une grandeur en cm². La réponse en fluence $R_d(E_n)$ de la sphère de Bonner aux neutrons d'énergie E_n peut être déterminée avec une bonne précision par simulations numériques de type Monte Carlo tenant compte de la dépendance en énergie des sections efficaces des réactions mises en jeu dans les processus de modération, de thermalisation, puis de détection des neutrons. Par la suite, il est fondamental de procéder, autant que possible, à la validation expérimentale de ces calculs de réponse en fluence auprès de sources d'émission neutronique de référence et auprès de faisceaux de neutrons monoénergétiques caractérisés.

Si la réponse en fluence $R_d(E_n)$ d'une sphère de Bonner de diamètre d est supposée connue et fonction continue de l'énergie E , alors l'indication M_d de cette sphère dans un champ neutronique homogène de fluence spectrale supposée connue $\Phi_E(E)$ (en terme réduit le *spectre*)

$$\Phi_E(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE} \quad (2.3)$$

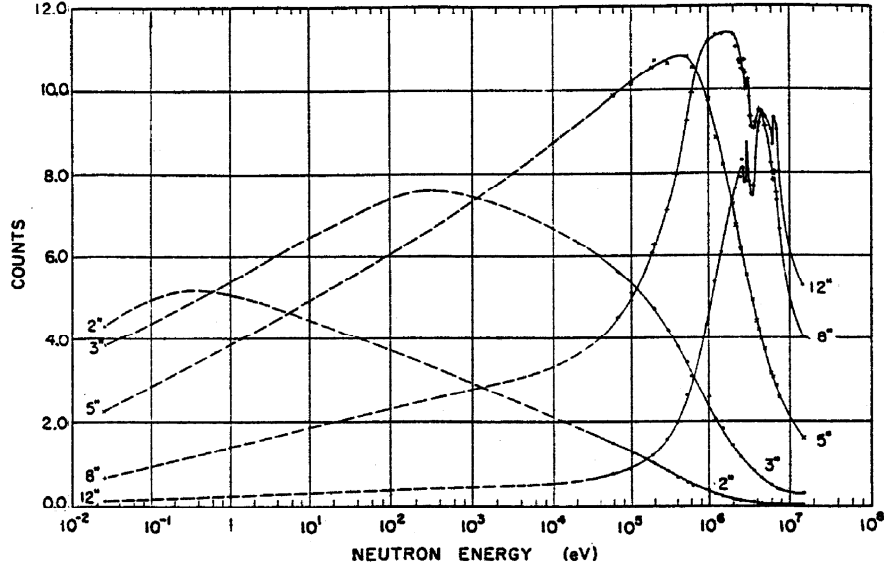


Figure 2.4 : Taux de comptage, en fonction de l'énergie incidente des neutrons, du cristal scintillateur ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ employé au centre de cinq sphères de polyéthylène de diamètre compris entre 2 et 12 pouces, et constituant le système d'origine des sphères de Bonner. Extrait de [Bramblett *et al.*, 1960].

peut être calculée par la convolution de $R_d(E)$ avec $\Phi_E(E)$:

$$M_d = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} R_d(E)\Phi_E(E)dE, \quad (2.4)$$

où E_{\min} et E_{\max} sont respectivement la plus basse énergie et la plus haute énergie du spectre de neutron. L'équation (2.4) est qualifiée d'équation intégrale linéaire de Fredholm de première espèce. Bien que $\Phi_E(E)$ et $R_d(E)$ sont des quantités physiques définies comme des fonctions continues de l'énergie E , elles ne peuvent à l'évidence en réalité être déterminées de manière analytique. On ne peut donc travailler que sous forme discrétisée numérique, et on utilise la représentation vectorielle et matricielle des quantités impliquées dans l'équation (2.4). Le domaine en énergie considéré est ainsi divisé en un certain nombre, n_E , de groupes d'énergie adjacents, le i ème groupe ayant respectivement $E_{inf,i}$ et $E_{sup,i}$ comme borne inférieure et supérieure de telle sorte que $E_{sup,i} = E_{inf,i+1}$. La fluence neutronique Φ_i se rapportant au

i ème groupe s'obtient par

$$\Phi_i = \int_{E_{inf,i}}^{E_{sup,i}} \Phi_E(E) dE. \quad (2.5)$$

La représentation numérique du spectre (équation (2.3)) est alors donné par

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{E,i} = \frac{\Phi_i}{\Delta E_i} \\ \Delta E_i = E_{sup,i} - E_{inf,i} \end{array} \right\} \quad (2.6)$$

et l'équation (2.4) prend en conséquence la forme

$$M_d = \sum_{i=1}^{n_E} R_{d,i} \Phi_{E,i} \Delta E_i, \quad (2.7)$$

où $R_{d,i}$ et $\Phi_{E,i}$ représentent respectivement les valeurs moyennes de $R_d(E)$ et $\Phi_E(E)$ sur le i ème groupe d'énergie. Étant donné le vaste domaine en énergie, considéré dans le cadre de l'instrumentation par sphère de Bonner, couvrant jusqu'à plus de 10 ordres de grandeur, une échelle logarithmique en énergie est habituellement utilisée. Dans ce cas, les valeurs moyennes $R_{d,i}$ et $\Phi_{E,i}$ sont attribuées au point en énergie à *mi-distance*

$$E_i = \sqrt{E_{inf,i} \cdot E_{sup,i}} \quad (2.8)$$

qui correspond au milieu géométrique ou logarithmique de l'intervalle en énergie compris entre $E_{inf,i}$ et $E_{sup,i}$.

L'information spectrale d'un champ de neutron peut ainsi être contenue dans un vecteur Φ avec n_E composantes Φ_i ($i = 1, 2, \dots, n_E$). Si des mesures sont effectuées dans ce champ de neutron avec une série de n_D sphères de Bonner, nous obtenons une série de n_D indications M_d ($d = 1, 2, \dots, n_D$), formant les composantes du vecteur indication \mathbf{M} . Pour chaque indication M_d , nous pouvons écrire une équation linéaire telle que l'équation (2.7) et le système des n_D équations peut alors être écrit sous la forme condensée d'une équation matricielle :

$$\mathbf{M} = \mathbf{R}\Phi \quad (2.9)$$

où la $n_D \times n_E$ matrice rectangulaire \mathbf{R} est la *matrice de la réponse en fluence* du système de sphère de Bonner. A la condition de connaître les $n_D \times n_E$ composantes de \mathbf{R} et en utilisant la série des n_D indications M_d relevées au cours des mesures, l'équation (2.9) nous amène à déterminer les n_E composantes de Φ par le biais d'une procédure mathématique de *déconvolution*.

2.2.2 Éléments de déconvolution par la méthode des moindres carrés

Les systèmes multisphères exposés à un rayonnement de neutrons donnent un certain nombre d'informations brutes qu'il est possible de traiter par des méthodes de déconvolution pour en déduire le spectre de neutrons incidents.

De manière plus concrète, toute l'information spectrométrique qui découle de la mesure d'un système de sphères de Bonner dans un champ radiatif de neutron est contenue dans la série des indications M_d de chaque sphère, complétée par la matrice des réponses en fluence $R_d(E_n)$ de ce système de sphères de Bonner. La matrice des réponses en fluence \mathbf{R} peut être considérée comme un opérateur qui, selon l'équation (2.9), transforme au cours du processus de mesure spectrale l'information contenue dans *l'espace des fluences* en information acquise dans *l'espace des indications*. À ce stade, du fait du nombre réduit des canaux de mesure dans la distribution des impulsions issue de la réaction de capture thermique mise en jeu, ainsi que l'important recouvrement de l'ensemble des fonctions de réponse d'un système de sphères de Bonner (nous expliciterons ces deux points dans les sections suivantes), beaucoup d'éléments d'information pouvant exister initialement dans l'espace des fluences sont perdus. Évaluer les données spectrométriques fournies par un système de sphères de Bonner, signifie résoudre *le problème inverse de la spectrométrie*, c'est-à-dire, 'connaissant' les quantités \mathbf{M} et \mathbf{R} de l'équation (2.9), on cherche à obtenir le vecteur de la fluence spectrale des neutrons Φ . À l'origine, et d'un point de vu mathématique si l'on considère l'équation de départ (2.4), la déconvolution (ou "résolution du problème inverse de la spectrométrie") se présente comme le traitement d'un problème correspondant à un cas dégénéré de l'équation intégrale de Fredholm du premier type. Ce problème n'a pas de solution unique car un nombre fini de

mesures discrètes ne permet pas de définir une fonction continue. Enfin, étant donné que le nombre n_D de sous-équations linéaires, (du type de l'équation (2.7)) regroupées dans l'équation matricielle (2.9), est typiquement beaucoup plus petit que le nombre d'inconnues n_E , l'équation matricielle (2.9) est dite indéfinie, et il s'agit alors d'un problème de déconvolution spectrométrique dit à *faible nombre de canaux*.

Un nombre non négligeable de codes de déconvolution à faible nombre de canaux ont été développés mettant à profit les principales méthodes utilisées pour la résolution du problème inverse de la spectrométrie, à savoir : la procédure d'ajustement linéaire par la méthode des moindres carrés, celle d'ajustement non linéaire par la méthode des moindres carrés, et l'application de la théorie bayésienne avec le principe d'entropie maximum [Matzke, 2003].

Parmi ces codes de déconvolution, un bon nombre d'entre eux sont des codes d'ajustement (par la méthode des moindres carrés) requérant un spectre d'entrée estimé, lequel est ensuite ajusté de manière itérative jusqu'à ce qu'une solution de spectre soit obtenue, produisant un facteur d'ajustement f , et de sorte que la valeur de *chi au carré* atteigne son minimum :

$$\chi^2 = \sum_{d=1}^{n_D} (f \cdot C_d - M_d)^2 w_d = \min. \quad (2.10)$$

M_d est l'indication de mesure de la sphère de diamètre d et C_d est l'indication *calculée* de cette même sphère, obtenue en convoluant l'estimation, la solution ou bien la solution intermédiaire de spectre avec la fonction de réponse en fluence $R_d(E)$ de cette sphère. En effet, pour converger vers une solution physique cohérente, une information *a priori* sur le spectre que l'on cherche à déterminer doit être, dans la mesure du possible, implémentée dans la procédure de déconvolution. Cette information peut donner la forme supposée du spectre, son degré de lissage ou bien le fait qu'il soit toujours positif. Par la suite, il est important de préciser le distinguo entre une information *a priori* et une information *a priori spécifique*. Un spectre d'entrée estimé sans aucune connaissance de la distribution spectrale réelle des neutrons peut constituer une information *a priori*, tandis que la connaissance de la distribution de la fluence spectrale du champ de neutron considéré, provenant de calculs ou bien de mesures déjà effectuées préalablement, même sur un domaine en énergie restreint

et/ou avec une précision limitée, sera qualifiée d'information *a priori spécifique*. Le facteur de pondération w_d utilisé dans l'équation (2.10) est l'inverse de la variance de la quantité M_d

$$w_d = 1/s^2(M_d) \quad (2.11)$$

où $s(M_d) = u(M_d) \cdot M_d$ est l'incertitude absolue (en terme de déviation standard) de M_d . Les valeurs C_d possèdent aussi des incertitudes, provenant a minima des incertitudes expérimentales non corrélées attribuées aux fonctions de réponse lors de la calibration de chaque sphère sous faisceaux monoénergétiques de neutrons [Alevra et Thomas, 2003]. Cependant, les incertitudes associées aux valeurs de calculs C_d ne sont pas considérées dans le formalisme de la méthode des moindres carrés. Le résultat de l'ajustement des moindres carrés est

$$f = \frac{\sum_d C_d M_d w_d}{\sum_d C_d^2 w_d} \quad (2.12)$$

et la variance de f est donnée par

$$s^2(f) = \frac{1}{\sum_d C_d^2 w_d}. \quad (2.13)$$

Au final, le *chi au carré* réduit obtenu, défini par

$$\chi_r^2 = \frac{1}{n_D - 1} \chi^2, \quad (2.14)$$

est une quantité de test pour juger de la qualité de l'ajustement. Il permet de mesurer l'aptitude relative des calculs à reproduire les données mesurées. Le critère pour juger d'un ajustement acceptable est donné par

$$|\chi_r^2 - 1| \leq k \sqrt{\frac{2}{n_D - 1}}, \quad (2.15)$$

avec une valeur recommandée de $k = 2$.

Au niveau de l'équation (2.10), il est intéressant d'introduire la quantité $r_d = M_d/C_d$ qui

permet alors d'écrire cette équation, sous certaines conditions, de la manière suivante

$$\chi_r^2 = (n_D - 1)^{-1} \sum_{d=1}^{n_D} (f - r_d)^2 / s^2(r_d). \quad (2.16)$$

Cette expression du *chi au carré* est valable dans les cas de situation restreints pour lesquels le spectre solution est proche du *vrai* spectre. En conséquence, les valeurs calculées C_d sont proches des valeurs mesurées M_d , les valeurs de ratio r_d sont proches de l'unité et la substitution du terme $s^2(M_d)/M_d^2 = u^2(M_d)$ par $s^2(r_d)$ est acceptable. Cette circonstance de conditions donne l'avantage d'introduire facilement les incertitudes associées aux valeurs C_d issues des incertitudes non corrélées attribuées aux fonctions de réponse en fluence. En effet, du fait que les valeurs de ratio r_d soient proches de l'unité, les incertitudes associées aux valeurs C_d sont introduites simplement par la somme quadratique des incertitudes relatives

$$u^2(r_d) = u^2(M_d) + u^2(C_d), \quad (2.17)$$

étant donné que, dans ce cas, les valeurs d'incertitudes relatives et absolues sont quasiment les mêmes.

2.3 Les détecteurs actifs de neutrons thermiques

Considérant l'ensemble des applications actuelles relevant de la spectrométrie selon les caractéristiques de divers environnements neutroniques considérés, les détecteurs actifs de neutrons thermiques sont de loin les détecteurs les plus employés au sein des systèmes de sphères de Bonner [Alevra et Thomas, 2003]. Le principe de détection est basé sur la libération de produits de réaction exoénergétique entre les neutrons thermiques incidents et des noyaux légers contenus dans le volume sensible du détecteur. Plus précisément, les neutrons, capturés par la réaction nucléaire, initient la libération de particules chargées se partageant une énergie de réaction notée Q , et capables d'ioniser le milieu remplissant le volume sensible du détecteur. Des décharges d'électrons sont collectées et produisent des impulsions électriques associées qui seront recueillies et exploitées par une chaîne électronique d'acquisition.

Bien que l'amplitude des impulsions électriques recueillies est fonction de l'énergie initiale du neutron incident, on perd pour ainsi dire toute information directe sur cette dernière quantité. Par contre, c'est la distribution des impulsions, ou "spectre brut", résultant de la mesure qui permet d'établir de manière indirecte le taux de comptage de neutrons détectés. Aux réactions caractéristiques des possibilités d'interaction d'un neutron sur un noyau du volume sensible du détecteur thermique actif, s'ajoute l'interaction ionisante du rayonnement γ (par effet Compton) dont la composante est indissociable de tout champ de rayonnement neutronique réaliste produit auprès d'installations de référence. Le rayonnement γ provient en général de la désexcitation des matériaux irradiés par les neutrons issus des systèmes de production. Ce rayonnement parasite peut interférer et perturber la mesure effectuée sur un spectre de neutrons. La contribution des impulsions associées aux photons dans le spectre brut doit être éliminée afin d'obtenir une distribution d'impulsions provenant uniquement de la réaction utile mise en jeu dans la détection des neutrons thermiques.

Les sections efficaces des réactions de capture neutronique les plus utilisées dans les détecteurs thermiques actifs sont représentées sur la figure 2.5. Pour des énergies neutron inférieures à 1 keV, les sections efficaces correspondantes continuent d'augmenter lorsque l'énergie diminue suivant une loi en $1/\sqrt{E}$. Ces sections efficaces présentent alors une évolution régulière jusque dans la région thermique où elles atteignent de grandes valeurs. Ces propriétés permettent d'employer des détecteurs de dimensions relativement petites tout en atteignant des efficacités proche de l'unité pour la capture des neutrons thermiques.

Les détecteurs thermiques actifs, solides ou gazeux, mettant à profit les propriétés des trois réactions présentées précédemment sont :

Le cristal scintillateur ${}^6\text{LiI}$. Le détecteur thermique actif employé dans le prototype du système de sphères de Bonner décrit par Bramblett *et al.* [1960] est un scintillateur cylindrique ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ de 4 mm de hauteur par 4 mm de diamètre. Le cristal d'origine ${}^6\text{LiI}$, fabriqué par Harshaw Chemical Company, a une pureté en ${}^6\text{Li}$ de 96.1%, sachant que l'abondance isotopique naturelle du ${}^6\text{Li}$ est de l'ordre de 7.5%. La section efficace de la réaction de détection ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ ($Q = +4.78$ MeV) atteint une valeur à l'énergie thermique (0.025 eV) de 940 barn.

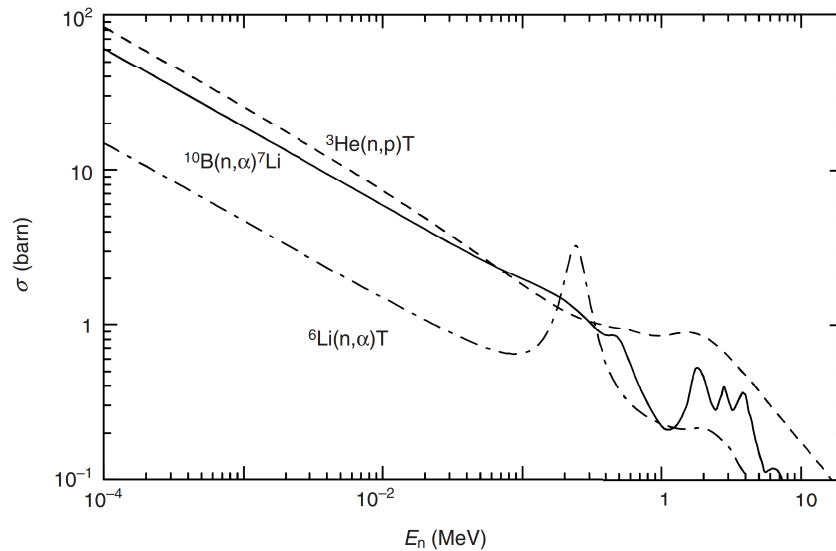


Figure 2.5 : Sections efficaces en fonction de l'énergie des trois interactions les plus utilisées pour la détection des neutrons thermiques.

Cette valeur de section efficace combinée avec la haute densité massique du cristal ${}^6\text{LiI}$, en fait le plus petit scintillateur pouvant atteindre en pratique près de 100% d'efficacité aux neutrons thermiques. Bien que ses petites dimensions favorise la détection des neutrons (principalement un phénomène de surface) comparé à la détection des photons (phénomène de volume), la haute densité massique et la présence d'un élément de nombre atomique élevé tel que l'iode pose le problème de l'empilement des impulsions. En effet, il est nécessaire de discriminer les impulsions parasites associées au rayonnement γ , dont la fluence s'accroît devant celle du rayonnement neutronique, des impulsions dues uniquement à la réaction (n, α) . On considère que les cristaux scintillateurs ${}^6\text{LiI}$ ne peuvent fonctionner de manière correcte dans des champs de rayonnement γ au-delà d'une exposition de l'ordre du roentgen/heure. On obtient pour le cristal ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ de 4×4 mm au pic thermique d'absorption totale à 4.78 MeV de la réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, sur la distribution des impulsions, une résolution en énergie de l'ordre de 10%. Quand la mesure d'un spectre requiert une plus haute sensibilité que le cristal scintillateur ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ d'origine, des cristaux de plus grandes tailles peuvent être utilisés, à savoir des cristaux de 4 mm de hauteur par 8 mm de diamètre, de 8 mm de hauteur

par 8 mm de diamètre, ou alors de 12.7 mm de hauteur par 12.7 mm de diamètre. Cependant, la soustraction des événements γ devient bien plus difficile.

Le compteur proportionnel gazeux au $^{10}\text{BF}_3$. Le compteur proportionnel gazeux au BF_3 , en particulier si le bore est enrichi en ^{10}B , apparaît comme une alternative potentielle au cristal scintillateur ^6LiI . Néanmoins, ce type de détecteur thermique n'a pas été particulièrement très exploité dans des systèmes de sphères de Bonner jusqu'à maintenant. On peut quand même noter qu'un système de sphère de Bonner muni d'un modèle de compteur proportionnel sphérique de 50.8 mm a été intensivement utilisé pour des mesures de spectres [Harvey et Hajnal, 1993]. De par sa pression ainsi que les grandes valeurs de sections efficaces du bore dans la région thermique, ce type de compteur sphérique au BF_3 , disposant d'un relativement grand volume sensible de détection, s'avère alors bien plus sensible qu'un cristal ^6LiI . L'abondance isotopique naturelle du ^{10}B est de l'ordre de 20% contre 80% d'abondance naturelle de l'autre isotope stable de ^{11}B , ce qui offre une réaction très favorable à la détection des neutrons thermiques (d'autant plus qu'un matériau boré enrichi en ^{10}B est facilement disponible). Cette réaction $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ ($Q = +2.792$ MeV) présente une section efficace à l'énergie thermique de 3843 barn et amène les noyaux de recul ^7Li à la fois dans l'état fondamental et au premier état excité (478 keV). Aux énergies des neutrons thermiques, 6% des réactions conduisent à l'état fondamental, le reste conduisent au premier état excité. Dans les 6% de réactions, la particule α résultante and le noyau de recul ^7Li se partagent l'énergie de réaction de 2.792 MeV. Dans les 94% de réactions restantes, les particules résultantes se partagent seulement 2.314 MeV. La discrimination des impulsions induites par des événements γ de celles induites par des événements neutron peut être réalisée sans difficultés majeures en éliminant, par un procédé électronique dans la chaîne de mesure associée au détecteur BF_3 , toutes les impulsions dont le temps de montée sera inférieur à un certain seuil fixé (lequel représente la limite inférieure de la distribution des impulsions induites par les neutrons). On estime par ailleurs que ce type de compteur renfermant du BF_3 peut résister jusqu'à une exposition de rayonnement γ de l'ordre de 10 roentgen/heure. Concernant la détection propre des neutrons, la résolution en énergie au pic thermique de la réaction $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ varie entre 5 et

30%. Un compteur BF_3 , enrichi à 96% en ^{10}B , peut avoir une efficacité absolue de détection de l'ordre de 91% à l'énergie thermique de 0.025 eV. Toutefois, il n'est pas possible de faire fonctionner ces compteurs proportionnels au BF_3 jusqu'à de hautes pressions de remplissage (supérieures à 1 atm), telles qu'il est possible d'atteindre dans les compteurs proportionnels à ^3He . Ces derniers ont ainsi une efficacité de détection bien plus remarquable que celle des compteurs proportionnels au BF_3 .

Le compteur proportionnel gazeux à ^3He . Durant les années 1970 et jusqu'en 2002, plusieurs publications, issues des travaux de groupes de recherche français et espagnols [Buxerolle, 1971], [Caizergues et Poulot, 1972], [Mourgues, 1974], [Bakali, 2001], [Bouassoule *et al.*, 2001], [Muller *et al.*, 2002], font état de l'utilisation d'un compteur proportionnel cylindrique à ^3He de 10 mm de hauteur par 9 mm de diamètre (type 05NH1, Eurisys Mesures) comme détecteur thermique de sphères de Bonner. L'utilisation dans un système multisphère d'un tel compteur, qui contient une pression nominale de 800 kPa de gaz ^3He , fournit approximativement une réponse globale deux fois supérieure à celle du système d'origine ^6LiI 4 × 4 mm. Bien qu'il soit moins sensible au rayonnement γ que le cristal scintillateur ^6LiI , la faible multiplication gazeuse (qui amplifie la charge portée par les particules libérées lors de la réaction de capture des neutrons) peut rendre difficile le réglage du seuil de discrimination entre les événements neutron et les événements γ . Dans les années 1980 jusqu'aux années 1990, plusieurs groupes de recherche ont investigué l'utilisation du compteur proportionnel sphérique à ^3He type SP9 fabriqué par Centronic Ltd [Thomas *et al.*, 1984], [Alevra *et al.*, 1988], [Alevra *et al.*, 1992]. Ce compteur dispose alors d'une pression de 200 kPa et possède un diamètre de 3.2 cm, permettant une section efficace géométrique de détection bien plus grande que le compteur 05NH1. En conséquence, la réponse en fluence globale d'un système multisphère incorporant ce compteur est, respectivement, près de 5 fois supérieure à celle du système 05NH1 et jusqu'à 14 fois supérieure à celle du système d'origine ^6LiI 4 × 4 mm. La discrimination entre les événements neutron et les événements γ s'effectue sans difficulté, excepté dans les champs très intenses de rayonnement γ où le phénomène d'empilement des impulsions $n - \gamma$ devient problématique. Bien que le compteur ^3He type SP9 fournit une

réponse en fluence relativement haute, des systèmes de sphères de Bonner ont été développés, munis de compteurs proportionnels sphériques encore plus sensibles que le compteur SP9 et adaptés aux faibles débits de fluence attendus aux points de mesures [Uwamino et Nakamura, 1985], [Kniss, 1997]. Nous pouvons citer, entre autre, le compteur proportionnel conçu par GE Reuter-Stokes type RS-P4-1602-201, de 50.8 mm de diamètre et de pression de remplissage en ^3He de 4 atm. Pour tous ces compteurs proportionnels à remplissage gazeux en ^3He , la réaction de détection, $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ ($Q = +764$ keV), possède une section efficace à l'énergie thermique de 5321 barn. La résolution en énergie au pic thermique d'absorption totale est meilleure que celle des compteurs au BF_3 , variant de 5 à 15%. Bien que l'isotope ^3He peut être utilisé directement en tant que gaz de détection, il présente le désavantage d'une abondance naturelle de seulement 0.000138%, ce qui peut rendre le gaz de détection hélium enrichi en ^3He assez coûteux. De manière générale, le volume actif de ces compteurs proportionnels est rempli d'un mélange gazeux se composant majoritairement d'hélium enrichi en ^3He ainsi que d'un gaz lourd sous une bien plus faible pression partielle. Ce dernier est destiné à augmenter le pouvoir d'arrêt du gaz de remplissage pour les particules chargées mises en jeu et donc à diminuer les effets de paroi. Il permet par la suite d'accélérer le temps de collection de charges par le compteur et d'améliorer la résolution en énergie au pic neutron d'absorption totale. L'addition de gaz à fort pouvoir ralentisseur tels que l'argon et le krypton est le plus souvent utilisée. Toutefois, du fait de leur grand numéro atomique Z , ces deux gaz lourds accentuent la sensibilité au rayonnement γ . Un gaz ralentisseur polyatomique, tel que le CO_2 et bien que moins efficace, est alors préférentiellement employé, donnant la possibilité aux compteurs qui disposent d'un gaz de remplissage $^3\text{He}+\text{CO}_2$ de résister à un champ de rayonnement γ jusqu'à près de 10 roentgen/heure.

2.4 Réponse d'un système de sphères de Bonner 'conventionnel'

Le système multisphère constitue la seule technique permettant de déterminer la distribution en énergie de la fluence neutronique, sur le vaste domaine des énergies thermiques jusqu'à

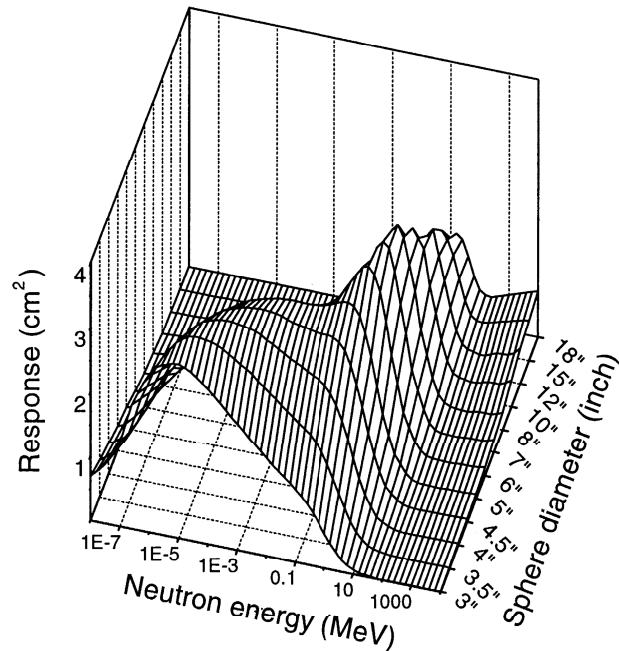


Figure 2.6 : Courbes des fonctions de réponse d'un système de sphères de Bonner munies d'un compteur proportionnel central à ^3He [Thomas et Alevra, 2002].

la centaine de MeV, à partir d'un ensemble de données de détecteurs ayant des réponses en énergie différentes. Dans cette technique de détection thermique par sphère modératrice, la sensibilité aux neutrons, à une énergie incidente donnée, est fonction du diamètre de la sphère. Bien que sa réponse en fluence s'étende sur le vaste domaine en énergie considéré, une sphère de Bonner peut être considérée comme sélective pour une plus ou moins large bande passante d'énergie. Chaque courbe de réponse associée à une sphère de Bonner montre un maximum correspondant à l'énergie pour laquelle les neutrons incidents disposent de la plus grande probabilité d'être thermalisé, puis d'être détecté avec succès. De plus, ce maximum se décale, au fur et à mesure que le diamètre de la sphère modératrice augmente, vers le domaine des hautes énergies au détriment d'une efficacité de détection de plus en plus faible. En outre, la résolution en énergie d'un système multisphère est globalement faible, de par la forme étalée mais aussi le recouvrement des courbes de fonction de réponse suivant la région en énergie concernée. Enfin, d'un point de vue général, la forme des fonctions de réponse en énergie est peu dépendante de la nature du détecteur thermique employé au centre des sphères. On peut

considérer, en première approximation, que seule l’amplitude des courbes de réponse sera fonction de la plus ou moins grande sensibilité du détecteur central aux neutrons thermiques.

Les courbes de fonctions de réponse en énergie pour un système de sphères de Bonner “conventionnel”, de matériau modérateur le polyéthylène, sont représentées sur la figure 2.6. Ce système, comme n’importe quel autre système conventionnel de spectrométrie de neutron par sphère de Bonner, présente une limite de détection intrinsèque en énergie vers la dizaine de MeV, du fait de l’importante diminution des valeurs de section efficace de la diffusion élastique $n - p$ à partir de ces énergies neutron. En conséquence, les fonctions de réponse en énergie de sphères de Bonner, aussi grands soient leurs modérateurs fortement hydrogénés, donnent un maximum aux alentours de 10 MeV et chutent rapidement vers de faibles valeurs aux environs de la centaine de MeV jusqu’aux plus hautes énergies. Par ailleurs, les courbes de réponse deviennent quasiment “plates” et le recouvrement de ces courbes est en grande partie total au-delà de 100 MeV, dans le domaine des hautes énergies, où le processus de diffusion élastique sur les noyaux d’hydrogène n’est plus assez efficace pour dégrader l’énergie des neutrons incidents. En conséquence, les neutrons de hautes énergies ne pourront être détectés avec suffisamment d’efficacité, et le système de sphère de Bonner conventionnel ne pourra fournir aucune indication sur la distribution spectrale dans le domaine des hautes énergies.

2.5 Extension au domaine des hautes énergies

Sur la base de certains travaux russe et américain, il est théoriquement possible d’augmenter la réponse en fluence aux neutrons de hautes énergies d’un système de sphères de Bonner conventionnel en incorporant dans le polyéthylène modérateur certains matériaux lourds comme le fer, le cuivre, le plomb, le tungstène, l’or et le thallium, tels que cités dans la littérature. Ces matériaux métalliques, de grand numéro atomique pour la majorité d’entre eux, sont des matériaux convertisseurs, c’est à dire qu’ils ont pour rôle de convertir le neutron incident de haute énergie en voie d’entrée en un certain nombre de neutrons secondaires de bien plus basses énergies en voie de sortie. En effet, les neutrons de hautes énergies vont avoir

de grandes probabilités d'interagir avec les noyaux lourds métalliques *via* des processus de spallation. Au cours de ces processus de spallation entre un neutron incident et un noyau métallique, des neutrons secondaires vont être émis par "évaporation-fission", lesquels vont avoir par la suite le potentiel d'engendrer de nouvelles générations de neutrons secondaires par le biais de réactions (n, xn') dans les noyaux métalliques proches voisins, entretenant ainsi un phénomène de multiplication neutronique (par neutron incident de haute énergie) au sein du matériau convertisseur. Au final, sur l'ensemble des neutrons produits par neutron incident en voie de sortie dans le convertisseur, un grand nombre d'entre eux, d'énergie bien inférieure à l'énergie initiale incidente, vont avoir de grandes chances d'atteindre le détecteur central à l'énergie thermique après leur traversée du modérateur. L'incorporation de matériaux lourds dans une sphère de Bonner, tels que cités précédemment et possédant de grandes sections efficaces de réactions (n, xn') , peut alors constituer un moyen très efficace pour détecter les neutrons de hautes énergies, permettant ainsi d'accroître de manière très importante sa réponse au-delà de la dizaine de MeV. L'idée fut initialement développée par les calculs Monte Carlo de Ktyuchkov et Semenova [1987], puis par ceux de Hsu *et al.* [1994] sans vérifications expérimentales [Ktyuchkov et Semenova, 1987], [Hsu *et al.*, 1994]. Sur la base de ce concept et des travaux théoriques qui en découlent, un nombre non négligeable de laboratoires internationaux ont développé leur propre système de sphères de Bonner ("Bonner Sphere Spectrometer" ou 'BSS'), dont certaines d'entre elles ont été modifiées par l'ajout, dans le polyéthylène modérateur, de matière métallique sous forme de coquille sphérique afin d'accroître la sensibilité du système aux neutrons hautes énergies. Parmi ces laboratoires, nous pouvons citer :

Le BSS Hautes Energies développé par le GSF (*National Research Center for Environment and Health, Allemagne*)

Le système BSS considéré inclut 13 sphères conventionnelles de diamètre variant entre 2.5" et 15" et le détecteur thermique utilisé est un compteur proportionnel sphérique de 32 mm de diamètre, type SP9 (Centronic, Ltd), rempli avec une pression nominale respective en ^3He de 172 kPa et en krypton de 100 kPa. En addition, deux sphères de 9" de diamètre ont été

modifiées de telle sorte que la couche de polyéthylène comprise entre un diamètre interne de 3'' et un diamètre externe 4'' pour la première ('9_1 in'), et celle comprise entre un diamètre interne de 5'' et un diamètre externe 7'' pour la seconde ('9_2 in'), ont été remplacées par une coquille de plomb [Mares et Schraube, 1997]. Les fonctions de réponse respectives des

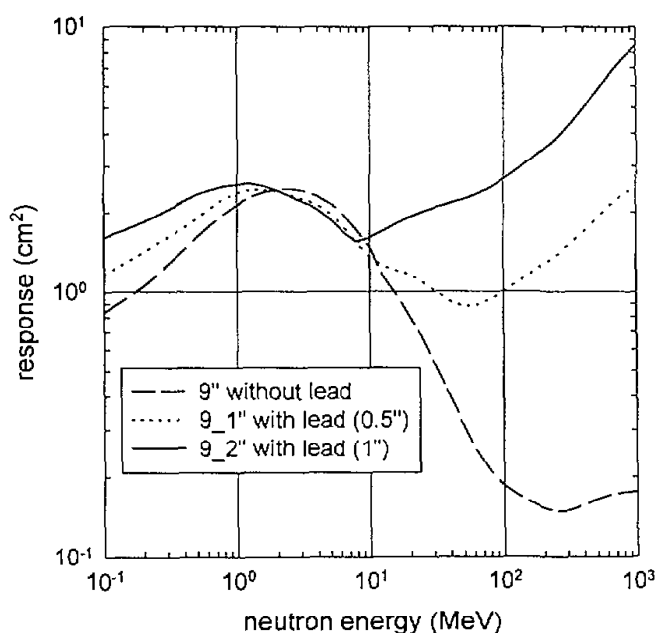


Figure 2.7 : Courbes des fonctions de réponse des deux sphères 9'' métalliques comparées à celle de la sphère 9'' conventionnelle – Système BSS Hautes Energies du GSF [Mares et Schraube, 1997].

deux sphères de 9'' de diamètre, modifiées avec une couche d'une certaine épaisseur de plomb convertisseur, comparées à celle de la sphère de 9'' de diamètre conventionnelle sont représentées sur la figure 2.7. Il est alors clairement observable que le plomb convertisseur permet d'accroître la réponse globale aux neutrons de hautes énergies. Cette réponse augmente précisément d'un facteur 13 pour la sphère '9_1 in' jusqu'à un facteur 43 pour la sphère '9_2 in' à une énergie incidente de 800 MeV.

En 1995, des mesures expérimentales ont été effectuées avec le jeu des 13 sphères conventionnelles, plus la sphère hautes énergies '9_1 in', auprès d'un champ neutronique de hautes énergies de référence généré par le SPS-Super Proton Synchrotron du CERN. De plus, le système complet et étendu aux hautes énergies, a été employé pour une campagne de mesure

du spectre des neutrons atmosphériques induits par le rayonnement cosmique sur un site de 2660 m d'altitude [Leuthold *et al.*, 2007], mais aussi sur un site au niveau de la mer, précisément au niveau de la station de recherche arctique de Koldewey précédemment évoquée [Rühm *et al.*, 2009].

Le BSS Hautes Energies développé par le EML (*Environmental Measurements Laboratory, Etats-Unis*)

Le BSS développé par ce laboratoire utilise 14 sphères de polyéthylène de diamètre compris entre 6.7 et 38 cm et comporte comme détecteur central un compteur proportionnel sphérique (type GE Reuter-Stokes RS P4 1602 201) de 5.08 cm de diamètre et rempli d'un mélange gazeux sous une pression de 3.96 atm contenant du gaz ^3He (à 90%) ainsi que de l'argon combiné à du gaz CO_2 . Ce système a été étendu au domaine des hautes énergies en modifiant deux sphères de Bonner conventionnelles [Kniss, 1997]. La première sphère a été obtenue en adaptant une coquille de 25 kg de plomb dans une sphère de polyéthylène de 30 cm de diamètre. La seconde est une sphère de polyéthylène de 38 cm de diamètre dans laquelle a été adaptée une coquille de 18 kg d'acier (tableau de la figure 2.8). Comme attendu, les réponses en fluence des sphères modifiées obtenues par calcul Monte Carlo augmentent fortement pour les énergies supérieures à la dizaine de MeV (figure 2.8).

Les calculs des fonctions de réponse de toutes les sphères de ce système jusqu'à des énergies de l'ordre de 10 MeV ont été vérifiés par des mesures expérimentales sous un faisceau de neutrons issu d'une source calibrée de Californium 252. En 1997, ce système BSS étendu au domaine des hautes énergies a été embarqué au cours de vols hautes altitudes à bord d'un avion de recherche ER-2 de la NASA, au dessus de l'Amérique du Nord, pour une campagne de mesures du spectre neutronique atmosphérique issu du rayonnement cosmique [Goldhagen *et al.*, 2002]. Enfin, ce même système a été employé, entre 2002 et 2003, pour la mesure du spectre neutronique ambiant (par une équipe d'IBM conjointement avec l'établissement EML d'où provient le BSS et le Bartol Research Institute), aux altitudes terrestres, au niveau de plusieurs localités des Etats-Unis [Gordon *et al.*, 2004]. En particulier, le standard JEDEC JESD89A [JESD89A, 2006] se base sur un spectre de référence mesuré au niveau de la mer,

Detector moderator diameters and masses

Detector no.	Outside diameter		Mass of poly-ethylene (kg)	Mass of converter shell (kg)
	(in)	(cm)		
1 (bare)	—	—	—	—
2 (Cd)	—	—	—	—
3 ^a	2.620	6.66	0.0773	—
4	3.234	8.21	0.2021	—
5 ^a	3.849	9.78	0.3893	—
6	4.626	11.75	0.7306	—
7	5.626	14.29	1.3845	—
8	6.814	17.31	2.521	—
9	8.232	20.91	4.478	—
10	9.830	24.97	7.680	—
11	11.846	30.09	13.481	—
12	14.974	38.03	27.305	—
13	11.848	30.09	11.262	25.225 Pb
14	15.030	38.18	25.395	17.917 Fe

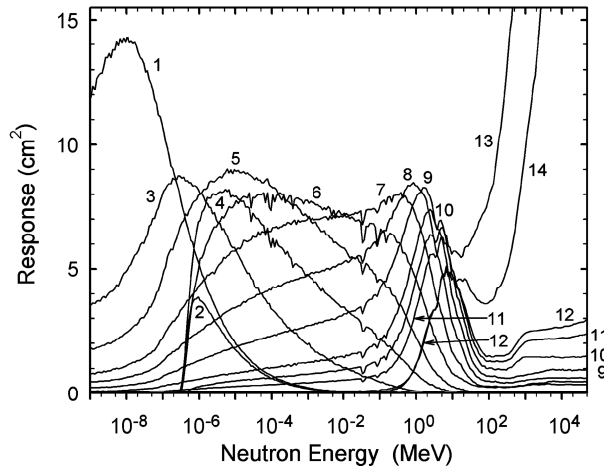


Figure 2.8 : Dimensions et masses respectives des éléments constitutifs du système BSS Hautes Energies du EML sur le tableau à gauche [Goldhagen *et al.*, 2002]. Les fonctions de réponse des 14 éléments détecteurs de ce système sont représentées sur la figure à droite [Gordon *et al.*, 2004].

à New York, dont les valeurs tabulées sont directement issues des travaux de spectrométrie de Gordon *et al.* [2004] au moyen de ce BSS.

Le BSS hautes énergies développé par le CERN et l'Université de Milan

Le “Bonner Sphere Spectrometer” développé par le CERN et l'Université de Milan utilise un compteur proportionnel sphérique à ^3He (type Centronic SP9) de 3.2 cm de diamètre combiné avec un ensemble de cinq sphères en polyéthylène (81 mm, 108 mm, 133 mm, 178 mm, 233 mm de diamètre), plus deux sphères conçues pour la composante neutron au dessus de 15 MeV [Birattari *et al.*, 2000], [Mitaroff, 2001]. Deux pressions ^3He de 2 atm et 4 atm ont été considérées au cours de cette étude. Parmi les deux sphères hautes énergies, la première de 255 mm de diamètre, dénommée *Ollio*, est constituée (en partant du compteur proportionnel central vers l'extérieur) de couches modératrices successives de 3 cm d'épaisseur de polyéthylène, de 1 mm de cadmium, de 1 cm de plomb, et enfin de 7 cm de polyéthylène (masse totale de 12.62 kg). Cette configuration supprime la réponse aux neutrons incidents d'énergie inférieure à 100 keV, et augmente la réponse pour les énergies supérieures à 10 MeV

jusqu'à 1 GeV. La seconde sphère hautes énergies de 118.5 mm de diamètre, appelée *Stanlio*, est constituée de couches modératrices de 2 cm de polyéthylène, de 1 mm de cadmium, et de 2 cm de plomb (masse totale de 7.75 kg). A faibles énergies, elle se comporte comme une petite sphère de Bonner, par contre, à hautes énergies, la réponse est supérieure à celle d'une sphère de Bonner conventionnelle de 233 mm de diamètre (figure 2.9).

Les calculs des fonctions de réponse en fluence des deux sphères modifiées ont été comparés aux mesures effectuées auprès de champs monoénergétiques de neutrons inférieurs à 20 MeV, puis auprès du CERF, l'installation hautes énergies de référence du CERN. De plus, ce système a été utilisé (dans le cadre de la surveillance dosimétrique et la radioprotection aux postes de travail) pour une intercomparaison de mesures de spectres de neutrons secondaires de hautes énergies derrière le blindage d'un accélérateur délivrant un faisceau d'ions ^{12}C de hautes énergies sur des cibles épaisses au GSI en Allemagne [Wiegel *et al.*, 2009].

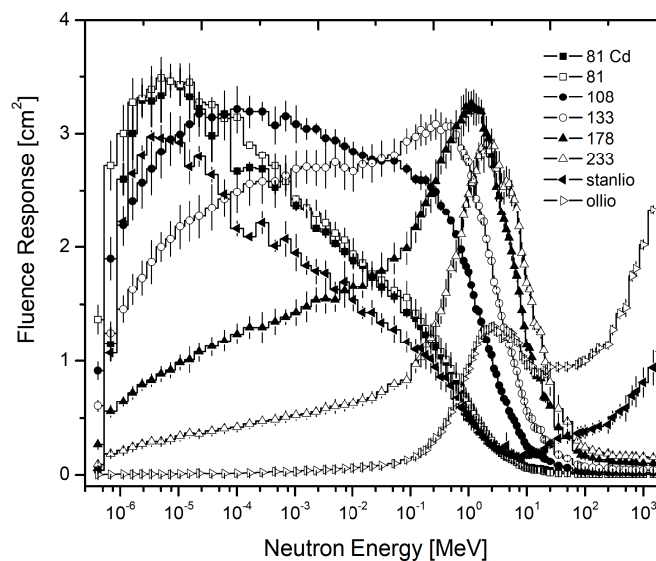


Figure 2.9 : Courbes des fonctions de réponse du système BSS Hautes Energies du CERN/Université de Milan [Birattari *et al.*, 2000].

Le BSS hautes énergies du PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*, Allemagne)

Le spectromètre conventionnel du PTB (appelé PTB 'C' BSS) consiste en un ensemble de

douze sphères de Bonner en polyéthylène, de 7.62 cm (3") à 45.72 cm (18") de diamètre. Au centre de chaque sphère se trouve un compteur proportionnel sphérique rempli avec du gaz ^3He de type Centronic SP9 (3.2 cm de diamètre, 2 atm de pression ^3He). Quatre configurations de sphère métallique ont été déterminées pour étendre le système d'origine au domaine des hautes énergies. Ces configurations correspondent à 4 sphères en polyéthylène dans lesquelles ont été incorporées des coquilles de cuivre ou de plomb [Wiegel et Alevra, 2002]. Plus précisément, les quatre configurations sont obtenues en combinant deux sphères internes de polyéthylène de 3" et 4" de diamètre, deux coquilles de polyéthylène d'épaisseur 1" et de diamètres externes respectifs de 7" et 8", et quatre positions intermédiaires distinctes de coquilles métalliques. Ainsi, la configuration appelée '3P5_7' utilise une coquille de plomb de 1" d'épaisseur et de 5" de diamètre externe. Les configurations '4P5_7' et '4C5_7' désignent respectivement une coquille de plomb et de cuivre d'épaisseur 0.5" et de diamètres externes de 5". La quatrième configuration '4P6_8' correspond à une coquille de plomb de 1" d'épaisseur et de 6" de diamètre externe. La sphère modifiée la plus légère ('4C5_7') pèse environ 7 kg, et la sphère modifiée la plus lourde ('4P6_8') pèse environ 18 kg. Ces quatre sphères hautes énergies se comportent en deçà de 1 MeV comme des sphères conventionnelles intermédiaires (5 à 8 in de diamètre), parcontre, au-delà de 20 MeV, leurs réponses augmentent significativement (figure 2.10). A 10 GeV, la réponse de la sphère '4P6_8' est près de 30 fois supérieure à celle de la 12" [Wiegel et Alevra, 2002].

Les fonctions de réponse en fluence calculées du système complet étendu au domaine des hautes énergies, appelé "PTB NEMUS" (pour NEutron MULTisphere Spectrometer) ont été comparées aux résultats expérimentaux issus de mesures effectuées auprès de champs monoénergétiques en deçà de 20 MeV, puis auprès de l'installation de l'Université Catholique de Louvain, en Belgique, fournissant un champ neutronique de 60 MeV. Des mesures du spectre neutronique atmosphérique, aux altitudes de vol et à une altitude proche du niveau de la mer, ont été effectuées grâce à ce spectromètre de neutron multisphères [Wiegel *et al.*, 2002]. Ce spectromètre a aussi servi pour l'intercomparaison des mesures de spectres neutroniques auprès d'un des accélérateurs de hautes énergies du GSI et précédemment citée [Wiegel *et al.*,

2009].

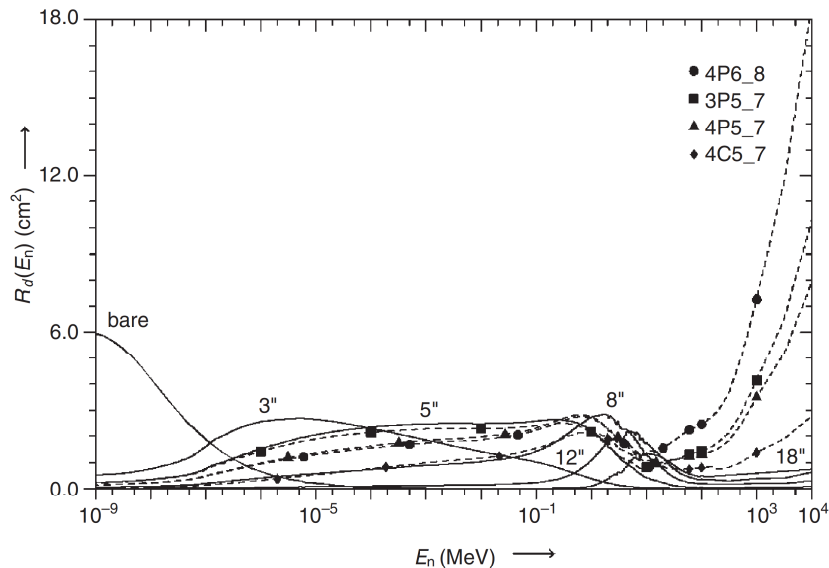


Figure 2.10 : Courbes des fonctions de réponse du système BSS Hautes Energies du PTB [Wiegel et Alevra, 2002].

Le BSS hautes énergies INFN (*Frascati National Laboratories, Italie*)

Le BSS employé par le LNF est basé sur le système modèle 42 – 5 Neutron Ball Cart commercialisé par Ludlum, Inc.. Ce système est constitué d'une ensemble de six sphères en polyéthylène de diamètres respectifs 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' et 12'', au centre desquelles est placé un cristal scintillateur de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ cylindrique 4×4 mm enrichi à 96% en ${}^6\text{Li}$. Une septième sphère additionnelle de 12'' de diamètre dans laquelle est insérée une coquille de plomb de 1 cm d'épaisseur et de diamètre interne de 3'', complète ce système afin d'établir l'information spectrale nécessaire à la caractérisation de la région en énergie au-delà de 20 MeV [Bedogni, 2006].

Une phase de validation expérimentale de la matrice de réponse du spectromètre (figure 2.11) a été réalisée auprès de sources de référence ${}^{241}\text{Am-Be}$, ${}^{252}\text{Cf}$, ${}^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ et auprès d'une source de neutrons thermiques. Ce système a aussi été testé par la suite sous faisceaux de neutrons quasi-monoénergétiques de 2.5 MeV and 14.2 MeV [Bedogni *et al.*, 2007]. Des mesures de spectrométrie de neutron ont été effectuées à l'aide de ce système auprès de

l'accélérateur DAΦNE de l'INFN, générant des champs de rayonnements neutroniques secondaires suite à l'interaction du faisceau primaire de 510 MeV d'électrons/positrons avec les cibles et les matériaux des structures de l'accélérateur [Bedogni, 2006]. Enfin, ce système a été employé dans le cadre de l'intercomparaison de mesures spectrométriques organisée pour caractériser l'environnement neutronique hautes énergies engendré auprès de l'installation du GSI [Wiegel *et al.*, 2009].

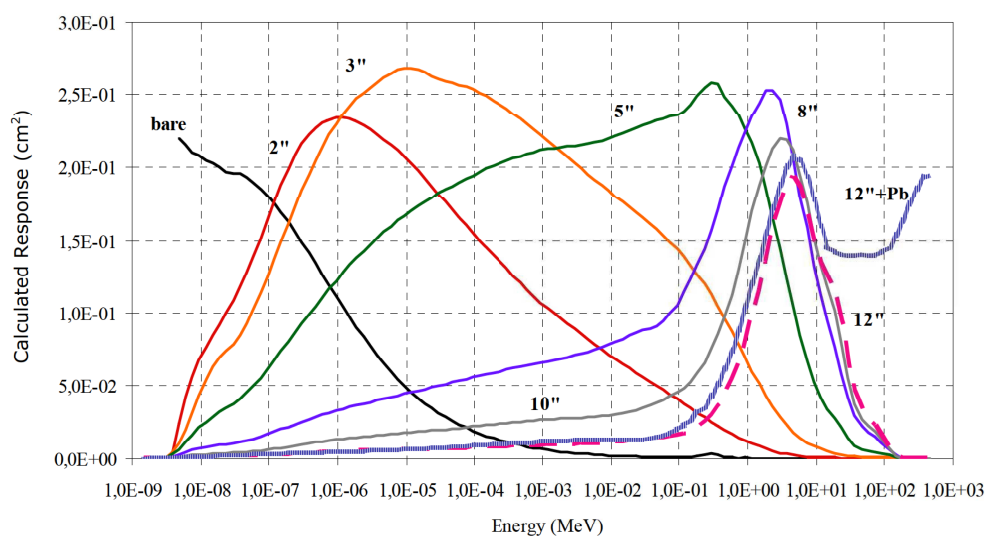


Figure 2.11 : Matrice de réponse complète du système BSS Hautes Energies INFN [Bedogni, 2006].

Le BSS hautes énergies Georgia Institute of Technology, Etats-Unis

Ce système est aussi issu du système commercial conçu par Ludlum, Inc., modèle 42 – 5 Neutron Ball Cart, et comprend de la même manière un jeu de six sphères de Bonner conventionnelles de diamètres respectifs 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' et 12'', comportant chacune en leur centre un cristal scintillateur LiI(Eu) 4 × 4 mm. Afin d'étendre la réponse du système BSS au domaine des hautes énergies, des coquilles métalliques ont été adaptées pour être posées sur la sphère en polyéthylène de 3'', puis sur celle de 5'' de diamètre [Burgett, 2008], [Burgett *et al.*, 2008]. Plus précisément, des coquilles creuses en aluminium ont été usinées et ensuite remplies de matériaux métalliques en cuivre et tungstène sous forme de poudre fine avec une compacité élevée, mais aussi rempli avec du plomb préalablement fondu, puis coulé

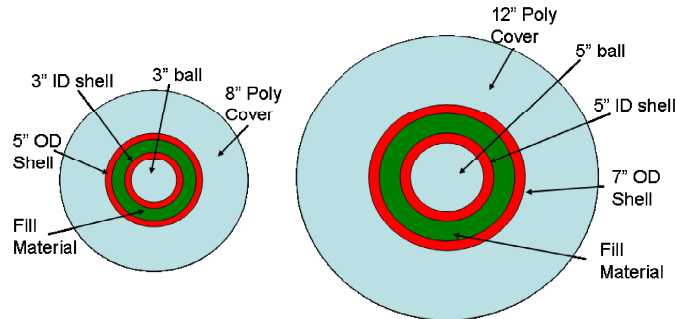


Figure 2.12 : Représentation schématique des configurations métalliques hautes énergies développées par le Georgia Institute of Technology à partir de sphères de Bonner conventionnelles de 3'' et 5'' de diamètre [Burgett, 2008].

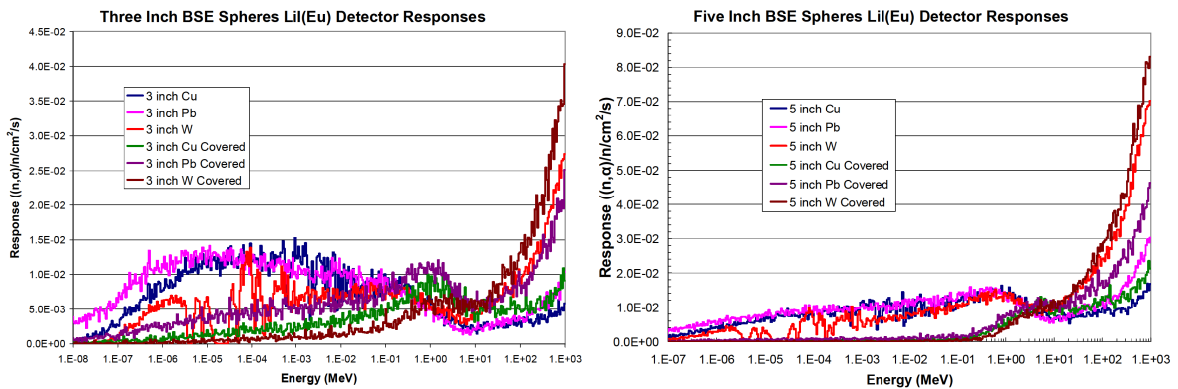


Figure 2.13 : Fonctions de réponse des extensions hautes énergies de la sphère 3'' à partir des différentes configurations métalliques sur la figure de gauche. Fonctions de réponse des extensions hautes énergies de la sphère 5'' à partir des différentes configurations métalliques sur la figure de droite. Figures issues de [Burgett, 2008].

à l'intérieur de ces coquilles en aluminium. Ces configurations métalliques peuvent ensuite être recouvertes d'une couche de polyéthylène externe (figure 2.12).

Les fonctions de réponse ont été déterminées par calculs Monte Carlo jusqu'à 1 GeV (figure 2.13), et le système a été testé auprès de l'installation hautes énergies du WNR Los Alamos Neutron Science Center.

Chapitre 3

Développement d'un Système de Sphères de Bonner Etendu au Domaine des Hautes Energies pour la Spectrométrie des Neutrons Atmosphériques

Sommaire

Introduction	80
3.1 Définition du système conventionnel	82
3.2 Calcul Monte Carlo des fonctions de réponse	83
3.2.1 Le code de transport MCNPX	83
3.2.2 Modélisation du système	86
3.2.3 Procédures de calcul	88
3.3 Établissement de la matrice de réponse	93
3.4 Représentation et vérification semi-empirique des réponses en fluence	102

3.5	Éléments d'analyse des incertitudes et déviations associées aux réponses en fluence calculées	106
3.5.1	Dépendance angulaire des réponses en fluence	106
3.5.2	Influence de la densité massique du polyéthylène modérateur sur les réponses en fluence	109
3.5.3	Influence de la densité atomique en ^3He du gaz sensible de détection sur les réponses en fluence	111
3.6	Extension du système conventionnel au domaine des hautes énergies	115
3.6.1	Considérations et hypothèses de calcul	115
3.6.2	Sélection de matériaux convertisseurs	118
3.6.3	Résultats et optimisation de la réponse 'hautes énergies'	119
3.7	Matrice de réponse finale du système étendu au domaine des hautes énergies	127
3.8	Tests de mesure du spectromètre sous le rayonnement neutronique de référence d'une source $^{241}\text{Am-Be}$	132
3.8.1	Conditions d'irradiation et dispositif électronique de mesure	132
3.8.2	Éléments de résultat sur la validation préliminaire des fonctions de réponse	133
3.8.3	Premiers résultats de déconvolution	137

Introduction

Comme nous l'avons énoncé puis développé dans le chapitre précédent, le principe de thermalisation sélective des neutrons dans un système de sphères modératrices conventionnelles complétées par des sphères modératrices modifiées, *via* l'incorporation de matériaux convertisseurs, constitue la seule technique offrant la possibilité de mesurer la distribution des neutrons en fonction de leurs énergies et ceci, sur le vaste domaine énergétique depuis la région thermique jusqu'au GeV.

Aussi, plusieurs laboratoires internationaux disposent d'ores et déjà de leur propre sys-

tème de sphères de Bonner étendu au domaine des hautes énergies et conçu dans le cadre d’applications en spectrométrie des neutrons spécifiques à leurs missions scientifiques, voire commercialisé pour certains d’entre eux sur le marché de l’instrumentation nucléaire. Etant donné ce constat, c’est dans le processus complet et maîtrisé de développement du spectromètre de neutron exposé dans le présent chapitre que ce travail de thèse tire sa valeur et son importance, de la phase de la définition par la modélisation, de la phase d’extension puis d’optimisation de la réponse du système jusqu’au domaine des neutrons de hautes énergies et enfin, jusqu’à la phase de réalisation même du système dédié et adapté à la mesure en environnement radiatif atmosphérique.

Avant toutes considérations relatives aux choix des matériaux et dimensionnements associés au spectromètre de neutron à terme développé et optimisé pour les hautes énergies, il est important de souligner le choix du modèle de compteur proportionnel gazeux employé au centre de chaque sphère détectrice du système. Ce modèle de compteur proportionnel à ^3He renferme une très haute pression de remplissage (de l’ordre de 10 atm), ce qui offre par conséquent une très haute sensibilité aux champs de neutrons atmosphériques vis-à-vis des faibles débits de fluence (connus et rapportés) qui leur sont associés. A notre connaissance, aucun système de spectrométrie de neutron existant ne dispose à ce jour d’une si haute sensibilité de détection pour la mesure en milieu radiatif atmosphérique jusqu’au domaine des hautes énergies.

Contenu dans le présent chapitre, la pierre angulaire de ce travail de thèse repose sur l’établissement, à l’aide de l’outil de simulation numérique MCNPX, de la matrice de réponse du spectromètre préalablement défini, configuré et dimensionné par modélisation précise. Un des points forts associé à cette phase soutenue de calculs Monte Carlo des réponses en fluence sur la totalité du domaine en énergie considéré est l’étude, qui se veut être la plus détaillée possible, et la détermination des incertitudes et des déviations potentiellement associées aux réponses en fluence calculées selon des considérations géométriques et relatives aux caractéristiques des matériaux constitutifs du système. Succédant à cette démarche métrologique au niveau de la caractérisation fine et précise de notre instrument de spectrométrie par si-

mulation numérique de type Monte Carlo, sont exposés en fin de chapitre, une validation préliminaire de la matrice des réponses en fluence calculées ainsi que les premiers résultats de spectres déconvolués établis suite à des mesures effectuées auprès d'une source $^{241}\text{Am-Be}$ de référence dont l'émission neutronique recouvre typiquement un domaine en énergie de la région thermique jusqu'à la dizaine de MeV.

3.1 Définition du système conventionnel

Le système qui fait l'objet de notre étude de recherche et développement dédiée à la caractérisation spectrométrique de l'environnement neutronique atmosphérique s'appuie sur un système de mesure multi-détecteurs par sphères de Bonner utilisant un compteur proportionnel gazeux à ^3He . Ce dernier est un compteur proportionnel sphérique, modèle LND 2705, fabriqué par LND, Inc., Etats-Unis, et dispose d'un diamètre externe de 5.08 cm et d'un volume sensible de détection de 64.57 cm^3 . Ce volume sensible de détection est rempli d'un mélange gazeux composé d'hélium 3 sous une haute pression partielle de 9.7 atm et de dioxyde de carbone sous une pression partielle de 0.3 atm selon les spécifications du constructeur.

Il convient de revenir au sujet du principe de la détection thermique précédemment abordé dans le chapitre 2. Dans ce type de compteur comme dans n'importe quel autre compteur proportionnel à ^3He , l'amplitude des impulsions électriques recueillies est une fonction linéaire croissante de l'énergie du neutron lorsque les parcours des particules chargées créées (proton et triton créés lors de la réaction nucléaire $^3\text{He}(n,p)\text{T}$) sont entièrement contenus dans le volume sensible du compteur. Il apparaît alors sur la distribution d'impulsions le pic d'absorption totale ou "pic neutron". Les particules chargées peuvent, avant la fin de leur parcours, heurter les parois du compteur et dans ce cas ne pas céder entièrement leur énergie au gaz ralentisseur. L'amplitude de l'impulsion électrique recueillie n'est plus une fonction représentative de l'énergie du neutron incident, c'est l'effet de paroi. L'addition de dioxyde de carbone à fort pouvoir ralentisseur dans le volume sensible du compteur proportionnel à ^3He employé est destinée à limiter cet effet. La résolution énergétique de notre détecteur de neutron thermique, caractérisée à partir de la largeur à mi-hauteur du pic neutron sur

le spectre d'impulsions peut atteindre les 8% selon les données constructeur. Les électrons produits par l'ionisation du gaz de remplissage par les particules chargées créées, protons et tritons, sont collectées par l'anode du compteur, matérialisée par un fil métallique tendu dans le volume sensible suivant l'axe longitudinal du compteur. La coque sphérique conductrice du compteur joue le rôle de cathode et une tension de polarisation est appliquée entre cette dernière et l'anode. Le compteur fonctionne en régime proportionnel sous une tension de 1570 V, tension pour laquelle la charge collectée est alors proportionnelle au nombre de paires d'ions originelles issues de l'ionisation du gaz de remplissage par les particules chargées de proton et triton. Au final, la sensibilité théorique de ce compteur aux neutrons thermiques, exprimée en 'coups par seconde par unité de fluence', est de l'ordre de 75 cps/nv ('nv' est équivalent à $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Cette haute sensibilité est justifiée par les faibles débits de fluence de neutrons cosmiques attendus aux points de mesure en environnement radiatif atmosphérique ambiant.

La conception du système, à partir duquel découle tout notre travail, s'est ensuite basée sur le choix des critères nombre de sphères/diamètre de sphère d'une série de sphères modératrices en polyéthylène. Le système conventionnel de sphères modératrices retenu a été usiné pour recevoir et assurer le positionnement central du compteur proportionnel à ^3He de 5.08 cm de diamètre. Le jeu complet comprend 10 diamètres différents : 3'', 3.5'', 4'', 4.5'', 5'', 6'', 7'', 8'', 10'' et 12''. Le polyéthylène utilisé pour la fabrication des sphères, de type PE HML 500, est un polyéthylène à haut poids moléculaire de 500 000 moles par gramme et de densité nominale, stipulée par le fournisseur de matière, de 0.954 g/cm^3 .

3.2 Calcul Monte Carlo des fonctions de réponse

3.2.1 Le code de transport MCNPX

Le code MCNPXTM est un code de transport très largement utilisé par la communauté scientifique pour des calculs de modélisation dans les disciplines relevant de la physique nucléaire. Ce code de calcul est basé sur la méthode de Monte Carlo, appliquée au transport des particules dans la matière, qui est une méthode stochastique adaptée à la résolution de problèmes complexes ne pouvant être traités à l'évidence par des méthodes déterministes

analytiques. L’approche numérique statistique du transport de particule par la méthode de Monte Carlo donne la possibilité de simuler “l’histoire” de particules individuelles dans un milieu atténuateur en tenant compte du caractère probabiliste des différents processus physiques pouvant être rencontrés lors de leur traversée. De manière plus précise, les caractéristiques d’une réaction pouvant se produire entre la particule et le milieu atténuateur, obtenues par simulation Monte Carlo, sont calculées à partir de moyenne d’ensembles issue d’un large échantillon d’occurrences de la réaction appelées “événements”, auxquels on associe des densités de probabilité *via* les sections efficaces de réaction. L’utilisation et le tirage de nombres aléatoires dans les différentes phases de réaction permettent de générer des événements individuels différents et simulés de manière séquentielle.

Le code MCNPXTM, développé depuis 1997 pour le programme américain de production de tritium en utilisant un accélérateur (APT), combine le code de transport à haute énergie LAHETTM (Los Alamos High Energy Transport) et le code MCNPTM (Monte Carlo N-Particle) pour les basses énergies. Dans sa version 2.6.0 [Pelowitz, 2008] considérée et utilisée dans le cadre de l’intégralité de notre étude, MCNPX (“Monte Carlo N-Particle eXtended”) est capable d’assurer le transport de près de 35 types différents de particules depuis quelques 10^{-11} eV jusqu’au TeV. Le code MCNPX permet alors de simuler, entre autre, le transport des neutrons à partir de données nucléaires (sections efficaces d’interactions particule-noyau) disponibles sous la forme de bibliothèques ou *librairies* de sections efficaces évaluées (Evaluated Nuclear Data File, ENDF). Le code peut ainsi faire appel pendant l’exécution de calculs à des évaluations de sections efficaces étendues jusqu’à 150 MeV qui sont regroupées dans la sous-librairie LA150 de la bibliothèque ENDF/B-VI.6 [Chadwick *et al.*, 1999]. Au-delà de 150 MeV, le programme de calcul fait appel à des modèles de physique nucléaire implémentés dans le code, et leurs possibles combinaisons, dont le choix est laissé à la disposition de l’utilisateur par un jeu de paramètres rassemblés dans un certain nombre de cartes physiques.

MCNPX permet de transporter de nombreuses particules, dont les neutrons, depuis leur apparition à basse énergie comme à haute énergie, suite à une collision ou via une source externe, jusqu’à leur disparition par absorption ou en sortant du domaine modélisé. Entre

deux collisions, les particules se déplacent en ligne droite dans les différents milieux, considérés comme continus. La position d’une collision est déterminée à partir des sections efficaces macroscopiques totales entre la particule et les noyaux des milieux traversés. La distance parcourue par une particule avant une interaction est déterminée de manière aléatoire, à partir de la somme $\sum_i \sigma_{t,i}$ de toutes les sections efficaces totales de réactions des neutrons avec chacun des constituants des matériaux traversés multipliées par la densité correspondante de particules de chaque matériaux cibles N_i , selon la distribution suivante

$$l = -\frac{1}{\sum_i \sigma_{t,i} N_i} \ln \zeta. \quad (3.1)$$

ζ est un nombre aléatoire tel que $0 \leq \zeta < 1$. Pour le transport, le code n’a besoin que des sections efficaces totales. Pour chaque collision, MCNPX détermine de manière aléatoire le noyau interagissant puis, à partir des sections efficaces tabulées, il choisit entre une collision élastique ou inélastique. Ces sections efficaces élastiques et inélastiques sont tabulées dans MCNPX selon le type de particule incidente, son énergie et le noyau cible. Pour les collisions inélastiques, MCNPX détermine de manière aléatoire le type de collision inélastique soit à partir des bibliothèques de sections efficaces, soit des modèles de réactions nucléaires.

Parmi les modèles physiques générateurs d’évènements inélastiques et implémentés dans MCNPX 2.6.0, citons le code de cascade hadronique FLUKA-87 (modèle de Dual Parton) pour les particules très énergétiques, les modèles de cascades intranucléaires de Bertini, ISABEL et INCL4, le modèle de prééquilibre MPM (Multistage Pre-equilibrium Model), les modèles d’évaporation de Dresner et ABLA, deux modèles de fission induite par des particules de haute énergie : modèles du ORNL et du RAL, et finalement le modèle CEM03.01 (Cascade-Exciton Model) puis le modèle LAQGSM03.01 (Los Alamos Quark-Gluon String Model) qui combinent un modèle de cascade intranucléaire, un modèle d’excitons de prééquilibre et un modèle d’évaporation.

3.2.2 Modélisation du système

La modélisation réaliste de notre système conventionnel de sphères de Bonner est une étape primordiale afin de déterminer le système de fonctions de réponse associé avec une bonne précision par calcul Monte Carlo. Le code MCNPX 2.6.0 a été utilisé pour simuler le transport des neutrons depuis leur émission par une source jusqu'à leur probable détection dans la sphère de Bonner par le compteur proportionnel à ^3He central. Il est nécessaire de lui fournir en entrée une description géométrique en trois dimensions de l'environnement spatial et des milieux matériels dans lesquels les neutrons incidents peuvent évoluer. Notre travail s'est alors concentré sur une modélisation géométrique la plus réaliste possible du compteur proportionnel à ^3He central.

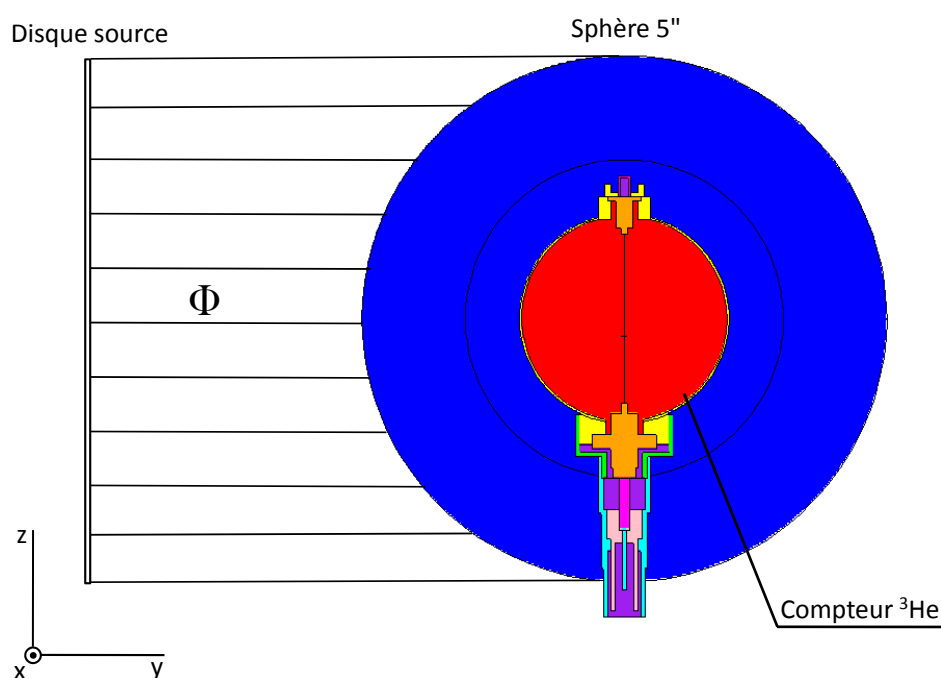


Figure 3.1 : Configuration géométrique du protocole de modélisation d'une des sphères conventionnelles, en l'occurrence la sphère de 5'' de diamètre, munie du compteur proportionnel ^3He de 5.08 cm de diamètre pour la simulation du transport des neutrons par le code MCNPX.

Sur la requête que nous avons formulé au constructeur, la copie d'un dessin technique du compteur proportionnel ^3He LND 2705 nous a été délivré sous l'autorisation et la propriété de

LND, Inc.. A partir des données techniques de ce dessin, un modèle géométrique du compteur ^3He , tour à tour positionné au centre de chacune des sphères de polyéthylène de notre système conventionnel, a été établi. Ce modèle géométrique, établit selon un degré de précision le plus fidèle possible à ces données techniques, est représenté sur la figure 3.1 considérant la sphère de Bonner de 5" de diamètre. Cette représentation du modèle géométrique vue en coupe longitudinale et présentant une symétrie suivant l'axe z , suppose une coque métallique parfaitement sphérique renfermant le volume sensible de détection. De plus, le compteur ^3He est supposé parfaitement ajusté au sein des sphères de Bonner, étant elles-mêmes supposé constituées d'une seule pièce en polyéthylène. En conséquence, les minces pellicules d'air, inhérentes aux filetages et aux minces espaces entre pièces complémentaires de polyéthylène (lors du montage des sphères pour le positionnement central du compteur ^3He), ne seront pas considérées dans cette étude de modélisation. Les éléments extérieurs à la sphère munie de son compteur ^3He , tels que le câble de connexion à la chaîne électronique d'acquisition et le support de la sphère, ne seront pas, eux aussi, pris en considération dans notre étude.

La géométrie détaillée du détecteur, modélisée pour la simulation MCNPX du transport neutronique, a été découpé en cellules adjacentes et homogènes qui délimitent les différents matériaux constituant ce détecteur. Les matériaux prépondérants parmi tous ceux considérés dans la modélisation du détecteur (la densité et la composition de chaque matériaux considérés seront spécifiées en tant que paramètres d'entrée au code MCNPX) sont les suivants :

- le polyéthylène constituant la sphère modératrice,
- le gaz ^3He remplissant le volume sensible du compteur,
- l'acier inoxydable de type 304 constituant la coque qui enveloppe le volume gazeux sensible de détection,
- l'isolant céramique en alumine servant à maintenir le fil anodique du compteur en ses extrémités,
- l'enveloppe en laiton nickelé du connecteur SHV ainsi que son adaptateur hexagonal (à la coque sphérique du compteur) en acier inoxydable de type 303.

3.2.3 Procédures de calcul

3.2.3.1 La source de neutrons

La modélisation du faisceau source parallèle de neutrons a été construite selon les considérations géométriques qui suivent : les positions initiales d'émission des particules incidentes sont échantillonnées/distribuées de manière uniforme à la surface d'un disque source de même rayon que la sphère de Bonner, puis centré sur l'axe source-sphère passant par le centre même de la sphère et perpendiculaire par rapport à l'axe de symétrie du système sphère + compteur ^3He (axe passant par le centre effectif du compteur ^3He et parallèle à l'axe y du repère de référence). Le parcours de n'importe quel neutron incident est parallèle à cet axe source-sphère, générant ainsi un faisceau homogène uni-directionnel de neutron. Cette configuration géométrique du faisceau de neutron qui irradie la sphère de Bonner amène à respecter la condition requise (que nous avons stipulé dans le chapitre 2), nécessaire et suffisante, de la sphère uniformément "illuminée" par les neutrons pour la définition et la détermination de la réponse en fluence de la sphère de Bonner. La fluence Φ du faisceau de neutron est, pour chaque point d'impact sur la sphère, identique et supposé égale à la fluence du faisceau en la position du centre de la sphère, mais dans l'hypothèse de l'absence de cette dernière.

Si l'on définit l'angle d'incidence φ comme l'angle entre la "direction de vol" des neutrons et l'axe y du repère de référence, alors la configuration de la modélisation de notre système {source - sphère de Bonner}, définie comme telle, correspond à un angle $\varphi = 0^\circ$. Des valeurs discrètes d'énergie neutron (*faisceau monoénergétique*) ont été utilisées depuis 10^{-9} MeV jusqu'à 10 GeV. L'environnement dans lequel sont placées la source de neutrons et la sphère de Bonner est défini comme étant vide, par conséquent les neutrons ne subissent aucune interaction sur leur trajectoire avant d'atteindre directement la sphère modératrice de polyéthylène.

3.2.3.2 Paramètres utilisés par MCNPX pour le transport et la détection des neutrons

Pour les présents calculs Monte Carlo, nous avons utilisé une valeur $\rho_{PE} = 0.954 \text{ g/cm}^3$ pour la densité massique du polyéthylène supposé uniformément réparti dans les sphères modératrices de notre système conventionnel. Cette valeur de densité est une valeur nominale stipulée par l’organisme qui a fournit le polyéthylène, et nous verrons par la suite, les possibles effets des variations de cette densité autour de sa valeur nominale sur le calcul des réponses de notre système. Le modèle géométrique considéré dans cette étude de modélisation décrit le compteur proportionnel gazeux considéré dont le volume sensible de détection est rempli de manière homogène par du gaz ^3He sous une pression nominale de 9.7 atm. Le gaz additionnel de CO_2 remplissant, lui aussi, en réalité le volume sensible sous la faible pression partielle de 0.3 atm ne sera pas pris en compte dans notre travail, car, de surcroît, des réactions de neutron avec ce gaz ne peuvent entrer en compétition avec la réaction de capture $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ disposant en comparaison d’une très grande section efficace d’interaction. La densité atomique du gaz ^3He relative à la pression spécifiée, pour une température considérée de 293.6 K, est théoriquement égale à $n_{\text{He}} = 2.4246 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et doit être exprimée comme suit : $n_{\text{He}} = 2.4246 \times 10^{-4} (10^{24} \text{ atomes})/(\text{cm}^{-3})$, dans le fichier d’entrée MCNPX. La dispersion maximale de réponse du système conventionnel causée par une incertitude estimée sur la densité en ^3He sera discutée ultérieurement. Les cavités d’air vacantes à l’intérieur du compteur ^3He sont considérées remplies d’air sec sous pression normale et à une même température de 293.6 K.

Le tableau 3.1 résume les choix des paramètres supposés de composition et de densité relatives aux matériaux pépondérants parmi ceux employés dans la description du modèle géométrique du système sphère + compteur ^3He .

3.2.3.3 Calcul de la réponse en fluence par MCNPX

La réponse en fluence d’une sphère de Bonner de diamètre d irradiée de manière uniforme par un faisceau parallèle et homogène de neutrons monoénergétiques d’énergie *incidente* E_n ,

Matériau	Composition (fraction de masse en %)	Densité
Polyéthylène	85.6% C 14.4% H	$\rho_{PE} = 0.954 \text{ g/cm}^3$
Gaz hélium	${}^3\text{He}$	$n_{\text{He}} = 2.4246 \times 10^{-4} (10^{24} \text{ atomes})/(\text{cm}^{-3})$
Céramique	52.9% Al 47.1% O	$\rho_{ce} = 3.9 \text{ g/cm}^3$
Acier inoxydable type 304	19% Cr 2% Mn 70% Fe 9% Ni	$\rho_{SS304} = 8.02 \text{ g/cm}^3$
Acier inoxydable type 303	18% Cr 2% Mn 69% Fe 9% Ni 1% S 1% Si	$\rho_{SS303} = 8.02 \text{ g/cm}^3$
Laiton nickelé	70% Cu 18% Zn 12% Ni	$\rho_{lait} = 8.4 \text{ g/cm}^3$
Cavités d'air	0.01% C 75.53% N 23.18% O 1.28% Ar	$\rho_{air} = 1.1933 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$

Tableau 3.1 : Jeu de paramètres standards choisis par hypothèse et utilisés pour les calculs MCNPX et relatifs aux matériaux prépondérants intervenant dans la modélisation du système sphère + compteur ${}^3\text{He}$.

est définie selon l'équation (2.2), chapitre 2, que nous rappelons ici

$$R_d(E_n) = \frac{M_d}{\Phi(E_n)}. \quad (3.2)$$

Afin de déterminer par calcul MCNPX la réponse de notre système de sphères de Bonner conventionnel, il est assumé que le taux de réactions ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ se produisant dans le volume sensible de détection V_{sensible} du compteur proportionnel est corrélé au nombre de ‘coups’ de neutron donné par l’indication de la sphère M_d . Plus précisément, on assume que chaque évènement ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ est enregistré et contribue à l’indication de la sphère de Bonner. Les phénomènes se déroulant dans le milieu gazeux avant que les charges ne soient collectées, tels que les phénomènes d’amplification de charge par multiplication gazeuse, ne seront pas considérés dans nos calculs. La réponse est ensuite déterminée en ayant recours à un estimateur, ou *tally*, du flux moyen (intégré sur le temps) de neutron sur la cellule renfermant le volume gazeux sensible de détection. Ce *tally* est défini par la carte physique ‘F4’ du code MCNPX et constitue en fait un moyen de remonter à une *estimation de la fluence* Φ_j par *longueur de trace de neutron* traversant la cellule sensible. En effet, cette quantité est calculée à partir de la somme des K parcours, de longueurs respectives l_k , des neutrons d’énergie E_j qui traversent la cellule sensible du compteur

$$\Phi_j \propto \frac{1}{KV_{\text{sensible}}} \sum_{k=1}^K l_k(E_j), \quad (3.3)$$

où la variable énergie E_j correspond à présent à l’énergie de neutrons modérés ($E_j \leq E_n$), voire thermalisés par la sphère en polyéthylène, et qui parviennent à atteindre le détecteur central thermique. Au final, Φ_j est déterminée par le *tally* 4 comme la densité surfacique, normalisée par unité de particule source, du nombre de particules (en cm^{-2}) traversant la cellule sensible.

La réponse en fluence $R_d(E_n)$ (exprimée en *coups* par (*neutron* par cm^2), soit cm^2 en unité SI) de la sphère de Bonner de diamètre d irradiée par un faisceau de neutrons d’énergie incidente E_n est alors donnée selon un algorithme que nous soumettons au code MCNPX

$$R_d(E_n) = \sum_j \Phi_j a_{\text{source}} n_{\text{He}} V_{\text{sensible}} \sigma_{n,p}(E_j), \quad (3.4)$$

	avec
Φ_j	la fluence des neutrons d'énergie E_j traversant la cellule sensible (en cm^{-2}),
a_{source}	l'aire du disque source de neutron (en cm^2),
n_{He}	la densité atomique du gaz ^3He (en cm^{-3}),
$V_{sensible}$	le volume de la cellule sensible du compteur (en cm^3),
$\sigma_{n,p}(E_j)$	la valeur de section efficace de la réaction $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ aux neutrons modérés d'énergie E_j (en b).

Le code MCNPX traite individuellement l'histoire de chaque particule source, indépendantes entre elles, dont le nombre maximum N est spécifié par la carte 'NPS' dans le fichier d'entrée de simulation. Dans le cadre de notre étude, la simulation effectuée par la méthode Monte Carlo réside dans la construction d'un processus statistique qui consiste en la réalisation du parcours, dans la sphère de Bonner, d'un neutron émis par le disque source. Le résultat de la simulation MCNPX est ensuite obtenu en attribuant, sur les N histoires de particules incidentes, un score numérique à une certaine réalisation du processus statistique considéré, à savoir la traversé de la cellule sensible du compteur proportionnel par des neutrons modérés par le biais du *tally* 4. Le résultat final $R_d(E_n)$ donné par MCNPX est l'estimation d'une valeur moyenne déduite à partir des N valeurs du tally issues des N traitements numériques individuels de particules. Une erreur ou incertitude relative (incertitude Monte Carlo, d'origine purement statistique) représentée par

$$\frac{s(R)}{R} \equiv \frac{s(R_d(E_n))}{R_d(E_n)} =: u(R) \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.5)$$

est associée à cette valeur moyenne de variance $[s(R)]^2$ et accompagne le résultat $R_d(E_n)$ dans le fichier de sortie. De plus, cette erreur relative fait partie intégrante des dix tests statistiques accessibles à la fin d'un calcul MCNPX pour s'assurer de la bonne convergence du calcul.

3.3 Établissement de la matrice de réponse

Nous avons calculé un total de 1430 valeurs de réponse en fluence $R_d(E_n)$ en fonction de la variable énergie E_n établissant la matrice de réponse aux neutrons de notre système conventionnel de sphères de Bonner à compteur proportionnel gazeux ^3He de 5.08 cm de diamètre, modèle LND2705. Chacune des configurations de détecteur {sphère modératrice - compteur proportionnel ^3He } ont été modélisées sur le jeu complet comprenant les 10 diamètres différents (3'', 3.5'', 4'', 4.5'', 5'', 6'', 7'', 8'', 10'' et 12''), ainsi que le compteur nu, selon le modèle géométrique réaliste et le protocole de modélisation définis dans la section 3.2. A partir de là, le transport des neutrons depuis le faisceau source, parallèle et homogène, jusqu’à leur probable thermalisation, voire jusqu’à leur possible détection au sein de la sphère de Bonner, a été simulé par le code Monte Carlo MCNPX sur un vaste domaine en énergie de $E_n = 10^{-9}$ MeV jusqu’à $E_n = 10$ GeV.

Les sections efficaces d’interaction des neutrons avec les différents éléments (définis par leur composition isotopique) des matériaux constituant le système de détection ont été extraites des tables de données nucléaires, continues en énergie et évaluées selon la bibliothèque ENDF/B-VI.8 à la température de 293.6 K. On précisera que la bibliothèque ENDF/B-VI.8 intègre les extensions hautes énergies, jusqu’à 150 MeV, de la bibliothèque antérieure ENDF/B-VI.6. Pour les énergies neutron supérieures à 150 MeV, nous avons employé le générateur d’évènement LAQGSM03.01 jusqu’à l’énergie incidente de $E_n = 10$ GeV. Dans la région en énergie de transition comprise entre 20 MeV et 150 MeV, nous avons laissé par défaut le code MCNPX libre de procéder à l’exécution de l’option physique “*mix and match*” qui consiste à utiliser obligatoirement les évaluations de données tabulées de sections efficaces choisies jusqu’à leur limite supérieure en énergie pour chaque nucléide, pour ensuite déclencher le modèle physique désigné à plus hautes énergies, à partir desquelles les données nucléaires considérées ne sont plus disponibles.

Il est important de souligner l’utilisation dans MCNPX, pour la simulation du transport des neutrons d’énergies inférieures à quelques eV dans le polyéthylène, d’un traitement thermique spécial des données concernant les processus de diffusions élastiques. Ce traitement est

appliqué par la matrice $S(\alpha, \beta)$ (avec un moment de transfert α et une énergie de transfert β) qui prend en compte la nature des liaisons chimiques de l'hydrogène dans le polyéthylène modérateur ainsi que les différents modes de vibrations des molécules $(\text{CH}_2)_n$. Sachant que ces vibrations et oscillations moléculaires sont dépendantes de la température, les données de sections efficaces de diffusion en sont aussi, par conséquent, dépendantes. Le traitement des neutrons thermiques par la matrice $S(\alpha, \beta)$, incluant une base de données ainsi qu'un modèle spécifiques aux diffusions élastiques des neutrons d'énergie inférieure à 4 eV, prend alors en compte l'ensemble des phénomènes considérés.

Tous les calculs Monte Carlo présentés dans cette étude ont été effectués avec le code MCNPX version 2.6.0 implémenté sur un PC Intel(R) Core(TM) 2 Duo cadencé à 2.33 GHz avec 1.96 Go de RAM. Nous avons précédemment introduit, dans le paragraphe 3.2.3.3, l'erreur relative fournie par MCNPX sur la statistique Monte Carlo $u(R) = s(R)/R$, qui est le ratio de la déviation standard de la valeur moyenne $R_d(E_n)$ (résultant du tally 4 sur la cellule sensible du compteur) sur cette même valeur moyenne $R_d(E_n)$. Sachant que $u(R) \sim 1/\sqrt{N}$ (*loi des grands nombres*), le nombre d'épreuves Monte Carlo, ou histoires, doit être suffisamment élevé pour que les écarts statistiques soient faibles et par là même, pour que l'erreur relative soit acceptable (il est souhaitable que $u(R)$ soit la plus faible possible). Néanmoins, la durée matérielle du calcul doit rester dans des limites raisonnables. Dans un premier temps, il est nécessaire de trouver, selon la configuration du calcul, un compromis entre des incertitudes statistiques suffisamment faibles (donc un nombre d'histoires suffisamment élevé) et un temps de calcul raisonnable. Les réponses $R_d(E_n)$ calculées avec MCNPX selon l'équation (3.4) ont été obtenues grâce à la génération d'un nombre d'histoire suffisamment grand, tel que l'incertitude statistique $u(R)$ est, dans la très grande majorité des cas, inférieure à 1 %. Seul un certain nombre de calculs de réponse, pour certaines valeurs d'énergie incidente dans des zones de faible intérêt, concernant la sphère de 10'' de diamètre ainsi que la sphère de 12'' de diamètre, ont été effectués avec une incertitude n'excédant pas au grand maximum les 2.7 %.

En basant uniquement la modélisation du système {sphère modératrice - compteur proportionnel ^3He } sur la configuration géométrique réaliste établie et représentée sur la figure

3.1, il n’est pas possible d’atteindre l’incertitude statistique maximum de 1% requise, selon nos considérations, dans un temps de calcul CPU raisonnable sur la totalité des résultats constituant la matrice de réponse du système multisphère conventionnel. En effet, avec la configuration géométrique réaliste de départ donnée par défaut en entrée au code MCNPX, ce dernier mettrait plusieurs mois, selon nos estimations, pour exécuter la totalité des calculs de la matrice de réponse. Afin d’optimiser les procédures de calcul et par là même, gagner un temps considérable de calcul CPU, nous avons appliqué une technique de réduction de variance de tally sur nos simulations MCNPX. Cette technique, stable et fiable, dénommée “*geometry splitting with russian roulette*”, a consisté à introduire un biais dans la simulation du transport des neutrons au sein de la sphère de Bonner. Cette technique a consisté, de manière plus précise, à subdiviser géométriquement des cellules pré-existantes dans notre modélisation réaliste en un certain nombre de ‘sous-cellules’ pour ensuite assigner à ces dernières, ainsi qu’aux cellules non modifiées, une valeur d’importance aux neutrons transportés (carte ‘IMP’ dans MCNPX) qui se veut croissante au plus on se rapproche du volume sensible de détection. Concrètement, le volume modérateur entier a été décomposé en une série de cellules-couches modératrices concentriques dont le nombre et la position dépendent du diamètre de la sphère. Par la suite, chaque cellule, nouvelle et pré-existante, a été pondérée avec une certaine importance neutron dans le but d’assurer préférentiellement la migration, *via* le transport biaisé, des neutrons vers la cellule sensible de détection sur laquelle MCNPX procède au calcul du tally 4. Le contrôle de la population de neutron (par cette technique de réduction de variance) permet alors d’augmenter artificiellement et progressivement le nombre de neutron dans les cellules d’importance croissante vers le volume central gazeux de détection avec une importance neutron maximum associée au calcul du taux de réaction localisé des neutrons avec les noyaux ^3He . Avec cette nouvelle configuration géométrique de transport des neutrons, l’exécution du code MCNPX pour les évaluations des échantillons statistiques d’évènement s’opère bien plus rapidement dans les cellules ‘extérieures’ avec une importance neutron relativement faible, puis s’accroît progressivement de proche en proche pour les cellules ‘intérieures’ d’importance neutron de plus en plus grande jusqu’à la cellule

sensible centrale du compteur.

Après ce travail de réduction de variance par le choix judicieux de la subdivision des cellules de la géométrie réaliste, puis l'assignation d'importance neutron, nous avons pu optimiser de manière considérable le temps de calcul CPU de la matrice de réponse complète du système conventionnel (avec une incertitude statistique relative inférieure à 1%) en le réduisant à une durée inférieure à 22 jours. Afin de tester la validité de ces calculs, nous avons comparé les résultats de simulation de réponse, pour un certain nombre de sphère, obtenus de par la configuration géométrique de départ définie par défaut avec les résultats issus de la configuration géométrique biaisée. Il ressort de cette étude que les résultats MCNPX provenant de la configuration géométrique biaisée sont très proches des résultats provenant de la configuration géométrique initiale. Seules certaines déviations mineures ont été trouvées, n'excédant pas les 3%.

Sur la série de figures comprises entre la figure 3.2 et la figure 3.7, sont représentées sous forme graphique les données numériques constituant la matrice de réponse en fluence du système multisphère conventionnel, à savoir les valeurs numériques de calcul Monte Carlo $R_d(E_n)$ portées en fonction de l'énergie E_n selon le diamètre de la sphère de Bonner, y compris le compteur proportionnel ^3He nu. Les courbes de fonctions de réponse continues $R_d(E_n)$ (pouvant être notées plus simplement R), tracées sur chaque graphe, ont été obtenues par un procédé de lissage logarithmique en énergie et linéaire en réponse sur le domaine énergétique considéré s'étendant sur 13 décades, de $E_n = 10^{-9}$ MeV jusqu'à $E_n = 10$ GeV, et comportant 10 énergies équidistantes en échelle logarithme par décade. Les courbes de fonction de réponse ont été ajustées aux données calculées $R_d(E_n)$, représentées avec leurs barres d'erreur relative statistique associées, de manière à éliminer les fluctuations statistiques de ces résultats Monte Carlo. Par ailleurs, nous pouvons constater que la forme du sommet du pic de la courbe de fonction de réponse de la sphère de 12'' de diamètre commence à faire apparaître les structures nucléaires résonnantes de la section efficace du carbone aux neutrons d'énergie comprise entre 1 MeV et 10 MeV.

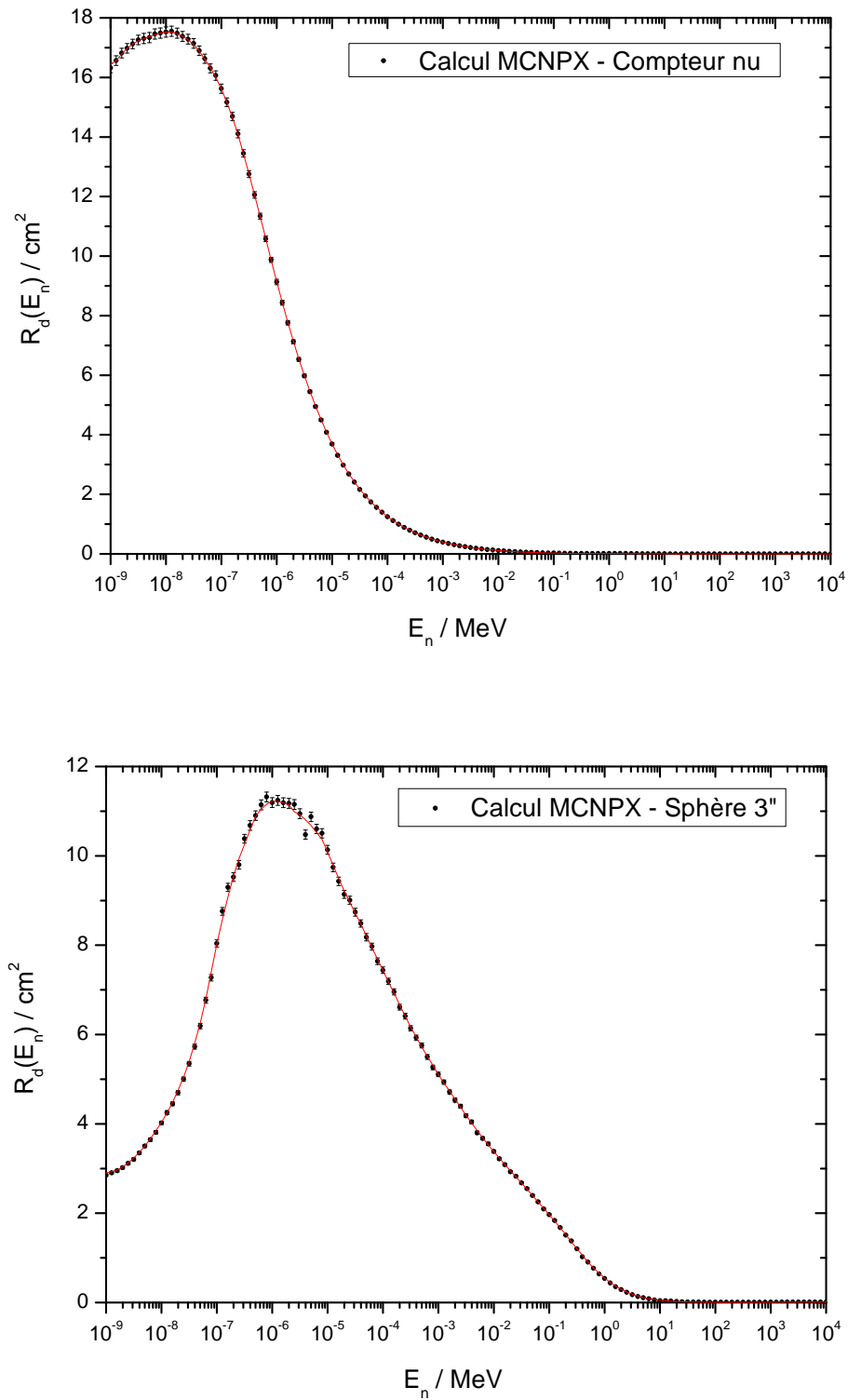


Figure 3.2 : Fonctions de réponse du compteur nu et de la sphère de 3'' de diamètre.

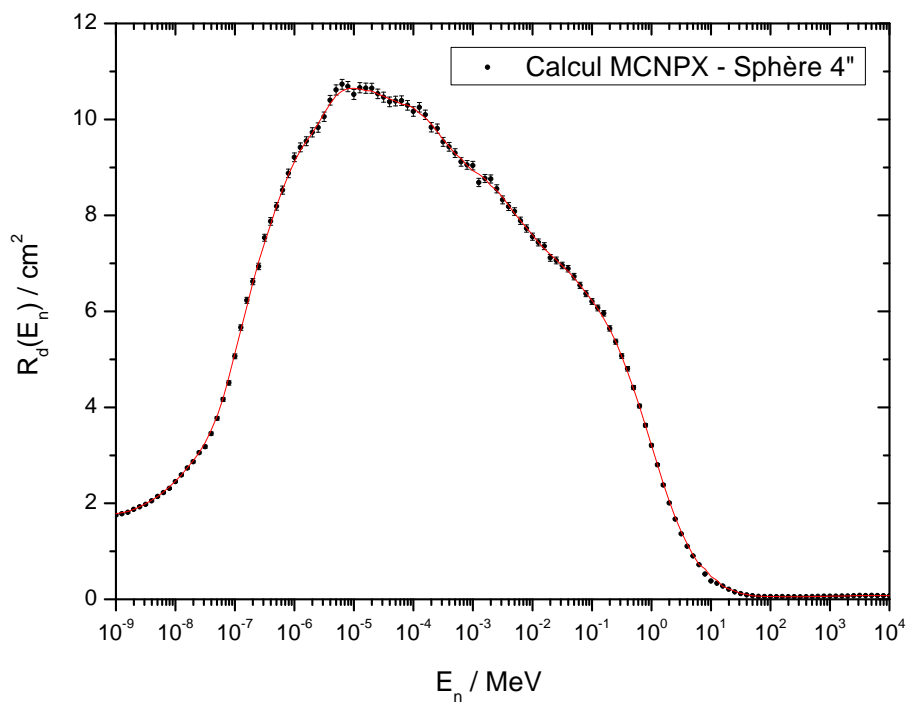
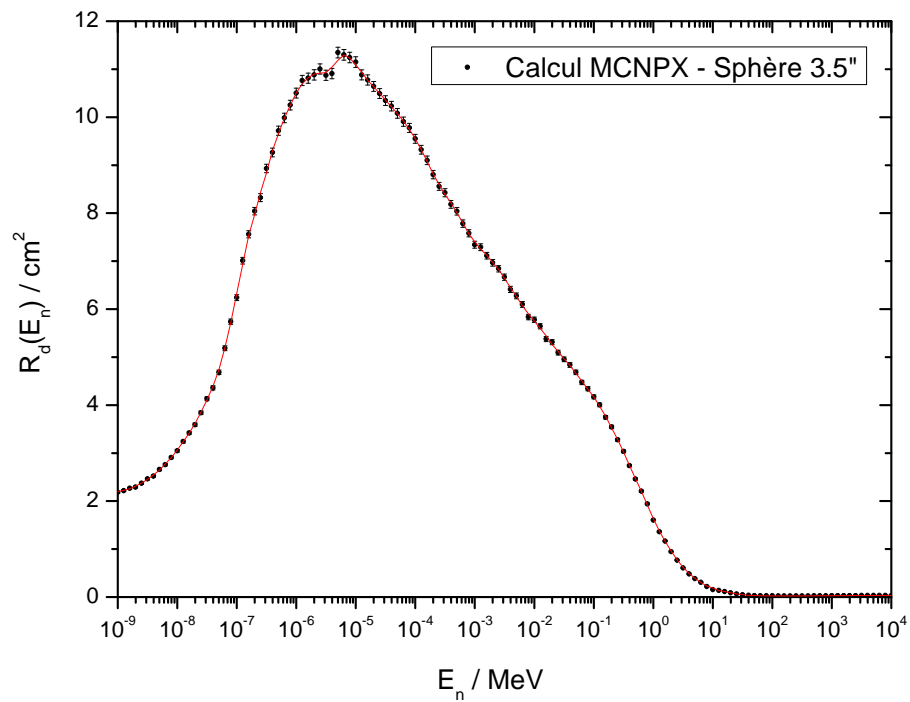


Figure 3.3 : Fonctions de réponse de la sphère de 3.5" de diamètre et de la sphère de 4" de diamètre.

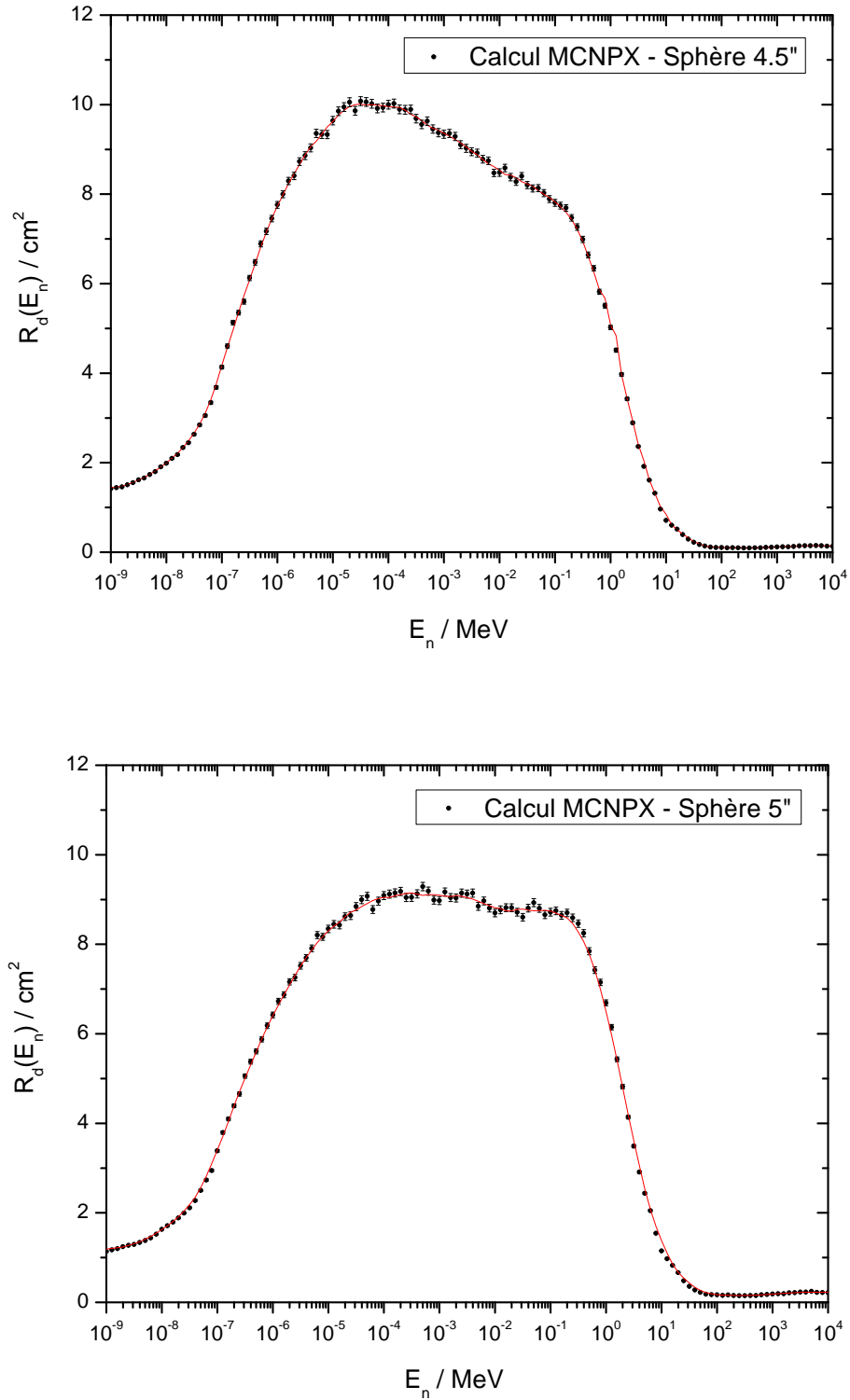


Figure 3.4 : Fonctions de réponse de la sphère de 4.5'' de diamètre et de la sphère de 5'' de diamètre.

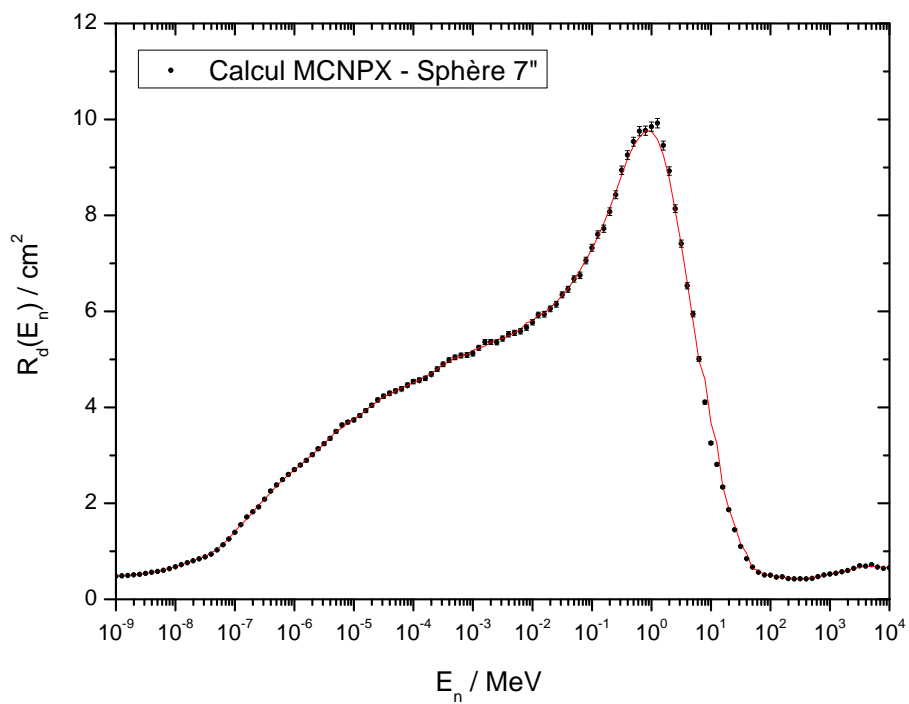
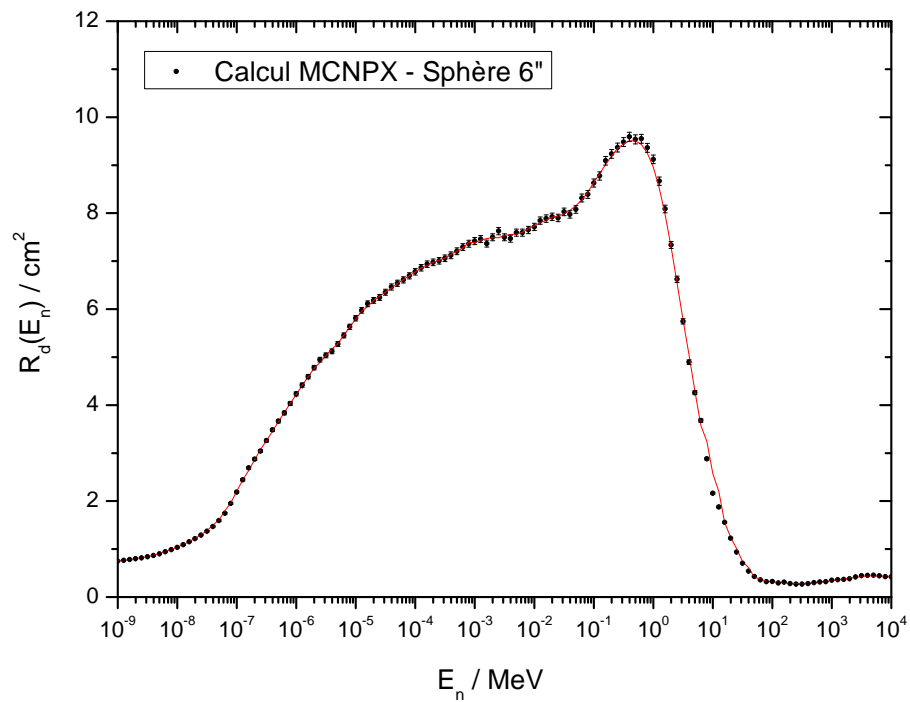


Figure 3.5 : Fonctions de réponse de la sphère de 6'' de diamètre et de la sphère de 7'' de diamètre.

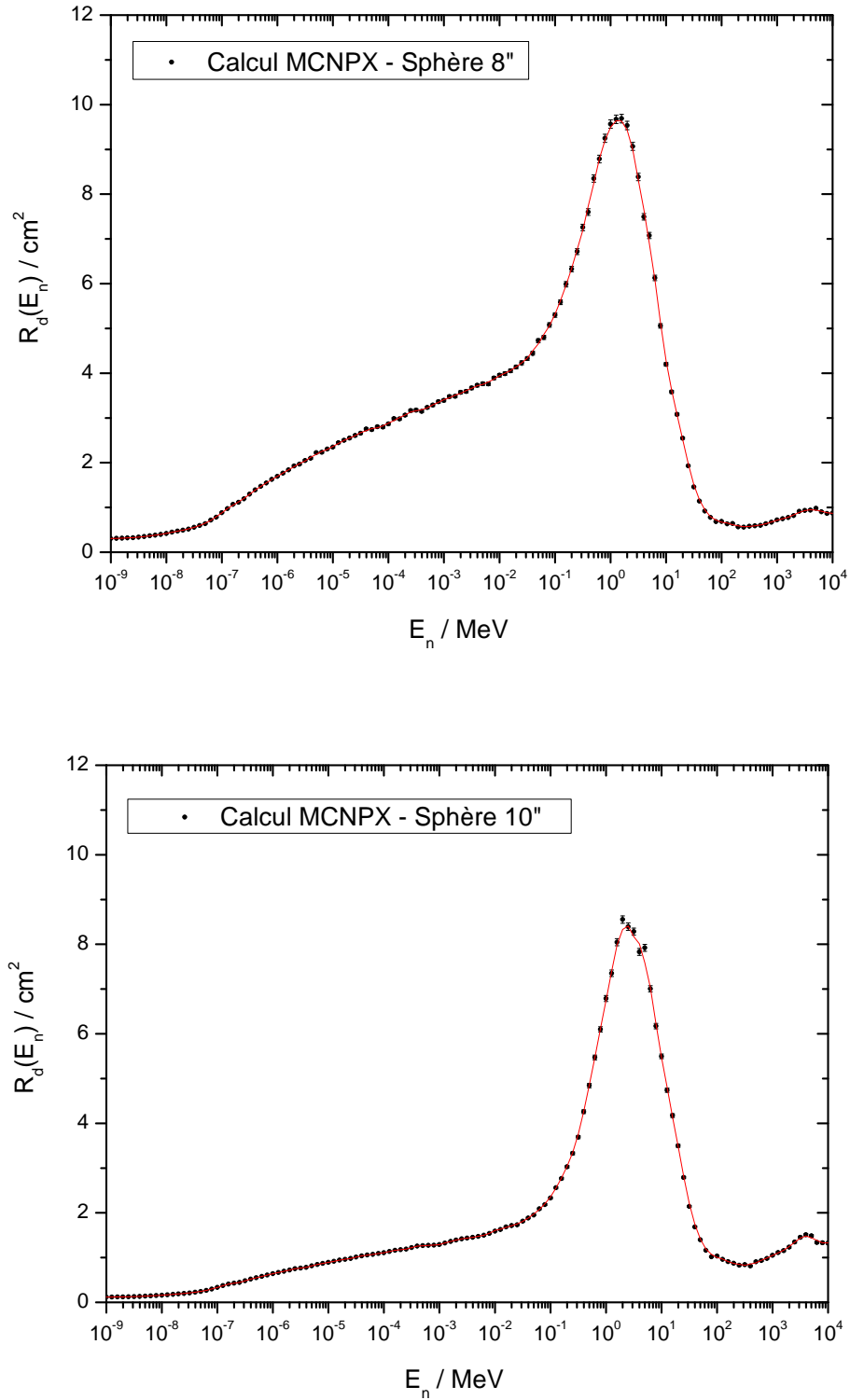


Figure 3.6 : Fonctions de réponse de la sphère de 8'' de diamètre et de la sphère de 10'' de diamètre.

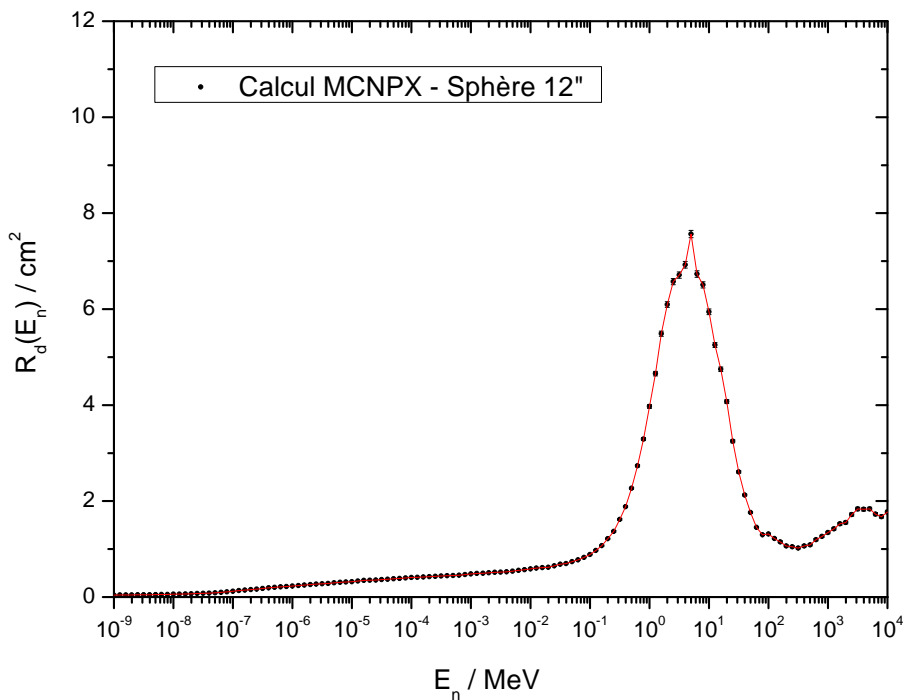


Figure 3.7 : Fonctions de réponse de la sphère de 12'' de diamètre.

3.4 Représentation et vérification semi-empirique des réponses en fluence

L'ensemble des valeurs de réponse en fluence qui forme la matrice de réponse du système multisphère conventionnel est représenté sur la série des figures 3.2 à 3.7 en fonction de l'énergie E_n , ces courbes de fonction de réponse étant réparties selon le paramètre du diamètre des sphères de Bonner. La même matrice de données de réponse est à présent représentée sur la figure 3.8 comme l'ensemble des fonctions de réponse continues évoluant suivant la variable du diamètre des sphères, l'énergie jouant dans ce cas le paramètre qui identifie chaque courbe. Sur cette figure 3.8, les données de réponse $R_d(E_n)$ calculées avec MCNPX sont représentées par des points en fonction des 10 valeurs discrètes d_i de diamètre de sphère, et les courbes de réponse reliant ces points sont obtenues par interpolation ("cubic spline interpolation"). L'ensemble forme un réseau de courbes caractéristiques, selon l'énergie incidente, des effica-

cités de comptage d’un système multisphère conventionnel. Le grand nombre de courbes de réponse représentées sur cette figure est dû au fait que 5 valeurs d’énergie équidistantes en logarithme par ordre de magnitude (entre 10^{-9} MeV et 10 GeV) sont considérées.

Sur la base d’une hypothèse d’analyse et de synthèse de données expérimentales et théoriques permettant leur normalisation, Zaborowski a établi une représentation mathématique pratiquement totale des fonctions de réponse en énergie de systèmes de sphères de Bonner [Zaborowski, 1981]. Cette hypothèse des distributions statistiques Log-normales, appliquée aux neutrons monoénergétiques, a été trouvée vérifiée avec une précision de quelques % pour un nombre conséquent d’étalonnage de système multisphère et également pour les calculs théoriques à partir des énergies épicaudmiques (à partir de ~ 1 eV). Ainsi, Zaborowski a proposé une représentation généralisée de la réponse (*versus* le diamètre de sphère) par une distribution Log-normale qui permet de rationaliser l’évaluation des fonctions de réponse, laquelle se trouve en première approximation indépendante de la nature du détecteur thermique central et seulement dépendante de l’efficacité de ce détecteur, et qui s’écrit de la manière qui suit, selon la variable du diamètre de sphère d_i , selon le paramètre énergie E_n , puis selon trois paramètres P_1 , P_2 , P_3 que l’on cherche à déterminer :

$$R(d_i, E_n) = \frac{P_1(E_n)}{P_2(E_n)d_i} \exp\left(-\frac{(\ln d_i - P_3(E_n))^2}{2P_2^2(E_n)}\right). \quad (3.6)$$

La représentation semi-empirique des fonctions de réponse donnée par l’équation (3.6) est importante pour notre étude car elle nous a permis, d’une part, de retrouver, d’une manière simple et analytique, les résultats des calculs obtenus par simulation Monte Carlo, puis, d’autre part et en conséquence, de vérifier par recoupement ces résultats Monte Carlo. Un exemple de démonstration est donné sur la figure 3.9 pour 7 valeurs d’énergie choisies arbitrairement. Nous avons pu observer que l’accord de l’hypothèse Log-normale avec les données calculées par simulations MCNPX est clairement satisfaisant. Pour la quasi-totalité des diamètres de sphère, les écarts relevés entre les réponses calculées avec MCNPX et les réponses obtenues par l’équation (3.6) pour chaque valeur de d_i comprise entre la sphère de 3'' et de 12'' de diamètre n’excèdent pas 1.5%, excepté pour la sphère de 3'' et 3.5'' au

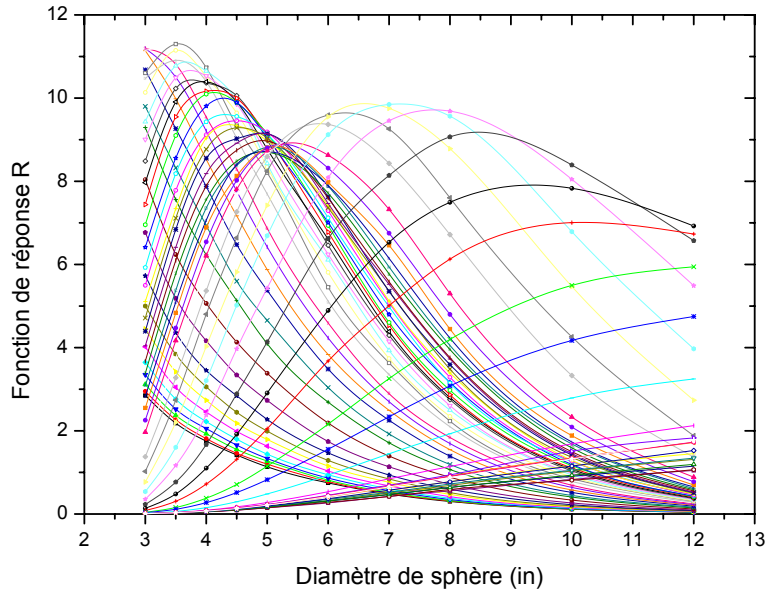


Figure 3.8 : Représentation de la matrice de réponse du système conventionnel en fonction du diamètre des sphères et selon le paramètre énergie.

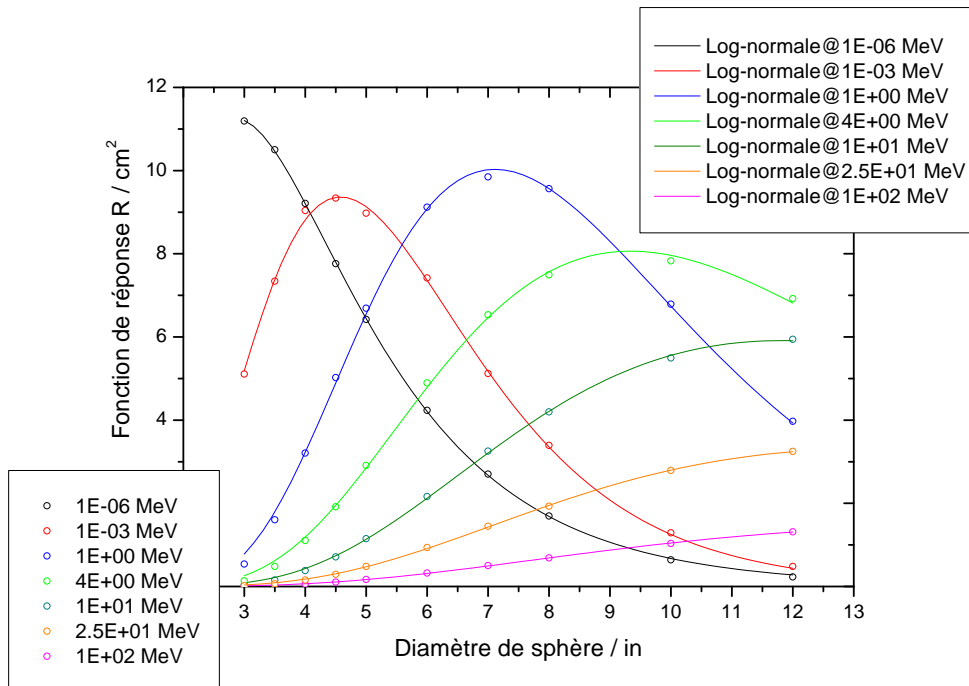


Figure 3.9 : Représentation Log-normale des réponses du système conventionnel pour les 7 énergies incidentes considérées.

E_n (MeV)	P_1	P_2	P_3
1.00E-06	19.50077 ± 0.1148	0.52645 ± 0.00359	1.33061 ± 0.0025
1.00E-03	18.01109 ± 0.17763	0.38925 ± 0.00428	1.67309 ± 0.00413
1.00E+00	29.3293 ± 0.38744	0.38216 ± 0.0045	2.10796 ± 0.00627
4.00E+00	35.79317 ± 0.84655	0.43306 ± 0.00707	2.42122 ± 0.01268
1.00E+01	36.96003 ± 1.34868	0.47322 ± 0.00784	2.69303 ± 0.01926
2.50E+01	25.10619 ± 1.21535	0.49929 ± 0.00874	2.84314 ± 0.02504
1.00E+02	15.54076 ± 1.34682	0.55557 ± 0.01296	3.08173 ± 0.0449

Tableau 3.2 : Paramètres P_1 , P_2 et P_3 déterminés pour le meilleur ajustement des distributions Log-normale aux calculs MCNPX de réponse pour les énergies incidentes spécifiées.

niveau des énergies $E_n = 1$ MeV et $E_n = 4$ MeV pour lesquelles les écarts entre réponse sont supérieurs à 8%. Avant de procéder à ces comparaisons, les paramètres $P_{1,2,3}$ des fonctions de réponse $R(d_i, E_n)$ ont été déterminés, pour les 7 valeurs discrètes d’énergie choisies, de manière à ajuster au mieux les courbes des distributions Log-normales aux points de calculs MCNPX (tableau 3.2).

Dans un travail plus approfondi, il serait intéressant de représenter graphiquement les trois paramètres $P_{1,2,3}$ des distributions Log-normales en fonction et pour le plus grand nombre d’énergie incidente (pour lesquelles les calculs de réponse MCNPX ont été réalisés), pour procéder à l’interpolation de ces données de paramètres toujours en fonction de l’énergie. En disposant ainsi des paramètres $P_{1,2,3}$ pour n’importe quelle valeur discrète d’énergie, il est alors possible d’obtenir (en procédant au calcul de la fonction $R(d_i, E_n)$) une première estimation directe et raisonnable de la réponse en fluence, quel que soit le diamètre de la sphère du système conventionnel et pour n’importe quelle valeur d’énergie incidente, dans le but de compléter les valeurs obtenues par calculs MCNPX.

3.5 Éléments d'analyse des incertitudes et déviations associées aux réponses en fluence calculées

3.5.1 Dépendance angulaire des réponses en fluence

Pouvant prétendre à une symétrie quasi sphérique, un système de détection de neutron basé sur le principe de modération par sphères de Bonner, et ceci d'autant plus, dans notre cas d'étude, que le volume sensible du détecteur thermique central est contenu dans une enveloppe sphérique, présente l'avantage majeur de fournir en première approximation une réponse aux neutrons quasi isotrope.

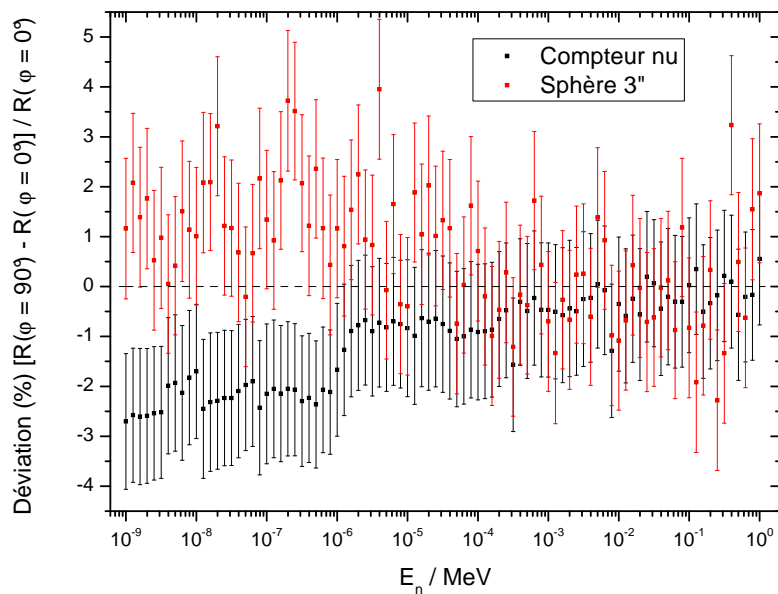


Figure 3.10 : Déviation en % de la réponse en fluence du compteur ${}^3\text{He}$ nu et celle de la sphère 3'' calculées pour une incidence $\varphi = +90^\circ$ par rapport à l'incidence choisie initialement $\varphi = 0^\circ$.

Puisque la détermination, par simulation Monte Carlo, des réponses en fluence du système étudié se réduit à une irradiation des sphères de Bonner par un faisceau de neutrons homogène et unidirectionnel, nous avons étudié l'influence de l'angle d'incidence du faisceau source sur la réponse des sphères de Bonner. L'angle d'incidence φ , pouvant être compris

dans l’intervalle $[-90^\circ, +90^\circ]$, a été précédemment défini comme l’angle entre la direction de vol des neutrons incidents et la direction positive de l’axe y , lequel est perpendiculaire à l’axe de symétrie de l’ensemble {compteur ^3He + sphère modératrice} (cf. figure 3.1). Tous nos calculs de réponse ont été précédemment établis avec un angle d’incidence $\varphi = 0^\circ$ et nous avons limité notre analyse préliminaire de la dépendance angulaire des réponses en quantifiant préférentiellement les possibles déviations de réponses calculées en fonction de l’énergie incidente E_n si l’on considère à présent une incidence de $\varphi = +90^\circ$ par rapport à l’incidence du faisceau initialement choisie avec $\varphi = 0^\circ$. A l’évidence, ces deux positionnements considérés du compteur ^3He (correspondant aux incidences respectives $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = +90^\circ$) vis à vis d’une exposition à un champ de neutrons monodirectionnel, sont les deux seuls positionnements réellement envisageables, que ce soit dans le cadre de la caractérisation expérimentale du système sous faisceaux monoénergétiques de référence ou dans le cadre de l’application finale du système de mesure en environnement radiatif atmosphérique. En d’autres termes, les limites de l’isotropie de réponse sont attendues pour une incidence de $\varphi = -90^\circ$ selon laquelle une proportion des neutrons incidents traverse obligatoirement le prolongement du connecteur SHV, potentiellement “non transparent” à ces derniers, avant d’atteindre l’enveloppe métallique sphérique contenant le volume sensible du gaz de détection en ^3He . D’autre part, les plus grandes déviations potentielles de réponse en fonction de l’angle d’incidence sont supposées attendues pour les plus petits diamètres de sphère jusqu’au compteur nu, lesquels sont les plus susceptibles de mettre en défaut la symétrie sphérique de l’instrument de mesure, et par conséquent de remettre en cause l’isotropie de détection.

La figure 3.10 représente la déviation en % de réponse définie à partir de calculs MCNPX comme étant le ratio $\Delta R/R = [R(\varphi = +90^\circ) - R(\varphi = 0^\circ)] / R(\varphi = 0^\circ)$ en fonction de l’énergie incidente E_n dans le cas du compteur proportionnel ^3He nu et celui de la sphère de 3'' de diamètre. Les ratios $\Delta R/R$ sont représentés avec leurs barres d’incertitudes relatives associées et calculées à partir de la racine carrée de la somme quadratique des incertitudes relatives statistiques respectivement associées aux quantités $R(\varphi = 0^\circ)$ et $R(\varphi = +90^\circ)$. Concernant le compteur nu, l’évolution des ratios de déviation de réponse entre $E_n = 10^{-9}$ MeV et

$E_n = 10^{-6}$ MeV, de signe négatif, nous indique la diminution de la réponse comprise en moyenne entre 2 et 3% environ, si l'on passe de l'incidence $\varphi = 0^\circ$ initialement choisie à l'incidence $\varphi = +90^\circ$. Pour la sphère de 3'' de diamètre, les ratios $\Delta R/R$ sont positifs sur la même région en énergie, de $E_n = 10^{-9}$ MeV jusqu'à $E_n = 10^{-6}$ MeV, ce qui signifie au contraire que la réponse augmente, et ceci pour des valeurs de ratios n'excédant pas en grande majorité les 2.5% de déviation. Il doit être noté, en outre, que la faible anisotropie décroît de manière pratiquement systématique avec l'énergie incidente E_n croissante, au-delà de 10^{-6} MeV, jusqu'à être sans conséquence que ce soit pour le compteur nu ou pour la sphère de 3'' de diamètre. Pour la région en énergie incidente au-delà de 10^{-6} MeV, on peut considérer que les ratios de déviation de réponse $\Delta R/R$ sont en grande partie bien inférieurs à $\pm 1.5\%$. A titre d'indication et de comparaison, nous pouvons préciser que la déviation en réponse consécutive au changement d'incidence à $\varphi = -90^\circ$ par rapport à $\varphi = 0^\circ$ peut entraîner, pour le compteur nu, jusqu'à près de 15% d'écart de réponse avec une valeur moyenne $\Delta R/R$ sur la gamme en énergie de $E_n = 10^{-9}$ MeV à $E_n = 1$ MeV de l'ordre de 12%. Pour la sphère de 3'' de diamètre, l'écart de réponse relatif au changement d'incidence à $\varphi = -90^\circ$ est moindre, et ne dépasse pas les 9%, pour une valeur moyenne $\Delta R/R$ chiffrée à 4%. Afin, pour le test de la dépendance angulaire des réponses des autres sphères de diamètre supérieur à 3'', nous pouvons résumer nos travaux d'analyse préliminaire en stipulant que les valeurs de ratio $\Delta R/R = [R(\varphi = +90^\circ) - R(\varphi = 0^\circ)] / R(\varphi = 0^\circ)$ calculées en fonction de E_n sont en moyenne très inférieures à 2% à partir de la sphère de 4'' de diamètre.

L'ensemble des résultats présentés conforte nos considérations sur les deux positionnements possibles du compteur proportionnel les plus réalistes vis à vis d'une exposition à un champ monodirectionnel de neutron, à savoir une réponse quasi isotrope pour une incidence bornée entre $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = +90^\circ$. L'isotropie de réponse est à l'évidence dégradée si l'on se place dans le cas extrême $\varphi = -90^\circ$ puisqu'il correspond au cas le plus défavorable qu'il ne pouvait être judicieux de retenir dès le départ.

3.5.2 Influence de la densité massique du polyéthylène modérateur sur les réponses en fluence

La densité massique du polyéthylène “haute densité” commercialisé peut varier entre 0.91 g/cm³ et 0.98 g/cm³ environ, sachant que la valeur de densité du polyéthylène la plus largement spécifiée jusqu’à maintenant dans l’ensemble des études de système de sphères de Bonner est de 0.95 g/cm³. Selon le certificat de conformité de matière délivré par le fournisseur de polyéthylène, le matériau usiné pour la fabrication du jeu de sphères de Bonner défini par notre étude est un polyéthylène à haut poids moléculaire de 500 000 mol/g et de densité nominale $\rho_{PE} = 0.954$ g/cm³. Cette valeur nominale, utilisée pour établir par calculs MCNPX la matrice de réponse du système multisphère, a été confrontée aux valeurs de densité massique mesurées sur des échantillons provenant respectivement des différentes coulées (quatre en tout) d’approvisionnement de polyéthylène nécessaires pour réaliser le système complet de sphères. Le tableau 3.3 regroupe les mesures effectuées par le Laboratoire National de métrologie et d’Essais des densités massiques des quatre échantillons de polyéthylène haute densité usiné et réparti selon le diamètre de sphère.

	échantillon 1	échantillon 2	échantillon 3	échantillon 4
densité massique (g/cm ³)	0.9543 ± 0.0031	0.9577 ± 0.0044	0.9583 ± 0.0037	0.9589 ± 0.0055
diamètres de sphère usinée	3"	6", 7"	8", 10" et 12"	3.5", 4", 4.5" et 5"

Tableau 3.3 : Données mesurées, avec les incertitudes de mesures associées, des densités massiques des quatre échantillons représentatifs du matériau polyéthylène constituant le jeu de sphères modératrices.

De manière générale, il est établi que de faibles variations relatives de la densité massique du polyéthylène modérateur autour de sa valeur effective peuvent conduire à de bien plus grandes variations relatives sur les réponses en fluence de sphères de Bonner correspon-

dantes, c'est-à-dire $\Delta R/R \gg \Delta \rho_{PE}/\rho_{PE}$ [Thomas, 1992]. La magnitude de cet effet dépend à la fois du diamètre de la sphère ainsi que de l'énergie incidente considérés. Les effets les plus remarquables sont à relever pour les diamètres de sphère et les énergies incidentes pour lesquels les réponses en fluence sont considérées faibles. Cependant, les études montrent aussi que les variations relatives en réponse, d'un ordre trois fois supérieur aux variations relatives correspondantes de la densité massique du polyéthylène, sont encore observables dans des régions de valeurs de réponse d'intensité non négligeable [Alevra et Thomas, 2003]. Une tendance, partiellement fonction de l'énergie incidente, dans la corrélation des variations des quantités ρ_{PE} et R se retrouve quel que soit le diamètre de la sphère, à savoir : une augmentation relative de la valeur de la densité massique du polyéthylène modérateur entraîne une diminution relative de la réponse en fluence pour les très basses énergies et une augmentation relative de réponse en fluence pour les très hautes énergies. Inversement, une diminution relative de la densité de polyéthylène amène à une augmentation relative de la réponse à très basse énergie incidente, puis à une diminution relative de la réponse à très haute énergie [Mares *et al.*, 1991].

Sur la base des considérations précédemment évoquées, nous avons effectué une analyse partielle de l'influence de la densité massique du polyéthylène sur la détermination de la réponse en fluence de notre système multisphère par l'étude restreinte du cas de la sphère de 12'' de diamètre. Plus précisément, nous avons recalculé à l'aide du code MCNPX la réponse en fluence de la sphère de 12'' de diamètre, sur le vaste domaine en énergie considéré, en fixant cette fois-ci le paramètre de densité massique du polyéthylène égal à la densité massique mesurée sur échantillon de 0.9583 g/cm³. Nous avons ensuite déterminé le ratio $\Delta R/R = [R(\rho_{PEmes.}) - R(\rho_{PEnom.})] / R(\rho_{PEnom.})$ dont les valeurs ont été reportées en fonction de l'énergie incidente E_n sur la figure 3.11. Ce ratio $\Delta R/R$ exprime les possibles déviations de réponse de la sphère de 12'' de diamètre pour une variation relative de densité massique du polyéthylène de $\Delta \rho_{PE}/\rho_{PE} = +0.45\%$ entre la valeur moyenne de la densité mesurée et la valeur nominale de la densité effective utilisée dans les calculs MCNPX pour établir la matrice de réponse du système multisphère conventionnel.

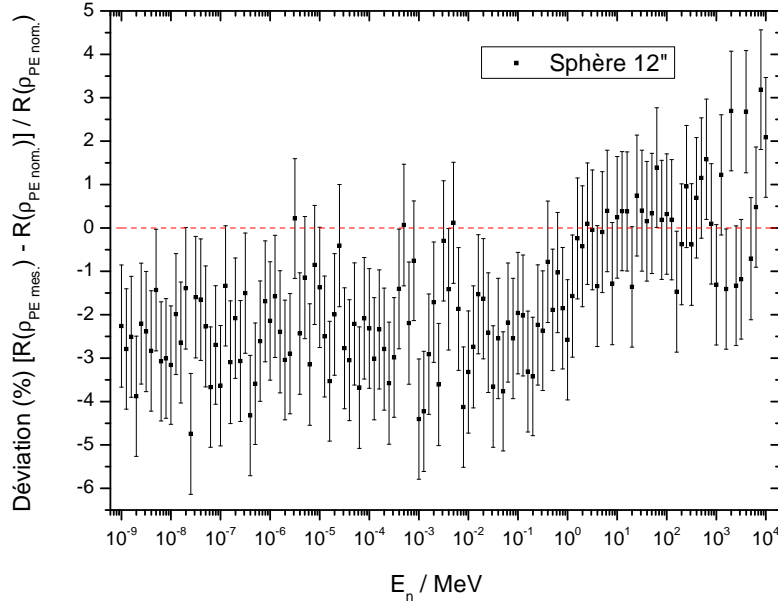


Figure 3.11 : Déviation en % de la réponse en fluence calculée pour une augmentation relative de la densité massique du polyéthylène modérateur de 0.45% par rapport à la valeur nominale de densité dans le cas de la sphère de 12'' de diamètre.

Au vu des résultats, nous retrouvons bien la tendance de l'évolution (en fonction de l'énergie incidente) de la réponse consécutive à une augmentation de la densité du polyéthylène, malgré les fortes fluctuations des données de ratio $\Delta R/R$, elles-mêmes issues des fluctuations statistiques des calculs Monte Carlo de réponse. Pour l'aspect quantitatif, les valeurs de ratio ne dépassent pas, au grand maximum, les 5% de déviation en moyenne en deçà de 1 MeV, pour se stabiliser entre 1 MeV et 1 GeV dans les 1% de déviation. Au dessus du GeV, le ratio $\Delta R/R$ tend à augmenter vers les 3% de déviation en moyenne.

3.5.3 Influence de la densité atomique en ^3He du gaz sensible de détection sur les réponses en fluence

Après avoir examiné, dans une première démarche préliminaire, les conséquences de la variation du paramètre ρ_{PE} de la densité massique du polyéthylène (par rapport à la valeur de densité nominale) sur la détermination de la réponse de la plus grande sphère de notre

système, l'étude de l'influence du paramètre de la densité atomique n_{He} du gaz ^3He sur les réponses en fluences s'impose.

Des résultats obtenus au cours de mesures ont permis de conclure que plusieurs compteurs proportionnels gazeux à ^3He , de modèle identique et de pression nominale identique, peuvent se comporter, en terme de réponse en fluence, à la manière d'un ensemble de compteurs de différentes pressions ^3He associées, avec une dispersion observée de l'ordre de 12% [Thomas *et al.*, 1994]. Par souci de précision, une approche de la détermination expérimentale de la pression ^3He est requise devant de grandes variations potentielles de réponse, établissant par hypothèse de grandes variations potentielles de pressions autour des valeurs nominales spécifiées par les constructeurs. Comme la mesure directe de la pression ^3He à l'intérieur d'un instrument de détection scellé n'est pas concevable, la détermination indirecte de cette pression par des mesures de réponse auprès d'un champ de neutrons thermiques caractérisé est possible. Cette détermination indirecte de la pression du volume gazeux sensible de détection par la voie expérimentale est indissociable de calculs permettant précisément d'estimer la pression du gaz ^3He , ou plus exactement le paramètre de la densité atomique en ^3He respective associée sur la base d'un certain nombre d'hypothèses [Thomas et Souchak, 1988].

Ainsi, des travaux de calibration et d'intercomparaison de compteurs proportionnels ^3He , de type SP9 Centronic et 0.5NH1/1K LCC Thomson-CSF, ont été effectués dans des installations délivrant des faisceaux de neutrons thermiques [Alevra *et al.*, 1992]. Les pressions partielles en ^3He correspondantes à chaque spécimen de compteur ont été, de ce fait, trouvées bien inférieures aux valeurs nominales respectives stipulées par les constructeurs. Dans une étude plus approfondie, des mesures de calibration portant sur divers compteurs, de même modèle SP9 et de pression nominale spécifiée égale à 200 kPa, ont révélé en réalité des valeurs de pression pouvant dévier de la valeur nominale jusqu'à près de $\pm 15\%$, avec toutefois, dans la plupart des cas, une déviation ne dépassant pas les $\pm 10\%$ [Alevra et Thomas, 2003].

La pression partielle, p_{He} , du gaz ^3He dans le compteur proportionnel de type LND 2705 employé dans notre système multisphère est stipulée égale à 9.7 atm par le constructeur. Le compteur renferme également une pression de 0.3 atm de gaz additionnel CO_2 , toujours

selon les mêmes spécifications, que nous avons choisi de ne prendre en compte selon nos considérations (cf. section 3.2.3.2). Le paramètre physique déterminant, dans le cadre de cette étude de la pression p_{He} pour la modélisation du système multisphère, est la densité atomique n_{He} qui devra être nécessairement estimée de manière précise au cours de futurs travaux de caractérisation de ce compteur proportionnel sous faisceau de neutrons thermiques délivré par une installation de référence. Pour notre présente étude de modélisation dédiée au calcul Monte Carlo de la réponse en fluence du système multisphère, nous avons considéré une densité atomique effective $n_{\text{He}} = 2.4246 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ correspondant à la pression nominale $p_{\text{He}} = 9.7 \text{ atm}$ à une température de 293.6 K.

Afin d'étudier l'influence de la variation potentielle de la valeur de densité n_{He} autour de sa valeur nominale (variation égale à celle de p_{He} autour de sa valeur nominale respective) sur la réponse de notre système de sphères de Bonner, nous avons calculé le ratio de réponses $R^{8.73 \text{ atm}}/R^{9.7 \text{ atm}}$ en fonction de l'énergie incidente E_n , pour le compteur nu, la sphère de 3'' de diamètre et celle de 5'' de diamètre. Le ratio $R^{8.73 \text{ atm}}/R^{9.7 \text{ atm}}$ représente en fait le ratio de la réponse $R^{8.73 \text{ atm}}$ calculée pour une pression partielle en ^3He de 8.73 atm dans le compteur et la réponse $R^{9.7 \text{ atm}}$ déjà calculée pour la pression nominale effective $p_{\text{He}} = 9.7 \text{ atm}$. Nous cherchons alors à quantifier l'écart de réponse pour une diminution en pression ^3He de 10%.

Attardons nous dans ce qui suit, pour commenter ensuite nos résultats, sur la définition de l'efficacité de détection du compteur proportionnel gazeux à ^3He nu de notre système. L'efficacité de détection du compteur ^3He nu aux neutrons d'énergie E_n , notée $\epsilon_{\text{CP}}(E_n)$, se définit comme le rapport de l'indication du compteur M_{CP} sur le nombre de neutrons de cette énergie qui sont interceptés par le compteur au niveau de son enveloppe métallique renfermant le volume sensible de détection. En tenant compte de la condition requise d'une illumination homogène de neutron pour la détermination de la réponse en fluence $R_{\text{CP}}(E_n)$ du compteur nu, le nombre de neutron d'énergie E_n qui sont interceptés par le compteur peut s'écrire en toute première approximation : $\Phi(E_n)\pi\varnothing_{\text{CP}}^2/4$, avec $\varnothing_{\text{CP}} = 5.08 \text{ cm}$ le diamètre externe de l'enveloppe métallique du compteur supposée idéalement sphérique et $\pi\varnothing_{\text{CP}}^2/4$ la section efficace géométrique idéale associée du compteur, dans le but de nous affranchir

de calculs trop complexes par une représentation géométrique simplifiée. A partir de cette approximation et suivant la définition de la réponse en fluence donnée en équation (2.2), une première estimation de l'efficacité $\epsilon_{CP}(E_n)$ du compteur proportionnel ${}^3\text{He}$ nu est obtenue par : $\epsilon_{CP}(E_n) = 4R_{CP}(E_n)/\pi\varnothing_{CP}^2$, un nombre sans dimension.

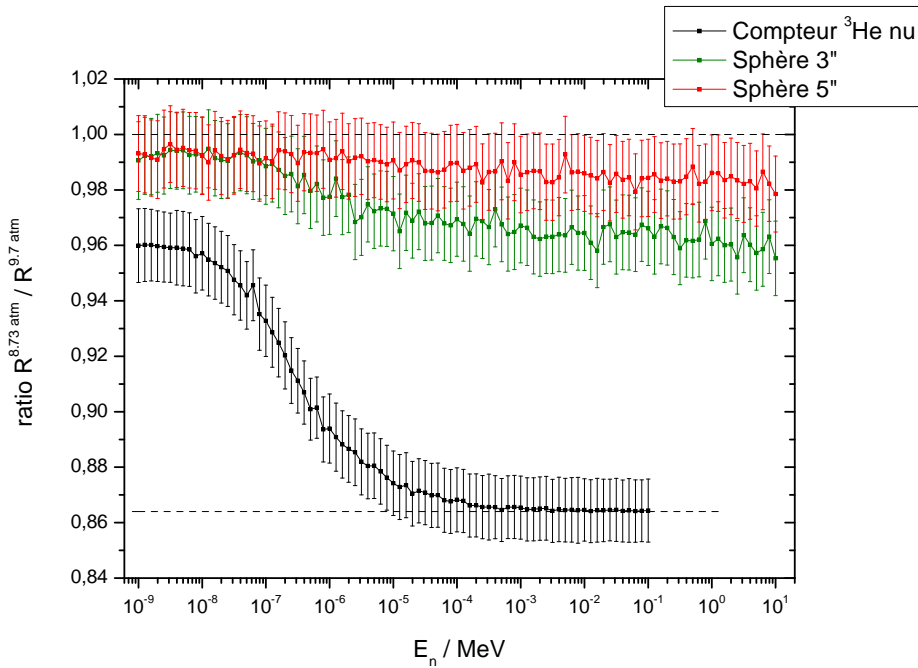


Figure 3.12 : Déviation en % de la réponse en fluence calculée pour une perte relative de pression ${}^3\text{He}$ de 10% par rapport à la valeur de pression nominale dans le cas du compteur proportionnel ${}^3\text{He}$ nu, de la sphère de 3" et de celle de 5" de diamètre.

En appliquant la définition de l'efficacité de détection du compteur proportionnel nu (rempli avec 9.7 atm de gaz ${}^3\text{He}$) en fonction de l'énergie incidente, nous trouvons une efficacité maximum de 80.5% aux neutrons d'énergie incidente $E_n = 10^{-9}$ MeV. Cette efficacité décroît ensuite de manière continue en fonction de l'énergie incidente croissante en passant à 45% pour $E_n = 10^{-6}$ MeV, jusqu'à atteindre les 0.6% pour E_n compris entre 10^{-3} et 10^{-2} MeV à partir desquels le compteur devient quasiment "transparent" aux neutrons de cette énergie, puis l'est totalement aux énergies supérieures. Cette forte diminution continue d'efficacité en fonction de l'énergie incidente croissante se retrouve au niveau de l'évolution du ratio $R^{8.73 \text{ atm}}/R^{9.7 \text{ atm}}$ en fonction de E_n sur la figure 3.12. La valeur initiale maximum du ra-

tio de réponses à $E_n = 10^{-9}$ MeV, égale à ~ 0.9599 , décroît continûment en fonction de E_n pour tendre vers ~ 0.864 à partir de $E_n = 10^{-3}$ MeV, c’est-à-dire à partir de l’énergie incidente pour laquelle le compteur tend vers une efficacité quasi nulle. Nous retrouvons alors au niveau de l’écart relatif entre ces deux valeurs extremums de ratio de réponses : $(0.864 - 0.960)/0.960 = -10\%$, la perte de pression du gaz ^3He initialement fixée par nos calculs, à savoir : $(8.73 - 9.7)/9.7 = -10\%$.

Si, à présent, le compteur est recouvert de polyéthylène modérateur dans le cas de la sphère de 3'' et celle de 5'' de diamètre, la réponse est en conséquence principalement causée par les neutrons thermalisés. Bien que la thermalisation soit incomplète pour les neutrons incidents vers le domaine des hautes énergies et pour les petites sphères, une faible dépendance en énergie des ratios de réponses est observée pour la sphère de 3'' de diamètre, puis nettement atténuée pour la sphère de 5'' de diamètre sur la figure 3.12. Dans les deux cas, le ratio de réponses décroît avec l’énergie incidente croissante. Pour conclure, nos résultats nous indiquent qu’une perte de pression de gaz ^3He de 10% à partir de la valeur nominale $p_{\text{He}} = 9.7$ atm (soit une même perte en densité atomique n_{He} de 10%) amène à réduire la réponse du compteur proportionnel ^3He nu de 4% dans le domaine thermique jusqu’à près de 13.6% au-delà. En ce qui concerne les sphères de diamètres respectifs de 3'' et de 5'', les diminutions relatives moyennes de réponses ne franchissent pas, au grand maximum, les 4% et les 2% respectivement.

3.6 Extension du système conventionnel au domaine des hautes énergies

3.6.1 Considérations et hypothèses de calcul

Dans cette seconde phase de travail, nous présentons l’étude de la modification du système de mesure conventionnel par sphères de Bonner, système défini et caractérisé par simulations numériques de type Monte Carlo dans les sections précédentes, afin d’étendre sa sensibilité aux neutrons de hautes énergies. Cette extension est potentiellement envisageable, comme

nous l'avons décrit dans la section 2.5 du chapitre 2, en incorporant dans le polyéthylène modérateur de sphères de Bonner conventionnelles, des coquilles de matériaux convertisseurs, et plus précisément des matériaux métalliques possédant de grandes sections efficaces de réactions (n, xn'). Notre travail s'est alors concentré sur le calcul de la réponse d'un grand nombre de configurations 'métalliques' de sphères de Bonner au moyen du code de transport MCNPX 2.6.0. Plus précisément, cette étude a consisté à analyser et à quantifier, selon la nature du matériau convertisseur, l'effet du positionnement ainsi que de la masse de ce matériau convertisseur au sein du polyéthylène modérateur sur l'accroissement conséquent de la réponse aux neutrons de hautes énergies de la sphère de Bonner modifiée. L'étape finale de cette étude repose par la suite sur la recherche et le choix de configurations métalliques de sphères de Bonner optimisées pour augmenter de la manière la plus conséquente l'efficacité de détection du système dans le domaine des hautes énergies. Sera présentée dans ce qui suit, la partie des résultats les plus significatifs qui ont conduit au choix des configurations métalliques optimisées et retenues.

Comme illustré et spécifié dans le tableau 3.13, trois positions métalliques de départ ont été fixées et les conséquences sur la réponse aux neutrons de hautes énergies ont été étudiées. Dans les trois configurations de sphères métalliques considérées, le diamètre total de sphère modifiée (modérateur et convertisseur compris) est maintenu constant et égal à 7". D'autre part, l'épaisseur de coquille métallique est maintenue constante et égale à 0.5" dans ces trois configurations métalliques de départ, ce qui permet de conserver une épaisseur modératrice totale constante dans les trois cas. Ces deux critères géométriques de configuration sont basés sur des considérations pratiques de maniabilité et de transport des sphères modifiées que nous expliciterons au cours des sections suivantes. Dans le but de quantifier l'accroissement de la réponse aux neutrons rapides pour chacune des configurations métalliques définies et considérées, respectivement par rapport à la réponse de la sphère conventionnelle initiale de 7" de diamètre, nous introduisons le ratio noté $\Gamma_{\text{métal}}$, tel que $\Gamma_{\text{métal}} = \text{Réponse de la sphère 7" modifiée} / \text{Réponse de la sphère 7" conventionnelle}$, qui est fonction de l'énergie incidente des neutrons E_n .




Position M interne  7"_M(0.5")_PE(2")	Matériau	Métal M	Polyéthylène PE	
	Épaisseur	0.5"	2"	
	Diamètre externe	3"	7"	
Position M centrale  7"_PE(1")_M(0.5")_PE(1")	Matériau	Polyéthylène PE	Métal M	Polyéthylène PE
	Épaisseur	1"	0.5"	1"
	Diamètre externe	4"	5"	7"
Position M externe  7"_PE(2")_M(0.5")	Matériau	Polyéthylène PE	Métal M	
	Épaisseur	2"	0.5"	
	Diamètre externe	6"	7"	

Figure 3.13 : Dimensionnement des trois configurations de sphères modifiées de 7" de diamètre modélisées pour l'extension du système conventionnel aux hautes énergies.

Pour terminer et non pour le moindre, tous les calculs MCNPX relatifs à cette phase d'extension de notre système multisphère conventionnel ont été effectués en assumant et en employant un modèle géométrique très simplifié du compteur proportionnel ^3He central de type LND 2705, à savoir une sphère idéale contenant du gaz ^3He de densité atomique effective $n_{\text{He}} = 2.4246 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et de diamètre égal au diamètre interne de la coque métallique sphérique du compteur défini dans le modèle géométrique détaillé réaliste (section 3.2.2). Les coquilles métalliques modélisées sont, quant à elles, supposées parfaitement sphériques et parfaitement ajustées d'une seule pièce au polyéthylène et/ou au compteur ^3He central. Les raisons de ce choix de modélisation simplifiée sont justifiées, au vu du grand nombre de configurations métalliques modélisées au total, par un travail rendu bien trop fastidieux s'il avait été accompli avec un modèle réaliste détaillé du compteur ^3He , s'accompagnant nécessairement de l'optimisation de la subdivision géométrique de cellules (par importance

aux neutrons) sur la configuration complète de la sphère modifiée par une technique de réduction de variance. En outre, toujours dans le souci d'optimiser le temps de calcul CPU vis à vis du grand nombre de configurations métalliques modélisées, nous avons laissé le code MCNPX libre de simuler le transport des neutrons de hautes énergies avec le modèle de cascades intranucléaires de Bertini (modèle physique employé par défaut par MCNPX lorsque les tables de données de sections efficaces ne sont plus disponibles) couplé avec le générateur d'évènements de hautes énergies FLUKA (modèle physique employé par défaut par MCNPX au-delà de 3.5 GeV). Nous nous affranchissons ainsi du temps d'exécution de calcul respectivement associé au générateur d'évènements de hautes énergies LAQGSM bien plus conséquent (d'un facteur 14 à 38 selon nos estimations dans le cadre de nos calculs) par rapport à celui respectivement associé au modèle physique de Bertini couplé avec le générateur FLUKA. Notons que la démarche établie pour l'étude de l'extension du système conventionnel au domaine des hautes énergies se veut être *absolue*, et par là même indépendante du choix du modèle physique pour simuler les interactions des neutrons de hautes énergies dans les configurations métalliques de sphères de Bonner.

En dehors des considérations et hypothèses de calcul émises précédemment, les procédures et conditions de calcul pour déterminer la réponse en fluence aux neutrons restent identiques à celles décrites dans la section 3.2.3 et la partie 3.3.

3.6.2 Sélection de matériaux convertisseurs

Métal	Numéro atomique	Densité massique (g/cm ³)
Fer (Fe)	26	7.86
Cuivre (Cu)	29	8.96
Bismuth (Bi)	83	9.80
Plomb (Pb)	82	11.34
Tungstène (W)	74	19.30

Tableau 3.4 : Propriétés physiques élémentaires des matériaux métalliques sélectionnés pour l'extension aux hautes énergies.

Nous avons sélectionné cinq matériaux convertisseurs pour l’étude de l’extension de notre système conventionnel au domaine des hautes énergies. Ces matériaux métalliques, ainsi que leurs numéros atomiques et leurs densités massiques associés, sont présentés dans le tableau 3.4. Les grandes valeurs des sections efficaces de réactions (n, xn') de ces métaux, extraites de la base de données nucléaires évaluées ENDF/B-VI.8 et utilisées dans nos calculs MCNPX, sont tracées en fonction de l’énergie incidente des neutrons sur les noyaux métalliques (isotope le plus abondant pour chaque élément) sur la figure 3.14. On peut alors constater que les sections efficaces disponibles des réactions $(n, 2n')$, pour l’isotope respectif le plus abondant des noyaux métalliques disposant des plus grands nombres atomiques (parmi ceux que nous avons sélectionnés), atteignent les 2 barns et présentent un seuil de réaction compris entre 7 et 8 MeV, correspondant à l’énergie de séparation des neutrons de chaque noyau cible métallique. Outre leurs propriétés physiques en tant que convertisseurs de neutrons, ces matériaux disposent de propriétés mécaniques convenables pour être usinés sous forme de coquilles sans difficultés techniques majeures. Nous avons mentionné dans la section précédente des considérations pratiques de maniabilité et de transport au niveau des critères de configurations géométriques des coquilles métalliques. Sur l’ensemble des combinaisons possibles de coquilles métalliques envisagées suivant la nature du matériau métallique considéré, la configuration de sphère modifiée métallique la plus légère (correspondant à la configuration de sphère de 7'' avec une coquille de 1 kg de fer en position interne) pèse 4 kg. En contrepartie, la configuration de sphère modifiée métallique la plus lourde (correspondant à la configuration de sphère de 7'' avec une coquille de 21 kg de tungstène en position externe) pèse 23 kg.

3.6.3 Résultats et optimisation de la réponse ‘hautes énergies’

3.6.3.1 Détermination de l’accroissement de réponse $\Gamma_{\text{métal}}$

Nous avons regroupé dans le tableau 3.5 les valeurs de ratio $\Gamma_{\text{métal}}$ issues des calculs Monte Carlo des réponses en fluence des configurations métalliques de sphères, pour chacun des métaux convertisseurs sélectionnés, selon les trois positions géométriques de coquille définies et considérées dans le tableau 3.13. En tout premier lieu, nous observons que le ratio $\Gamma_{\text{métal}}$ aug-

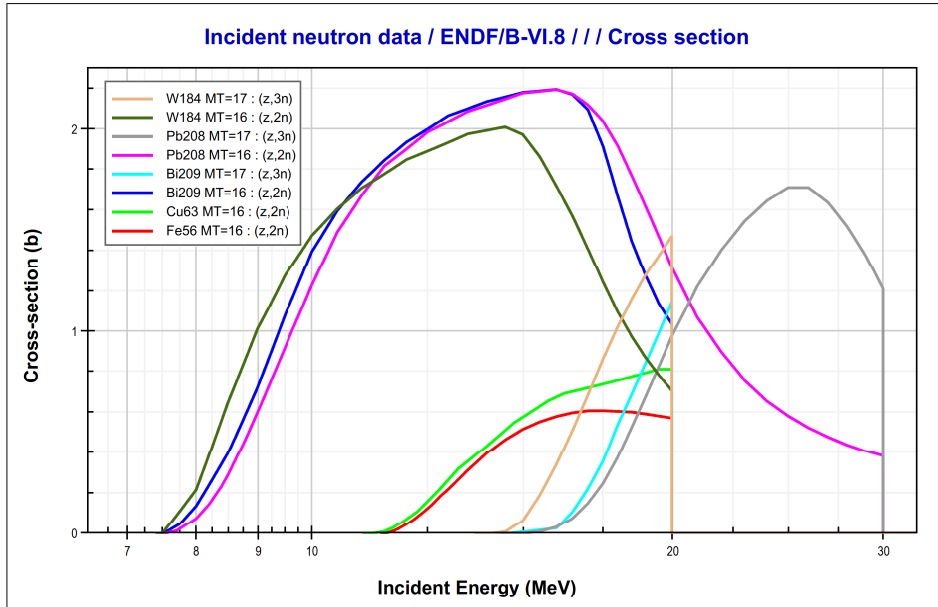


Figure 3.14 : Données évaluées de sections efficaces des réactions (n,xn') des matériaux métalliques sélectionnés selon la bibliothèque ENDF/B-VI.8.

mente systématiquement avec l'énergie incidente E_n , quelle que soit la position géométrique de coquille et pour n'importe quel métal convertisseur considéré. Toujours pour n'importe quel métal convertisseur considéré, le ratio $\Gamma_{\text{métal}}$ augmente ensuite, dès lors que l'on "déplace" la coquille métallique, d'épaisseur maintenue constante, vers la circonférence extérieure de la sphère de 7" de diamètre. À l'évidence, sur les trois positions métalliques envisagées, la position métallique extérieure est celle qui amène à la plus grande quantité de matériau lourd convertisseur incorporée dans la sphère conventionnelle de 7" de diamètre. Enfin, pour une position métallique considérée, l'accroissement de réponse $\Gamma_{\text{métal}}$ en fonction de l'énergie incidente E_n s'accroît pour une densité métallique croissante selon la classification naturelle des métaux : fer, cuivre, bismuth, plomb et tungstène. En conséquence, les plus grandes valeurs de ratio $\Gamma_{\text{métal}}$ en fonction de E_n sont obtenues avec la configuration externe de la coquille de tungstène, tandis que les plus faibles valeurs de ratio $\Gamma_{\text{métal}}$ sont observables pour

la configuration interne de la coquille de fer.

Fer				Cuivre			
Energie incidente E_n (MeV)	$\Gamma_{\text{métal}}$ position interne	$\Gamma_{\text{métal}}$ position centrale	$\Gamma_{\text{métal}}$ position externe	Energie incidente E_n (MeV)	$\Gamma_{\text{métal}}$ position interne	$\Gamma_{\text{métal}}$ position centrale	$\Gamma_{\text{métal}}$ position externe
1.00E+00	0.58	0.72	0.93	1.00E+00	0.55	0.68	0.91
1.00E+01	0.54	0.75	1.00	1.00E+01	0.53	0.76	1.05
1.00E+02	1.61	4.45	5.42	1.00E+02	1.87	5.43	7.24
1.00E+03	2.43	7.62	10.06	1.00E+03	2.85	9.42	12.56
1.00E+04	2.91	9.66	12.86	1.00E+04	3.37	12.53	16.30
Bismuth				Plomb			
Energie incidente E_n (MeV)	$\Gamma_{\text{métal}}$ position interne	$\Gamma_{\text{métal}}$ position centrale	$\Gamma_{\text{métal}}$ position externe	Energie incidente E_n (MeV)	$\Gamma_{\text{métal}}$ position interne	$\Gamma_{\text{métal}}$ position centrale	$\Gamma_{\text{métal}}$ position externe
1.00E+00	1.30	0.93	0.94	1.00E+00	1.25	0.93	0.94
1.00E+01	1.24	0.98	1.05	1.00E+01	1.22	0.99	1.11
1.00E+02	5.28	8.33	8.02	1.00E+02	5.81	9.52	9.63
1.00E+03	14.87	26.43	26.68	1.00E+03	15.02	28.63	28.64
1.00E+04	17.75	32.30	33.57	1.00E+04	20.25	39.33	42.26
Tungstène							
Energie incidente E_n (MeV)	$\Gamma_{\text{métal}}$ position interne	$\Gamma_{\text{métal}}$ position centrale	$\Gamma_{\text{métal}}$ position externe				
1.00E+00	0.92	0.73	0.90				
1.00E+01	1.13	1.25	1.54				
1.00E+02	8.62	17.87	19.59				
1.00E+03	23.42	54.33	61.61				
1.00E+04	32.90	79.75	89.08				

Tableau 3.5 : Détermination de l'accroissement de réponse aux hautes énergies par le calcul du ratio $\Gamma_{\text{métal}}$.

Se dégage de notre analyse les deux matériaux convertisseurs les plus efficaces pour dégrader l'énergie des neutrons incidents à partir de la dizaine de MeV, à savoir le plomb et

le tungstène. Ainsi, la configuration de la coquille externe de plomb permet d'accroître la réponse de la sphère conventionnelle de 7'' aux neutrons d'énergie $E_n = 100$ MeV avec un facteur proche de 10, jusqu'à un facteur supérieur à 40 pour $E_n = 10$ GeV. En ce qui concerne la configuration métallique la plus efficace correspondant à la coquille externe en tungstène, la réponse de la sphère conventionnelle de 7'' est multipliée par un facteur proche de 20 à l'énergie incidente $E_n = 100$ MeV, pour ensuite être multipliée par un facteur pratiquement égal à 90 à l'énergie $E_n = 10$ GeV.

3.6.3.2 Cas du tungstène convertisseur

Le tungstène est le matériau convertisseur, parmi ceux sélectionnés dans le cadre de notre étude d'extension du système conventionnel aux neutrons de hautes énergies, qui offre les meilleures propriétés physiques pour augmenter de manière conséquente la sensibilité de la sphère conventionnelle initiale de 7'' de diamètre dans le domaine des hautes énergies. Nous avons de plus déterminé la configuration géométrique la plus efficace pour une coquille métallique en tungstène de 0.5'' d'épaisseur. Comme nous l'avons indiqué précédemment, cette dernière configuration disposant d'une coquille externe de tungstène, représente, parmi toutes les configurations de sphères modifiées envisagées, celle qui comporte la plus grande masse de matériau convertisseur (21 kg) pour une masse totale de sphère modifiée égale à 23 kg. Une étude complémentaire a été menée pour tenter de réduire cette masse conséquente de tungstène tout en essayant de conserver l'efficacité de détection des neutrons de hautes énergies de cette configuration. Nous avons alors pu constater très rapidement qu'il n'est pas possible de réduire significativement cette masse de tungstène convertisseur sans affecter la sensibilité de cette sphère modifiée dans le domaine hautes énergies. En effet, la réduction de masse du tungstène convertisseur de près de 5 kg, induite par la réduction d'épaisseur de 0.1'' de la coquille métallique externe tout en maintenant un diamètre total de sphère modifiée de 7'', altère l'efficacité de détection des neutrons de hautes énergies jusqu'à réduire la réponse à ces derniers, à partir de 100 MeV, de près de 30% par rapport à la configuration initiale de masse en tungstène convertisseur égale à 21 kg.

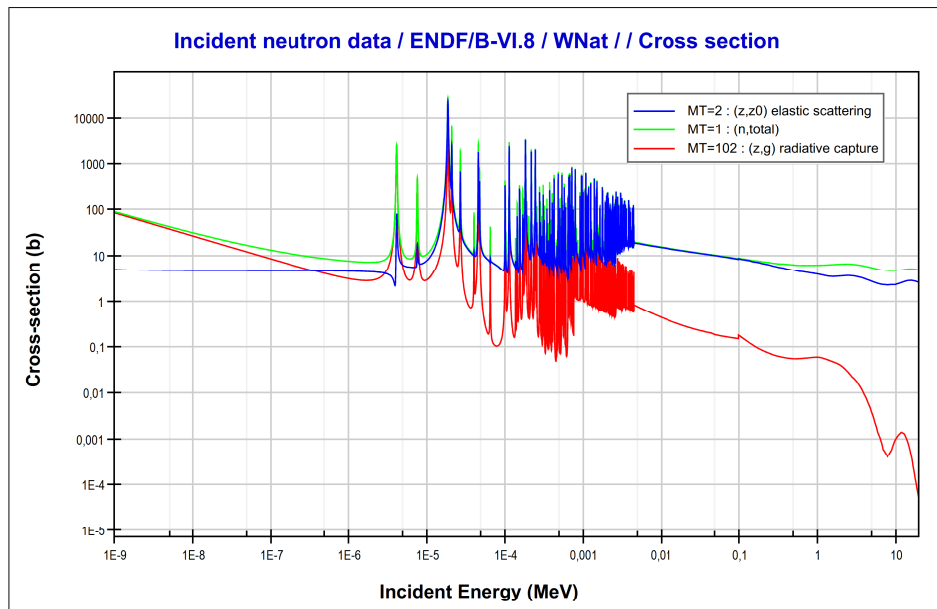


Figure 3.15 : Données de sections efficaces de la réaction totale, de diffusion élastique et de capture radiative des neutrons sur les noyaux de tungstène selon ENDF/B-VI.8.

Revenons à présent et plus en détail sur les calculs Monte Carlo de la réponse en fluence de la sphère 7'' modifiée, dans sa configuration initiale de coquille de tungstène externe, et effectués sur la totalité du domaine en énergie d'intérêt (figure 3.16 et 3.17). Ces calculs Monte Carlo ont été effectués à partir des tables de données évaluées issues de la bibliothèque ENDF/B-VI.8 pour décrire les interactions des neutrons incidents avec les noyaux métalliques cibles. Au niveau des sections efficaces de réactions induites par les neutrons sur les noyaux métalliques, telles que les diffusions élastiques et les captures radiatives, de brusques variations localisées, de plusieurs ordres de grandeur, sont observées pour des énergies incidentes sur les noyaux métalliques inférieures à 1 MeV, comme illustré sur la figure 3.15. Ces deux types d'interaction d'un neutron avec un noyau lourd métallique de tungstène passent par la formation d'un "noyau composé" et présentent ce que l'on appelle des *résonances* situées aux mêmes énergies (indépendamment de la nature de la réaction et de sa probabilité d'oc-

currence) : à une résonance donnée correspond un état excité du noyau métallique composé.

L'existence des résonances neutroniques peut s'expliquer en considérant la structure en niveaux d'énergie du noyau composé. Au cours de l'interaction d'un neutron incident avec un noyau cible de tungstène, les différents nucléons vont interagir entre eux jusqu'à ce que toute l'énergie cinétique du neutron incident et l'énergie de liaison du neutron devenue disponible soient réparties dans le noyau : l'état d'équilibre correspond au noyau composé. De plus, les seuls niveaux atteignables à l'aide de neutrons sont les niveaux d'énergie supérieure à l'énergie de séparation des neutrons du noyau composé. Un niveau se manifeste alors sous la forme d'une résonance dans la section efficace de formation du noyau composé lorsque l'énergie d'excitation de ce noyau est voisine de celle d'un tel niveau. Dans le cas de la diffusion élastique "résonante" des neutrons sur les noyaux de tungstène, le processus élastique se fait par l'intermédiaire de la formation d'un noyau composé de telle sorte que le neutron absorbé par ce dernier est réémis, n'altérant pas le nombre de masse du noyau cible. Quant à la capture radiative, la réaction correspond à l'excitation du noyau composé par l'absorption du neutron incident et à sa désexcitation vers son état fondamental à travers l'émission d'un ou plusieurs photons.

On distingue deux régions en énergie communes caractérisant les sections efficaces des réactions des neutrons avec les noyaux de tungstène et passant par la formation d'un noyau composé. La région des résonances résolues, d'abord, qui se situe aux énergies incidentes des neutrons sur les noyaux métalliques à partir de 1 eV environ jusqu'à quelques keV (structure fine de 'pics' de résonance). Au fur et à mesure que l'énergie augmente, la largeur des résonances augmente tandis que leur amplitude décroît et leur densité augmente. Au-delà de cette zone en énergie, la largeur des résonances reste à peu près constante, tandis que l'écart entre chacune d'elle se resserre. Il se produit des recouvrements de plus en plus importants et on retrouve progressivement un comportement à variation lente. Les résonances ne sont alors plus résolues du fait de la résolution expérimentale, mais aussi en raison de la disparition progressive de la structure résonante du noyau composé due à des superpositions très importantes de niveaux : il s'agit du domaine du "continuum" ou des résonances non-résolues.

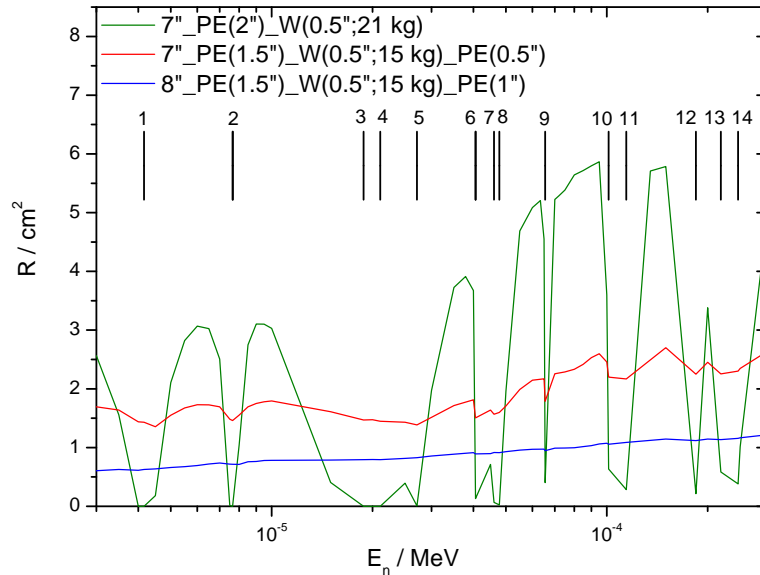


Figure 3.16 : Etude de l'effet des résonances des noyaux de tungstène sur la détermination des réponses de configurations métalliques.

Nous avons reporté dans le tableau 3.6, un certain nombre de valeurs d'énergie incidente E_n correspondantes à des niveaux énergétiques de résonance (du noyau de tungstène) de grandes amplitudes, comprises entre 1 eV et un peu plus de 200 eV, selon la bibliothèque ENDF/B-VI.8. Nous avons, par la suite, procédé aux calculs MCNPX de la réponse de la sphère 7'' modifiée incorporant la coquille externe de tungstène de 0.5'' d'épaisseur en tenant compte de ces niveaux énergétiques de résonance dans le matériau convertisseur de tungstène. Comme nous pouvons le constater sur la figure 3.16, la fonction de réponse de la sphère modifiée de 7'', comportant 21 kg de coquille externe en tungstène, présente de fortes amplitudes de variation dans la région en énergie comprise entre l'eV et quelques keV. Ainsi, à chaque pic de résonance recensé dans les données du tableau 3.6, on assiste à une chute brutale de la réponse jusqu'à son annulation, alternant avec une forte remontée de réponse entre chaque pic consécutif de résonance selon la prédominance de la capture radiative sur la diffusion élastique et inversement. Ces structures résonantes sont atténuées si l'on positionne la coquille

Résonance	Energie incidente (eV)
1	4.15994853
2	7.66228719
3	18.810658
4	21.0999
5	27.13
6	40.6193875
7	46.081784
8	47.801158
9	65.5
10	101.302745
11	114.30331
12	184.510467
13	219.00582
14	246.51071

Tableau 3.6 : Valeurs d'énergie incidente correspondantes aux niveaux énergétiques de résonance des noyaux de tungstène recensés selon ENDF/B-VI.8.

de tungstène de 0.5'' d'épaisseur entre deux couches de polyéthylène, d'épaisseur respective 1.5'' pour la couche interne et 0.5'' pour la couche externe (tout en maintenant un diamètre total de sphère de 7''). Au final, la fonction de réponse est complètement "lissée" pour une épaisseur de polyéthylène externe de 1'' tout en conservant une épaisseur de polyéthylène interne de 1.5'', ce qui contribue également à augmenter sensiblement la réponse en fluence au-delà de 10 MeV.

La configuration géométrique optimale de sphère de Bonner, employant une coquille de tungstène et que nous avons déterminé pour la détection des neutrons de hautes énergies, se présente de la manière suivante : une sphère de polyéthylène de 8'' de diamètre dans laquelle est incorporée une coquille de tungstène de 0.5'' d'épaisseur et de 6'' de diamètre externe. Cette configuration métallique optimale permet alors de nous soustraire du problème lié aux structures résonantes dans le tungstène convertisseur tout en réduisant la masse de tungstène

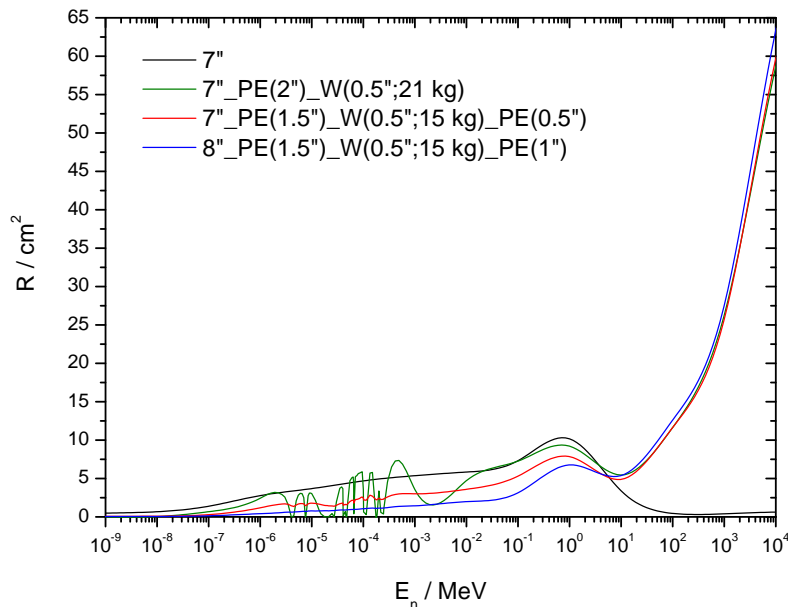


Figure 3.17 : Optimisation de la réponse de la configuration métallique de sphère comportant une coquille de tungstène de 0.5'' d'épaisseur.

de 6 kg.

3.7 Matrice de réponse finale du système étendu au domaine des hautes énergies

Dans la même démarche de travail que précédemment effectué pour le tungstène convertisseur, une étude similaire a été menée afin d'améliorer et optimiser la réponse d'une deuxième configuration de sphère modifiée de 9'' de diamètre comportant une coquille de plomb convertisseur de 0.5'' d'épaisseur. Enfin, une troisième configuration de sphère modifiée a été déterminée, employant à nouveau une coquille de tungstène convertisseur, mais cette fois-ci de 0.25'' d'épaisseur pour un diamètre total de sphère modifiée de 7''. Ces trois configurations de sphère métallique, dont les caractéristiques géométriques sont résumées dans le tableau 3.18, ont été établies dans le but de couvrir, de la manière la plus efficace possible, le domaine des hautes énergies au moyen de fonctions de réponse en fluence aux neutrons de grandes

magnitudes et les plus distinctes possibles les unes des autres.

La condition d'*orthogonalité* des fonctions de réponse des trois configurations optimisées de sphères métalliques entre elles, ou en d'autre terme l'*unicité* propre de chacune de ces fonctions de réponse, a constitué un critère d'investigation dans la phase d'extension aux hautes énergies auquel nous avons accordé une grande importance. En effet, dans le cadre de l'extension de notre système conventionnel pour la caractérisation de l'environnement neutronique atmosphérique jusqu'au domaine des hautes énergies, l'addition d'un système de trois sphères métalliques, très sensibles aux neutrons d'énergie supérieure à 10 MeV, est destinée à fournir une bien plus grande quantité d'information par rapport à celle potentiellement fournie par le système conventionnel. De surcroît, le traitement de cette quantité d'information conséquente et attendue, à partir des données expérimentales, permettra de remonter jusqu'à la détermination de la fluence spectrale des neutrons dans la région des hautes énergies avec un bien meilleur niveau de résolution en énergie en fonction de la qualité des mesures.

8" PE(1.5") W(0.5") PE(1") [8" W] $m_{\text{totale}} = 18.5 \text{ kg}$	Matériau	Polyéthylène (PE)	Tungstène (W)	Polyéthylène (PE)
	Epaisseur	1.5"	0.5" (m = 15 kg)	1"
	Diamètre externe	5"	6"	8"
9" PE(2") Pb(0.5") PE(1") [9" Pb] $m_{\text{totale}} = 17.3 \text{ kg}$	Matériau	Polyéthylène (PE)	Plomb (Pb)	Polyéthylène (PE)
	Epaisseur	2"	0.5" (m = 12.4 kg)	1"
	Diamètre externe	6"	7"	9"
7" PE(1.25") W(0.25") PE(1") [7" W] $m_{\text{totale}} = 8.1 \text{ kg}$	Matériau	Polyéthylène (PE)	Tungstène (W)	Polyéthylène (PE)
	Epaisseur	1.25"	0.25" (m = 5.6 kg)	1"
	Diamètre externe	4.5"	5"	7"

Figure 3.18 : Tableau récapitulatif des spécifications et dimensionnement des trois configurations métalliques retenues pour la détection des neutrons de hautes énergies.

Le travail d'optimisation s'est ainsi orienté sur le suivi de l'évolution relative de la réponse de chaque configuration métallique retenue, l'une par rapport à l'autre, en fonction de l'énergie incidente des neutrons. Le calcul de la distribution des ratios respectifs comparant les fonctions de réponse normalisées, l'une à l'autre, des trois configurations métalliques optimisées a alors indiqué une évolution bien distincte des réponses de ces trois sphères modifiées, et donc leur unicité propre, dans le domaine en énergie compris entre 10^{-1} MeV et 100 MeV. Parcontre, au-delà de 100 MeV, les ratios de réponse $7''\text{W} / 8''\text{W}$ et $7''\text{W} / 9''\text{Pb}$ sont pratiquement identiques, et donc la sphère $7''\text{W}$ n'est pas des plus nécessaires pour la mesure du spectre des neutrons à partir de cette énergie. Il convient néanmoins de bien rappeler (cf. chapitre 1, figure 1.19) que le spectre des neutrons atmosphériques issu du rayonnement cosmique aux altitudes terrestres, présente une structure de deux 'pics' de génération de neutrons, respectivement vers quelques MeV puis vers 100 MeV, que l'on retrouve quelle que soit la localisation géomagnétique à la surface de la Terre où sont effectuées les mesures. Nous avons alors développé et étendu un système conventionnel de sphères de Bonner au moyen de trois configurations de sphères de Bonner métalliques pour la caractérisation de l'environnement neutronique atmosphérique. Ce système est non seulement adapté en terme de sensibilité aux faibles débits de fluence attendus, mais aussi en terme d'efficacité de détection pour fournir le maximum d'indications possibles sur la distribution spectrale des neutrons atmosphériques dans le domaine des hautes énergies.

La matrice de réponse complète du système de spectrométrie multisphère développé et étendu au domaine des hautes énergies par le biais de trois configurations de sphères métalliques optimisées, est représentée sur la figure 3.19. Le calcul final des réponses en fluence des trois sphères métalliques représentées sur cette figure a été effectué, aux neutrons d'énergie incidente supérieure à l'énergie de transition de 150 MeV, à l'aide du générateur d'évènements de hautes énergies LAQGSM version 03.01 jusqu'à l'énergie $E_n = 10$ GeV. Les variations potentielles de réponse du système aux hautes énergies, selon le modèle physique considéré au-delà de 150 MeV, seront analysées au cours du chapitre suivant. De plus, ces résultats relatifs à la simulation du transport des neutrons dans les configurations finales de sphères

métalliques ont été obtenus avec la modélisation réaliste détaillée du compteur proportionnel ^3He central définie dans les sections 3.2.2 et 3.2.3.

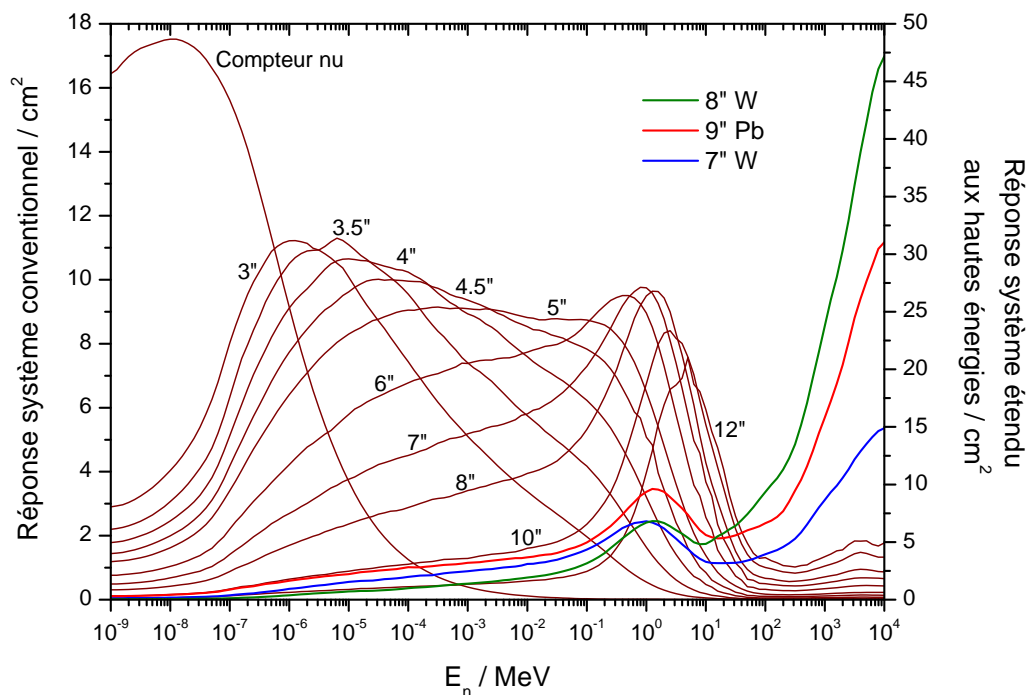


Figure 3.19 : Matrice de réponse complète du système multisphère étendu au domaine des hautes énergies.

Sur la base de ce travail d'extension et d'optimisation, par simulations Monte Carlo, du système multisphère conventionnel, un cahier des charges stipulant les spécifications techniques pour permettre la réalisation du système des trois sphères métalliques 'hautes énergies' a été établi. Le système a été réalisé selon les spécifications et dimensionnements précisés en partie dans le tableau 3.18, excepté certains ajustements relatifs aux pièces de coquille de tungstène convertisseur de la sphère 8''W. En effet, ces pièces de coquille ont été fabriquées, tout comme celles de la sphère 7''W, à partir d'un alliage composé à 97% de tungstène, 2% de nickel et 1% de fer. Cet alliage métallique de densité massique de 18.5 g/cm^3 a permis une bien plus grande souplesse d'usinage (au niveau du respect des tolérances sur le dimensionnement des pièces de coquille) par rapport à un matériau de tungstène pur. Pour compenser cette perte

de 3% en masse de tungstène convertisseur, et en conséquence une légère diminution observée de la réponse de la sphère 8''W par rapport à la configuration métallique initialement retenue, l'épaisseur de coquille a été augmentée, passant de 0.5'' à 0.55'', tout en maintenant un diamètre externe de coquille de 6'' (en retrouvant une masse totale de sphère métallique avoisinant les 18.5 kg). Les spécifications concernant la sphère 7''W, quant à elle, n'ont pas été modifiées suite à la nouvelle composition de tungstène convertisseur utilisée pour la fabrication des pièces de coquille de cette sphère (masse totale de sphère métallique de l'ordre de 8 kg).

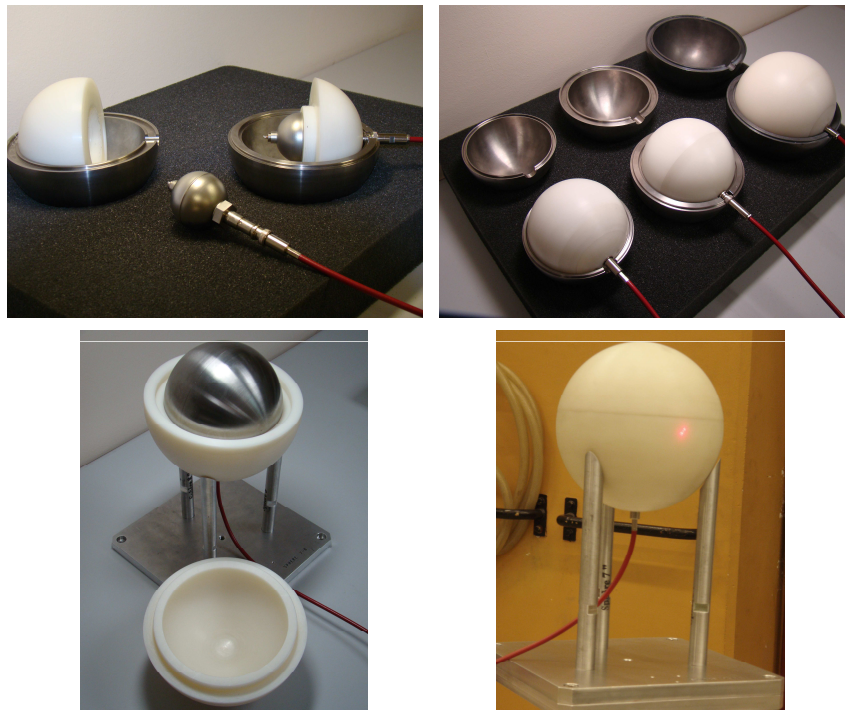


Figure 3.20 : Photographies du système réalisé des trois sphères métalliques 'hautes énergies' et de leur montage.

3.8 Tests de mesure du spectromètre sous le rayonnement neutronique de référence d'une source $^{241}\text{Am-Be}$

3.8.1 Conditions d'irradiation et dispositif électronique de mesure

Les premiers tests de mesure du système développé de spectrométrie, dédié à la détection des neutrons jusqu'aux hautes énergies, ont été réalisés auprès d'une source radioactive $^{241}\text{Am}^9\text{Be}(\alpha,n)$ appartenant à l'IRSN et recommandée par le standard ISO. Le taux d'émission de cette source neutronique a été estimé à 3.72×10^7 neutrons par seconde sur 4π stéradian, soit un débit de fluence estimé à $295.81 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à une distance de 1 m. Nous avons réalisé deux mesures successives pour chaque sphère du système selon la technique du cône d'ombre : une mesure globale prenant en compte les composantes directe et diffusée du champ de rayonnement, puis une mesure de la composante diffusée seule en interposant un cône entre la source et la sphère de sorte qu'il masque la composante directe.

La chaîne d'acquisition des données de mesure associé au compteur proportionnel ^3He de notre système multisphère consiste en un préamplificateur ORTEC de type 142 PC, un amplificateur ORTEC de type 575A ainsi que d'un module d'alimentation haute tension de type NHQ 103 M. Le préamplificateur est alimenté en basse tension par l'intermédiaire de l'amplificateur. Les signaux en sortie de l'amplificateur sont envoyés d'une part vers un logiciel de spectroscopie MCA 8000 installé sur un PC portable (signaux analogiques), d'autre part vers une échelle de comptage de type NOVELEC E720, via un analyseur simple canal, de type SCA 550A de chez ORTEC (signaux logiques). Le temps de mesure pour chacune des sphères est déterminé de façon à obtenir une incertitude statistique inférieure ou égale à 1%. Pour chacune des sphères et pour l'acquisition via l'échelle de comptage, le temps total de mesure, estimé précédemment, est divisé généralement en 5 périodes de durées égales, afin d'observer la stabilité des mesures. Le nombre total de coups sur l'échelle correspond rigoureusement au nombre de coups intégrés avec le système d'acquisition analogique, permettant de visualiser la distribution en énergie de la réaction $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ ($Q = +764 \text{ keV}$) ainsi que le seuil de discrimination entre les photons et les neutrons. Les mesures brutes de comptage ont été

corrigées d'un temps mort associé au compteur proportionnel ^3He et estimé à $10.8 \mu\text{s}$.

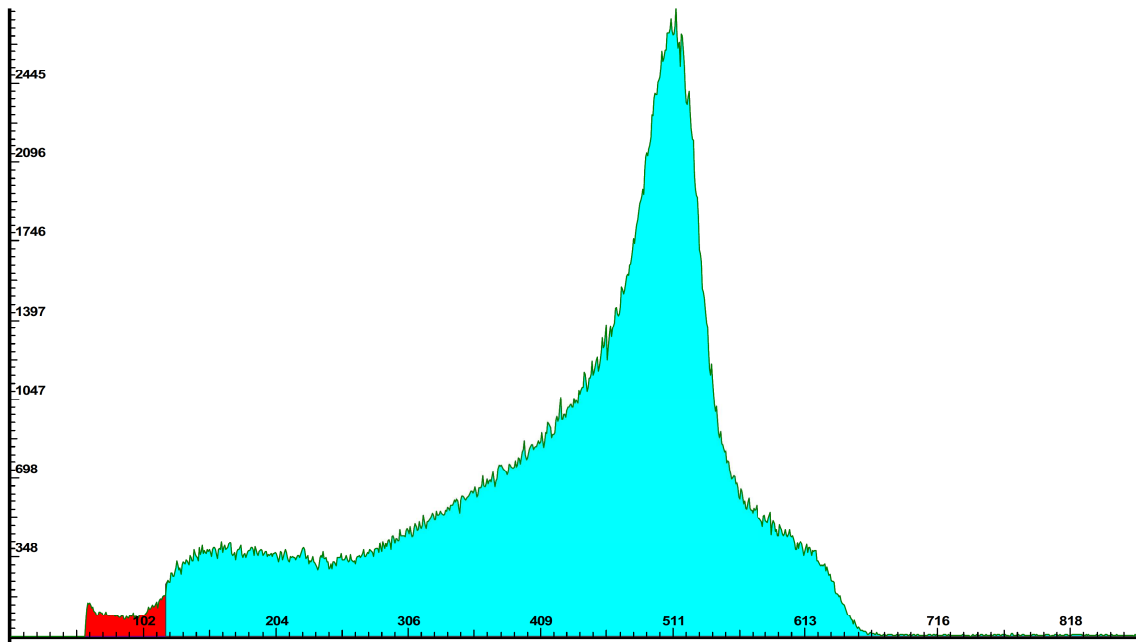


Figure 3.21 : Spectre d'impulsions brut enregistré par le logiciel MCA 8000 pour la sphère 8''W.

3.8.2 Éléments de résultat sur la validation préliminaire des fonctions de réponse

L'aboutissement de notre travail de développement d'un système multisphère dédié à la spectrométrie des neutrons jusqu'au domaine des hautes énergies et les démarches des travaux à venir, résident en grande partie dans la validation expérimentale de la matrice des réponses en fluence calculées de ce système. Dans une première étape de validation de nos calculs Monte Carlo jusqu'à une énergie incidente de $E_n = 10 \text{ MeV}$, les réponses en fluence de chaque sphère ont été convoluées avec la distribution en énergie de la fluence neutronique de référence émise par la source $^{241}\text{Am}^9\text{Be}(\alpha,n)$ telle que recommandée et tabulée par la norme ISO 8529 – 1 [International Organization for Standardization, 1999]. La somme des taux de

comptage obtenus par intervalle d'énergie sur la fluence spectrale 'ISO' pour chaque sphère du système restitue le taux de comptage 'théorique' de référence de la sphère considérée. Le taux de comptage mesuré pour chaque sphère auprès de la source $^{241}\text{Am-Be}$ a ensuite été comparé au taux de comptage théorique correspondant, et le ratio de ces deux quantités permet de remonter au ratio de la réponse mesurée sur la réponse calculée pour la sphère considérée aux incertitudes près (figure 3.22). L'incertitude totale relative associée au ratio de la réponse mesurée sur la réponse calculée a été estimée comme la combinaison quadratique de l'incertitude relative expérimentale et de l'incertitude relative de calcul. L'incertitude relative expérimentale comprend alors l'erreur statistique sur les taux de comptage mesurés ainsi que l'incertitude sur le débit de fluence de la source. L'incertitude relative de calcul associée aux valeurs théoriques englobe l'erreur statistique des calculs Monte Carlo des réponses en fluence et l'incertitude provenant de la déviation maximum possible entre la distribution en énergie de la fluence neutronique de la source $^{241}\text{Am-Be}$ standard utilisée et celle de la source $^{241}\text{Am-Be}$ ISO de référence préconisée par la norme ISO 8529 – 1 [International Organization for Standardization, 1999]. On peut alors constater la très forte déviation comprise entre 10 et 20% de la réponse mesurée confrontée à la réponse calculée pour la sphère de 3" de diamètre, celle de 3.5" de diamètre et la sphère de 4" de diamètre.

Analyse et discussion

Indépendamment du niveau de la qualité des mesures réalisées ainsi que du niveau de validité des calculs Monte Carlo effectués des réponses en fluence de notre système multidécteur, nous pouvons faire mention de l'interprétation de résultats, obtenus au cours de travaux antérieurs aux nôtres, mettant en cause les limites des méthodes et techniques (notamment celle du cône d'ombre) pour corriger la composante neutronique directe de la composante neutronique diffusée auprès d'une source radioactive $^{241}\text{Am-Be}$ lors de la calibration de systèmes de sphères de Bonner. En effet, certains travaux, effectués suivant les recommandations ISO concernant l'utilisation de cônes d'ombre, ont montré la difficulté majeure de déterminer précisément la distance effective d'étalonnage optimale pour des sphères de Bonner munies d'un compteur proportionnel ^3He et de diamètre respectif de 4.2" et 2.5",

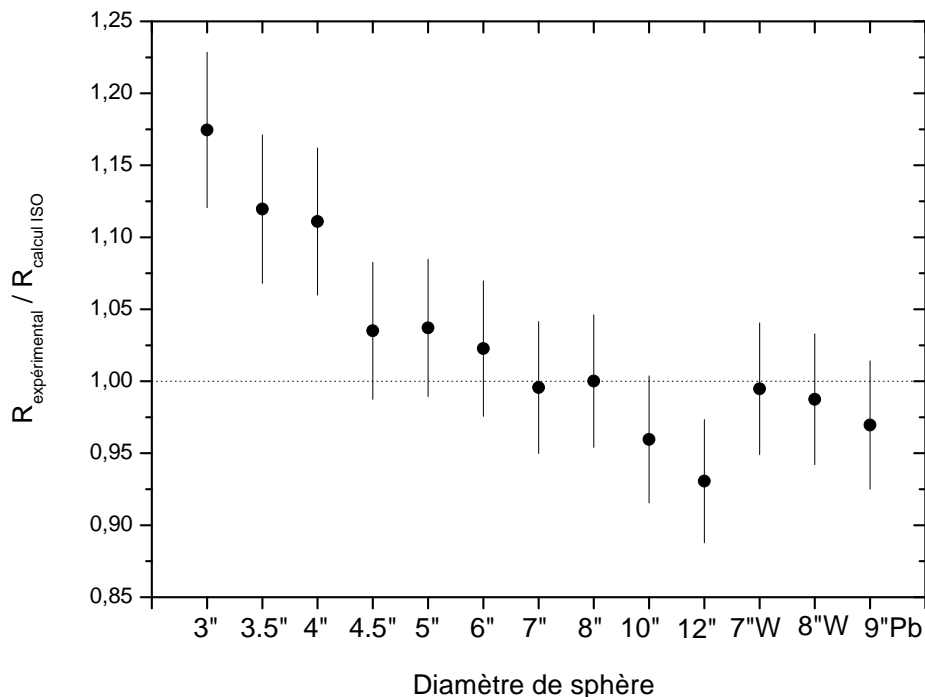


Figure 3.22 : Ratio des réponses mesurées sur les réponses théoriques pour le système exposé à une source $^{241}\text{Am-Be}$.

du fait d’une zone de comptage ‘idéal’ rendue très restreinte pour ces petits diamètres de sphère par rapport à celles correspondantes aux diamètres de sphère supérieurs [Le Caignec, 1988]. D’autre part, une autre procédure d’étalonnage permettant de s’affranchir du champ de rayonnement diffusé, la “méthode semi-empirique”, a également montré ses limites, toujours dans le respect des recommandations ISO [International Organization for Standardization, 2000], pour la calibration d’un système multisphère muni d’un compteur proportionnel ^3He auprès d’une source $^{241}\text{Am-Be}$ [Birattari *et al.*, 2000]. Ainsi, des déviations de l’ordre de 10 jusqu’à 25% ont été observées entre la réponse mesurée et la réponse calculée de sphères de Bonner de diamètre respectif de 4.2'' et 3.2''.

Excepté les très forts écarts relevés et explicités entre la réponse mesurée et celle calculée pour les sphères de diamètre respectif 3'', 3.5'' et 4'', nos premiers résultats de comparaison peuvent être considérés comme convenables dans le cadre d’une démarche préliminaire de

validation expérimentale des réponses de notre système multisphère. Suite à nos travaux de modélisation et à ces premiers résultats expérimentaux, une démarche de validation précise et complète des fonctions de réponse devra être engagée. En premier lieu, il sera nécessaire de procéder à un étalonnage plus exhaustif dans la pratique en optimisant la position du cône d'ombre, adapté pour chaque sphère, par rapport à la géométrie source - sphère détectrice afin de déterminer de la manière la plus précise possible le taux de comptage de la sphère considérée provenant du flux directement issu de la source. Par la suite, le travail devra se porter sur la détermination des ratios taux de comptage mesuré / taux de comptage théorique en s'appuyant sur l'établissement du calcul des fonctions de réponse "*extremums*" dérivant du calcul des fonctions de réponse "*nominales*" sur lesquelles se base l'intégralité de notre travail de modélisation accompli.

En d'autre terme, tous nos calculs de réponse en fluence présentés dans cette étude tiennent compte des valeurs nominales des paramètres de données physiques et paramètres dimensionnels principalement mis en jeu dans la modélisation réaliste de notre système, à savoir par exemple la densité atomique en ^3He du gaz sensible de détection et la densité massique du polyéthylène modérateur. Ces fonctions de réponse *nominales* devront être re-calculées en tenant compte cette fois-ci des déviations maximums des valeurs de ces paramètres mesurées ou estimées autant que possible de manière précise par rapport à leurs valeurs nominales pour chaque sphère détectrice. Un des paramètres dimensionnels de modélisation que nous n'avons pas pris en compte dès le départ est la présence inévitable de cavités d'air vacantes entre les différentes pièces constitutives (vissées ou emboîtées) de chaque sphère détectrice, notamment la présence d'une fine pellicule d'air entre la coque métallique sphérique du compteur ^3He et les pièces de polyéthylène dans lesquelles ce dernier est emboîté au centre de chaque sphère. Une étude de caractérisation d'un système multisphère, similaire à la nôtre, a de ce fait montré que ce paramètre lié à la déviation de la géométrie 'réelle' de sphère par rapport à la géométrie 'idéale', peut affecter de manière très importante le résultat final du calcul de fonction de réponse. L'estimation d'une fine pellicule d'air, de l'ordre du mm, enveloppant la coque sphérique métallique d'un compteur ^3He monté dans des sphères de polyéthylène

de différents diamètres peut provoquer une déviation de réponse, par rapport à la géométrie ‘idéale’, supérieure à 10% [Mitaroff, 2001]. Une estimation de l’épaisseur maximum de la fine enveloppe d’air pouvant cercler le compteur ^3He , ne pouvant être mesurée dans la pratique, devra être réalisée en tenant compte notamment, des tolérances spécifiées par le constructeur sur l’ensemble des sphères de polyéthylène réalisées de notre système.

Au final, la considération dans notre modélisation réaliste des déviations maximums, par rapport à leurs valeurs nominales, des valeurs du plus grand nombre de paramètres physiques et dimensionnels, pour chaque sphère détectrice, donnera lieu au calcul des fonctions de réponse qualifiées d’*extremums*. A ce stade d’étude, les fonctions de réponse “réelles” du système seront considérées bornées entre les fonctions de réponse calculées *nominales* et les fonctions de réponse calculées *extremums*. Pour conclure, la moyenne pondérée des ratios de la réponse mesurée sur la réponse calculée entre les ratios R_{mesure}/R_{calcul} déterminés à partir des fonctions de réponse *nominales* et les ratios R_{mesure}/R_{calcul} déterminés à partir des fonctions de réponse *extremums*, constituera le facteur de déviation entre les mesures de calibration et les calculs Monte Carlo effectués pour une approche la plus précise possible des fonctions de réponse “réelles”. Ce facteur permettra de quantifier de manière globale et indirecte les paramètres non mesurables utilisés dans la modélisation réaliste de notre système, et sa valeur inverse donnera le facteur de calibration nécessaire pour normaliser les ratios moyennés R_{mesure}/R_{calcul} dans le cadre de la validation maîtrisée des calculs de fonctions de réponse.

3.8.3 Premiers résultats de déconvolution

Suite à notre approche des démarches de validation expérimentale des fonctions de réponse, précédemment exposée, du système multisphère développé, la diffusion des neutrons par l’air et toutes les structures environnantes de l’installation d’irradiation est supposée avoir une influence remarquablement néfaste sur la qualité et la fiabilité des comptages effectués pour les plus petites sphères de diamètre respectif 3”, 3.5” et 4”. Malgré ce fait, nous avons fait le choix de ne pas exclure ces trois sphères, et de procéder à des premiers tests de déconvolution

des données expérimentales de l'ensemble des sphères détectrices du système de mesure. Nous justifions ce choix par le fait que ces trois sphères fournissent de bien plus faibles taux de comptage comparés aux taux de comptage attribués aux autres sphères, ayant pour cause leur bien faible sensibilité respective dans la zone en énergie d'intérêt du spectre de la fluence émise par la source $^{241}\text{Am-Be}$. D'autant plus que ces sphères n'auront pas une grande contribution dans la résolution en énergie globale du spectromètre pour la mesure de la fluence spectrale émise par la source, nous supposerons en premier lieu et nous vérifierons par la suite, que les valeurs des comptages expérimentaux de ces trois sphères ne peuvent forcer dans un mauvais sens les résultats de solutions possibles de la procédure de déconvolution envisagée.

Le code de déconvolution employé dans l'étude qui suit est le programme GRV_FC33, tiré du package UMG version 3.3, et qui constitue la version *faible nombre de canaux* du code GRAVEL [Reginatto, 2004]. Le code GRAVEL, lui même issu d'une modification de l'algorithme de type SAND-II [Matzke, 2003], nécessite pour une utilisation optimale d'une distribution en énergie de la fluence *a priori* ("spectre défaut"). A partir de ce spectre de départ et par la méthode des moindres carrés, les taux de comptage expérimentaux mesurés et les taux de comptage calculés sont comparés par un processus itératif. Le spectre initial est alors modifié jusqu'à ce que les données calculées convergent vers les données expérimentales. L'itération débute avec un spectre $\Phi_i^{(1)}$, et pour chaque itération, la solution de l'algorithme du code GRAVEL à la $(J + 1)^{\text{ième}}$ étape est obtenue, à partir de la solution précédente à la $(J)^{\text{ième}}$ étape, comme suit :

$$\Phi_i^{J+1} = \Phi_i^J \exp \left(\frac{\sum_d W_{id}^J \log \left(\frac{M_d}{\sum_{i'} R_{di'} \Phi_{i'}^J} \right)}{\sum_d W_{id}^J} \right), \quad (3.7)$$

Ainsi, un spectre d'entrée initial est requis pour débiter le calcul dès la première itération. Avec un spectre défaut de fluences non négatives donné en entrée, la procédure d'itération amène toujours à un spectre solution de fluences non négatives, et ceci par ajustement des moindres carrés en minimisant la valeur réduite du χ_r^2 . D'autre part, il existe toujours une

avec

- i indice relatif au groupe énergétique centré sur l’énergie E_i ,
- M_d nombre de coups mesuré,
- $\sigma_d =: s(M_d)$ incertitude absolue de la donnée mesurée,
- $R_{di} =: R_d(E_i)$ réponse en fluence de la sphère ‘ d ’ à l’énergie E_i ,
- $W_{id}^J = \frac{R_{di}\Phi_i^J}{\sum_{i'} R_{di'}\Phi_{i'}^J} \frac{M_d^2}{\sigma_d^2}$ facteur de pondération,

et $d = 1, 2, \dots, n_D$ et $i = 1, 2, \dots, n_E$ avec $n_D < n_E$.

solution, mais le spectre solution dépend du spectre initial d’une manière qui n’est pas élucidée de façon correcte, ce qui a pour conséquence qu’une propagation d’incertitude ne peut être accomplie.

Dans la pratique, les données d’entrée requises par le code GRAVEL sont constituées des taux de comptage mesurés respectifs (assortis de leurs incertitudes) associés aux sphères détectrices, de la matrice de réponse du système multisphère ainsi que du spectre défaut. Les incertitudes affectées aux données mesurées se limiteront dans notre cas d’étude aux incertitudes statistiques des comptages de chaque sphère. Une étude plus poussée demanderait la détermination de la matrice de covariance associée à la matrice des réponses en fluence pour attribuer une incertitude globale à chaque sphère comprenant l’incertitude statistique et les incertitudes non corrélées des réponses en fluence. Le paramètre de la valeur réduite finale du χ_r^2 est aussi exigé dans le fichier d’entrée du code de déconvolution. La détermination optimale de ce paramètre est laissée au libre choix de l’utilisateur et demande une certaine pratique et expérience de la procédure de déconvolution pour permettre au code de déconvolution de converger vers une solution acceptable et justifiable du point de vue de la physique.

Les figures 3.23 et 3.24 contiennent les résultats de spectre solution que nous avons obtenus à l’aide du code GRAVEL et à partir des données mesurées effectuées auprès de la source $^{241}\text{Am-Be}$. Le résultat de spectre solution représenté dans la figure 3.23 a été obtenu en introduisant, comme solution *a priori*, la distribution en énergie de référence de la fluence neutronique émise par la source $^{241}\text{Am-Be}$ et tirée de la norme ISO. A contrario, afin d’influencer au plus strict minimum le résultat final de la déconvolution des données

expérimentales avec le code GRAVEL, une distribution en énergie de la fluence neutronique uniforme en $1/E$ (spectre défaut “plat”) a été injectée en deuxième étape dans le code comme information *a priori*, et le spectre solution que nous avons déterminé est représenté sur la figure 3.24.

Dans les deux situations considérées, des tests de “qualité” des résultats de spectre solution ont été effectués en évaluant les ratios C_d/M_d . Ces derniers correspondent aux ratios des comptages calculés (après déconvolution), issus de la convolution du spectre solution avec la fonction de réponse de la sphère considérée, sur les comptages mesurés expérimentaux. Nous pouvons alors constater d’une part, toujours dans les deux cas de figure selon la nature et la quantité d’information *a priori* injectée dans le code GRAVEL, que la valeur du χ_r^2 correspondante respecte le critère énoncé dans la formule (2.15) (chapitre 2) sur le degré de confiance acceptable dans l’ajustement des comptages par la méthode des moindres carrés. D’autre part, le code GRAVEL restitue de manière satisfaisante les comptages expérimentaux avec les comptages calculés après déconvolution. La variation relative des écarts des ratios C_d/M_d est compatible avec la précision affectée aux comptages mesurés aux incertitudes statistiques près.

Si l’on considère à présent le spectre solution obtenu à partir de l’introduction du spectre défaut ISO de la source $^{241}\text{Am-Be}$ dans le code de déconvolution, on observe que ce dernier restitue de manière tout à fait acceptable le spectre de référence de cette source. En ce qui concerne le spectre solution déterminé à partir du minimum d’information *a priori* générale que l’on peut fournir au code de déconvolution (spectre défaut ‘plat’), ce dernier n’est pas en mesure de reproduire le spectre ISO de référence. La présence de nombreuses discontinuités et fines structures dans le spectre de fission de la source $^{241}\text{Am-Be}$ conditionne fortement les limites du processus de déconvolution avec le faible pouvoir de résolution inhérent au système multisphère. Nous pouvons tout de même établir le fait que l’on retrouve une certaine tendance dans l’enveloppe de forme du spectre solution à reproduire le spectre ISO de référence, malgré un fort décalage vers 3 MeV du paramètre de forme et d’amplitude par rapport au spectre de référence.

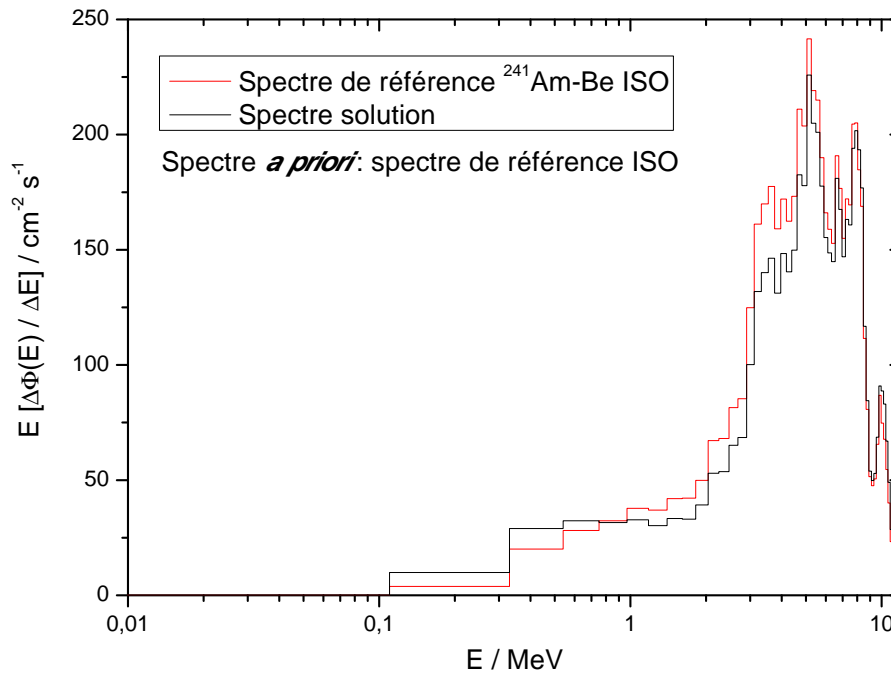
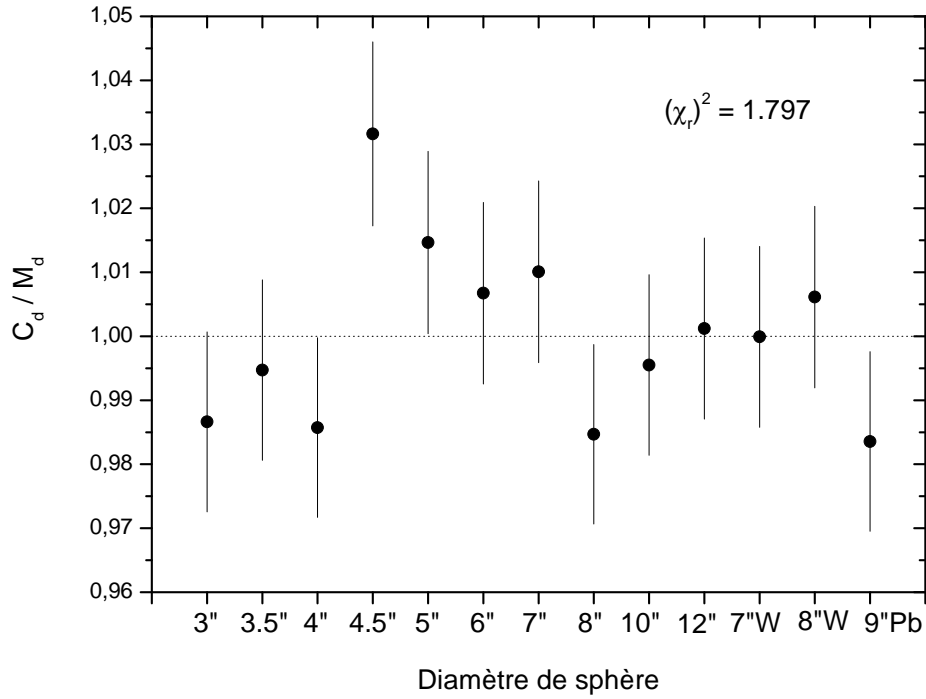


Figure 3.23 : Spectre solution obtenu après déconvolution par le code GRAVEL avec le spectre ISO de référence comme solution *a priori*.

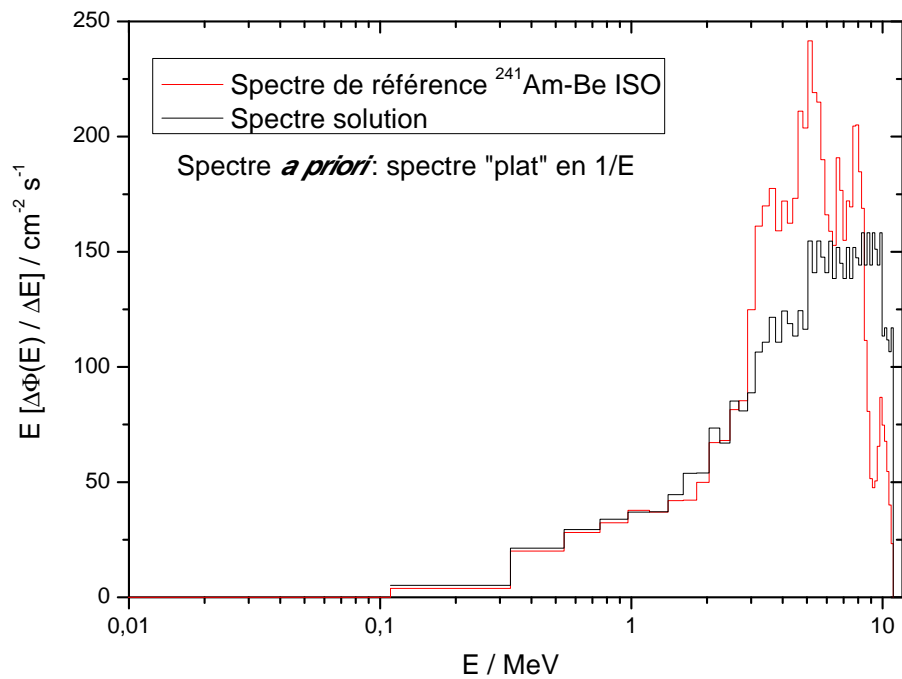
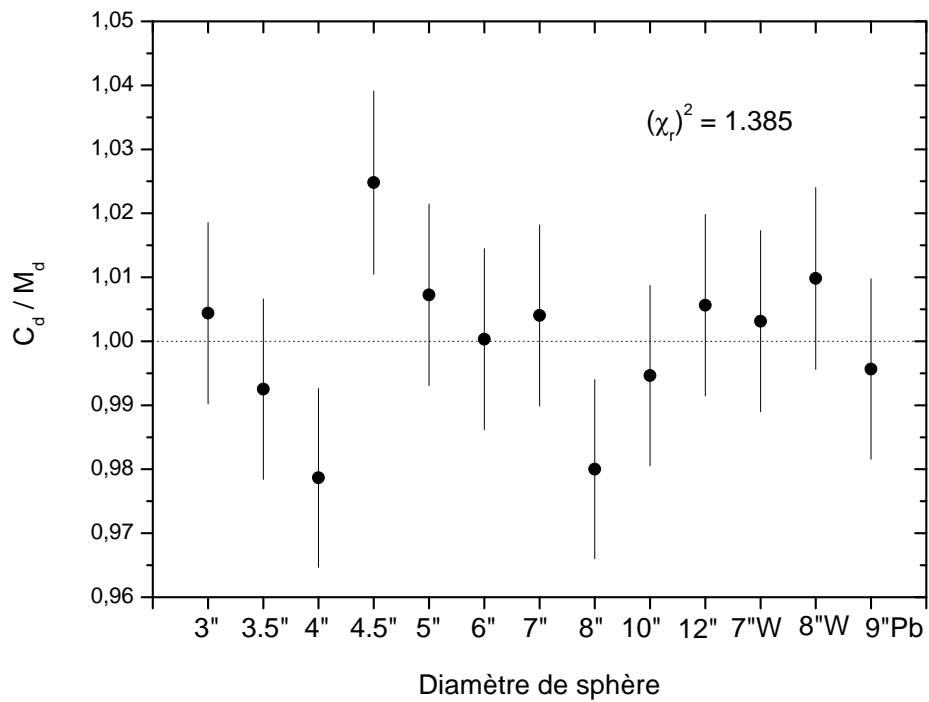


Figure 3.24 : Spectre solution obtenu après déconvolution par le code GRAVEL avec un spectre défaut 'plat' comme solution *a priori*.

Une analyse quantitative de nos résultats de déconvolution obtenus avec le code GRAVEL a été entreprise afin de rendre compte, en somme toute relative, d'une certaine performance de mesure du spectromètre. La valeur intégrale de référence de la fluence neutronique totale, obtenue à partir des données tabulées de la norme ISO, a ainsi été comparée à la fluence totale respective calculée à partir des spectres solutions déterminés dans les deux cas de figure de déconvolution considérés. Dans le premier cas correspondant au spectre ISO de référence introduit comme spectre défaut, nos résultats en fluence totale présentent une déviation relative de l'ordre de -5.9% par rapport à la valeur de référence de la fluence ISO. Enfin, dans le deuxième cas pour lequel un spectre défaut plat a été employé, la déviation relative de la fluence totale obtenue par rapport à la valeur de référence de la fluence ISO a été estimée à -8.9% .

Chapitre 4

Caractérisation par Simulation Monte Carlo de la Réponse du Spectromètre dans le Domaine des Hautes Energies

Sommaire

Introduction	146
4.1 Étude de bases de données de réactions nucléaires “hautes énergies”	148
4.1.1 Description des interactions nucléon-noyau aux énergies incidentes limitées à quelques centaines de MeV	148
4.1.2 Les codes de calcul de sections efficaces TALYS et GNASH	151
4.1.3 Étude de l’influence des données de sections efficaces évaluées selon les bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1 sur la détermination de la réponse “haute énergie” du système	153
4.2 Étude des modèles physiques implémentés dans le code MCNPX pour le transport aux hautes énergies	161
4.2.1 La réaction de spallation	161

4.2.2	Les modèles de cascade intranucléaire	166
4.2.3	Impact des modèles physiques sur la détermination de la réponse “haute énergie” du système	173
4.3	Sensibilité du spectromètre aux particules chargées atmosphé- riques d’origine cosmique	180
4.3.1	Calculs MCNPX de réponse aux particules chargées de hautes énergies	180
4.3.2	Application aux estimations de taux de comptage des sphères 8’’W et 9’’Pb du système au niveau d’un site potentiel de mesure en altitude	186

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes efforcés d’exposer la méthodologie suivie au niveau modélisation/simulation ainsi que les procédures de calculs MCNPX pour déterminer, *in fine* et le plus précisément possible, les réponses en fluence du spectromètre sur le vaste domaine en énergie considéré et pour caractériser ces réponses calculées notamment en fonction des incertitudes estimées sur les valeurs de certains paramètres physiques employés dans la modélisation du système (densité massique du modérateur et densité atomique du gaz sensible de détection). Une fois la matrice de réponse complète du système établie et ce dernier réalisé, des tests de mesure du spectromètre sous le rayonnement neutronique d’une source $^{241}\text{Am-Be}$ ont été menés pour aboutir à des premiers résultats de validation préliminaire de cette matrice de réponse calculée. Avant de poursuivre et de consolider la caractérisation expérimentale des sphères détectrices auprès de sources d’émission neutronique de référence et auprès de faisceaux de neutrons mono énergétiques caractérisés disponibles (éventuellement pour de hautes énergies), il nous a paru judicieux et capital de prolonger la caractérisation de la réponse du spectromètre par simulation Monte Carlo, toujours à l’aide du code de transport MCNPX, mais à présent et exclusivement dans le domaine des hautes énergies.

Enoncé de manière plus précise, ce travail de caractérisation s’est appuyé sur une étude systématique, par simulation MCNPX, destinée à quantifier d’une part l’impact du choix

de la bibliothèque de données nucléaires évaluées (et rattachées respectivement à un code de calcul de sections efficaces) mais aussi et d'autre part, l'impact du choix du modèle de cascade intranucléaire (respectivement parmi celles et ceux distribuées et implémentés dans le code MCNPX) sur la détermination des résultats de réponse en fluence associés aux trois sphères métalliques du spectromètre aux neutrons d'énergies incidentes au-delà de la vingtaine de MeV. Avant de procéder aux phases successives de ces calculs Monte Carlo dans la région des hautes énergies s'étendant au plus jusqu'à la dizaine de GeV, il a été nécessaire d'aborder les fondements du formalisme de la physique des réactions nucléaires invoqué et employé autant au niveau des codes de calculs de sections efficaces que des modèles de cascades intranucléaires considérés dans cette étude pour en spécifier au mieux leurs pouvoirs d'évaluation et de prédiction en l'état des connaissances actuelles.

Enfin, et non pour le moindre, il convient de rappeler que la motivation ultime de ces travaux de développement et de caractérisation propre d'un système de spectrométrie de neutron (d'efficacité étendue aux hautes énergies) réside à terme dans la caractérisation de l'environnement neutronique atmosphérique. Placé dans les conditions réelles en milieu radiatif naturel ambiant sur un site de mesure, le prototype du spectromètre réalisé sera irrémédiablement exposé, non seulement au champ de neutrons atmosphériques, mais également à la somme complexe des champs de particules chargées atmosphériques elles-mêmes d'origine cosmique. Du fait de la nature des interactions prévisibles entre ces particules chargées fortement susceptibles de transporter de hautes énergies et les matériaux convertisseurs des trois sphères de Bonner modifiées, il est indispensable d'évaluer la sensibilité globale de ces trois sphères détectrices à l'environnement atmosphérique ambiant par la détermination préalable (et la plus exhaustive possible) de leurs réponses en fluence aux différentes composantes radiatives atmosphériques chargées vis-à-vis des neutrons secondaires que ces dernières génèrent dans les matériaux convertisseurs. Ce travail de caractérisation, entrepris et exposé à la fin du chapitre, repose sur des résultats de simulations MCNPX ainsi que sur les capacités prédictives de ce code de calcul, mais également sur les moyens disponibles, somme toute relativement limités, pour obtenir des données complètes de spectre simulées pré requises et associées à ces

particules chargées atmosphériques de hautes énergies dans les conditions réelles d'exposition radiative d'un site de mesure préalablement choisi.

4.1 Étude de bases de données de réactions nucléaires “hautes énergies”

4.1.1 Description des interactions nucléon-noyau aux énergies incidentes limitées à quelques centaines de MeV

On peut définir une ‘réaction nucléaire’ comme étant l’ensemble des processus rencontrés entre un état initial, où l’on a une particule incidente et un noyau cible, jusqu’à un état final composé d’un noyau résiduel stable, non excité, et de particules émises. Dans le cas des réactions de *spallation* qui nous occupe grandement dans notre étude, où l’on a une particule incidente légère (un neutron) d’une énergie comprise entre ~ 100 MeV et plusieurs GeV interagissant avec un noyau lourd métallique, le nombre et les caractéristiques des particules émises peuvent être très variables. On distingue généralement, à partir d’une énergie incidente de 10 MeV, les *réactions directes*, où une ou deux particules au plus sont émises, les *réactions de prééquilibre*, où plusieurs particules modérément énergétiques sont émises et les *réactions de noyau composé* émettant beaucoup de particules de faible énergie [Hodgson *et al.*, 1997]. Un évènement particulier peut contenir les divers types d’émission qui peuvent arriver de façon séquentielle : processus directs, processus de prééquilibre et processus de noyau composé. Dans cette section, nous présentons de manière générale les moyens de décrire les interactions nucléon-noyau pour des nucléons d’énergie cinétique se trouvant comprise entre la dizaine de MeV jusqu’à la centaine de MeV, bien avant que la réaction de spallation elle-même ne puisse se produire. Ceci nous permettra de comprendre les fondements du code de réaction nucléaire TALYS puis GNASH, lesquels sont respectivement à l’origine des évaluations des bibliothèques de sections efficaces JEFF-3.1 puis ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0 que nous avons utilisées (dans l’outil de transport MCNPX) pour la caractérisation de la réponse aux hautes énergies de chacune des sphères métalliques de notre système.

A ‘basse’ énergie (~ 10 MeV), de nombreuses réactions ont lieu par capture du nucléon incident formant ainsi un noyau composé qui se désexcite ensuite par l’émission de particules lentes. La formation du noyau composé est également remarquée par la présence de résonances dans les sections efficaces, dont la largeur étroite justifie la création d’un système composé de vie relativement longue par rapport au temps nécessaire à la particule incidente pour traverser ce noyau. Lors de réactions induites par des particules plus énergétiques, le noyau excité laissé à la fin de processus directs ou de prééquilibre, peut se désexciter en “évaporant” des particules.

Les réactions directes couplent directement (par des mécanismes simples faisant intervenir peu de degrés de liberté) la voie d’entrée à la voie de sortie sans formation de systèmes intermédiaires. Ces réactions durent à peu près le temps nécessaire au projectile pour traverser le noyau, soit de l’ordre de 10^{-22} s. Durant cette réaction, le projectile interagit avec des nucléons individuels, avec des groupes de nucléons, ou encore avec l’ensemble des nucléons du noyau dans le cas d’une diffusion élastique. La distribution angulaire des particules émises par ces processus directs est fortement anisotrope et concentrée vers l’avant.

Au cours de la phase de prééquilibre, des particules sont émises alors que l’énergie d’excitation n’est distribuée que sur quelques nucléons. On considère que la particule incidente perd progressivement sa direction et son énergie et crée, étape par étape, des états de plus en plus complexes. Ces processus tentent d’homogénéiser la distribution de l’énergie entre les nucléons dans le noyau résiduel.

Une fois le noyau “équilibré”, l’évaporation prend place. Des nucléons ou groupe de nucléons, proches de la surface nucléaire, peuvent par *fluctuation statistique* recevoir suffisamment d’énergie pour sortir du noyau. Cette étape est beaucoup plus longue (10^{-15} s à 10^{-19} s) que celle de l’émission directe. Ce temps relativement long avant toute émission, implique (hypothèse d’indépendance de Bohr) une perte de mémoire du processus initiateur et conduit à une distribution angulaire symétrique autour de 90° dans le centre de masse, des particules produites. Les temps mis en jeu permettent de considérer que l’énergie d’excitation est statistiquement distribuée de manière uniforme entre les nucléons. L’énergie d’excitation suggère

que l'énergie moyenne de chaque nucléon est inférieure à l'énergie nécessaire pour qu'il puisse échapper aux forces nucléaires exercées par les autres nucléons et sortir du noyau. Les particules ne peuvent alors être émises que par des processus statistiques similaires à ceux de l'évaporation des molécules d'une goutte d'eau chauffée.

Le terme de "réaction par noyau composé", aussi utilisé pour désigner l'évaporation, peut se produire dans deux circonstances :

- capture du projectile incident de faible énergie par le noyau cible formant un noyau composé qui se désexcite par émission statistique de particules,
- émissions multiples de particules à partir d'un noyau résiduel, excité et formé à la suite d'un processus direct et/ou d'un processus de prééquilibre.

L'occurrence de ces circonstances dépend de l'énergie cinétique de la particule incidente. Il faut également souligner ici que si le noyau résiduel est suffisamment lourd, il peut également se désexciter non pas par l'émission de nucléons ou composites mais par *fission*.

Une fois que l'énergie disponible dans le noyau résiduel ne permet plus l'émission de nucléons, le noyau termine de se désexciter par l'émission de γ jusqu'à ce qu'il atteigne son niveau fondamental. Dans tous les cas, le 'calcul' d'une interaction nucléaire consiste à coupler des modèles de réactions directes, de prééquilibre et d'évaporation. Lorsque l'énergie de la particule incidente est supérieure à quelques centaines de MeV, le modèle de *cascade intranucléaire* est utilisé pour décrire la première phase du processus de spallation.

Pour finir, le calcul de réactions nucléaires nécessite de connaître le comportement des nucléons dans le noyau et donc de disposer d'une description du noyau. Etant donné qu'une description complète du noyau nécessiterait de connaître la fonction d'onde totale, on utilise des modèles nucléaires suffisamment compatibles avec la physique de la réaction nucléaire à calculer. Les modèles nucléaires peuvent être classés en deux parties :

- les modèles semi-classiques : modèle de la goutte liquide, modèle du gaz de Fermi,
- les modèles quantiques : modèles améliorés du modèle de la goutte liquide tenant compte d'effets collectifs de vibration et de rotation, modèle en couches.

4.1.2 Les codes de calcul de sections efficaces TALYS et GNASH

Il existe deux types de codes de calcul de sections efficaces. Les codes à caractère prédictif permettent d'obtenir des valeurs de sections efficaces pour des noyaux sur lesquels aucune mesure n'existe. Les paramètres de ces codes sont ajustés globalement. Les codes d'évaluation, tels que TALYS et GNASH, permettent d'obtenir des informations supplémentaires comme les distributions en angle et en énergie à partir de mesures expérimentales de sections efficaces. Les paramètres sont ajustés pour chaque noyau afin de reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Les codes de calcul de sections efficaces sont tous basés sur le même schéma de calcul :

- absorption de la particule incidente,
- répartition de l'énergie de la particule incidente sous forme d'excitation du noyau et émission de particules,
- désexcitation du noyau par émission de particules et/ou fission.

La section efficace d'absorption est une donnée essentielle pour le calcul de sections efficaces à l'aide de modèles nucléaires. Elle peut, soit être calculée directement par un modèle théorique, soit être donnée comme paramètre d'entrée à partir de données expérimentales. La plupart des modèles déterminent quelle est la probabilité relative d'avoir telle ou telle réaction en fonction de l'énergie d'excitation. La section efficace d'absorption permet alors de normaliser les résultats obtenus, c'est à dire de calculer la valeur absolue des sections efficaces des différentes réactions.

TALYS [Koning *et al.*, 2004], [Koning *et al.*, 2007] est un programme de réaction nucléaire développé, depuis 1998, à NRG (Petten, Hollande) et au CEA (Bruyères-le-Châtel, France). Ce système de codes contient divers modèles de réaction nucléaire permettant de calculer des sections efficaces, multiplicités de particules, spectres en énergie et distributions angulaires pour des nucléons, des ions légers ($A \leq 4$) et des gamma incidents d'énergie cinétique de 1 keV à 250 MeV et des noyaux cibles de numéro de masse supérieur à 11. Ce programme utilise des modèles de réaction directe dont le modèle optique (et ses extensions pour estimer les voies inélastiques à basse énergie), un modèle de prééquilibre et un modèle d'évaporation

du noyau composé. Ces modèles sont combinés à des bases de données contenant diverses informations sur la structure nucléaire du noyau étudié. Dans TALYS, le code ECIS-97 est utilisé pour les calculs relatifs aux interactions directes. Ces calculs utilisent le modèle optique de Koning et Delaroche dont les paramètres sont soit propres au noyau étudié, soit définis de manière globale. Le modèle de réaction par noyau composé utilise le modèle de Hauser-Feshbach corrigé pour des énergies incidentes inférieures à quelques MeV pour tenir compte de corrélations entre les ondes incidentes et sortantes qui augmentent la voie élastique. Le modèle de densité de niveaux utilisé dans TALYS est basé sur celui développé par Gilbert et Cameron qui combine le modèle à température constante à basse énergie et le modèle du gaz de Fermi à haute énergie. Le modèle de prééquilibre par défaut, implémenté dans TALYS est le modèle d'excitons à deux composantes de Kalbach.

Le code GNASH [Young *et al.*, 1992], [Young *et al.*, 1996], [Young et Chadwick, 1998], développé à Los Alamos depuis 1974, comprend essentiellement un modèle d'évaporation (modèle de Hauser-Feshbach) et un modèle de prééquilibre (modèle d'excitons). Ce code, initialement développé pour des neutrons incidents d'énergie inférieure à 20 MeV, a été étendu dans les années 1990, pour permettre de calculer des sections efficaces pour des nucléons incidents d'énergie maximum de 250 MeV. Selon Oblozinsky [Oblozinsky, 2002], GNASH est le meilleur code d'évaluation qui possède la possibilité d'émettre plusieurs particules lors du prééquilibre et de l'émission statistique de particules à l'équilibre. Pour calculer les sections efficaces de réactions nucléaires, distribuées dans les angles et les énergies, ce code doit être complété par un modèle de réaction directe. Toutes les interactions directes, élastiques ou inélastiques, sont pré-calculées par les codes ECIS ou SCAT et fournies avec les données d'entrée de GNASH. Le modèle de densité de niveaux utilisé provient du modèle de Gilbert et Cameron tout comme pour le code TALYS. Le modèle de prééquilibre introduit dans le code GNASH est le modèle d'excitons initialement implémenté par Kalbach dans le code PRECOB. Contrairement au modèle d'excitons présent dans TALYS, ce modèle est à une composante et nécessite donc de distinguer le type de particule émise par l'intermédiaire d'un facteur introduit dans l'expression du taux des émissions de prééquilibre. La distribution

angulaire des particules émises durant cette étape s’appuie sur la systématique de Kalbach.

4.1.3 Étude de l’influence des données de sections efficaces évaluées selon les bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1 sur la détermination de la réponse “haute énergie” du système

4.1.3.1 La problématique des évaluations de données nucléaires

Les résultats (présentés jusqu’à maintenant et ceux qui vont suivre) des études que nous avons menées, dans le cadre de la caractérisation par simulations MCNPX d’un spectromètre de neutron de sensibilité étendue au domaine des hautes énergies, s’appuient sur des calculs Monte Carlo effectués à l’aide de bases de données nucléaires.

De manière générale, l’ensemble des données évaluées existantes sont rassemblées dans des bibliothèques et stockées dans des fichiers normalisés (format ‘ENDF’ [CSEWG, 2009]) pour faciliter leur utilisation et leur sauvegarde. Aussi, les informations stockées regroupent une grande quantité de données sur les paramètres d’état et d’évolution de nombreux noyaux : états (spin, parité, ...), sections efficaces d’interaction avec un flux de particules, propriétés de décroissance (temps de demi-vie, noyaux formés, ...), etc. Elles ont été mises en place et sont actuellement entretenues par des groupes d’évaluation qui réunissent généralement les efforts de un ou plusieurs pays. Parmi les plus connues d’entre-elles, nous avons utilisé les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 (‘Evaluated Nuclear Data File’, Etats-Unis [Chadwick *et al.*, 2006]) et la bibliothèque JEFF-3.1 (‘Joint Evaluated Fission and Fusion’ project, Europe de l’Ouest [NEA, 2006]). Ces bibliothèques (de la même manière que les autres bibliothèques de données nucléaires existantes) ne contiennent pas directement les données nucléaires mesurées, mais sont déterminées par des codes de réaction nucléaires correctement ajustés à partir de résultats expérimentaux. Ainsi, les codes de réactions nucléaires TALYS et GNASH, que nous avons brièvement décrit dans la section précédente, ont été intensivement et spécifiquement utilisés pour l’évaluation de bibliothèques de sections efficaces de réactions neutron et proton sur un grand nombre d’isotopes cibles et étendues jusqu’à près de 150 MeV (voire au plus 200 MeV) : la bibliothèque JEFF-3.1 (TALYS) d’une part, et la

base de données *hautes énergies* LA150 (GNASH) d'autre part, elle-même intégrée dans la bibliothèque ENDF/B-VI.8 qui a ensuite été réactualisée par la bibliothèque ENDF/B-VII.0.

La fiabilité des bibliothèques de sections efficaces, reconnues et utilisées par la communauté scientifique, est essentiellement liée à la disponibilité de données nucléaires expérimentales précises. En l'absence de ces dernières, le travail d'évaluation doit recourir, non plus à des ajustements, mais à des approximations. En effet, l'ensemble des données intégrées dans les bibliothèques nucléaires ont été évaluées à partir de mesures expérimentales. Une fois ces dernières publiées, elles sont soumises aux groupes d'évaluation qui les condensent et les intègrent dans des bases de données officielles. Lorsque la mesure d'un paramètre n'a pas été effectuée, celle-ci est substituée par des prédictions de modèles théoriques (paramètres des modèles nucléaires tels que ceux employés dans GNASH et TALYS décrivant la physique intrinsèque du noyau et de la réaction) éprouvés sur d'autres réactions connues. Un tel constat établit clairement l'étroite relation, qui existe, entre les bases de données nucléaires utilisées par les codes de transport et les mesures de données nucléaires, notamment quant à leurs disponibilités et leurs précisions. En d'autres termes, une simulation effectuée par un code de transport tel que MCNPX, se retrouvera indubitablement entachée par une incertitude qui sera corrélée à l'exactitude des données qu'il utilise, et donc à celle en amont des mesures expérimentales, mais aussi à la validité des paramètres estimés et modèles programmés dans les codes de réaction nucléaire.

Les évaluateurs ont accès à des bases de données expérimentales plus ou moins complètes (bibliothèque de données expérimentales CSISRS/EXFOR - Nuclear Reaction Data Centers Network) et à des modèles de noyaux et réactions nucléaires valides en l'état des connaissances, selon l'énergie incidente considérée. Les données expérimentales sont irrémédiablement entachées d'incertitudes (due à une statistique insuffisante, aux incertitudes sur la cible, le flux de particules incidentes, ...), et sont corrélées entre elles, en vertu du principe même de la mesure. La propagation des incertitudes au travers des modèles nucléaires pour obtenir l'incertitude des données évaluées peut alors demander un travail aussi fastidieux et lourd que le travail d'évaluation lui-même. Dans les fichiers de données évaluées, de l'espace est prévu pour

intégrer l'incertitude sur les sections efficaces. Ces incertitudes sont souvent données, non pas pour les sections efficaces ponctuelles, mais pour des domaines d'énergie, elles correspondent donc plutôt à l'incertitude sur les sections efficaces moyennées sur une zone d'énergie. A partir de ces données d'incertitudes évaluées, certains programme, en l'occurrence le programme NJOY [MacFarlane et Muir, 1994], peut calculer l'incertitude sur les sections efficaces avec un découpage en énergie demandé par l'utilisateur. Ces informations correspondent alors à l'incertitude sur la section efficace à une énergie donnée, avec toutes les corrélations entre cette donnée et les données à d'autres énergies ou pour d'autres réactions. Ces informations sont représentées avec l'incertitude de la valeur de section efficace par l'écart type autour de sa valeur moyenne donné en fonction de l'énergie du neutron incident et par les matrices de corrélation énergie-énergie (dont la matrice de covariance de la section efficace de réaction considérée). Ces corrélations proviennent des méthodes expérimentales de mesure mais aussi de la physique des noyaux et des réactions nucléaires. Il existe souvent des corrélations entre les réactions, voire entre les isotopes puisque dans la plupart des expériences, les résultats sont normalisés par rapport à une autre donnée [Arcilla *et al.*, 2008].

À l'heure actuelle où nous présentons notre étude, il est communément établi, concernant les énergies incidentes inférieures à 20 MeV, que les bibliothèques de données nucléaires existantes sont quasiment complètes et issues, en amont, d'une grande quantité de données expérimentales de référence. D'autre part, au-delà de 200 MeV, la physique et les modèles de cascade intranucléaire, du fait de leur développement jusqu'à nos jours, ont le 'potentiel' de prédire et de générer les sections efficaces des réactions inélastiques en bon accord avec les données expérimentales [Bertini, 1969], [Boudard *et al.*, 2002], [Mashnik *et al.*, 2006]. Par contre, dans la région en énergie comprise entre 20 MeV et 200 MeV, la situation est tout autre, car bien moins satisfaisante au point de vue expérimental et théorique [Sagrado Garcia *et al.*, 2008]. Le peu de données de réactions induites par des neutrons (offrant la garantie de mesures de qualité) dans cette région en énergie et référencées dans la base de données expérimentales internationale EXFOR, souligne à l'heure actuelle la nécessité en bien plus grande quantité de données de mesure de réactions inélastiques (dont en particulier les réac-

tions (n, xn') afin de tester les modèles théoriques du noyau existants et d'optimiser, par la suite, les simulations des codes de transport dans cette même région en énergie.

Les données nucléaires évaluées tirées des bibliothèques respectives JEFF-3.1, ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0 et utilisées dans le cadre de notre étude au-delà des 20 MeV, sont en conséquence fortement conditionnées (si ce n'est presque totalement) par la physique des modèles nucléaires employée dans les codes de calcul respectifs de section efficace TALYS et GNASH. En d'autres termes, au vu de la quasi-inexistence de mesures de réactions sur des noyaux (de plomb et tungstène en l'occurrence) entre 20 MeV et 200 MeV, l'évaluation de ces données nucléaires ne repose pratiquement que sur l'estimation des paramètres des modèles nucléaires en comparaison et/ou extrapolation avec des données disponibles pour quelques réactions à quelques énergies et/ou à partir d'extrapolation des paramètres de noyaux voisins. À partir de ces paramètres estimés et des modèles nucléaires programmés dans TALYS ou GNASH, il est alors possible d'accéder aux sections efficaces calculées pour un isotope, pour toutes les réactions et énergies (jusqu'à 200 MeV maximum pour les bibliothèques de données nous concernant) même lorsque cet isotope ou ce canal de sortie ou cette énergie n'a pas été mesuré explicitement.

Enfin, et non pour le moindre, un dernier point important à considérer est la disponibilité relativement limitée des données d'incertitudes dans les bibliothèques de données nucléaires évaluées et distribuées. À notre connaissance et à l'heure où nous faisons ce constat, le nombre restreint de matrices d'incertitudes disponibles dans les évaluations ne concernent que les énergies inférieures à 20 MeV.

4.1.3.2 Résultats

Une étude systématique, par calcul MCNPX, a été menée dans le but d'estimer l'influence potentielle des bibliothèques de données nucléaires JEFF-3.1, ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0 sur la détermination des réponses en fluence respectives des trois sphères métalliques du spectromètre aux neutrons d'énergies incidentes comprises entre 20 MeV et au plus 200 MeV. Les hypothèses et procédures de calcul au moyen du code de transport MCNPX version 2.6.0

restent identiques à celles employées au cours de l'établissement de la matrice complète de réponse du système étendu aux hautes énergies. Toutefois, les conditions de calcul dans la zone de transition des tables de données nucléaires fournies au code MCNPX avec le modèle physique désigné pour prendre en charge le transport des neutrons au-delà de quelques centaines de MeV ont été modifiées. En effet, nous avons fait le choix d'invoquer le modèle CEM03.01, au lieu du modèle LAQGSM03.01, tout en maintenant l'option "*mix and match*" du code MCNPX active. Nous justifions ce choix (comme nous le verrons par la suite dans la partie consacrée aux modèles physiques implémentés dans MCNPX 2.6.0) par le fait que, CEM03.01 est la dernière version réactualisée et améliorée du modèle exciton de cascade ('CEM') intégrée dans MCNPX 2.6.0, et pouvant prendre en charge les réactions nucléaires induites par les nucléons à partir de la dizaine de MeV (ce qui n'est pas possible avec LAQGSM03.01 car ce modèle est destiné à décrire les interactions des nucléons avec les noyaux à partir de la centaine de MeV). Ainsi, nous avons pu confronter, dans les résultats qui suivent, les capacités prédictives du modèle physique CEM03.01 face aux évaluations de données nucléaires issues des bibliothèques JEFF-3.1, ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0 entre 20 MeV et 200 MeV maximum.

Ces résultats de comparaison du modèle CEM03.01 avec les bases de données nucléaires restent néanmoins conditionnés par le choix du paramètre "*tabl*" (paramètre qui contrôle la transition tables de données/modèles dans les options de la carte de physique des neutrons dans MCNPX [Pelowitz, 2008]) qui a été fixé à 18 MeV : en-deçà de $tabl = 18$ MeV, seules les tables de données nucléaires sont employées, et pour les énergies supérieures à $tabl = 18$ MeV, le modèle CEM03.01 (et uniquement celui-ci) traite le transport des neutrons dans les sphères métalliques.

Sur les figures 4.1, 4.2 et 4.3, sont représentés les calculs Monte Carlo de réponse en fluence, effectués entre 20 MeV et 200 MeV, pour chacune des trois sphères métalliques selon les bibliothèques de données nucléaires considérées dans notre étude. Les résultats de calculs de réponse effectués, dans cette même région en énergie, au moyen du modèle CEM03.01 ont également été portés sur ces trois graphiques.

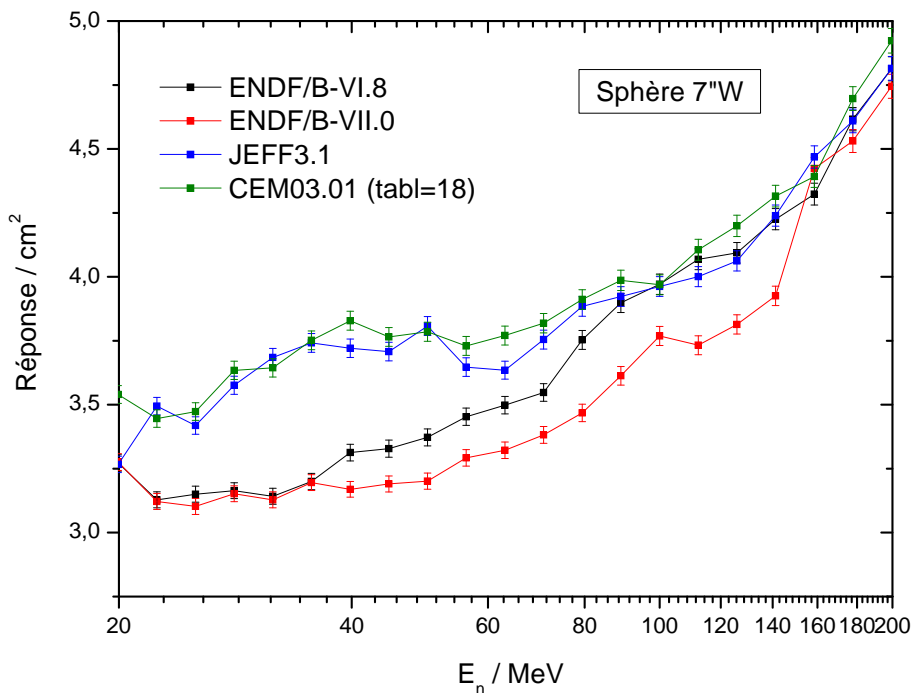


Figure 4.1 : Calculs MCNPX de la réponse en fluence de la sphère 7''W déterminés selon les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1.

En tout premier lieu, nous pouvons constater que le modèle CEM03.01 surestime la réponse en fluence des deux sphères munies de tungstène convertisseur par rapport à la bibliothèque ENDF/B-VI.8 utilisée par défaut pour établir la matrice de réponse complète du système multisphère. De plus, les prédictions de ce modèle pour ces deux sphères métalliques tendent à se rapprocher des données nucléaires relatives aux noyaux de tungstène de la bibliothèque JEFF-3.1. En ce qui concerne le plomb convertisseur, les résultats de calcul de réponse obtenus avec le modèle CEM03.01 suivent la même tendance que les résultats de réponse obtenus avec la bibliothèque ENDF/B-VI.8.

En second lieu, nous pouvons observer que, dans les trois cas de configurations métalliques de sphère de Bonner, la bibliothèque de données JEFF-3.1 donne des résultats de réponse toujours supérieurs comparés aux résultats obtenus avec les deux autres bibliothèques de données (excepté pour des énergies incidentes inférieures à 40 MeV dans le cas de la sphère 9''Pb).

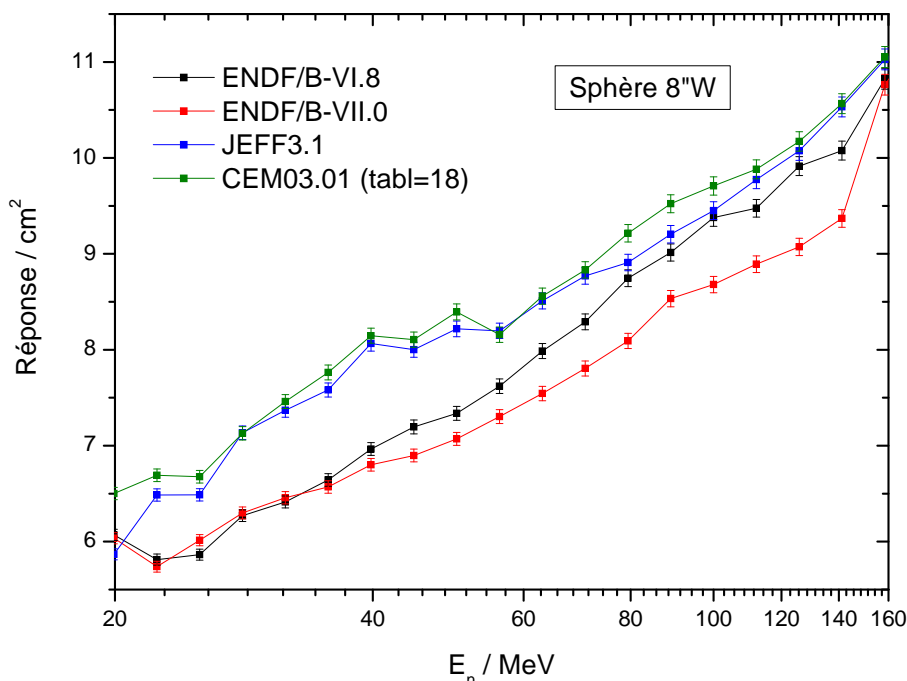


Figure 4.2 : Calculs MCNPX de la réponse en fluence de la sphère 8''W déterminés selon les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1.

On peut également noter que la tendance des calculs de réponse issus de la bibliothèque de données JEFF-3.1 pour la sphère 9''Pb subit une discontinuité assez marquée au-delà de 200 MeV, au niveau de la transition vers le modèle CEM03.01, signifiant alors une incompatibilité des données nucléaires JEFF-3.1 sur les noyaux de plomb avec le modèle CEM03.01 (on retrouve cette discontinuité, bien que moins prononcée, dans l'allure de la courbe de réponse de la sphère 9''Pb calculée avec les données ENDF/B-VII.0).

En tout dernier lieu, nous avons porté notre attention sur les différences effectives de résultats de réponses calculées selon les données nucléaires des bibliothèques respectives ENDF/B-VI.8 et ENDF/B-VII.0. Il convient alors, à présent, de se référer à l'article de Chadwick *et al.* qui mentionne et détaille certains aspects de la réactualisation des bases de données évaluées ENDF/B-VI.8 vers les données ENDF/B-VII.0 [Chadwick *et al.*, 2006]. Parmi les modifications et/ou mises à jour opérées, certaines d'entre-elles concernent les données *hautes énergies*

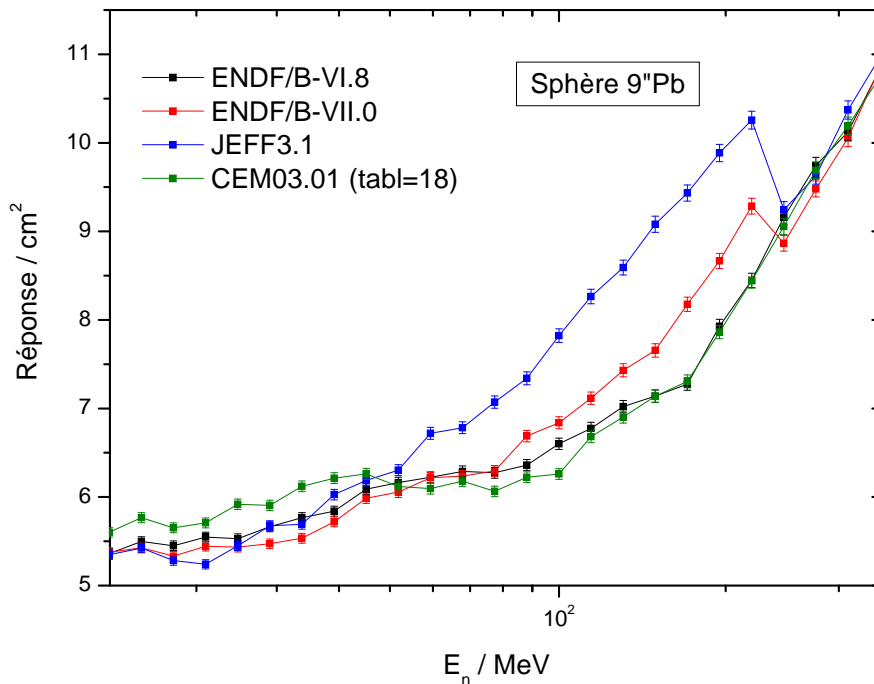


Figure 4.3 : Calculs MCNPX de la réponse en fluence de la sphère $9''\text{Pb}$ déterminés selon les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1.

LA150 qui ont été réintégrées dans la bibliothèque ENDF/B-VII.0, non sans changement. En effet, après la sortie officielle des données LA150, un “bug” a été trouvé dans le code GNASH, employé entre autre pour prédire la production de particules secondaires, et ce bug avait pour impact de surestimer la production totale de neutrons et protons (émis pour certaines cibles) secondaires aux hautes énergies supérieures à 50 MeV et prises en charge par les LA150. Il y avait peu de conséquences pour les isotopes légers et très lourds, mais plus pour les isotopes de masse intermédiaire. Le bug a ensuite été corrigé et les données hautes énergies LA150 ont été recalculées, puis incorporées dans la bibliothèque ENDF/B-VII.0.

Si nous revenons maintenant au niveau de nos résultats, il semblerait plausible d’établir (sous certaines réserves) un lien de cause à effet entre les modifications/actualisations apportées aux LA150 et les différences observées entre les valeurs de réponse obtenues avec les données ENDF/B-VI.8 et celles obtenues avec les données ENDF/B-VII.0 : les données

relatives aux noyaux de tungstène issues de ENDF/B-VII.0 sous-estime clairement, au-delà de 40 MeV, la réponse de la sphère 7''W et 8''W par rapport aux données ENDF/B-VI.8. Les réponses en fluence calculées à partir des données de la bibliothèque ENDF/B-VII.0 des sphères 7''W et 8''W sembleraient être corrigées des conséquences du bug détecté dans le code GNASH pour les hautes énergies, et le cas de la sphère 9''Pb n'apparaîtrait pas concerné par le dysfonctionnement corrigé du code de réaction nucléaire. Pour finir, nous ne nous attarderons pas davantage sur ce point qui nécessiterait davantage de compléments d'information dont nous ne disposons pas et une étude plus poussée.

À l'issue de la discussion développée précédemment au sujet de la problématique des évaluations de données nucléaires entre la dizaine et la centaine de MeV, nous ne sommes pas en mesure d'estimer véritablement l'impact des données nucléaires provenant des différentes bibliothèques considérées sur la détermination des réponses des trois sphères métalliques 'hautes énergies' (faute de ne pouvoir dégager des incertitudes sur les données nucléaires évaluées). De ce fait, les seules incertitudes considérées et représentées sont les incertitudes statistiques de calcul Monte Carlo, et les plus grandes déviations de réponse relevées concerne la sphère 9''Pb avec jusqu'à près de 30% d'écart maximum entre la réponse calculée à partir des données ENDF/B-VI.8 et celle calculée à partir des données JEFF-3.1.

4.2 Étude des modèles physiques implémentés dans le code MCNPX pour le transport aux hautes énergies

4.2.1 La réaction de spallation

Les premières réactions de spallation ont été fortuitement observées au début des années 30, non pas sur des accélérateurs de particules, mais sous l'effet des interactions de rayons cosmiques sur des échantillons de matière. Lorsqu'il a été possible de disposer d'accélérateurs de protons, des radio-chimistes ont commencé à irradier des échantillons et les premières mesures sur la spallation ont porté sur les résidus de la réaction. Dès 1947, Serber, en se basant sur un simple calcul de longueur d'onde de la particule incidente, proposait un premier

cadre théorique pour les réactions de spallation dans son article [Serber, 1947] et distinguait deux étapes dans le processus de spallation :

- une phase rapide de collision entre le noyau cible et le projectile, se déroulant sous la forme de collisions entre nucléons, qui retire un très faible nombre de nucléons au noyau cible et le laisse dans un état excité - on dénomme cette phase *cascade intranucléaire* ;
- une seconde phase, plus lente, dans laquelle le “préfragment” qui vient d’être formé évacue son excès d’énergie en émettant des nucléons - préférentiellement des neutrons dans le cas des noyaux lourds, puisque la barrière coulombienne rend plus difficile l’émission de protons. Cette seconde phase traite alors d’un phénomène d’*évaporation*.

Cette approche ‘historique’ était tout à fait correcte. En dépit de l’introduction ultérieure de raffinement tel que le *prééquilibre*, elle constitue toujours la base sur laquelle sont construits les codes de simulation destinés aux expériences jusqu’aux hautes énergies.

La cascade intranucléaire et l’évaporation sont deux phénomènes profondément différents. Cette distinction entre les deux phases du processus de spallation se justifie à la fois par les temps caractéristiques des processus (de l’ordre de quelques 10^{-23} s pour la cascade, contre 10^{-20} s pour la désexcitation) et par la nature même des processus. En effet, la cascade est une suite de collisions individuelles dans lesquelles les caractéristiques du noyau ne jouent qu’un rôle négligeable puisque les différences d’énergies de liaison entre nucléons sont très petites devant l’énergie apportée par le projectile. En revanche, une fois l’énergie déposée par le projectile et répartie entre les nucléons, celle-ci ne représente plus que quelques MeV par nucléon, et est donc comparable aux énergies mises en jeu dans les liaisons nucléaires. En conséquence, la désexcitation est un phénomène essentiellement collectif dans lequel les interactions liant l’ensemble des nucléons vont jouer un rôle dominant. Ce constat est encore plus vrai dans le cas d’une voie particulière de désexcitation, la *fission*, au cours de laquelle le noyau se déforme jusqu’à se scinder. Une difficulté majeure sur la voie de la simulation des réactions de la spallation est de parvenir à décrire ces deux phénomènes profondément différents, ainsi que la transition de l’un à l’autre, sachant que les données expérimentales ne donnent que peu de renseignements spécifiques à l’une ou l’autre des étapes de la réaction.

Il existe toutefois quelques informations propres à la phase de cascade qui sont directement accessibles et l'énergie des particules est directement liée à la phase de réaction durant laquelle elles ont été émises. Les particules de haute énergie sont associées à la phase de cascade, tandis que les particules de basse énergie (n'excédant pas la dizaine de MeV et principalement des neutrons) sont associées à l'évaporation. Chacune des particules de haute énergie, émise dans la phase de cascade intranucléaire, est susceptible d'induire à son tour une nouvelle réaction de spallation avec un noyau lourd proche voisin, ce qui engendre alors une cascade *internucléaire*.

Dans le cadre des cascades intranucléaires ('INC', pour l'acronyme de "IntraNuclear Cascade"), le noyau est représenté comme un puits de potentiel figé. Les nucléons sont décrits comme des particules ponctuelles, et leur mouvement est traité de manière classique, éventuellement relativiste. En effet, l'idée de base, formulée initialement par Serber [Serber, 1947], est que la longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente est suffisamment petite pour que cette particule "voie" les nucléons du noyau cible séparément et développe une cascade d'interactions nucléon-nucléon, bien isolée dans l'espace des phases, qui progressivement partage l'énergie du projectile avec un nombre croissant de nucléons (régime de collision binaire et collisions indépendantes les unes des autres). Pour ce faire, il faut que la longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente soit au moins inférieure à la portée de l'interaction nucléaire qui elle-même doit être inférieure à la distance moyenne entre deux nucléons. En d'autres termes, les effets d'interférence et les effets collectifs disparaissent et le comportement de la particule incidente peut être assimilé à celui d'une particule classique. Cette hypothèse de base devient raisonnable à partir d'une énergie incidente d'une centaine de MeV par nucléon. La première hypothèse, que nous avons énoncée au début du paragraphe, est favorisée par le principe même de la spallation : l'arrivée ou la perte d'un très petit nombre de nucléons n'est pas de nature à modifier profondément la forme et la profondeur du puits de potentiel nucléaire [Ferrari et Sala, 1996].

La cascade intranucléaire est un processus très rapide qui laisse le noyau dans un état fortement excité, appelé préfragment. La désexcitation du préfragment est une étape plus

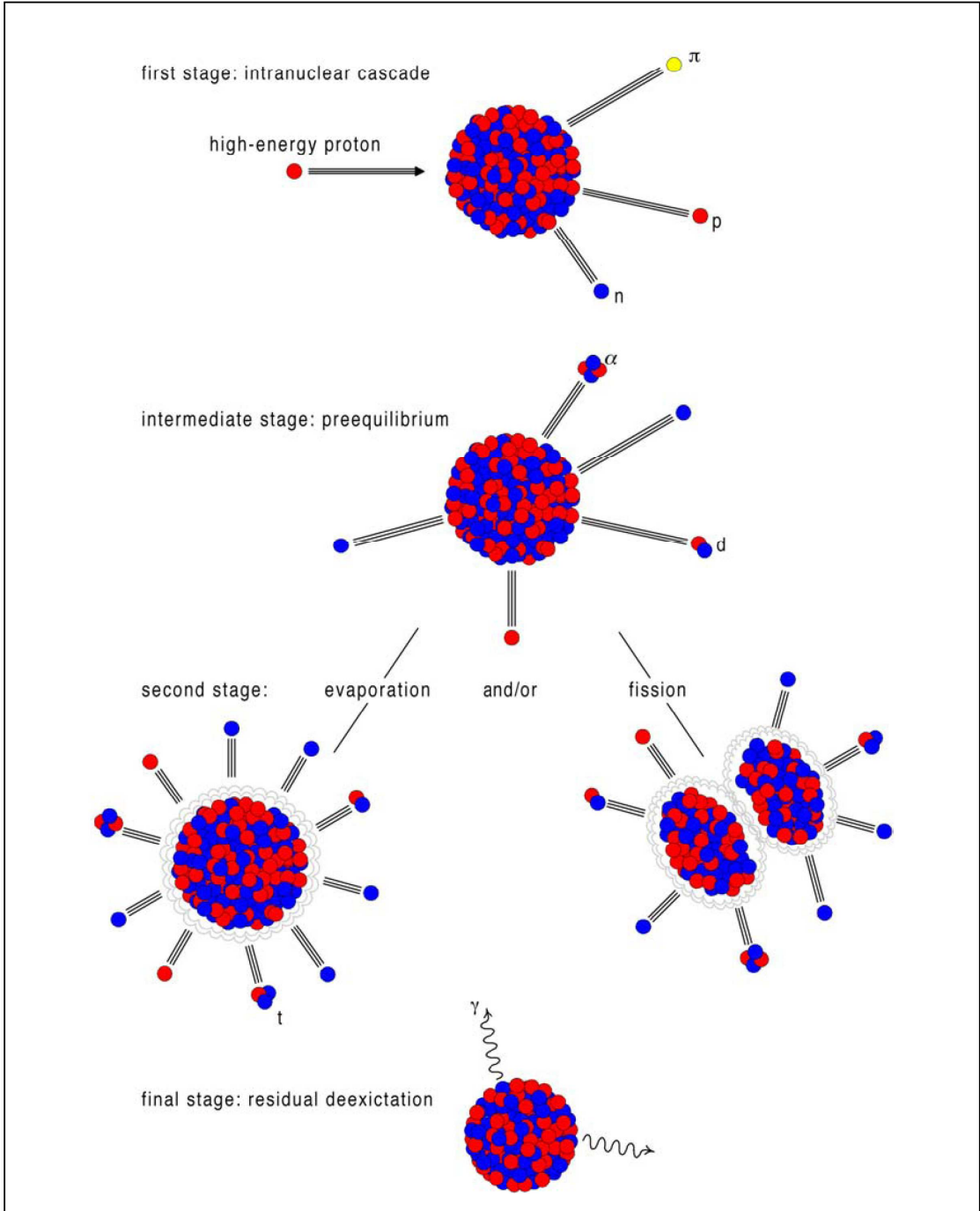


Figure 4.4 : Les différentes étapes du processus de spallation.

longue devant la cascade intranucléaire, ce qui explique leur décorrélation, et donc leur traitement séparé. L'hypothèse usuelle est de considérer que dès la fin de la cascade, cette énergie d'excitation est répartie sur l'ensemble des nucléons. On dira ainsi que le noyau est “*chaud*”, par analogie avec un gaz - on va en fait traiter le noyau comme un gaz de Fermi chaud. La désexcitation est alors traitée selon le formalisme de Weisskopf-Ewing en l'absence de prise en considération du moment cinétique [Weisskopf et Ewing, 1940], ou de Hauser-Feshbach si on désire considérer ce paramètre [Hauser et Feshbach, 1952]. Dans le cadre des réactions de spallation, compte tenu de l'extrême dissymétrie des partenaires de la réaction, on admet que le moment transféré au résidu est nécessairement faible et peut être négligé dans la plupart des cas. Cette approximation n'est toutefois pas valable pour la fission, pour laquelle le moment cinétique, même réduit, est un paramètre clé. La principale voie de désexcitation est l'évaporation qui est caractérisée par l'émission séquentielle de particules légères (n, p, d, t, ^3He , ^4He) accompagnée par des rayonnements γ . Néanmoins, une voie de désexcitation importante pour les noyaux lourds, et tout particulièrement pour les actinides, est la fission. La fission est un phénomène collectif lié à la déformation du noyau qui donnera lieu à sa scission en deux (ou trois) fragments. Cependant, le changement de forme du noyau demande du temps et durant ce laps de temps, la désexcitation par évaporation, qui est un phénomène plus rapide car impliquant les nucléons individuellement, est bien plus susceptible de mener le noyau vers un fragment non-fissile. Dans le cas du plomb par exemple, la fission concerne moins de 10% des réactions pour des énergies de l'ordre du GeV [Taieb, 2003]. On pourra donc, dans une certaine mesure, négliger cette voie de désexcitation dans la suite de nos discussions et de notre étude.

Compte tenu des difficultés rencontrées pour reproduire les données expérimentales de spallation par une modélisation en deux étapes, une troisième étape a été introduite. En effet, un argument récurrent dans les études portant sur les réactions de spallation est la nécessité d'assurer une transition entre la phase rapide, principalement décrite par un modèle à particules indépendantes, et la phase évaporative, gouvernée par des phénomènes collectifs. Il a donc été proposé d'introduire l'étape intermédiaire d'une émission de prééquilibre entre

la cascade intranucléaire et la désexcitation du préfragment [Griffin, 1966]. Elle permet de reproduire les sections efficaces différentielles de neutrons aux angles arrières ainsi que les spectres des particules de haute énergie. L'étape de prééquilibre permet de décrire les faibles variations des observables (énergie d'excitation, nombre de particules émises,...) après la fin de la cascade. En effet, le critère d'arrêt de la phase de cascade ne permet pas de définir de façon absolue que le noyau est équilibré. Il indique simplement que le système n'évolue plus par la cascade.

4.2.2 Les modèles de cascade intranucléaire

Au-delà de quelques centaines de MeV, le nombre de voies de réactions à considérer est tel, qu'il est difficilement envisageable de produire (du point de vue de la taille mémoire nécessaire) des bibliothèques complètes de sections efficaces évaluées à partir de codes de réactions nucléaires (correctement ajustés à partir de résultats expérimentaux).

Les modèles de cascade intranucléaire (INC) ont alors été développés pour tenter d'expliquer au mieux les expériences de mesures de sections efficaces à des énergies de l'ordre de 100 MeV à plusieurs GeV (modèles INC combinés à des modèles d'évaporation et de fission). Bien que l'on puisse résoudre numériquement le système d'équations du transport intranucléaire au prix d'hypothèses simplificatrices qui peuvent s'avérer être difficiles à justifier [Iljinov *et al.*, 1994], l'utilisation de la méthode Monte Carlo apparaît bien plus adéquate étant donné la nature stochastique des réactions nucléaires (*via* la probabilité d'interaction donnée par la section efficace).

Les simulations de cascade intranucléaire sont *semi-classiques* car d'une part la cinématique est classique (particule ponctuelle et principe d'incertitude négligé) et d'autre part l'utilisation du principe d'exclusion de Pauli, de la nature stochastique des états finaux des collisions individuelles et d'un potentiel nucléaire moyen introduit des concepts quantiques.

D'une manière générale pour toutes les cascades intranucléaires, les particules se déplacent selon des trajectoires classiques dans un noyau décrit comme un gaz de Fermi. Des nombres aléatoires sont utilisés pour déterminer le lieu et le type d'interaction ainsi que les directions

et les moments des particules après collision. L'application du principe d'exclusion de Pauli peut rejeter la collision. Nous rappelons que le principe d'exclusion de Pauli correspond à la règle selon laquelle, dans un ensemble de particules en interaction, deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique. Le noyau étant précisément constitué de fermions, la prise en compte du principe de Pauli est un composant obligatoire de tout calcul INC. Enfin, un nucléon est émis quand il atteint la surface nucléaire avec suffisamment d'énergie [Ferrari et Sala, 1996].

Il existe deux versions de calcul INC [Cugnon, 1982] (ces deux versions utilisent les sections efficaces d'interaction nucléon-nucléon provenant des données expérimentales complétées par des extrapolations et des interpolations théoriques) :

1. La première version, dite “continue”, suit le développement de l'interaction dans l'espace. Dans cette approximation, la particule incidente se propage dans un continuum représentant le noyau-cible. Plus précisément, le nucléon incident se déplace dans le noyau cible représenté par différentes sphères concentriques et constituées par un milieu continu. Les rayons et les densités des sphères permettent de reproduire une distribution de Woods-Saxon. Le libre parcours moyen, estimé à partir des sections efficaces élémentaires nucléon-nucléon, détermine la position de la collision. Les nucléons, issus de cette interaction et se propageant indépendamment, sont alors suivis et ainsi de suite jusqu'à ce qu'ils aient tous une énergie inférieure à un certain seuil. Les modèles de Bertini ou ISABEL en sont des exemples.
2. L'alternative est la version, dite “particulaire”, qui suit le développement de l'interaction dans le temps. Dans cette version, les nucléons du noyau ont des positions et des vitesses initiales et sont donc des points bien déterminés dans l'espace des phases (vecteur position et vecteur moment). Toutes les particules sont suivies simultanément dans le temps et diffusent si la distance minimale d'approche entre deux nucléons est suffisamment petite selon les sections efficaces. Au cours d'une cascade, tous les nucléons sont en mouvements. Le modèle de cascade intranucléaire de Liège (INCL) est de ce type.

Les deux approches sont également recevables et on peut préciser que l'approche du traitement 'discret' du noyau est nettement plus exigeant en terme de temps de calcul, puisque l'ensemble des particules doivent être propagées dans le puits de potentiel nucléaire.

Un code de calcul idéal pour décrire les réactions de spallation devrait traiter de manière unifiée la phase de cascade et la phase évaporative de la réaction : la description du noyau se voulant microscopique, elle devrait notamment pouvoir rendre compte de la sortie des nucléons quelle que soit leur énergie. Dans la pratique, il n'en va bien entendu pas ainsi du fait des approximations choisies. En particulier, la nature fermionique des nucléons, qui est un élément clé du processus de désexcitation puisqu'elle détermine le comportement des nucléons à l'intérieur des noyaux, est totalement négligée par les codes de cascade intranucléaire (à l'exception du principe de Pauli). Il faut donc fixer un critère permettant de déterminer que la cascade est terminée, l'énergie des nucléons demeurés dans le noyau est alors sommée et constitue l'énergie d'excitation. Le mode de description du noyau (discret ou continu) définit directement la façon dont la sortie de la cascade est décidée. Pour une description particulière, on fixe un temps au bout duquel la cascade est arrêtée arbitrairement. Cette approche peut être raffinée en paramétrisant ce temps d'arrêt, par exemple en fonction de la masse des partenaires (on peut facilement imaginer que des noyaux plus lourds seront le siège de davantage de collisions que des noyaux légers) et du paramètre d'impact. Dans le cadre d'une description continue du noyau, le critère d'arrêt consiste en un seuil en énergie : si aucun nucléon ne possède à un instant une énergie supérieure à ce seuil, on admet que de nouvelles diffusions entre nucléons ne changeront plus radicalement l'énergie d'excitation et on arrête la cascade.

A partir de l'énergie limite de transition entre les tables de données nucléaires disponibles (extraites de bibliothèques de sections efficaces évaluées) et les modules physiques de transport à haute énergie du code LAHET, le code MCNPX 2.6.0 intégrant ce dernier dispose d'un certain nombre de modèles INC combinés à des modèles de prééquilibre et d'évaporation pour simuler les réactions de spallation.

Ces modèles de cascade intranucléaire, dont certains ont été évoqués dans les sections

précédentes, sont les suivants :

Le modèle de Bertini

Parmi les premiers modèles de cascade intranucléaire disponibles, ce modèle a été développé par Hugo W. Bertini au laboratoire national de Oak Ridge (Oak Ridge National Laboratory - ORNL) [Bertini, 1969]. À l'origine, il était destiné à calculer les réactions entre une particule légère (proton, neutron, pion positif et négatif) et un noyau lourd pour une énergie incidente de l'ordre de 350 MeV. Il a ensuite été étendu jusqu'à près de 3 GeV. Dans sa version implémentée dans MCNPX, le modèle de Bertini décrit les interactions nucléon-noyau pour des énergies incidentes inférieures à 3.5 GeV, et les interactions pion-nucléon pour des énergies incidentes inférieures à 2.5 GeV. De plus, une approximation de loi étendue au-delà de 3.5 GeV pour les nucléons incidents est possible pour prolonger l'énergie d'interaction de manière arbitraire vers les hautes énergies, bien qu'une limite supérieure raisonnable est estimée vers 10 GeV (modèle de Bertini étendu - 'Bertini scaled model').

Le modèle ISABEL

Présenté à l'époque comme une alternative au modèle de Bertini, le code LAHET contient les routines INC du code ISABEL [Yariv et Fraenkel, 1979]. Ce modèle, développé par Yariv et Fraenkel comme une extension du code de réaction nucléon-noyau VEGAS (issu des travaux de [Chen *et al.*, 1968]), est capable de simuler des réactions nucléon-noyau et noyau-noyau. De la façon dont il a été implémenté dans LAHET, seuls les projectiles avec un nombre de masse $A \leq 4$ sont permis et les sections efficaces d'interaction entre nucléons sont des paramétrisations qui n'ont pas été validées au-delà de 1 GeV, ce qui constitue donc en principe la limite de validité de ISABEL. Le noyau est ici considéré comme un milieu continu de 8 sphères concentriques, ce qui change le gradient de densité du noyau et donc améliore la description de sa diffusivité par rapport au modèle de Bertini. Le temps d'exécution par collision est généralement 5 à 10 fois plus important que celui du modèle de Bertini.

Le modèle INCL4

A l'origine, le modèle de cascade intranucléaire de Liège (INCL) était un modèle de colli-

sions entre ions lourds autour de 800 MeV/u initié par J. Cugnon [Cugnon, 1980]. Suite d'une part à l'émergence de théories complexes mieux adaptées aux collisions entre ions lourds et d'autre part le besoin de disposer d'outils performants pour la description des réactions de spallation, ce modèle fût spécialisé pour la simulation des interactions nucléon-noyau. Ainsi, ce modèle a été modifié pour des réactions proton-noyau entre 100 MeV/u et 20 GeV/u, pour être au final étudié et adapté jusqu'à 5 GeV [Cugnon, 1987]. Les différents paramètres d'intégration du modèle INCL, version INCL4 [Boudard *et al.*, 2002], dans le code MCNPX proviennent des travaux de J. C. David (CEA Saclay), qui permettent son utilisation adaptée aux réactions de spallation jusqu'à environ 2 GeV. La caractéristique principale de INCL4 est de propager individuellement l'ensemble des nucléons au fil de la cascade et le temps de calcul peut être jusqu'à près de 10 fois supérieur pour réaliser un calcul équivalent si on choisit INCL4 par rapport à ISABEL. Le modèle INCL4 est naturellement couplé au code d'évaporation et de fission ABLA. La paramétrisation du temps d'arrêt dans le modèle INCL4 est tel que l'utilisation d'un modèle de prééquilibre n'est pas nécessaire.

Le modèle CEM03.01

Le modèle CEM03.01 [Mashnik *et al.*, 2005], [Mashnik *et al.*, 2006], [Mashnik *et al.*, 2008] est une version du modèle exciton de cascade (Cascade-Exciton Model - 'CEM') actualisé en profondeur en comparaison avec les modèles prédécesseurs successifs CEM2k + GEM2, CEM2k, CEM98, CEM97 et CEM95. À la base, le modèle exciton de cascade (CEM) pour la simulation de réactions nucléaires a été proposé en 1980 au laboratoire de physique théorique Bogoliubov (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, URSS) par Gudima, Mashnik et Toneev [Gudima *et al.*, 1983]. Ce modèle repose sur le modèle standard (non-dépendant de l'observable temporelle) de cascade intranucléaire de Dubna ('Dubna INC' ou Dubna intranuclear Cascade Model - 'DCM') [Barashenkov et Toneev, 1972] et sur le modèle exciton modifié (Modified Exciton Model - 'MEM') [Mashnik et Toneev, 1974]. Le paquet physique CEM03.01 décrit de manière complète les réactions induites par les nucléons, les pions et les photons selon le schéma *standard* de calcul : la cascade intranucléaire, relayée par une émission de prééquilibre durant la désexcitation du noyau résiduel formé lors de l'INC, puis enchaînée

par l'évaporation de particules et/ou fission du noyau composé. Les processus d'évaporation/fission sont calculés dans CEM03.01 au moyen de la version améliorée du code GEM2 (Generalized Evaporation Model) développé initialement par Furihata [Furihata, 2001]. Tandis que CEM03.01 prend en charge les nucléons jusqu'à 5 GeV, puis les pions jusqu'à 2.5 GeV environ pour initier des réactions nucléaires, ce modèle peut aussi décrire de manière raisonnable les spectres complexes de particules (dont les nucléons) pour des réactions se produisant à des énergies comprises entre la dizaine de MeV et la centaine de MeV (pour lesquelles des codes microscopiques plus sophistiqués, tels que GNASH et TALYS, sont habituellement employés pour produire des bibliothèques de données évaluées). En outre, le modèle CEM03.01 a été intensivement testé et a la capacité de reproduire avec une bonne précision une grande variété de données expérimentales issues de réactions particule-particule, particule-noyau et noyau-noyau pour des énergies à partir de la dizaine de MeV jusqu'à plusieurs GeV.

Le modèle LAQGSM03.01

LAQGSM est une extension effectuée, au laboratoire national de Los Alamos (Los Alamos National Laboratory - LANL), par Gudima, Mashnik et Sierk [Gudima *et al.*, 2001], [Mashnik *et al.*, 2006], [Mashnik *et al.*, 2008] du "Quark Gluon-String Model" (QGSM) de Amelin, Gudima et Toneev [Amelin *et al.*, 1990], et ce modèle est destiné à décrire les réactions induites par la quasi-totalité des particules élémentaires et noyaux à partir de la centaine de MeV jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV par nucléon. LAQGSM est basé sur une version, dépendante de l'observable temporelle, du modèle INC de Dubna (Dubna intranuclear Cascade Model - 'DCM' [Barashenkov et Toneev, 1972]) et par conséquent différente de la version standard INC utilisée pour le modèle exciton de cascade de CEM03.01. De plus, LAQGSM03.01 diffère de QGSM par le fait que la partie de prééquilibre et d'évaporation de ce dernier a été remplacée, et ainsi améliorée, par les modules physiques correspondants du modèle CEM03.01. Tout comme le modèle de CEM, LAQGSM est fondé sur l'hypothèse d'une description de réaction nucléaire de spallation en trois étapes : la cascade intranucléaire, suivie de la relaxation conséquente de l'excitation nucléaire et traitée par le modèle exciton modifié (MEM) de prééquilibre [Mashnik et Toneev, 1974], pour ensuite atteindre l'équilibre

de réaction par la phase d'évaporation/fission prise en charge par le code GEM2 [Furihata, 2001]. Contrairement à la version INC de CEM03.01, le modèle DCM employé dans LAQGSM03.01 utilise une distribution de densité nucléaire continue au lieu de l'approximation de plusieurs zones concentriques dans lesquelles la densité nucléaire est considérée constante. En conséquence, cette version DCM (dépendante du temps) n'a pas la nécessité de prendre en considération la réfraction et la réflexion de cascades de particules à l'intérieur du noyau ou à la surface nucléaire. Aussi, cette version du modèle DCM garde en mémoire le temps de collision intranucléaire et de déplétion de la densité nucléaire durant le développement de la cascade (on parle de "trawling effect") et prend en compte le temps de formation hadronique. En parallèle du benchmark du modèle CEM03.01, le pouvoir prédictif du modèle LAQGSM03.01 a été testé et conforté devant un grand nombre de données expérimentales jusqu'à une énergie maximum (de réactions particule-particule, particule-noyau et noyau-noyau) de l'ordre de 800 GeV/nucléon. Enfin, le paquet de physique LAQGSM03.01 implémenté dans MCNPX 2.6.0 constitue, à l'évidence, une solide alternative au module du générateur d'évènements de hautes énergies FLUKA, dont la version originelle introduite dans MCNPX (relativement très ancienne) n'a pas été mise à jour depuis la version 2.3.0 du code de simulation [Laurie S. Waters, 2002].

Comme nous venons de le préciser à la fin du paragraphe précédent, MCNPX dispose d'un module du code Monte Carlo FLUKA ('FLUktuierende KAskade' version FLUKA87 [Aarnio *et al.*, 1987], tirée du code LAHET2.8) non actualisé depuis son implémentation d'origine dans la version MCNPX 2.3.0 [Laurie S. Waters, 2002]. Seule la 'portion haute énergie' de ce code est implémentée pour prendre en charge les interactions hadron-hadron et hadron-noyau au-delà de la région INC (énergies respectivement supérieures à 3.5 GeV pour les nucléons et 2.5 GeV pour les pions - par défaut - dans MCNPX) à partir du modèle de Dual Parton (Dual Parton Model - 'DPM') initialement développé à Orsay en 1979 [Capella *et al.*, 1980]. Par ailleurs, du fait des limites naturelles de la physique de cascade intranucléaire (au-delà de plusieurs GeV), la version FLUKA87 du code FLUKA implémentée dans MCNPX version 2.3.0 était destinée, à l'origine, au traitement des effets quantiques dans les interactions

de hautes énergies (qui dépassent le cadre de la description INC). Ces derniers peuvent être à présent pris en charge, de manière bien plus actualisée et élaborée, par le générateur d'évènements LAQGSM03.01 dans la version 2.6.0 du code MCNPX.

Le code de transport MCNPX contient, parmi ses modèles de réactions nucléaires, un modèle de prééquilibre et plus précisément le modèle 'MPM' (Multistage Preequilibrium Model) [Prael et Bozoian, 1988] que l'on peut invoquer pour compléter la procédure INC du modèle de Bertini ou bien du modèle ISABEL. Tout comme le modèle de prééquilibre présent dans le code GNASH, le modèle MPM provient du modèle d'exciton implémenté dans le code PRECO-B. Enfin, pour l'étude de l'émission des nucléons, le code MPM peut être couplé au code d'évaporation 'EVAP', ou bien au code d'évaporation 'ABLA'.

Le modèle d'évaporation EVAP, développé par Dresner dans les années 1960 [Dresner, 1962], consiste en une approche Monte Carlo du modèle de Weisskopf-Ewing. La probabilité de fission du noyau excité n'étant pas considérée, ce modèle doit être combiné à un modèle de fission. Dans le code MCNPX, le modèle de fission du RAL (Rutherford Appleton Laboratory) est utilisé par défaut et l'évaporation ou la fission est déterminée à partir de nombres aléatoires et de probabilités d'émission [Laurie S. Waters, 2002]. ABLA est le modèle d'évaporation du code d'abrasion-ablation, initialement développé par Campi et Hüfner [Campi et Hüfner, 1981], et amélioré depuis à GSI par l'équipe de K. H. Schmidt [Junghans, 1998]. ABLA est un modèle statistique qui, comme le code EVAP, décrit la désexcitation d'un noyau composé par émission de particules légères à partir de la théorie de Weisskopf-Ewing. Par contre, le modèle ABLA tient compte explicitement des désexcitations possibles par fission à la différence du code EVAP de Dresner.

4.2.3 Impact des modèles physiques sur la détermination de la réponse “haute énergie” du système

Dans une démarche de caractérisation systématique, nous avons procédé à des séries de calculs Monte Carlo afin d'évaluer l'impact respectif des modèles de cascade intranucléaire implémentés dans MCNPX 2.6.0 (lesquels sont combinés à des modules internes ou externes

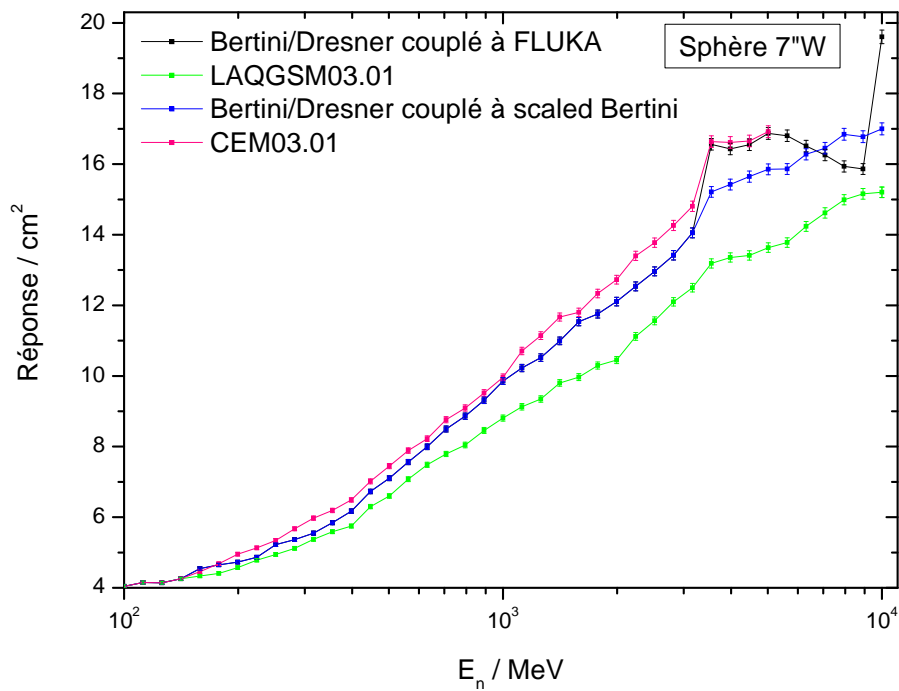
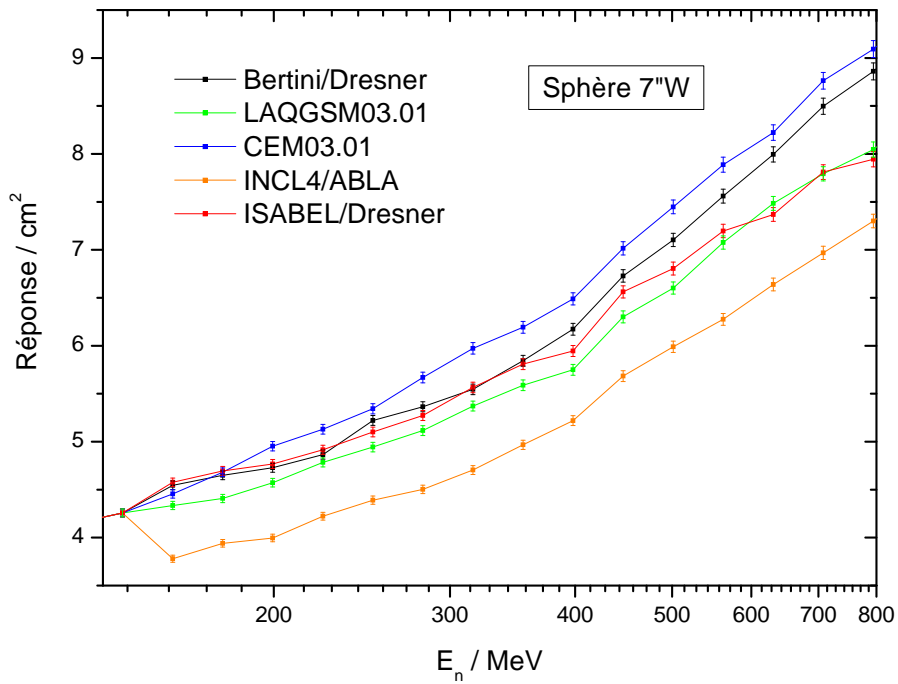


Figure 4.5 : Réponse en fluence de la sphère 7" W déterminés selon les différents modèles physiques implémentés dans le code MCNPX.

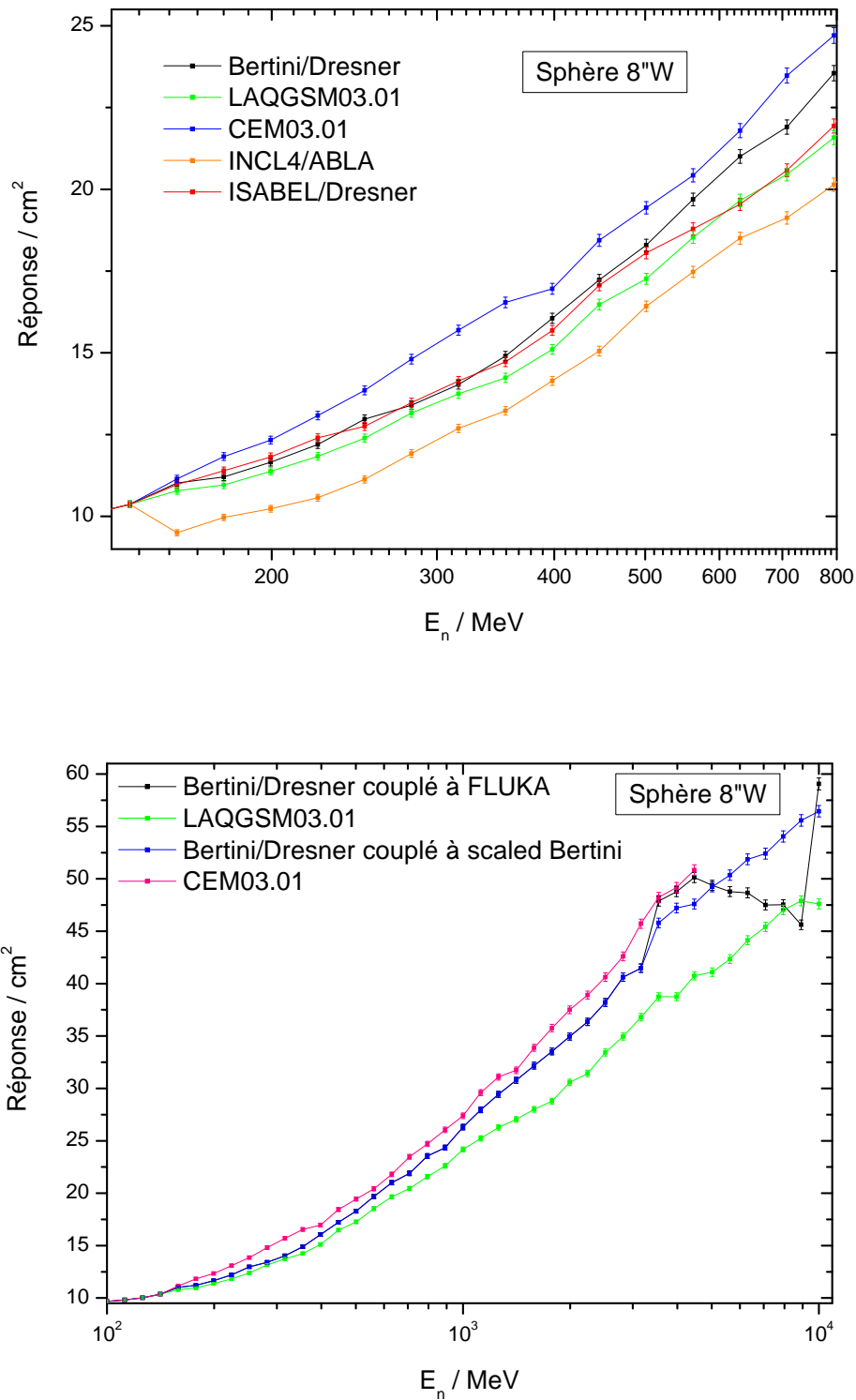


Figure 4.6 : Réponse en fluence de la sphère 8''W déterminés selon les différents modèles physiques implémentés dans le code MCNPX.

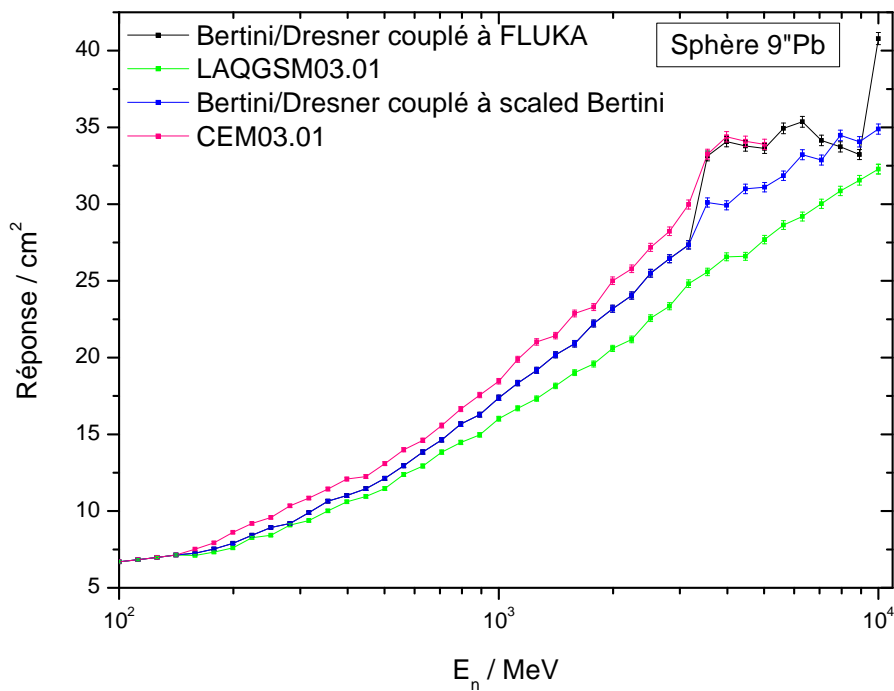
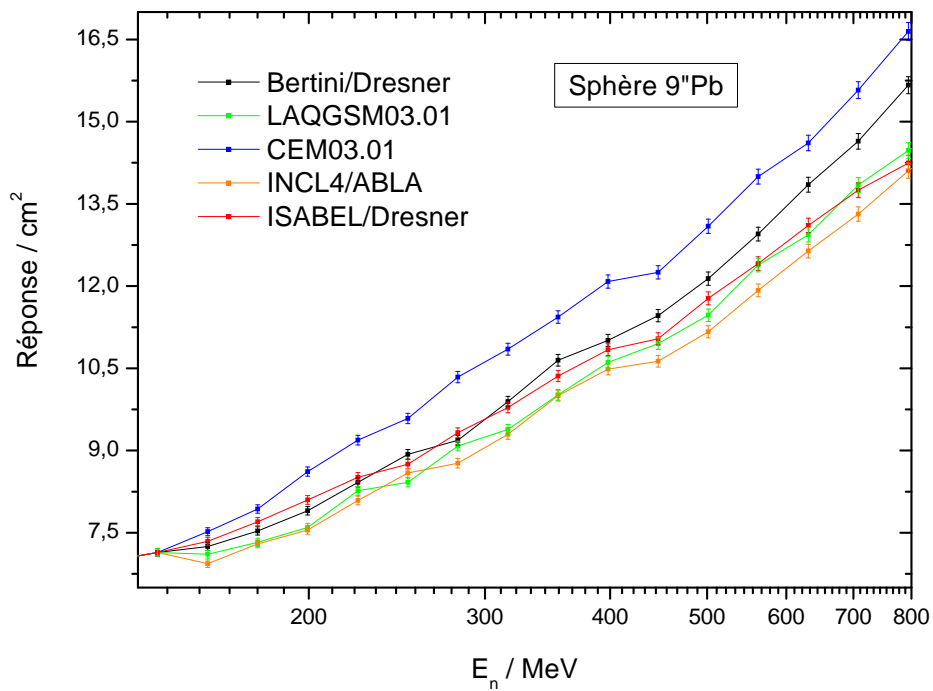


Figure 4.7 : Réponse en fluence de la sphère 9" Pb déterminés selon les différents modèles physiques implémentés dans le code MCNPX.

de prééquilibre et d'évaporation-fission) sur l'établissement de la réponse en fluence de la sphère 7''W, 8''W et 9''Pb. Cette étude de caractérisation des trois sphères métalliques, par simulation MCNPX, au-delà de l'énergie de transition de 150 MeV (en deçà de cette énergie de transition, nous avons maintenu par défaut la base de données nucléaires ENDF/B-VI.8 pour le traitement du transport des neutrons secondaires émis *via* les processus de spallation dans les matériaux convertisseurs) s'est déroulée en deux étapes.

La première phase de cette étude a consisté à comparer, pour chacune des trois sphères métalliques, les résultats de réponse en fluence respectivement déterminées selon le modèle de Bertini/Dresner, ISABEL/Dresner, INCL4/ABLA, CEM03.01 et LAQGSM03.01 pour des énergies incidentes comprises entre 150 MeV et 800 MeV (le modèle ISABEL est invoqué par l'utilisateur jusqu'à une énergie supérieure maximum de 800 MeV fixée par défaut dans le code MCNPX [Pelowitz, 2008]). La seconde phase de calcul a amené l'établissement de la réponse en fluence, à partir de 150 MeV et jusqu'à une énergie incidente limite de 10 GeV, des trois sphères métalliques en fonction du modèle de Bertini/Dresner couplé avec le générateur de hautes énergies FLUKA, Bertini/Dresner prolongé par le module 'scaled Bertini' jusqu'à 10 GeV et LAQGSM03.01 d'une part, puis en fonction du modèle CEM03.01 d'autre part dont le domaine en énergie de prise en charge des réactions initiées par les nucléons s'étend jusqu'à 5 GeV maximum. L'ensemble des résultats de calculs MCNPX pour les trois sphères métalliques est contenu dans les représentations graphiques successives des trois figures 4.5, 4.6 et 4.7.

Au niveau de la première série de calculs effectués jusqu'à une énergie supérieure maximum de 800 MeV, nous avons constaté que les prédictions du modèle CEM03.01 aboutissent à des réponses en fluence supérieures à toutes celles déterminées au moyen des autres modèles physiques considérés, avec des écarts de réponse relatifs maximums relevés systématiquement entre CEM03.01 et INCL4, et estimés respectivement aux environs de 27% pour la sphère 7''W, 25% pour la sphère 8''W et 18% pour la sphère 9''Pb. Dans la seconde phase de calcul qui s'est étendue jusqu'à une énergie limite de $E_n = 10$ GeV, le modèle LAQGSM03.01 sous-estime de manière systématique la réponse en fluence de chaque sphère métallique par rapport

à celle calculée en invoquant le modèle de Bertini/Dresner prolongé par la procédure ‘scaled Bertini’ à partir de 3.5 GeV. Les écarts de réponse maximums correspondants ont été estimés à 17% pour la sphère 7''W, 22% pour la sphère 8''W et 18% pour la sphère 9''Pb. En outre, les résultats obtenus en invoquant le générateur d'évènements de hautes énergies FLUKA, au-delà de la région ‘INC’, sont donnés à titre d'indications et ne seront pas pris en compte dans notre analyse du fait de l'ancienneté de la version du module haute énergie du code FLUKA implémenté dans MCNPX. Enfin, si l'on restreint le champ d'étude, à partir du GeV, jusqu'à l'énergie incidente maximum $E_n = 5$ GeV (laquelle correspond à la limite supérieure du domaine de validité du modèle CEM03.01), les plus grandes déviations de réponse sont relevées entre les prédictions de LAQGSM03.01 et celles de CEM03.01. Les écarts de réponse relatifs maximums obtenus entre ces deux modèles se chiffrent alors respectivement à 26% pour la sphère 7''W, 27% pour la sphère 8''W et 30% pour la sphère 9''Pb. Il convient de noter que le modèle CEM03.01 fournit, pour chaque sphère métallique, des résultats de réponse en fluence pratiquement toujours supérieurs (de manière continue et sur toute la région en énergie d'intérêt - de la centaine de MeV jusqu'à près de 10 GeV) aux résultats de réponse obtenus avec n'importe lequel des autres modèles physiques considérés dans notre étude.

La démarche de caractérisation systématique, présentée précédemment et effectuée par calculs MCNPX, de la réponse en fluence des sphères métalliques a été étendue à toutes les autres sphères (conventionnelles) du système de spectrométrie. Toutefois, l'étude de l'impact des modèles physiques a été reconduite dans une moindre mesure car nous avons limité le cadre de cette étude aux trois modèles suivants : Bertini/Dresner étendu par le modèle ‘scaled Bertini’, CEM03.01 et LAQGSM03.01. Comme attendu, les variations de réponse en fluence respectivement associées à chaque sphère conventionnelle, selon le modèle physique employé (parmi les trois désignés plus haut), sont inférieures à celles respectivement associées à chacune des trois sphères métalliques (écart relatif de réponse maximum de 18% pour la sphère 12'' entre les modèles CEM03.01 et LAQGSM03.01).

Nous avons par la suite concentré notre travail sur l'estimation théorique des taux de comptage déduits pour chaque sphère du système, en fonction du modèle physique considéré,

dans le cadre des conditions de mesure de référence du spectre des neutrons atmosphériques d'origine cosmique stipulées dans la norme JESD89A du JEDEC Standard [JESD89A, 2006]. Plus précisément, ces taux de comptage ont été obtenus par convolution de la distribution en énergie de la fluence des neutrons atmosphériques de référence dans le JEDEC Standard (calculée à l'aide du modèle analytique proposé par Gordon *et al.* reproduisant les données de mesures spectrales issues de leurs travaux [Gordon *et al.*, 2004] référencés dans la norme JESD89A) avec la distribution en énergie des réponses en fluence calculées en correspondance, en fonction du modèle physique invoqué dans MCNPX, et pour chacune des 13 sphères détectrices du spectromètre. Ainsi, le calcul des ratios des taux de comptage résultants ont permis une certaine voie de comparaison de l'influence exercée respectivement par les trois modèles Bertini/scaled Bertini, CEM03.01 et LAQGSM03.01 sur la statistique de comptage du système associée à un spectre de neutrons atmosphériques référencé au niveau de la mer et dans le domaine en énergie compris entre 1 MeV et 10 GeV. Les ratios des taux de comptage résultants ont alors montré un impact tout à fait négligeable des trois modèles physiques : les plus grandes déviations relatives des taux de comptage relevées pour les sphères conventionnelles n'atteignent pas les 1%, et celles relevées pour les sphères métalliques n'excèdent pas les 3.5% [Serre *et al.*, 2009].

En perspective, l'une des étapes finales de la caractérisation par simulation Monte Carlo du système dans le domaine des hautes énergies, spécifiquement consacrée à l'analyse de l'impact des modèles physiques implémentés dans MCNPX, pourra s'appliquer à évaluer les conséquences des variations de réponse induites par ces modèles sur la procédure de déconvolution de spectres de neutrons atmosphériques.

4.3 Sensibilité du spectromètre aux particules chargées atmosphériques d'origine cosmique

4.3.1 Calculs MCNPX de réponse aux particules chargées de hautes énergies

Les travaux présentés dans cette dernière section constituent une première étape de caractérisation, par simulation Monte Carlo, de la réponse du spectromètre à des composantes radiatives de l'environnement atmosphérique induites par le rayonnement cosmique et distinctes de la composante neutronique, lesquelles parviennent à transporter de hautes énergies jusqu'à nos altitudes terrestres.

Ainsi, il convient de mentionner qu'un certain nombre d'études antérieures à la nôtre ont établi la sensibilité, de loin non négligeable, à des particules chargées incidentes de systèmes de sphères de Bonner d'efficacité étendue aux énergies supérieures à la dizaine de MeV par l'incorporation de matériaux convertisseurs dans le polyéthylène modérateur [Goldhagen *et al.*, 2002], [Agosteo *et al.*, 2003] et [Goldhagen *et al.*, 2004]. En effet, des hadrons chargés incidents, tels que les protons, les pions positifs et négatifs, peuvent subir des interactions inélastiques dans le polyéthylène modérateur et les matériaux convertisseurs produisant des cascades hadroniques avec la génération de neutrons secondaires en voie de sortie *via* les réactions (n, xn') . Ces derniers posséderont par la suite une certaine probabilité d'être thermalisés par le polyéthylène modérateur, jusqu'à être détectés par le compteur proportionnel ^3He central, contribuant inévitablement à l'accroissement du taux de comptage primaire de la sphère détectrice causé uniquement par la composante incidente 'neutron'. De plus, sur la base des résultats établis, la sensibilité de sphères de Bonner conventionnelles aux hadrons chargés (protons et pions) se présente naturellement bien moins prononcée comparé à celle de sphères de Bonner munies de coquilles métalliques.

Dans les résultats qui suivent, notre travail s'est concentré sur le calcul MCNPX de la réponse, pour des énergies incidentes comprises entre 10 MeV et 2.5 GeV, de la sphère $7''\text{W}$, $8''\text{W}$ et $9''\text{Pb}$ aux protons, aux pions positifs et négatifs, mais aussi dans le cas de la sphère

^{90}Pb , à des particules chargées (qu'il est important de prendre en considération au niveau de la population des particules atmosphériques) rattachées à la famille des leptons : les muons. Comme nous avons pu le préciser au cours du chapitre 1 dans la partie 1.2.5 consacrée à la description des différents champs de rayonnements secondaires composants les "grandes gerbes atmosphériques" induites par le rayonnement primaire cosmique, la composante 'muon' prédomine largement, au-delà de la centaine de MeV, sur la composante 'neutron', 'proton' et 'pion' pour les basses altitudes terrestres proches du niveau de la mer. Les procédures et hypothèses de calculs MCNPX utilisées pour déterminer les résultats de réponse des trois sphères métalliques, et présentés sur les figures 4.8, 4.9 et 4.10, restent toujours identiques à celles formulées dans le chapitre 3 (sections 3.2.2 et 3.2.3) excepté, à l'évidence, au niveau des différentes configurations d'irradiation des sphères détectrices respectivement re-définies par le type et la nature des particules considérées constituant le faisceau parallèle et homogène incident à l'énergie incidente considérée. La physique 'INC' du modèle CEM03.01 (combinée avec la physique de prééquilibre et d'évaporation/fission intégrées dans ce même modèle) a été invoquée pour prendre en charge le transport des neutrons, des protons, des pions positifs et négatifs dans les trois sphères métalliques à partir de la centaine de MeV. En deçà de la centaine de MeV et jusqu'à 10 MeV, la physique des interactions intervenant au niveau de la capture des pions négatifs et des muons dans les noyaux métalliques a aussi été pris en charge par le modèle CEM03.01. De plus, les tables de données nucléaires "hautes énergies" LA150N et LA150H intégrées dans la bibliothèque ENDF/B-VI.8 ont été employées pour le traitement des réactions nucléaires induites respectivement par les neutrons et les protons jusqu'aux énergies incidentes de 150 MeV.

Des variations de réponse de grande amplitude pour les trois sphères métalliques sont observées autour de la cinquantaine, puis de la centaine de MeV lorsque ces sphères sont exposées à un faisceau homogène et monodirectionnel de pions négatifs. Ces amplitudes de variations se retrouvent dans une bien moindre mesure dans le cas de la sphère ^{90}Pb irradiée par un faisceau homogène et monodirectionnel de muons. Ces grands écarts de valeurs relevés dans la distribution des réponses sur les représentations graphiques des figures 4.8, 4.9 et

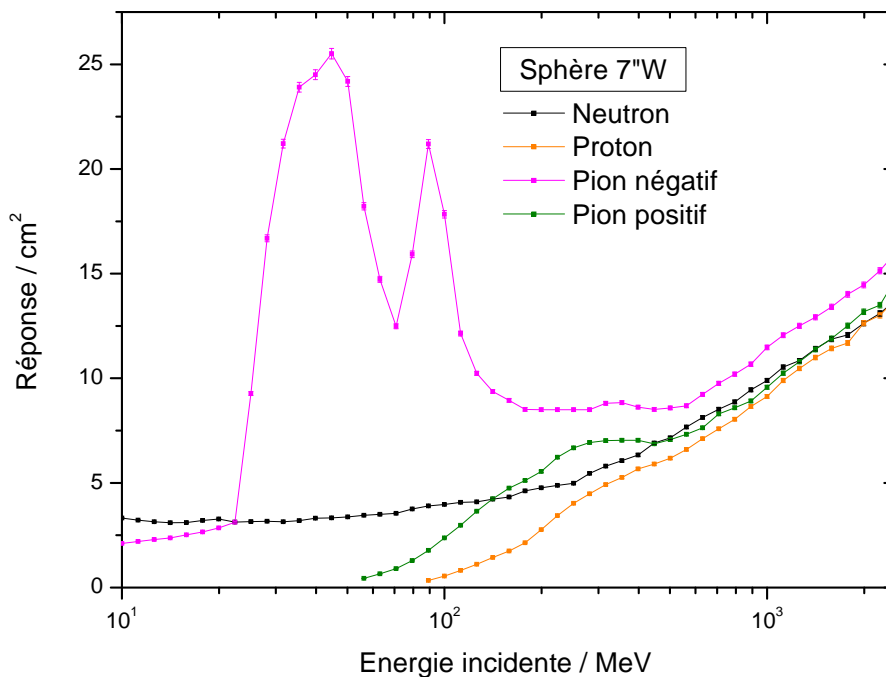


Figure 4.8 : Calculs MCNPX des réponses de la sphère 7''W aux neutrons, aux protons, aux pions positifs et négatifs.

4.10 sont caractéristiques des processus physiques de la capture des pions négatifs et des muons dans les noyaux lourds métalliques, en l'occurrence dans notre cas d'étude des noyaux de plomb et tungstène, en reproduisant les évolutions des courbes de sections efficaces des réactions π^-p et μ^-p [Hagiwara, 2002].

En effet, après avoir été suffisamment ralentis, le long de leurs parcours dans les matériaux de plomb et/ou tungstène, en cédant leur énergie par ionisation aux atomes métalliques, les pions négatifs et les muons peuvent être arrêtés et capturés par les hautes orbitales atomiques métalliques. Après une cascade sur les orbites atomiques par transition de niveaux d'énergie en éjectant des électrons ou des photons, les pions négatifs et les muons peuvent atteindre les orbites les plus liées et forment des "atomes *mésiques*" avec les noyaux métalliques. Les composés mésiques formés sont très instables dans le temps et l'absorption des pions négatifs et des muons par les protons des noyaux métalliques prends alors cours vers des états

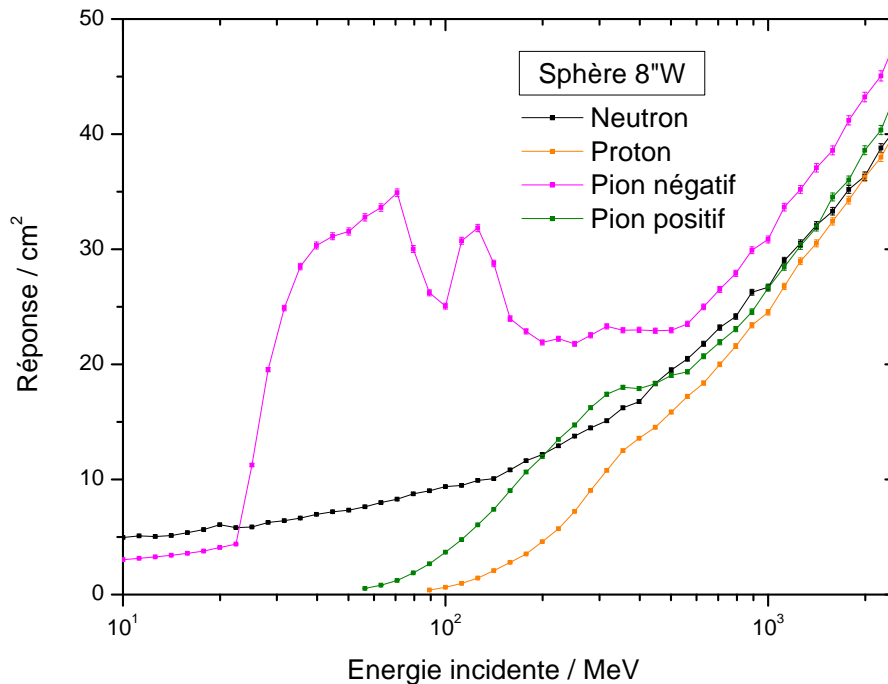


Figure 4.9 : Calculs MCNPX des réponses de la sphère 8''W aux neutrons, aux protons, aux pions positifs et négatifs.

nucléaires excités [Ericson et Bernabeu, 1977]. Les noyaux se désexcitent par la suite vers des états stables par évaporation de neutrons secondaires suffisamment énergétiques pour engendrer des réactions (n, xn') avec les noyaux métalliques proches voisins. Ces états excités, occasionnés au cours des processus de capture nucléaire des pions négatifs et des muons, se manifestent sous la forme de résonances 'géantes' dans les sections efficaces d'interaction π^-p , puis sous la forme de résonances de bien plus faible intensité dans les sections efficaces d'interaction μ^-p .

Au cours de nos calculs MCNPX de réponse aux particules chargées atmosphériques des trois sphères détectrices métalliques, nous avons particulièrement porté notre attention sur le traitement de la physique des muons par le code MCNPX 2.6.0. Parmi les améliorations et évolutions apportées tout au long de l'établissement de la version 2.6.0 de ce code de calcul Monte Carlo, nous avons mis à profit les nouvelles capacités prédictives de la physique 'CEM'

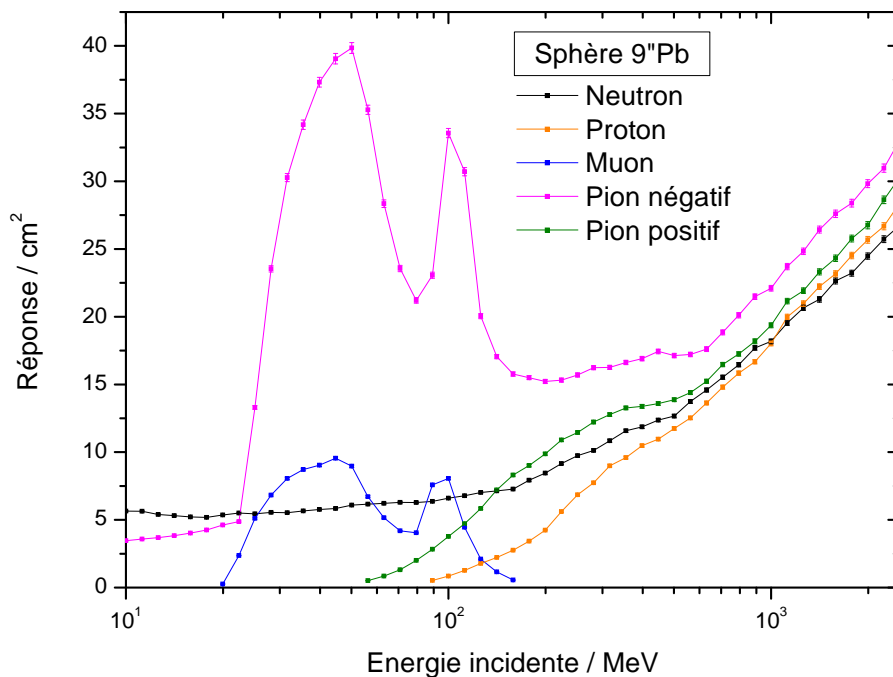


Figure 4.10 : Calculs MCNPX des réponses de la sphère 9''Pb aux neutrons, aux protons, aux pions positifs et négatifs ainsi qu'aux muons.

intégrée dans le modèle CEM03.01 pour simuler la production de “rayons X *muoniques*” et des neutrons secondaires générés par les processus de capture des muons dans un certain nombre de nucléides disponibles [Hendricks *et al.*, 2008]. Plus précisément, la physique ‘CEM’ du code MCNPX 2.6.0 a été étendue pour prendre en compte la désexcitation nucléaire (ou bien la fission) se produisant au cours de la capture des muons. Dans les versions antérieures du code MCNPX 2.6.0, seule la *physique atomique* était employée pour décrire le transport des muons de charge négative et cédant leur énergie au milieu traversé par ionisation jusqu’à leur désintégration spontanée en vol avec un temps de demi-vie de l’ordre de 2.2×10^{-6} s.

Dans la présente version du code MCNPX utilisée, dès lors que le muon atteint une énergie seuil, les routines de la physique de capture des muons sont employées pour les nucléides disponibles dont notamment, concernant le plomb : le ^{204}Pb , le ^{206}Pb , le ^{207}Pb et le ^{208}Pb . Ces routines prennent alors en charge le transport du muon au cours duquel cette particule

négative, appartenant à la famille des leptons, peut être suffisamment ralentie dans la matière (en l’occurrence, dans notre cas d’étude, dans le matériau métallique de plomb) et peut subir une capture jusque dans l’orbite de Bohr K d’un des atomes métalliques sous l’influence du noyau lourd positif, ce qui conduit à la formation d’un “atome mésique” comme précédemment évoqué (appelé aussi “atome *mu-mésique*” ou “atome *muonique*” [Rainwater, 1957]. Cette capture sur l’orbite la plus liée au noyau est possible du fait que le ralentissement du muon dans la matière condensée et les cascades à travers les transitions sur les niveaux atomiques peuvent se produire de façon rapide, bien avant la désintégration spontanée du muon. Le noyau lourd dispose ensuite d’une grande probabilité de capture définitive du muon par l’un de ses protons *via* un processus d’interaction faible qui amène l’émission d’un neutron. De surcroît, au cours des cascades des muons sur les orbites atomiques, les transitions de niveaux d’énergie amenant jusqu’à la formation de l’atome mésique s’accompagnent de l’émission de rayonnement X (“rayons X *muoniques*”) [Zaretski et Novikov, 1961] qu’il est possible de simuler grâce aux extensions du code MCNPX 2.6.0. Lorsque le noyau lourd absorbe ce rayonnement X selon une certaine probabilité d’absorption ‘résonante’ déterminée par MCNPX (cette probabilité dépend en fait du nombre atomique Z - pour les noyaux disposant d’un $Z < 82$, l’énergie du rayonnement X considérée ne sera pas assez importante pour contribuer de manière significative au processus d’absorption), la physique ‘CEM’ est appelée pour traiter la désexcitation par évaporation de neutrons secondaires, ou bien par la fission des noyaux excités [Hendricks *et al.*, 2008].

Un dernier point sur le calcul de la réponse aux particules chargées, et plus spécifiquement aux protons, des trois sphères détectrices de Bonner métalliques a été traité sur la comparaison des résultats obtenus entre le modèle CEM03.01 et LAQGSM03.01 pour des énergies incidentes comprises entre 100 MeV et 2.5 GeV. Ainsi, les déviations de réponses aux protons relevées entre le modèle CEM03.01 et LAQGSM03.01 sont du même ordre de grandeur que les déviations de réponses aux neutrons relevées entre ces deux modèles sur le même domaine d’énergies incidentes. Le modèle LAQGSM03.01 sous-estime alors la réponse aux protons (et respectivement aux neutrons) jusqu’à près de 20% par rapport à la réponse aux protons (et

respectivement aux neutrons) prédite par le modèle CEM03.01. Sur la figure 4.11 sont représentées les réponses aux neutrons et aux protons de la sphère $9''\text{Pb}$ selon les prédictions des modèles CEM03.01 et LAQGSM03.01 sur le domaine en énergie considéré.

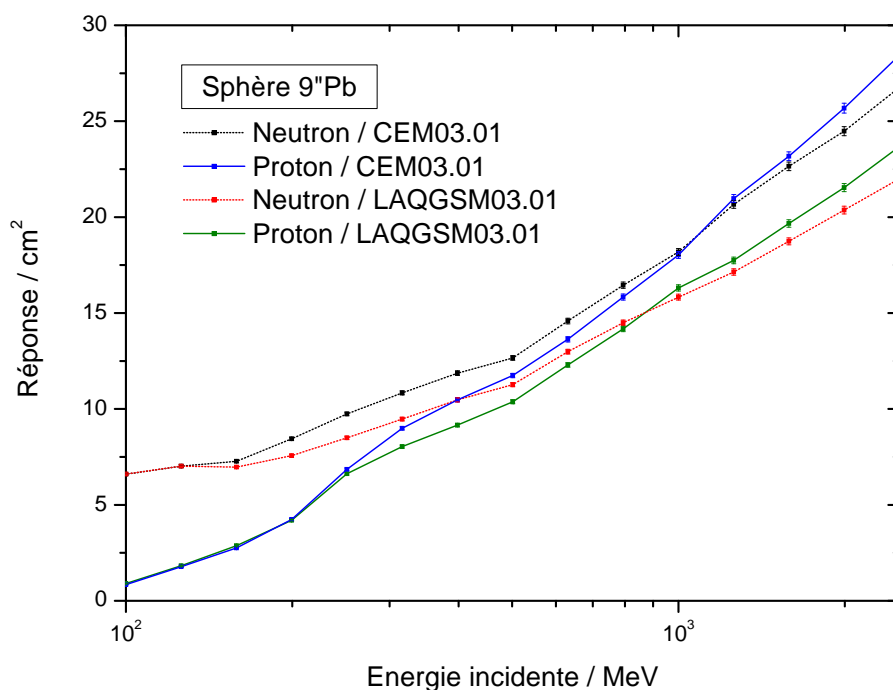


Figure 4.11 : Réponses de la sphère $9''\text{Pb}$ aux neutrons et aux protons respectivement calculées selon les modèles CEM03.01 et LAQGSM03.01.

4.3.2 Application aux estimations de taux de comptage des sphères $8''\text{W}$ et $9''\text{Pb}$ du système au niveau d'un site potentiel de mesure en altitude

Dans le but de fournir des données spectrales de l'environnement neutronique atmosphérique les plus fiables et précises possibles, les taux de comptage "bruts", recueillis par le système multisphère de sensibilité étendue au domaine des hautes énergies au cours de mesures sur site, devront nécessairement être corrigés de la contribution potentielle des taux de comptage désignés comme induits par les neutrons secondaires générés dans les sphères détectrices métalliques (les plus affectées) à la suite des interactions de particules chargées

incidentes présentes dans l’atmosphère avec les matériaux convertisseurs. Ces corrections de taux de comptage requièrent au préalable l’établissement des réponses aux particules chargées, mais aussi une évaluation aussi précise que possible de la distribution en énergie de la fluence de ces particules chargées incidentes à la localisation géographique et géomagnétique (en fonction des conditions d’activité solaire) du site préalablement choisi pour la mesure du spectre des neutrons atmosphériques.

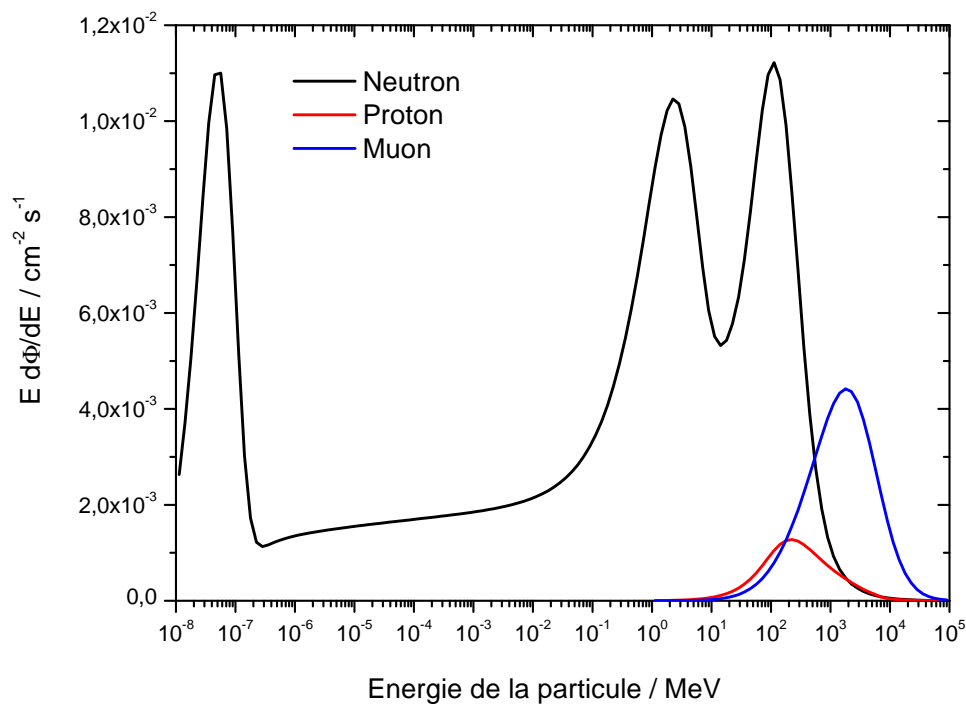


Figure 4.12 : Spectres des neutrons, protons et muons atmosphériques déterminés selon le modèle PARMA [Sato *et al.*, 2008] au niveau d’un site potentiel de mesure (9462 ft d’altitude et 5.59 GV de coupure de rigidité verticale).

Afin de procéder, dans une démarche préliminaire, à de premières estimations en environnement radiatif atmosphérique de taux de comptage respectivement associés aux protons pour les sphères $8''\text{W}$ et $9''\text{Pb}$, puis aux muons pour la sphère $9''\text{Pb}$, nous nous sommes appuyés sur les prédictions du modèle analytique “PARMA”, proposé et développé par le Groupe de Recherche en Radioprotection de l’Agence Japonaise pour l’Energie Atomique (RGRP,

JAEA) [Sato *et al.*, 2008], via l'application logicielle "EXPACS" [Sato et Niita, 2006] directement accessible à la communauté sur le site internet du JAEA. Ce modèle analytique, basé sur les résultats de simulations Monte Carlo du code PHITS ('Particle and Heavy Ion Transport code System' couplé avec les données nucléaires de la bibliothèque 'JENDL-High-Energy File') sur la propagation des rayons cosmiques primaires et secondaires dans l'atmosphère, permet d'évaluer le spectre des neutrons, protons, ions hélium, muons, électrons, positrons et photons pour n'importe quelle localisation aux altitudes inférieures à 20 km. Les résultats de simulation du code PHITS sur lesquels reposent les prédictions du modèle PARMA (pour 'PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere'), et leurs précisions associés ont été vérifiés et trouvés en bon accord avec un grand nombre de données expérimentales jusqu'aux altitudes proches du niveau de la mer.

Ainsi, sur la figure 4.12, nous avons représenté la distribution en énergie du débit de fluence des neutrons, des protons et des muons (en représentation léthargique) déterminés selon le modèle PARMA en fournissant à l'interface EXPACS la localisation d'un site potentiel de mesure (9462 ft d'altitude et 5.59 GV de coupure de rigidité verticale) dans des conditions de mesure soumises à une activité solaire minimum. Dans le domaine spectral 'hautes énergies' compris entre 10 MeV et 10 GeV, la proportion des protons totalise alors un débit de fluence représentant 13% de la valeur du débit de fluence des neutrons, tandis que celle des muons est donnée par un débit de fluence représentant 43% de cette même valeur de débit de fluence en neutron.

Certaines estimations de taux de comptage associés aux neutrons, aux protons et/ou aux muons, des sphères 8"W et 9"Pb ont été par la suite obtenues par convolution de certaines valeurs de débits de fluence respectivement associées à la composante incidente 'neutron' et à chacune des composantes de particules chargées incidentes avec les valeurs de réponses correspondantes de ces deux sphères métalliques re-calculées à certaines énergies incidentes fixées parmi celles utilisées par le programme EXPACS pour déterminer les distributions complètes des débits de fluence de chaque composante radiative au niveau du site potentiel de mesure [Serre *et al.*, 2009]. Ces résultats sont présentés dans le tableau de la figure 4.1.

	Taux de comptage causé par les <i>neutrons</i> (‘coups s ⁻¹ ’)	Taux de comptage causé par les <i>protons</i> (‘coups s ⁻¹ ’)	Taux de comptage causé par les <i>muons</i> (‘coups s ⁻¹ ’)
Sphère 8''W	113 MeV ≤ E ≤ 2.84 GeV 9.228 × 10 ⁻¹	113 MeV ≤ E ≤ 2.84 GeV 1.851 × 10 ⁻¹	
Sphère 9''Pb	22.5 MeV ≤ E ≤ 142 MeV 4.997 × 10 ⁻¹ 113 MeV ≤ E ≤ 2.84 GeV 6.385 × 10 ⁻¹	113 MeV ≤ E ≤ 2.84 GeV 1.412 × 10 ⁻¹	22.5 MeV ≤ E ≤ 142 MeV 1.780 × 10 ⁻²

Tableau 4.1 : Estimations de taux de comptage associés aux neutrons, aux protons et/ou aux muons atmosphériques pour les sphères 8''W et 9''Pb.

Néanmoins, il est important de préciser que cette étude, portant sur la sensibilité des deux sphères 8''W et 9''Pb, se veut restreinte car nous avons limité nos calculs MCNPX à une énergie incidente maximum de 2.84 GeV et nous avons mis en comparaison, deux à deux, chaque taux de comptage respectif de particules chargées (protons et muons) avec le taux de comptage correspondant ‘neutron’ sur le même intervalle en énergie incidente. Ainsi, le débit de fluence des protons incidents contribue au taux de comptage brut à hauteur d’un accroissement du taux de comptage provenant uniquement des neutrons incidents respectivement chiffré à 20% pour la sphère 8''W, puis à 22% pour la sphère 9''Pb sur l’intervalle en énergie incidente compris entre 113 MeV et 2.84 GeV. Dans le cas de la sphère 9''Pb, la contribution du débit de fluence des muons incidents amène à une augmentation relativement faible du taux de comptage primaire ‘neutron’ de l’ordre de 3.5% sur l’intervalle en énergie incidente compris entre 22.5 MeV et 142 MeV.

Sur la base des résultats obtenus, il ressort de cette étude préliminaire que la composante ‘proton’ ne pourra être, à l’évidence, négligée au niveau de sa contribution au taux de comptage global tandis que la composante ‘muon’ ne perturbera pas autant le taux de comptage primaire ‘neutron’ et sa contribution sera supposée négligeable en première approximation compte tenu de la faible valeur de ratio des taux de comptage ‘muon/neutron’ calculé sur un

domaine en énergie incidente relativement très limité concernant les neutrons incidents.

En dernier lieu, nous pouvons faire mention de l'ensemble des travaux de Goldhagen *et al.* qui ont porté sur des mesures du spectre des neutrons atmosphériques induit par le rayonnement primaire cosmique, et effectuées au moyen d'un système multisphère (cf. Chapitre 2, section 2.5) positionné non seulement sur des sites terrestres à de basses altitudes proches du niveau de la mer, mais aussi embarqué jusqu'aux hautes altitudes de vols commerciaux [Goldhagen *et al.*, 2002], [Goldhagen, 2003]. Dans le cadre de ces campagnes de mesures, la correction appliquée au taux de comptage brut dans le cas de la sphère détectrice (la plus affectée) de 12" de diamètre munie d'une coquille de plomb (25 kg en masse de convertisseur) dans le but de se soustraire de la composante atmosphérique 'proton' a été estimée de l'ordre de 3.6% au niveau de la mer (2.7 GV de coupure de rigidité verticale), pour atteindre jusqu'à près de 47% à 20 km d'altitude (12 GV de coupure de rigidité verticale). Par contre, la correction appliquée pour déduire la composante des pions atmosphériques a été considéré comme négligeable car elle a été estimée très inférieure à 0.5%.

Pour conclure, et non pour le moindre, Goldhagen *et al.* ont établi au cours de leurs travaux le fait que, la correction apportée au taux de comptage brut pour s'affranchir de la contribution des protons atmosphériques peut affecter de manière significative la procédure de déconvolution du spectre de neutrons atmosphériques. Le débit de fluence total déduit du spectre brut mesuré des neutrons atmosphériques et non corrigé de la contribution potentielle des protons atmosphériques peut ainsi être surestimé de 13% par rapport à sa valeur obtenue à partir du même spectre mesuré, mais cette fois-ci corrigé de la composante 'proton' [Goldhagen *et al.*, 2004].

Conclusion générale

Notre travail a fait l'objet du développement abouti d'un système de spectrométrie de neutron, basé sur le principe des sphères de Bonner conventionnelles, jusqu'à la réalisation même de ce système spécifiquement destiné à la mise en œuvre de campagnes de mesure en environnement radiatif naturel atmosphérique.

L'entreprise du développement et de la conception d'un tel système, dont la haute sensibilité se veut être optimum vis-à-vis des faibles débits de fluence neutronique de notre atmosphère et dont l'efficacité (c'est-à-dire la réponse en fluence) a été étendue puis optimisée aux neutrons de hautes énergies, s'inscrit dans le cadre de projets en plein essor qui portent sur la caractérisation du milieu radiatif atmosphérique dans le contexte des thématiques et problématiques liées à l'évaluation du Soft Error Rate dans les technologies sur silicium actuelles largement submicroniques.

Le développement du spectromètre, que l'on peut décomposer en plusieurs étapes successives de travaux, s'est grandement appuyé sur la simulation numérique de type Monte Carlo au moyen du code de transport MCNPX. La première phase de développement a consisté à définir un système de 10 sphères détectrices conventionnelles, sur le support d'une modélisation détaillée, laquelle se veut être la plus réaliste possible particulièrement au niveau de la description du modèle de compteur proportionnel à ^3He de haute pression gazeuse de remplissage désigné au centre de chacune de ces 10 sphères modératrices en polyéthylène de haute densité massique. Une fois le système de sphères détectrices conventionnelles entièrement modélisé, les procédures, les paramètres et techniques propres aux simulations Monte Carlo employées pour déterminer, sur le large spectre en énergie considéré (du régime ther-

mique jusqu'à la dizaine de GeV), les réponses en fluence (fonction de l'énergie incidente des neutrons) de chaque sphère détectrice, ont été explicités et détaillés jusqu'à l'établissement de la matrice de réponse par calculs MCNPX du jeu des 10 sphères détectrices conventionnelles. Une technique de représentation semi-empirique des fonctions de réponse, déjà éprouvée sur d'autres systèmes multi sphère développés antérieurement au nôtre, nous a permis de retrouver de manière simple et analytique les résultats de calculs de réponse que nous avons obtenus par simulation numérique Monte Carlo avec une très bonne précision générale et par conséquent, nous a permis de conforter la validité de la méthodologie employée pour établir ces résultats de calculs MCNPX.

Une étude systématique des possibles variations et déviations de réponse en fluence a ensuite été entreprise au niveau de la dépendance angulaire de ces réponses calculées et attribuées à notre système de détection de neutron par sphères de Bonner pouvant prétendre à une symétrie quasi sphérique, mais aussi au niveau des incertitudes estimées et/ou mesurées associées aux valeurs nominales de deux paramètres clés de simulation qui sont, la densité massique du polyéthylène modérateur et la densité atomique en ^3He du gaz sensible de détection. L'analyse des résultats de cette étude systématique nous ont amenés à conclure d'une part, que la réponse du système déterminée par calculs MCNPX se veut être à l'évidence quasi isotrope et d'autre part, que l'incertitude estimée et respectivement associée à la valeur nominale du paramètre de densité massique du polyéthylène modérateur et celle de la densité atomique en ^3He du gaz sensible de détection, ne peut influencer les résultats MCNPX de calculs de réponse avec des déviations au plus égales à 5% dans les cas significatifs les plus défavorables. Cette phase d'étude des variations potentielles de la réponse en fluence du système de sphères détectrices conventionnelles, qui regroupent un ensemble de données calculées par simulations numériques MCNPX avec les résultats qui en découlent, s'inscrit alors dans le cadre d'une première étape de caractérisation du spectromètre de neutron laquelle amorce, un peu plus loin dans notre travail de développement, une seconde étape de caractérisation concernant spécifiquement les déviations de la réponse du système étendue dans le domaine des hautes énergies.

La troisième phase de développement a porté sur l'extension, puis l'optimisation, par simulation Monte Carlo, de la réponse du spectromètre de neutron au-delà de la dizaine de MeV pour s'affranchir des déficiences en efficacité de détection, dans le domaine des hautes énergies, propre à notre système comme à n'importe quel autre système multi sphère conventionnel. Plus précisément, notre travail s'est concentré sur le calcul MCNPX de la réponse d'un grand nombre de configurations de sphères détectrices, additives au système des 10 sphères détectrices conventionnelles, incorporant au sein de leur matériau modérateur de polyéthylène des couches de matériaux métalliques convertisseurs (sous forme de coquille) dans le but de démultiplier leurs efficacités de détection dans le domaine des hautes énergies, jusqu'au GeV, par rapport à leurs configurations initiales conventionnelles. Au final, trois configurations modifiées de sphères métalliques, précisément dimensionnées et comportant des coquilles de plomb ou de tungstène convertisseur, ont été retenues après une sélection des meilleurs candidats de matériaux métalliques selon la définition de certains critères physiques et mécaniques, succédant ensuite à l'optimisation du positionnement et de l'épaisseur de la couche métallique sous forme de coquille pour accroître de la manière la plus efficace possible leurs réponses en fluence aux neutrons d'énergie supérieure à la dizaine de MeV.

Sur la base de ce travail d'extension et d'optimisation (par simulation MCNPX) du système multi sphère conventionnel jusqu'aux hautes énergies de l'ordre de la dizaine de GeV, la matrice complète du spectromètre de neutron de haute sensibilité et dédié à la caractérisation de l'environnement radiatif atmosphérique ambiant a été établie sur le vaste domaine en énergie requis. Un cahier des charges stipulant les spécifications techniques pour permettre la conception du système des 10 sphères détectrices conventionnelles complétées par le jeu des trois configurations de sphères métalliques 'hautes énergies' a été proposé pour aboutir en la réalisation finale du spectromètre de neutron. La haute sensibilité du modèle de compteur proportionnel ^3He (de par la haute pression gazeuse de remplissage) employé tour à tour au centre de chaque sphère détectrice, conjuguée avec l'efficacité optimisée du système final en réponse aux neutrons de hautes énergies, confèrent à ce système de spectrométrie de neutron des performances de mesure estimées sur site en altitude supérieures à toutes celles explicitées

dans la littérature pour d'autres systèmes de spectrométrie basé sur le principe des sphères de Bonner et développés à ce jour pour la mesure du spectre neutronique atmosphérique. En effet, la marge supérieure maximum de temps nécessaire pour l'acquisition des données du spectre de neutrons atmosphériques sur un site de mesure potentiel en altitude (coupure de rigidité géomagnétique de 5.59 GV, altitude de 9462 ft) a été estimée de l'ordre de 10 heures afin d'obtenir une statistique minimum requise de 10 000 coups neutron par sphère. Cette estimation est donnée pour une acquisition parallèle des 13 sphères détectrices du spectromètre durant une période d'activité solaire maximum [Serre *et al.*, 2009]. Jusqu'à maintenant, ces performances, bien qu'estimées, n'ont jamais été égalées dans des conditions de mesure en altitude similaires en l'état des connaissances actuelles répertoriées. A titre de comparaison, des campagnes de mesure effectuées au moyen d'un spectromètre par sphères de Bonner (étendu aux hautes énergies suivant la technique des matériaux convertisseurs incorporés sous forme de coquille) sur site de mesure au sommet d'un mont culminant à 9745 ft d'altitude (coupure de rigidité géomagnétique de 4.4 GV) ont nécessitées au total 144 h d'acquisitions expérimentales [Schraube *et al.*, 1997].

La deuxième étape de caractérisation systématique du spectromètre de neutron développé, déjà précisée plus haut et spécifique au domaine des hautes énergies, s'est orientée sur l'étude approfondie et la maîtrise du "contenu" de la physique du noyau et des réactions nucléaires de l'outil de simulation numérique MCNPX, en présente version 2.6.0, employé pour le calcul de la réponse du spectromètre jusqu'à des énergies de l'ordre de la dizaine de GeV, à savoir : les modèles physiques internes implémentés dans la présente version 2.6.0 du code MCNPX pour le transport aux énergies supérieures à 150 MeV, ainsi que certaines bases de données de réactions nucléaires évaluées (respectivement à partir de codes externes de calcul de sections efficaces, tels que TALYS ou GNASH, pour reproduire au mieux les données mesurées expérimentales relatives à ces réactions) disponibles au maximum jusqu'aux alentours des 150 MeV, voire 200 MeV, et compilées dans des bibliothèques de sections efficaces au format ENDF lisible par le code MCNPX. Dans le volet d'étude des bibliothèques de données nucléaires évaluées disponibles et distribuées dans le code MCNPX, nous nous sommes limités

au cas des bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1.

Ainsi, deux études systématiques, au moyen du code de transport MCNPX 2.6.0, ont été entreprises conjointement dans le but de quantifier, d'une part, l'influence respective du choix de la bibliothèque de données nucléaires évaluées parmi les bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1., et d'autre part, l'impact respectif du choix du modèle de cascade intranucléaire (modèle de Bertini, ISABEL, INCL4, CEM03.01 et LAQGSM03.01 combinés à des modèles de prééquilibre et d'évaporation) sur la détermination du calcul final des réponses en fluence des trois sphères métalliques du spectromètre aux neutrons d'énergies incidentes comprises d'une part entre 20 MeV et au plus 200 MeV et d'autre part comprises entre 150 MeV et au plus 10 GeV. De ces deux études systématiques de caractérisation de la réponse "haute énergie" du spectromètre en est ressortie des écarts relatifs aux calculs des réponses en fluence estimés de l'ordre de 30% au grand maximum dans les plus fortes déviations relevées, que ce soit au niveau de la comparaison des trois bibliothèques de sections efficaces considérées comme au niveau de la comparaison des modèles physiques implémentés dans le code MCNPX 2.6.0.

Comme nous l'avons très clairement souligné dans le dernier chapitre de ce mémoire de thèse, tous les résultats de simulations MCNPX, lesquelles ont été effectuées dans le cadre du développement et de la caractérisation d'un spectromètre de neutron d'efficacité étendue au domaine des hautes énergies, se retrouvent indubitablement entachés par une incertitude qui est à corréler à l'exactitude des données nucléaires disponibles que le code MCNPX utilise, et donc à celle en amont des mesures expérimentales, mais aussi à la validité des paramètres estimés et modèles programmés dans les codes de réaction nucléaire (en l'occurrence et en ce qui nous concerne les codes TALYS et GNASH). En conséquence, il est très difficile de statuer (à l'heure où nous établissons ce constat) sur une possible analyse des résultats de déviations affectant la réponse "haute énergie" du spectromètre selon les évaluations de données nucléaires compilées dans les bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1. du fait de la quasi-inexistence actuelle de données de mesures de réactions inélastiques sur des noyaux de plomb et tungstène référencées entre 20 MeV et 200 MeV (et offrant la garantie

de mesures de qualité) nécessaires, entre autre, pour tester les modèles théoriques du noyau employés dans les codes de calcul de sections efficaces tels que TALYS et GNASH, et donc cruciales pour estimer l'incertitude associée aux résultats MCNPX de réponse en fluence (calculée sur ce même intervalle en énergie) directement issus de ces évaluations de données nucléaires dont l'incertitude n'est pas maîtrisée et ne pouvant être confrontées à des données expérimentales.

En continuité directe avec la problématique des évaluations de données nucléaires au-delà de la vingtaine de MeV, la validité du pouvoir prédictif propre et respectif à chacun des modèles physiques nucléaires de hautes énergies, implémentés dans le code MCNPX 2.6.0 pour prendre en charge le transport au-delà de l'énergie incidente de 150 MeV, conditionne la fiabilité des simulations effectuées pour calculer la réponse du spectromètre lorsque les données nucléaires tabulées dans des bibliothèques de sections efficaces évaluées ne sont plus disponibles. Par principe, l'estimation d'une probable incertitude associée au calcul de la réponse en fluence du spectromètre selon le modèle physique invoqué (à partir d'une énergie de transition fixée par défaut à 150 MeV par le code MCNPX) est liée à l'évaluation sous-jacente des capacités prédictives de ce modèle pour décrire le processus de spallation, lequel nous occupe grandement au niveau de la simulation de l'interaction des neutrons incidents de hautes énergies avec les noyaux lourds des matériaux convertisseurs de plomb et tungstène incorporés dans les trois sphères détectrices modifiées.

La réaction de spallation y est interprétée selon un processus en deux étapes : une phase de cascade intranucléaire suivie d'une phase de désexcitation par évaporation de particules et fission. C'est précisément ce processus d'interaction, intervenant à partir de la centaine de MeV, qui amorce (par émission de neutrons secondaires) le phénomène de multiplication neutronique, *via* les réactions (n, xn') , que nous nous sommes efforcés d'optimiser pour accroître la réponse en fluence des trois sphères métalliques modifiées de la manière la plus efficace possible.

En l'état de nos connaissances actuelles au sujet du degré de fiabilité des prédictions de quantités relevant de la spallation par les modèles physiques implémentés dans MCNPX,

on peut estimer que la production totale de neutron engendrée individuellement par une réaction de spallation peut être prédite avec une précision de l'ordre de 10-15% quel que soit la combinaison des modèles de cascade intranucléaire avec les modèles de désexcitation invoqués par l'utilisateur dans le code MCNPX si l'on se réfère aux travaux de Leray *et al.* [Leray *et al.*, 2006]. Précisons toutefois que ces travaux, et cette indication sur la précision de données relatives à la production totale de neutrons par réaction de spallation, concernent la version MCNPX 2.5.0 (dans laquelle est implémenté le modèle de Bertini, ISABEL, INCL4 et CEM2k) antérieure à la version MCNPX 2.6.0 que nous avons exploitée pour nos calculs Monte Carlo.

Quoi qu'il en soit, bien que les modèles de cascade intranucléaire et de désexcitation que l'on peut invoquer dans MCNPX soient globalement capables de prédire et de générer les sections efficaces des réactions inélastiques en bon accord avec les données expérimentales à partir desquelles ces modèles ont été ajustés pour reproduire les quantités recherchées, des écarts persistants entre les prédictions de ces modèles et des mesures expérimentales sont relevés et suggèrent à l'évidence soit, un probable manque de fiabilité et de précision au niveau des données expérimentales d'ajustements, soit des déficiences potentiellement intrinsèques à chacun des modèles dans la compréhension des mécanismes physiques [Meulders *et al.*, 2005].

Pour conclure, l'ensemble des éléments d'analyse et d'interprétation recensés qui relèvent autant de la fiabilité des évaluations des données nucléaires compilées dans les bibliothèques ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0 et JEFF-3.1, que les capacités prédictives propres aux modèles physiques implémentés dans la version MCNPX 2.6.0, s'avèrent difficilement exploitables dans le contexte de notre étude de caractérisation du spectromètre de neutron dans le domaine des hautes énergies. En dépit de ce fait établi, nous attribuerons et nous nous limiterons à une incertitude globale maximum associée à la réponse haute énergie du spectromètre estimée de l'ordre de 30%, correspondant aux écarts maximum de déviations relevés dans les séries de résultats de calculs MCNPX obtenus suivant la comparaison des trois bibliothèques de données évaluées et suivant celle des modèles physiques implémentés dans le code MCNPX.

Dans le cadre de futurs travaux, il sera intéressant de poursuivre cette étude de caracté-

térisation du spectromètre de neutron dans le domaine des hautes énergies toujours par la comparaison et l'analyse de l'impact, sur les simulations des réponses en fluence du spectromètre au-delà de la vingtaine de MeV, des différences probables dans les nouvelles bases de données évaluées de sections efficaces actuellement en phase de développement, telles que par exemple les données compilées dans la bibliothèque JENDL High-Energy File étendue au-delà du GeV grâce à de nouveaux ajustements du code PHITS [Ref], mais aussi des différences probables dans les améliorations et optimisations apportées aux modèles physiques destinés à de nouvelles versions MCNPX, tels que les modèles en cours de développement comme l'extension INCL jusqu'à la dizaine de GeV [Ref] et les nouvelles implémentations des générateurs CEM03.03 et LAQGSM03.03 [Mashnik *et al.*, 2008]. Au final, afin de rendre pérenne cette caractérisation de la réponse haute énergie du spectromètre de neutron, il sera tout aussi capital de procéder à l'intercomparaison de nos résultats de calculs MCNPX avec ceux que l'on pourra obtenir à partir d'autres codes Monte Carlo, eux aussi largement reconnus dans la communauté internationale, tels que parmi eux les codes de transport FLUKA et GEANT4.

La perspective finale vers laquelle doit tendre puis aboutir ce travail de développement, de réalisation et de caractérisation, par simulations numériques de type Monte Carlo, d'un système de spectrométrie de neutron d'efficacité étendue jusqu'au domaine des hautes énergies est la validation expérimentale précise et maîtrisée, selon les recommandations ISO, de la matrice complète des réponse en fluence calculées de ce système. Des campagnes complètes de mesure devront être menées auprès de sources polyénergétiques de référence ($^{241}\text{AmBe}$ et ^{252}Cf) pour conforter les premiers tests de mesure du spectromètre exposés dans ce mémoire. De plus, le facteur de normalisation tenant compte du travail d'incertitude globale (issu des estimations des incertitudes de paramètres dimensionnels et relatifs aux matériaux) appliqué aux valeurs calculées des taux de comptage de chaque sphère devra être vérifié avec des mesures supplémentaires auprès de faisceaux monoénergétiques neutroniques de référence, pour un certain nombre d'énergies typiquement bien caractérisées en-deçà de la vingtaine de MeV, dont notamment les installations de référence du LMDN. Enfin, des mesures devront être

effectuées auprès d'installations fournissant des champs de rayonnements neutroniques de hautes énergies de référence (telles que par exemple l'installation de l'Université Catholique de Louvain ou bien l'installation CERF du CERN), au-delà de la vingtaine de MeV, particulièrement nécessaires pour la validation des réponses en fluence calculées des trois sphères modifiées métalliques du système en prenant considération de l'incertitude globale affectée à ces calculs de réponse (selon les éléments potentiels d'incertitude disponibles conjointement aux écarts maximums observés entre les bases de données nucléaires et les modèles physiques respectivement étudiés).

Bibliographie

- [Aarnio *et al.*, 1987] AARNIO, P. A., LINDGREN, J., FASSO, A., RANFT, J., et STEVENSON, G. R. “FLUKA-87”. CERN-TISRP/ 190 (1987).
- [Agosteo *et al.*, 2003] AGOSTEO, S., DIMOVASILI, E., FASSO, A., et SILARI, M. “The response of a Bonner sphere spectrometer to charged hadrons”. CERN - Technical inspection and safety division (2003). CERN-TIS-2003-010-RP-PP.
- [Alevra *et al.*, 1988] ALEVRA, A. V., COSACK, M., HUNT, J. B., THOMAS, D. J., et SCHRAUBE, H. “Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to monoenergetic neutrons”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **23**, 249–252 (1988).
- [Alevra *et al.*, 1992] ALEVRA, A. V., COSACK, M., HUNT, J. B., THOMAS, D. J., et SCHRAUBE, H. “Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to monoenergetic neutrons (II)”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **40**(2), 91–102 (1992).
- [Alevra et Thomas, 2003] ALEVRA, A. V. et THOMAS, D. J. “Neutron spectrometry in mixed fields : Multisphere spectrometers”. *Radiat. Prot. and Dosim.*, **107**, 37–72 (2003).
- [Allkofer et Grieder, 1984] ALLKOFER, O. et GRIEDER, P. “Cosmic rays on earth”. Karlsruhe : Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik (1984). ISSN0344-8401.
- [Amelin *et al.*, 1990] AMELIN, N. S., GUDIMA, K. K., et TONEEV, V. D. *Sov. J. Nucl. Phys.*, **51**, 327–333 (1990).
- [Arcilla *et al.*, 2008] ARCILLA, R., KAHLER, A., OBLOZINSKY, P., et HERMAN, M. “Processing neutron cross section covariances using NJOY-99 and PUFF-IV”. *Nuclear Data*

-
- Sheets*, **109**, 2910–2914 (2008).
- [Baggio *et al.*, 2007] BAGGIO, J., LAMBERT, D., FERLET-CAVROIS, V., PAILLET, P., MARCANDELLA, C., et DUHAMEL, O. “Single event upsets induced by 1-10 mev neutrons in static-RAMs using mono-energetic neutron sources”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **54**, 2149–2155 (2007).
- [Bakali, 2001] BAKALI, M. (2001). “Espectrometría Neutrónica en las Centrales Nucleares mediante un Sistema de Esferas Bonner”. Thèse, Universitat Autònoma de Barcelona.
- [Barashenkov et Toneev, 1972] BARASHENKOV, V. S. et TONEEV, V. D. “Interaction of High Energy Particle and Nuclei with Atomic Nuclei”. Atomizdat, Moscow (1972).
- [Baumann, 2001] BAUMANN, R. C. “Soft errors in advanced semiconductor devices-Part i : The three radiation sources”. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, **1**, 17 (2001).
- [Baumann, 2003] BAUMANN, R. C. “Impact of single-event upsets in deep-submicron silicon technology”. *MRS Bulletin*, pages 117–120 (2003).
- [Baumann, 2004] BAUMANN, R. C. “Soft errors in commercial integrated circuits”. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, **14**, 299–309 (2004).
- [Baumann, 2005] BAUMANN, R. C. “Radiation-induced soft errors in advanced semiconductor technologies”. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, **5**, 305 (2005).
- [Baumann et Smith, 2000] BAUMANN, R. C. et SMITH, E. B. “Neutron-induced boron fission as a major source of soft errors in deep submicron SRAM devices”. *IEEE Proc. Int. Reliab. Phys. Symp.*, **38**, 152–157 (2000).
- [Baumann et Smith, 2001] BAUMANN, R. C. et SMITH, E. B. “Neutron-induced ^{10}B fission as a major source of soft errors in high density SRAMs”. *Elsevier Microelectron. Reliab.*, **41**(2), 211–218 (2001).
- [Bedogni, 2006] BEDOGNI, R. (2006). “Neutron spectrometry and dosimetry for radiation protection around a high energy electron/ positron collider”. Thèse, Universitat Autònoma
-

de Barcelona.

- [Bedogni *et al.*, 2007] BEDOGNI, R., ESPOSITO, A., DOMINGO, C., FERNÁNDEZ, F., GARCIA, M. J., et ANGELONE, M. “Performance of the UAB and the INFN-LNF Bonner sphere spectrometers in quasi monoenergetic neutron fields”. *Radiat. Protect. Dosim.*, pages 1–4 (2007).
- [Bertini, 1969] BERTINI, H. W. “Intranuclear-cascade calculation of the secondary nucleon spectra from nucleon-nucleus interactions in the energy range 340 to 2900 mev and comparisons with experiment”. *Phys. Review*, **188**(4), 1711–1730 (1969).
- [Binder *et al.*, 1975] BINDER, D., SMITH, E. C., et HOLMAN, A. B. “Satellite anomalies from galactic cosmic rays”. *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, **22**, 2675–2680 (1975).
- [Birattari *et al.*, 2000] BIRATTARI, C., CAPPELLARO, P., MITAROFF, A., et SILARI, M. (23-26 October 2000). “Development of an extended range bonner sphere spectrometer”. Dans *Proc. of Monte Carlo 2000 – Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*, Lisbon, Portugal.
- [Bouassoule *et al.*, 2001] BOUASSOULE, T., FERNÁNDEZ, F., TOMÁS, M., BAKALI, M., CASTELO, J., CARMENA, P., et LARA, L. “Monte Carlo calculations and experimental calibrations of Bonner sphere systems with a new cylindrical Helium-3 proportional counter”. *Radiat. Measur.*, **34**, 199–202 (2001).
- [Boudard *et al.*, 2002] BOUDARD, A., CUGNON, J., LERAY, S., et VOLANT, C. “Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data”. *Phys. Review*, **C 66**(044615) (2002).
- [Bradley et Normand, 1998] BRADLEY, P. D. et NORMAND, E. “Single event upsets in implantable cardioverter defibrillators”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **45**, 2929–2940 (1998).
- [Bramblett *et al.*, 1960] BRAMBLETT, R. L., EWING, R. I., et BONNER, T. W. “A new type of neutron spectrometer”. *Nucl. Instr. and Meth.*, **9**, 1–12 (1960).

-
- [Brooks et Klein, 2002] BROOKS, F. D. et KLEIN, H. “Neutron spectrometry—historical review and present status”. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, **476**, 1–11 (2002).
- [Burgett et al., 2008] BURGETT, E., HERTEL, N., et HOWELL, R. “Measurements of high energy neutron spectra with a Bonner sphere extension (BSE) measurement system”. *Trans. of the Americ. Nucl. Soc.*, **99**, 564–565 (2008).
- [Burgett, 2008] BURGETT, E. A. (2008). “A Broad Spectrum Neutron Spectrometer Utilizing a High Energy Bonner Sphere Extension”. Thèse, School of Nuclear Engineering – Georgia Institute of Technology.
- [Buxerolle, 1971] BUXEROLLE, M. “Spectrométrie des neutrons au moyen d’un système multidétecteur”. Note CEA-N-1468 (1971).
- [Caizergues et Poulot, 1972] CAIZERGUES, R. et POULOT, G. “Calcul de la réponse des sphères de Bonner pour les détecteurs à ILi, He et Mn”. Rapport CEA-R-4400 (1972).
- [Campi et Hufner, 1981] CAMPI, X. et HUFNER, J. *Phys. Rev.*, **C 24**, 2199 (1981).
- [Capella et al., 1980] CAPELLA, A., SUKHATME, U., et TRAN THANH VAN, J. *Z. Phys.*, **C3**, 329 (1980).
- [CEA, 2005] CEA. “Clefs CEA N°52 : Le nanomonde, de la science aux applications”. Commissariat à l’énergie atomique (2005). ISSN 0298-6248.
- [Chadwick et al., 2006] CHADWICK, M., OBLOZINSKY, P., HERMAN, M., GREENE, N., MCKNIGHT, R., SMITH, D., YOUNG, P., MACFARLANE, R., HALE, G., FRANKLE, S., KAHLER, A., KAWANO, T., LITTLE, R., MADLAND, D., MOLLER, P., MOSTELLER, R., PAGE, P., TALOU, P., TRELLE, H., WHITE, M., WILSON, W., ARCILLA, R., DUNFORD, C., MUGHABGHAB, S., PRITYCHENKO, B., ROCHMAN, D., SONZOGNI, A., LUBITZ, C., TRUMBULL, T., WEINMAN, J., BROWN, D., CULLEN, D., HEINRICHS, D., McNABB, D., DERRIEN, H., DUNN, M., LARSON, N., LEAL, L., CARLSON, A., BLOCK, R., BRIGGS, J., CHENG, E., HURIA, H., ZERKLE, M., KOZIER, K., COURCELLE, A., PRONYAEV, V., et VAN DER MARCK, S. “ENDF/B-VII.0 : Next generation evaluated nuclear data library

-
- for nuclear science and technology”. *Nuclear Data Sheets*, **107**, 2931–3060 (2006).
- [Chadwick *et al.*, 1999] CHADWICK, M. B., YOUNG, P. G., CHIBA, S., FRANKLE, S., HALE, G. M., HUGHES, H. G., KONING, A. J., LITTLE, R. C., MACFARLANE, R. E., PRAEL, R. E., et WATERS, L. S. “Cross section evaluations to 150 MeV for accelerator-driven systems and implementation in MCNPX”. *Nucl. Sci. Eng.*, **131**, 293–328 (1999).
- [Chen *et al.*, 1968] CHEN, K., FRAENKEL, Z., FRIEDLANDER, G., GROVER, J. R., MILLER, J. M., et SHIMAMOTO, Y. “Vegas : A monte carlo simulation of intranuclear cascades”. *Phys. Rev.*, **166**, 949–967 (1968).
- [Chupp *et al.*, 1987] CHUPP, E. L., DEBRUNNER, H., FLUCKIGER, E., FORREST, D. J., GOLLIEZ, F., KANBACH, G., VESTRAND, W. T., COOPER, J., et SHARE, G. “Solar neutron emissivity during the large flare on 1982 june 3”. *The Astrophysical Journal*, **318**(2), 913 (1987).
- [CSEWG, 2009] CSEWG. “ENDF-6 Formats Manual Data formats and procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI and ENDF/B-VII”. NNDC, Brookhaven National Laboratory (June 2009). Document ENDF-102 Report BNL-XXXXX-2009.
- [Cugnon, 1980] CUGNON, J. “Monte carlo calculation of high-energy heavy-ion interaction”. *Phys. Rev.*, **C22**, 1885 (1980).
- [Cugnon, 1982] CUGNON, J. “Intranuclear cascade model. a review”. *Nucl. Phys. A*, **387**, 191c–203c (1982).
- [Cugnon, 1987] CUGNON, J. “Proton-nucleus interaction at high energy”. *Nucl. Phys.*, **A 462**, 751–780 (1987).
- [Dicello *et al.*, 1985] DICELLO, J. F., SCHILLACI, M. E., MCCABE, C. W., DOSS, J. D., PACIOTTI, M., et BERARDO, P. “Meson interactions in nmos and cmos static rams”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **32**(6), 4201 (1985).
- [Dirk *et al.*, 2003] DIRK, J. D., NELSON, M. E., ZIEGLER, J. F., THOMPSON, A., et ZABEL, T. H. “Terrestrial thermal neutrons”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **50**, 2060–2064 (2003).
-

-
- [Dresner, 1962] DRESNER, L. Oak Ridge report (1962). ORNL-TM-196.
- [Duzellier *et al.*, 2001] DUZELLIER, S., FALGUÈRE, D., TVERSKOY, M., IVANOV, E., DUFAYEL, R., et CALVET, M.-C. “Seu induced by pions in memories from different generations”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **48**, 1960 (2001).
- [Ericson et Bernabeu, 1977] ERICSON, T. et BERNABEU, J. *Phys. Lett.*, **B 70**, 170 (1977).
- [Ferrari et Sala, 1996] FERRARI, A. et SALA, P. R. (15 april - 17 may 1996). “The physics of high energy reactions”. Dans *Proc. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors-Physics, Design and Safety*, International centre for theoretical physics Miramare-Trieste, Italy.
- [Furihata, 2001] FURIHATA, S. (November 8, 2001). “The gem code version 2 users manual”. Dans *Proc. MC2000, Lisbon, Portugal, 2000, edited by A. Kling, F. J. C. Barao, M. Nakagawa, L. Tavora, and P. Vaz, Springer, Berlin, pp. 1045-1050*, Mitsubishi Research Institute, Inc., Tokyo, Japan.
- [Gaisser, 1990] GAISSER, T. K. “Cosmic Rays and Particle Physics”. Cambridge University Press (1990). ISBN 0-521-33931-6.
- [Gaisser et Stanev, 2008] GAISSER, T. K. et STANEV, T. “Review of Particle Physics : Cosmic Rays”. *Physics Letters B*, **667**(24) (2008).
- [Glasstone et Sesonske, 1967] GLASSTONE, S. et SESONSKE, A. “Nuclear Reactor Engineering”. D. Van Nostrand Co. (1967).
- [Goldhagen, 2003] GOLDHAGEN, P. “Cosmic-ray neutrons on the ground and in the atmosphere”. *MRS Bulletin*, **28**(2), 131 (2003).
- [Goldhagen *et al.*, 2004] GOLDHAGEN, P., CLEM, J. M., et WILSON, J. W. “The energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons measured on an airplane over a wide range of altitude and latitude”. *Radiat. Prot. and Dosim.*, **110**(1-4), 387–392 (2004).
- [Goldhagen *et al.*, 2002] GOLDHAGEN, P., REGINATTO, M., KNISS, T., WILSON, J. W., SINGLETERRY, R. C., JONES, I. W., et VAN STEVENINCK, W. “Measurement of the

-
- energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons aboard an er-2 high-altitude airplane”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **476**, 42–51 (2002).
- [Gordon *et al.*, 2004] GORDON, M. S., GOLDHAGEN, P., RODBELL, K. P., ZABEL, T. H., TANG, H. H. K., CLEM, J. M., et BAILEY, P. “Measurement of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground”. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, **51**(6), 3427 (2004).
- [Granlund et Olsson, 2006] GRANLUND, T. et OLSSON, N. “Seus induced by thermal to high-energy neutrons in SRAMs”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**, 3798–3802 (2006).
- [Griffin, 1966] GRIFFIN, J. J. “Statistical model of intermediate structure”. *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 478–481 (1966).
- [Gudima *et al.*, 2001] GUDIMA, K. K., MASHNIK, S. G., et SIERK, A. J. “User manual for the code LAQGSM”. Los Alamos National Laboratory Report (2001). LA-UR-01-6804.
- [Gudima *et al.*, 1983] GUDIMA, K. K., MASHNIK, S. G., et TONEEV, V. D. “Cascade-exciton model of nuclear reactions”. *Nucl. Phys.*, **A401**, 329–361 (1983).
- [Guenzer *et al.*, 1979] GUENZER, C. S., WOLICKI, E. A., et ALLAS, R. G. “Single event upset of dynamic RAM’s by neutrons and protons”. *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, **26**, 5048–5053 (1979).
- [Hagiwara, 2002] HAGIWARA, K. *Phys. Rev.*, **D66**(010001) (2002).
- [Harvey et Hajnal, 1993] HARVEY, W. F. et HAJNAL, F. “Multisphere neutron spectroscopy measurements at the los alamos national laboratory plutonium facility”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **50**, 13–30 (1993).
- [Hauser et Feshbach, 1952] HAUSER, W. et FESHBACH, H. “The inelastic scattering of neutrons”. *Phys. Rev.*, **87**, 366–373 (1952).
- [Hendricks *et al.*, 2008] HENDRICKS, J. S., MCKINNEY, G. W., FENSIN, M. L., JAMES, M. R., JOHNS, R. C., DURKEE, J. W., FINCH, J. P., PELOWITZ, D. B., WATERS, L. S.,
-

-
- et WILLIAM JOHNSON, M. “MCNPX 26F Extensions”. Los Alamos National Laboratory (MARCH 2008). LA-UR-08-1808.
- [Hess *et al.*, 1961] HESS, W. N., CANFIELD, E. H., et LINGENFELTER, R. E. “Cosmic-ray neutron demography”. *Journal of Geophysical Research*, **66**(3), 665–677 (1961).
- [Hodgson *et al.*, 1997] HODGSON, P. E., GADIOLI, E., et ERBA GADIOLI, E. “Introductory Nuclear Physics”. Clarendon Press, Oxford (1997).
- [Hsu *et al.*, 1994] HSU, H. H., ALVAR, K. R., et VASILIK, D. G. “A new Bonner-sphere set for high energy neutron measurements : Monte carlo simulation”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **41**, 938–940 (1994).
- [Iljinov *et al.*, 1994] ILJINOV, A. S., KAZARNOVSKY, M. V., et PARYEV, E. Y. “Intermediate- Energy Nuclear Physics”. CRC Press, Inc. (1994).
- [International Organization for Standardization, 1999] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, I. S. O. “Reference neutron radiations - Part 1 : characteristics and methods of production” (1999). ISO 8529-1.
- [International Organization for Standardization, 2000] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, I. S. O. “Reference neutron radiations - Part 2 : calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field” (2000). ISO 8529-2.
- [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, J. S. “Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices”. JEDEC solid state technology association (2006).
- [Junghans, 1998] JUNGHANS, A. R. “Projectile-fragment yields as a probe for the collective enhancement in the nuclear level density”. *Nucl. Phys.*, **A629**, 635 (1998).

-
- [Jursa, 1985] JURSA, A. S. “Handbook of Geophysics and the Space Environment”. Air Force Geophysics Laboratory, Air Force Systems Command, Hanscomb, MA (1985).
- [Kniss, 1997] KNISS, T. A. (1997). “Monte Carlo calculation of the response of a multisphere neutron spectrometer and comparison with experimental measurements”. Thèse, University of Akron.
- [Knoll, 1979] KNOLL, G. F. “Radiation Detection and Measurement”. John Wiley and Sons (1979). ISBN 0-471-49545-X.
- [Kobayashi, 2000] KOBAYASHI, H. “Soft errors in SRAM devices induced by high energy neutrons, thermal neutrons and alpha particles”. *IEEE Int. Electron. Meet.*, pages 337–340 (2000).
- [Koning *et al.*, 2004] KONING, A. J., HILAIRE, S., et DUIJVESTIJN, M. “TALYS-0.64 A nuclear reaction program”. NRG Report 21297/04.62741/P FAI/AK/AK (2004).
- [Koning *et al.*, 2007] KONING, A. J., HILAIRE, S., et DUIJVESTIJN, M. C. (22-27 April 2007). “TALYS-1.0”. Dans *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Nice, France.
- [Korff *et al.*, 1979] KORFF, S. A., MENDELL, R. B., MERKER, M., LIGHT, E. S., VERSCHELL, H. J., et SANDIE, W. S. “Atmospheric Neutrons”. NASA Contractor Report 3126, Washington, DC, USA (1979).
- [Kornmayer *et al.*, 1995] KORNMAYER, H., MIELKE, H.-H., ENGLER, J., et KNAPP, J. “High-energy cosmic-ray neutrons at sea level”. *J. of Phys. G : Nuclear and Particle Physics*, **21**, 439 (1995).
- [Ktyuchkov et Semenova, 1987] KTYUCHKOV, V. P. et SEMENOVA, G. I. “Neutron responses for sphere spectrometer”. *Serpukhov : IHEP Preprint*, **87-191**, 1–33 (1987).
- [Lage *et al.*, 1993] LAGE, C., BURNETT, D., MCNELLY, T., BAKER, K., BORMANN, A., DREIER, D., et SOORHOLTZ, V. “Soft error rate and stored charge requirements in advanced high-density SRAMs”. *IEDM Tech. Dig.*, pages 821–824 (1993).

-
- [Laurie S. Waters, 2002] LAURIE S. WATERS, E. “MCNPX™ User’s Manual Version 2.3.0”. Accelerator Production of Tritium - Los Alamos National Laboratory (April 2002). LA-UR-02-2607.
- [Le Caignec, 1988] LE CAIGNEC, C. “Évaluation de la contribution des neutrons diffusés sur les étalonnages auprès d’une source de neutrons Americium-Beryllium”. Rapport de stage IPSN, CEN Cadarache (1988).
- [Lei *et al.*, 2004] LEI, F., CLUCAS, S., DYER, C., et TRUSCOTT, P. “An atmospheric radiation model based on response matrices generated by detailed monte carlo simulations of cosmic ray interactions”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **51**(6), 3442 (2004).
- [Leray *et al.*, 2006] LERAY, S., BOUDARD, A., CUGNON, J., DAVID, J.-C., DUCRET, J.-E., LE GENTIL, E., PIETRI, S., et VOLANT, C. “Validation of high-energy nuclear models : State-of-the-art and perspectives”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **562**, 806–809 (2006).
- [Leuthold *et al.*, 2007] LEUTHOLD, G., MARES, V., RÜHM, W., WEITZENEGGER, E., et PARETZKE, H. G. “Long-term measurements of cosmic ray neutrons by means of a bonner spectrometer at mountain altitudes – first results”. *Radiat. Prot. Dosim.*, pages 1–6 (2007).
- [MacFarlane et Muir, 1994] MACFARLANE, R. et MUIR, D. “The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 91” (1994). LA-12740-M.
- [Mares *et al.*, 1991] MARES, V., SCHRAUBE, G., et SCHRAUBE, H. “Calculated neutron response of a Bonner sphere spectrometer with ^3He counter”. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A307**, 398 (1991).
- [Mares et Schraube, 1997] MARES, V. et SCHRAUBE, H. (1997). “High energy neutron spectrometry with bonner spheres”. Dans *Proc. IRPA Regional Symp. On Radiation Protection in Neighbouring Countries of Central Europe*, Prague : Czech Technical University.
- [Mashnik *et al.*, 2008] MASHNIK, S. G., GUDIMA, K. K., PRAEL, R. E., SIERK, A. J., BAZNAT, M. I., et MOKHOV, N. V. (February 4-8, 2008). “CEM03.03 and LAQGSM03.03

-
- event generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 transport codes”. Dans *Invited lectures presented at the Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reactions, LANL Report LA-UR-08-2931*, Trieste, Italy.
- [Mashnik *et al.*, 2005] MASHNIK, S. G., GUDIMA, K. K., SIERK, A. J., BAZNAT, M. I., et MOKHOV, N. V. “CEM03.01 user manual”. Los Alamos National Laboratory Report (2005). LA-UR-05-7321.
- [Mashnik *et al.*, 2006] MASHNIK, S. G., SIERK, A. J., GUDIMA, K. K., et BAZNAT, M. I. “Cem03 and laqgsm03—new modeling tools for nuclear applications”. *Journal of Physics : Conference Series - EPS Euroconference XIX Nuclear Physics Divisional Conference*, **41**, 340–351 (2006).
- [Mashnik et Toneev, 1974] MASHNIK, S. G. et TONEEV, V. D. JINR Communication P4-8417, Dubna (1974).
- [Matzke, 2003] MATZKE, M. “Unfolding procedures”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **107**(1-3), 155–174 (2003).
- [May et Woods, 1978] MAY, T. C. et WOODS, M. H. “A new physical mechanism for soft error in dynamic memories”. *Proc. 16th Int. Reliability Physics Symp. (IRPS), IEEE EDS, San Diego, CA*, pages 33–40 (1978).
- [May et Woods, 1979] MAY, T. C. et WOODS, M. W. “Alpha-particle-induced soft errors in dynamic memories”. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, **26**, 2–9 (1979).
- [Meulders *et al.*, 2005] MEULDERS, J., KONING, A., et LERAY, S. “HINDAS final report” (2005). EU contract FIKW-CT-2000-00031.
- [Mitaroff, 2001] MITAROFF, A. (2001). “Design, Calibration and Tests of an Extended-Range Bonner Sphere Spectrometer”. Thèse, Technical University of Vienna.
- [Mourgues, 1974] MOURGUES, M. (1974). “La mesure des neutrons par compteur à hélium-3 sous modérateur sphérique”. Dans *Proc. Second Symp. on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine*, volume II, Neuherberg/München.
-

-
- [Muller *et al.*, 2002] MULLER, H., FERNÁNDEZ, F., VAN RYCKEGHEM, L., ALEXANDRE, P., BOUASSOULE, T., POCHAT, J.-L., et TOMÁS, M. “Monte Carlo calculations and experimental results of Bonner spheres systems with a new cylindrical Helium-3 proportional counter”. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, **476**, 411–415 (2002).
- [NEA, 2006] NEA. “The JEFF-3.1 Nuclear Data Library JEFF Report 21”. ORGANISATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT (2006). ISBN 92-64-02314-3.
- [Nieminen *et al.*, 1985] NIEMINEN, M., TORSTI, J. J., VALTONEN, E., ARVELA, H., LUMME, M., PELTONEN, J., et VAINIKKA, E. “Composition and spectra of cosmic-ray hadrons at sea level”. *J. Phys. G : Nucl. Phys.*, **11**, 421–437 (1985).
- [Normand, 2004] NORMAND, E. “Single event effects in avionics and on the ground”. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, **14**, 285–298 (2004).
- [Normand, 1996a] NORMAND, E. “Single-event effects in avionics”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **43**, 461–474 (Apr. 1996).
- [Normand, 1996b] NORMAND, E. “Single event upset at ground level”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **43**, 2742–2750 (Dec. 1996).
- [Normand *et al.*, 2006] NORMAND, E., VRANISH, K., SHEETS, A., STITT, M., et KIM, R. “Quantifying the double-sided neutron SEU threat, from low energy (thermal) and high energy (>10 MeV) neutrons”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**, 3587 (2006).
- [Oblozinsky, 2002] OBLOZINSKY, P. *Journal of Nuclear Science and Technology*, **31**(Supplement 2) (2002).
- [O’Gorman, 1994] O’GORMAN, T. J. “The effect of cosmic rays on the soft error rate of a DRAM at ground level”. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **41**, 553–557 (1994).
- [Pelowitz, 2008] PELOWITZ, D. B. “MCNPXTM User’s Manual Version 2.6.0”. Los Alamos National Laboratory (April 2008). LA-CP-07-1473.

-
- [Petersen *et al.*, 1992] PETERSEN, E., PICKEL, J. C., ADAMS, J. H., et SMITH, E. C. “Rate prediction for single event effects-a critique”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **39**, 1577–1599 (1992).
- [Pickel et Blandford, 1978] PICKEL, J. C. et BLANDFORD, J. T. “Cosmic ray induced errors in MOS memory cells”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **25**, 1166–1171 (1978).
- [Prael et Bozoian, 1988] PRAEL, R. E. et BOZOIAN, M. “Adaptation of the multistage pre-equilibrium model for the monte carlo method”. LANL report (1988). LAUR- 88-3238.
- [Rainwater, 1957] RAINWATER, J. “Mu-Meson Physics,”. *Annual Review of Nuclear Science*, (7) (December 1957).
- [Reginatto, 2004] REGINATTO, M. “The ”few-channel” unfolding programs in the UMG package : MXD_FC33, GRV_FC33 and IQU_FC33, UMG FC manual”. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (March - 2004). UMG package, version 3.3.
- [Reitz, 1993] REITZ, G. “Radiation environment in the stratosphere”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **48**, 5–20 (1993).
- [Rühm *et al.*, 2009] RÜHM, W., MARES, V., PIOCH, C., WEITZENEGGER, E., VOCKENROTH, R., et PARETZKE, H. G. “Measurements of secondary neutrons from cosmic radiation with a Bonner sphere spectrometer at 79°N”. *Radiat. Environ. Biophys.*, **48**, 125–133 (2009).
- [Sagrado Garcia *et al.*, 2008] SAGRADO GARCIA, I., BAN, G., BLIDEANU, V., FONTBONNE, J., ILTIS, G., LECOLLEY, F., LECOLLEY, J., LECOUEY, J., LEFORT, T., MARIE, N., STECKMEYER, J., LE BRUN, C., BLOMGREN, J., JOHANSSON, C., KLUG, J., OHRN, A., MERMOD, P., OLSSON, N., POMP, S., OSTERLUND, M., TIPPAWAN, U., PROKOFIEV, A., NADEL-TURONSKI, P., FALLOT, M., FOUCHER, Y., GUERTIN, A., HADDAD, F., et VATRÉ, M. “(n,xn) measurements at 96 MeV”. *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, **ndata :07433** (2008).
- [Sato et Niita, 2006] SATO, T. et NIITA, K. “Analytical functions to predict cosmic-ray neutron spectra in the atmosphere”. *Radiation research*, **166**, 544–555 (2006).
-

-
- [Sato *et al.*, 2008] SATO, T., YASUDA, H., NIITA, K., ENDO, A., et SIHVER, L. “Development of PARMA : PHITS-based analytical radiation model in the atmosphere”. *Radiat. Res.*, **170**, 244–259 (2008).
- [Schraube *et al.*, 1997] SCHRAUBE, H., JAKES, J., SANNIKOV, A., WEITZENEGGER, E., ROESLER, S., et HEINRICH, W. “The cosmic ray induced neutron spectrum at the summit of the zugspitze (2963 m)”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **70**(1-4), 405–408 (1997).
- [Serber, 1947] SERBER, R. “Nuclear reactions at high energies”. *Phys. Rev.*, **72**, 1114–1115 (1947).
- [Serre *et al.*, 2009] SERRE, S., CASTELLANI-COULIÉ, K., PAUL, D., et LACOSTE, V. “Optimization Using Monte Carlo Calculations of a Bonner Sphere Spectrometer Extended to High Energies for the Neutron Environments Characterization”. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **56**(6), 3582 (December 2009).
- [Simpson, 1983] SIMPSON, J. A. “Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays”. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**, 323–381 (1983).
- [Smart et Shea, 2008] SMART, D. et SHEA, M. “World grid of calculated cosmic ray vertical cutoff rigidities for epoch 2000.0”. *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, **1**, 737–740 (2008).
- [Stassinopoulos, 1988] STASSINOPOULOS, E. G. “The Earth’s trapped and transient space radiation environment”. *NATO ASI Ser. A : Life Sci.*, **154**, 5–35 (1988).
- [Taieb, 2003] TAIEB, J. *Nuclear Physics*, **A724**, 413–430 (2003).
- [Tang et Rodbell, 2003] TANG, H. H. K. et RODBELL, K. P. “Single-event upsets in microelectronics : fundamental physics and issues”. *MRS Bulletin*, pages 111–116 (2003).
- [Thomas, 1992] THOMAS, D. J. “Use of the Program ANISN to calculate response functions for a Bonner sphere set with ^3He detector”. NPL Report RSA(EXT)31 (1992).
- [Thomas et Alevra, 2002] THOMAS, D. J. et ALEVRA, A. V. “Bonner sphere spectrometers—a critical review”. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, **476**, 12–20 (2002).
-

-
- [Thomas *et al.*, 1994] THOMAS, D. J., ALEVRA, A. V., HUNT, J. B., et SCHRAUBE, H. “Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to thermal neutrons”. *Radiat. Prot. Dosim.*, **54**, 25–31 (1994).
- [Thomas et Souchak, 1988] THOMAS, D. J. et SOOCHAK, N. “Determination of the ^3He number density for the proportionnal counter used in the NPL Bonner sphere system”. NPL Report RS(EXT)104 (1988).
- [Thomas *et al.*, 1984] THOMAS, P. M., HARRISON, K. G., et SCOTT, M. C. “A multisphere neutron spectrometer using a central ^3He detector”. *Nucl. Instrum. Methods A*, **224**, 225–232 (1984).
- [Tosaka *et al.*, 1999] TOSAKA, Y., KANATA, H., ITAKURA, T., et SATOH, S. “Simulation technologies for cosmic ray neutron-induced soft errors : Models and simulation systems”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **46**, 774–779 (1999).
- [Universalis, 1999] UNIVERSALIS. “Encyclopædia Universalis : Dictionnaire de l’Astronomie”. Albin Michel (1999). ISBN 2-226-10787-8.
- [Uwamino et Nakamura, 1985] UWAMINO, Y. et NAKAMURA, T. “Two types of multi-moderator neutron spectrometers : Gamma-ray insensitive type and high-efficiency type”. *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A*, **239**, 299–309 (1985).
- [Van Allen et Tatel, 1948] VAN ALLEN, J. et TATEL, H. “The cosmic-ray counting rate of a single geiger counter from ground level to 161 kilometers altitude”. *Phys. Rev.*, **73**, 245–251 (1948).
- [Wallmark et Marcus, 1962] WALLMARK, J. T. et MARCUS, S. M. “Minimum size and maximum packing density of non redundant semiconductor devices”. *Proc. IRE*, **50**, 286–298 (1962).
- [Weise, 1991] WEISE, K. “Optimisation in neutron spectrometry and dosimetry with Bonner spheres using a general measure of quality for experiments”. *Radiat. Prot. and Dosim.*, **37**, 157–164 (1991).
-

-
- [Weisskopf et Ewing, 1940] WEISSKOPF, V. F. et EWING, D. H. “On the yield of nuclear reactions with heavy elements”. *Phys. Rev.*, **57**, 472–485 (1940).
- [Wiegel *et al.*, 2009] WIEGEL, B., AGOSTEO, S., BEDOGNI, R., CARESANA, M., ESPOSITO, A., FEHRENBACHER, G., FERRARINI, M., HOHMANN, E., HRANITZKY, C., KASPER, A., KHURANA, S., MARES, V., REGINATTO, M., ROLLET, S., RÜHM, W., SCHARDT, D., SILARI, M., SIMMER, G., et WEITZENEGGER, E. “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, 2002] WIEGEL, B. et ALEVRA, A. V. “Nemus – the PTB neutron multisphere spectrometer : Bonner spheres and more”. *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A*, **476**, 36–41 (2002).
- [Wiegel *et al.*, 2002] WIEGEL, B., ALEVRA, A. V., MATZKE, M., SCHREWE, U. J., et WITTSTOCK, J. “Spectrometry using the PTB neutron multisphere spectrometer (NEMUS) at flight altitudes and at ground level”. *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A*, **476**, 52–57 (2002).
- [Wrobel *et al.*, 2008] WROBEL, F., GASLOT, J., et SAIGNÉ, F. “Hafnium and uranium contributions to soft error rate at ground level”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **55**, 3141–3145 (2008).
- [Wrobel *et al.*, 2009] WROBEL, F., SAIGNÉ, F., GEDION, M., GASLOT, J., et SCHRIMPF, R. D. “Radioactive nuclei induced soft errors at ground level”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **56**(6), 3437 (2009).
- [Wyatt *et al.*, 1979] WYATT, R. C., McNULTY, P. J., TOUMBAS, P., ROTHWELL, P. L., et FILZ, R. C. “Soft errors induced by energetic protons”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **26**, 4905–4910 (1979).
- [Yahagi *et al.*, 2004] YAHAGI, Y., IBE, E., TAKAHASHI, Y., SAITO, Y., ETO, A., SATO, M., KAMEYAMA, H., HIDAKA, M., TERUNUMA, K., NUNOMIYA, T., et NAKAMURA, T. “Threshold energy of neutron-induced single event upset as a critical factor”. *Proc. 2004 IEEE Int. Reliability Physics Symp.*, pages 669–670 (2004).
-

-
- [Yahagi *et al.*, 2005] YAHAGI, Y., IBE, E., YAMAMOTO, S., YOSHINO, Y., SATO, M., TAKAHASHI, Y., KAMEYAMA, H., SAITO, A., et HIDAKA, M. “Versatility of SEU function and its derivation from the irradiation tests with well-defined white neutron beams”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **52**, 1562–1567 (2005).
- [Yamashita *et al.*, 1966] YAMASHITA, M., STEPHENS, L. D., et PATTERSON, H. W. “Cosmic-ray produced neutrons at ground level : Neutron production rate and flux distribution”. *J. Geophys. Res.*, **71**(16), 3817–3834 (1966).
- [Yariv et Fraenkel, 1979] YARIV, Y. et FRAENKEL, Z. “Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions”. *Phys. Rev.*, **C 20**, 2227 (1979).
- [Young *et al.*, 1996] YOUNG, P., ARTHUR, E., et CHADWICK, M. B. (1996). “Comprehensive Nuclear Model Calculations : Introduction to the Theory and Use of GNASH Code”. Dans *Proc. IAEA Workshop Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors-Physics, Design and Safety*, Trieste, Italy.
- [Young *et al.*, 1992] YOUNG, P. G., ARTHUR, E. D., et CHADWICK, M. B. “Comprehensive Nuclear Model Calculations : Introduction to the Theory and Use of the GNASH Code”. LA-12343-MS (July 1992).
- [Young et Chadwick, 1998] YOUNG, P. G. et CHADWICK, M. B. “GNASH-FKK A Preequilibrium, Statistical Nuclear-Model Code for Calculation of Cross Sections and Emission Spectra”. ORNL, RSICC, PSR-125 (may 1998).
- [Zaborowski, 1981] ZABOROWSKI, H. L. “Dosimétrie et spectrométrie neutroniques avec les sphères de Bonner - Etablissement d’une matrice Log-normale de référence”. Note CEA-N-2241 (1981).
- [Zaretski et Novikov, 1961] ZARETSKI, D. F. et NOVIKOV, V. M. “Theory of nuclear excitations by muons in heavy mesic atoms,”. *Nuclear Physics*, (28) (1961).
- [Ziegler, 1981] ZIEGLER, J. F. “The effect of concrete shielding on cosmic ray induced soft fails in electronic systems”. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **28**, 560–565 (1981).
-

-
- [Ziegler, 1996] ZIEGLER, J. F. “Terrestrial cosmic rays”. *IBM Journal of Research and Development*, **40**(1), 19 (1996).
- [Ziegler, 1998] ZIEGLER, J. F. “Terrestrial cosmic ray intensities”. *IBM Journal of Research and Development*, **42**, 117–140 (1998).
- [Ziegler et Lanford, 1979] ZIEGLER, J. F. et LANFORD, W. A. “The effect of cosmic rays on computer memories”. *Science*, **206**, 776 (1979).
- [Ziegler et Puchner, 2004] ZIEGLER, J. F. et PUCHNER, H. “SER History, Trends and Challenges : A Guide For Designing With Memory ICs.”. Cypress Semiconductor (2004).