Développement d'algorithmes d'analyse spectrale en spectrométrie gamma embarquée

Nicolas Martin-Burtart

▶ **To cite this version:**

Nicolas Martin-Burtart. Développement d'algorithmes d'analyse spectrale en spectrométrie gamma embarquée. Physique [physics]. Université de Strasbourg, 2012. Français. NNT : 2012STRAE042 . tel-00869554

HAL Id: tel-00869554

https://theses.hal.science/tel-00869554

Submitted on 3 Oct 2013

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

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

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE
cea

ÉCOLE DOCTORALE
DE PHYSIQUE ET CHIMIE PHYSIQUE

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg

Discipline : PHYSIQUE

Présentée par : Nicolas MARTIN-BURTART

Développement d'algorithmes d'analyse spectrale en spectrométrie gamma embarquée

Soutenue le 06 Décembre 2012

Membres du jury :

Directeur de thèse	M. Abdel-Mjid NOURREDDINE, Université de Strasbourg
Tuteur de thèse	M. Ludovic GUILLOT, CEA Centre DAM Île de France, Bruyères-le-Châtel
Rapporteur externe	M. Alex MUELLER, Institut de Physique Nucléaire Orsay
Rapporteur externe	M. Arjan PLOMPEN, European Commission, Joint Research Centre Institute for Reference Materials and Measurements, Geel, Belgique
Examinateur	M. Christian BECK, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg
Examinateur	M. Rodolfo GURRIARAN, Laboratoire de Mesures de la Radioactivité dans l'Environnement, IRSN Orsay

Remerciements

Il est de tradition, au début d'un manuscrit de thèse, de remercier toutes les personnes sans qui ce manuscrit n'aurait pu s'écrire. Parfois la tradition a ceci de spécifique qu'elle fait plaisir à tout le monde, et même à celui qui doit la respecter.

Cet exercice, ô combien périlleux, consiste à jongler entre les synonymes du verbe « remercier » et ses substantifs, trouver les épithètes adéquats pour chacun et, le plus dur, n'oublier personne. Les trois années que j'ai consacrées à ce travail ont été riches d'enseignement, certes, mais aussi et surtout très épanouissantes. Le sujet était passionnant et les personnes que j'ai côtoyées, professionnellement et dans un cercle plus intime y sont pour beaucoup. Le chapitre des remerciements est la section la plus lue d'une thèse : c'est l'occasion de leur témoigner toute ma gratitude et mettre en avant leurs contributions. Les écueils de cette sacro-sainte partie s'effacent rapidement devant la qualité des personnes que j'ai à y citer.

La tradition veut également qu'on débute ces remerciements en soulignant le rôle prépondérant du chef du service, Laurent Bourgois, qui m'a accueilli et permis de réaliser cette thèse au sein d'une de ses équipes.

La tradition, qui ne nous laisse décidément pas tranquille, veut ensuite que l'on mette en avant le fait qu'après m'avoir accueilli, il a bien fallu m'encadrer. La tradition a bien raison de le signaler puisque cet encadrement a été réalisé à merveille par Ludovic Guillot. Malgré les milliards de choses qu'il a à gérer, sa disponibilité n'a jamais été mise en défaut. Ses analyses, toujours pertinentes, m'ont bien souvent aiguillé lorsque je ne savais plus dans quelle direction aller. Il a su me laisser tester mes idées pour ensuite les confronter à ses critiques. Ces discussions fructueuses ont abouti au travail présenté ici.
Mon directeur de thèse, Abdel-Mjid Nourreddine, a également porté un regard acéré sur mes travaux malgré la distance. Il est vrai que lorsque la vision CEA se confronte à une vision plus universitaire, le thésard peut se retrouver quelque peu déboussolé ! Il avait alors la lourde tâche de me montrer le Nord, et par là améliorer ce manuscrit et la présentation.

Soulignons également les compétences (plus orthodoxes) de Messieurs Mueller et Plompen, qui ont bien voulu relire ce manuscrit en qualité de rapporteurs, et permis de l'améliorer par leurs observations. Sans oublier Messieurs Beck et Gurriaran, qui ont accepté eux aussi de faire partie de mon jury de thèse (tant il est vrai que présenter son travail de thèse devant un jury vide manquerait de sel) et de porter leurs regards (bienveillants) et leurs avis (constructifs) sur mon travail.

On peut imaginer la conception d'algorithmes comme un travail fastidieux, solitaire, enchaîné devant son ordinateur. Il n'en est rien : l'équipe dans laquelle je me suis senti intégré dès les premiers jours m'a permis de varier les plaisirs. Je n'avais pour ainsi dire aucune idée des spécificités de la spectrométrie gamma embarquée avant de débuter cette thèse, et chaque personne du laboratoire a pris le temps de me les expliquer, de m'emmener en manip' ou encore de m'aider à monter celles dont j'avais besoin. Je vais essayer de ne pas trop m'étendre sur chacun, car la tradition, encore elle, veut que la taille des

remerciements ne dépasse pas celle du manuscrit de thèse.

A tout seigneur tout honneur, commençons par le bureau à côté du mien dans lequel se trouvait Sébastien Gutierrez. Il m'a renseigné un nombre incalculable de fois sur les algorithmes utilisés, les calculs et la « suite logicielle maison ». Tous les logiciels devraient avoir un mode d'emploi de sa trempe !
Vient le tour de Bruno « mémoire du centre » Saliou, toujours prêt à me régaler d'une anecdote et à me montrer les derniers systèmes électroniques acquis. Ses connaissances d'aviation et de l'histoire du site avaient le don de m'aérer l'esprit lorsque j'étais trop préoccupé par mes travaux !
Continuons par l'autre Nicolas du laboratoire, à savoir M. Comte, avec qui j'ai pu partager ma première mission et qui était toujours prêt à dépanner en cas de problème MCNP.
Parler de ma première mission m'offre la transition idéale vers Dominique Abt, membre actif de la diaspora alsacienne (dont la branche sud était dignement représentée par Hubert Schoech) dans le laboratoire. Ses leçons « un mot par jour », et sa bonne humeur ont fait de ce sosie officiel d'Arvin Sloane un personnage incontournable du café matinal. J'y retrouvais notamment son acolyte Michel Mette (membre d'une autre communauté, celle des Normands en exil). Les missions que j'ai pu faire sous leur houlette experte furent elles aussi très formatrices. J'attends toujours ma casquette de Firmin !
Enfin, une mention spéciale à Jean-Christophe Savet, dit JC. Garant de l'animation du petit-déjeuner (et des autres repas), nos discussions (sérieuses) et ses tutoriels (efficaces) sur Python notamment laissaient la place à d'autres thèmes plus légers : la GoPro et le montage vidéo, la musique, le cinéma... la liste des domaines de compétence de notre full-time consultant est trop longue pour être exposée ici. Ces quelques items ne sauraient lui rendre justice, alors je préfère m'arrêter ici pour laisser la place de choix à Anne Réboli.
Anne, qui a maintes fois remué son disque dur et tous ses CDs pour me retrouver LE document dont j'avais besoin et qui a patiemment supporté les journées à thème des mercredi et vendredi. Anne, encore merci d'avoir envoyé le mail initial outre-atlantique !

Je n'oublie pas non plus les stagiaires qui ont croisé mon chemin durant ces trois ans, Adrien, Thibaut « Pikachu », Thomas, Valentin et Aurore ainsi que les autres personnes du labo et service. La liste est bien trop longue, alors je vais citer quelques prénoms en vrac : les secrétaires bien sûr (pour les missions qui changent tout le temps !) Evelyne, Magalie et Véronique ; Pierre, Sandrine, Julie, Cécile, Gil, Stéphane, Séverine, Jean-Marie... Les autres me pardonneront !

La tradition en profite pour dire avec angoisse (car elle sent qu'elle n'en a plus pour très longtemps à faire sa loi) qu'il ne faudrait tout de même pas oublier les personnes qui ne se trouvaient certes pas au laboratoire mais qui ont malgré tout courageusement supporté le thésard pendant ses trois années de labeur, bien avant et qui continueront encore après.

J'aimerais donc commencer par remercier (premier usage du terme !) un grand compagnon de soirées dégustation whisky et de virées en longboard, un de ces fameux « copains de 10 ans », Nicolas Hegerle. Même si je serai à l'autre bout du monde lorsque ce sera ton tour de soutenir, *I'll be back !*
Je pense également à Estelle, Marion et Sophie, que j'ai eu la chance de rencontrer en stage de M2. Même si nous devions trouver des prétextes aussi farfelus que des chasses au trésor dans Paris pour se revoir quelques fois, ces moments mémorables changeaient les idées de façon sûre et certaine !
D'autres personnes doivent aussi être citées : Alain et Simon pour les copains de fac (et hôtes à Stras-

bourg, prof de snow) ; Anne et Laurent (ah la question de l'orthographe pour multiraie !) ; les membres de la section squash pour me défouler... Je sais que j'en oublie plein, et si vous lisez cette section : excusez moi !

Enfin, la place d'honneur revient à ma famille, qui m'a toujours soutenu dans mes projets. Maman, Gérard, merci pour tout : pour m'avoir encouragé, pour m'avoir tracté en wakeboard même quand je venais à la dernière minute, pour l'organisation du pot de thèse... Merci d'avoir toujours été présents ! Mamie, j'espère que la curiosité de rentrer dans un amphi pour voir ton petit-fils en costard a été récompensée ;-).
Je tiens aussi à remercier mon père, ma marraine et toute ma belle-famille d'avoir fait le déplacement pour ma soutenance. Ce fut l'occasion d'expliquer enfin à tout le monde mes travaux, et voir tant de monde se déplacer « pour le petit » m'a fait très plaisir.

Amandine, pour toutes ces choses qu'on ne saurait écrire, merci. Merci de m'avoir supporté (dans tous les sens du terme), merci de m'avoir fait changer d'avis sur le « tout sauf Paris », et surtout, merci de me suivre au pays des caribous.

Et maintenant, en avant !

Ralph Waldo Emerson

Enthusiasm is one of the most powerful engines of success. When you do a thing, do it with all your might. Put your whole soul into it. Stamp it with your own personality. Be active, be energetic, be enthusiastic and faithful, and you will accomplish your objective. Nothing great was ever achieved without enthusiasm.

Table des matières

Introduction **1**

1 Des photons émis par la source radioactive au spectre enregistré **7**
1.1 Introduction . . . 7
1.2 Les photons quittent le navire... . . . 9
1.2.1 Vision de la source . . . 9
1.2.1.1 Activité volumique ou surfacique . . . 9
1.2.1.2 Activité ponctuelle . . . 10
1.2.2 Ses interactions possibles dans la matière . . . 12
1.2.2.1 Atténuation par effet photoélectrique . . . 14
1.2.2.2 Diffusion Compton . . . 15
1.2.2.3 Création de paires . . . 17
1.2.2.4 Autres interactions possibles . . . 18
1.3 ... et atteignent le détecteur . . . 18
1.3.1 Le détecteur . . . 18
1.3.1.1 Mécanismes de scintillation dans les cristaux inorganiques avec activateurs 19
1.3.1.2 Caractéristiques du NaI(Tl) . . . 21
1.3.2 Le signal en sortie . . . 25
1.3.3 Le résultat : un spectre typique d'une mesure dans l'environnement . . . 27
1.4 Notions de Seuil de Décision (SD) et Limite de Détection (LD) . . . 29
1.4.1 Seuil de décision (SD) . . . 29
1.4.1.1 Considérations statistiques . . . 29
1.4.1.2 Application pratique à la spectrométrie gamma . . . 30
1.4.2 Limite de détection (LD) . . . 32
1.5 Revue des méthodes utilisées en analyse spectrale . . . 33
1.5.1 Méthode des fenêtres . . . 33
1.5.2 Détection des pics d'absorption totale . . . 34
1.5.3 NASVD et analyse globale sous forme de composantes principales . . . 34
1.5.4 Méthodes utilisant un bruit de fond de référence . . . 35
1.5.5 Ajustement des spectres complets . . . 35
1.5.6 Synthèse . . . 36
1.6 Conclusion . . . 36

2 Analyse spectrale : contexte expérimental **37**
2.1 Introduction . . . 37
2.2 Sites pour la mesure aéroportée : Site 1 et Site 2 . . . 37
2.2.1 Site 1 : performances dans le bruit de fond environnemental . . . 37
2.2.1.1 Potassium 40 (Fig.2.1) . . . 38
2.2.1.2 Uranium 238 (Fig.2.2) . . . 38
2.2.1.3 Thorium 232 (Fig.2.3) . . . 39

2.2.1.4 Conclusion - Intérêt du site . . . 39
2.2.2 Site 2 : Recherche et localisation de sources radioactives . . . 40
2.3 Configurations pour la mesure fixe : Site 3 et Site 4 . . . 41
2.3.1 Site 3 : mesure souterraine . . . 41
2.3.2 Site 4 : mesure extérieure . . . 42
2.4 Conclusion . . . 42

3 Méthode d'extraction d'une signature γ à basse énergie 43
3.1 Introduction . . . 43
3.2 Configuration des fenêtres de comptage . . . 45
3.2.1 Idée de base de l'algorithme . . . 45
3.2.1.1 Fenêtre d'intérêt IW . . . 45
3.2.1.2 Les fenêtres de référence LEW et HEW . . . 46
3.2.2 Minimisation des résidus sur une zone de bruit de fond naturel . . . 48
3.2.2.1 Position et taille de la fenêtre HEW pour la méthode 2W . . . 49
3.2.2.2 Position et taille des fenêtres LEW et HEW pour la méthode 3W . . . 51
3.2.2.3 Conclusion . . . 51
3.2.3 Traitement particulier de l'altitude de vol . . . 51
3.3 Performances de l'algorithme . . . 56
3.3.1 Extraction d'un signal à basse énergie et limite de détection . . . 56
3.3.1.1 Simulation de retombées . . . 56
3.3.1.2 Extraction du signal . . . 56
3.3.2 Retraitement des mesures d'un site contaminé en ^{241}Am (Site 5) . . . 60
3.3.3 Extension de la méthode à moyenne énergie et comparaison des performances . . . 63
3.3.3.1 Paramétrage des fenêtres pour 2W et 3W . . . 63
3.3.3.2 Performances sur la ligne de vol . . . 63
3.4 Un point sur les erreurs . . . 66
3.4.1 Altitude de vol . . . 66
3.4.2 Coefficient de stripping . . . 66
3.4.2.1 Erreur sur les coefficients de stripping moyens S_{2W} et S_{3W} . . . 66
3.4.2.2 Erreur sur la loi de correction du coefficient de stripping moyen . . . 67
3.4.3 Conversion en activité . . . 71
3.5 Conclusion . . . 72

4 Méthodes de détection d'anomalie γ 73
4.1 Introduction . . . 73
4.1.1 Algorithmes basés sur l'écart-type . . . 75
4.1.2 Algorithmes stochastiques . . . 75
4.2 Algorithmes basés sur l'écart-type . . . 75
4.2.1 Algorithme se basant sur le rapport des taux de comptage (IPA) . . . 75
4.2.1.1 Principe et Equations . . . 76
4.2.1.2 Paramétrage . . . 77
4.2.1.3 Détection de sources avec IPA . . . 83
4.2.1.4 Conclusion du paramétrage d'IPA . . . 86

4.2.2 Utiliser la forme du spectre comme observable (Fuseau) . . . 87
4.2.2.1 Initialisation . . . 87
4.2.2.2 Traitement . . . 88
4.3 Algorithmes stochastiques . . . 93
4.3.1 Algorithme TF . . . 93
4.3.1.1 Principe de l'algorithme . . . 93
4.3.1.2 Equations . . . 93
4.3.1.3 Etude des dérives . . . 94
4.3.1.4 Résultats . . . 96
4.3.2 Evolution de l'algorithme (TAG) . . . 98
4.3.2.1 Construction . . . 98
4.3.2.2 Paramétrage . . . 100
4.3.2.3 Conclusion du paramétrage de TAG . . . 108
4.4 Comparaison des performances et scenarii d'utilisation . . . 109
4.4.1 Comparaison de IPA et fuseau . . . 109
4.4.2 Comparaison des meilleurs jeux IPA et TAG . . . 111
4.4.2.1 Les performances de TAG sur l'ensemble du site . . . 111
4.4.2.2 Détail de IPA et TAG au-dessus des sources . . . 111
4.4.2.3 Une nouvelle utilisation : la balise fixe . . . 115
4.4.2.4 Un dernier point : comparaison des figures of merit IPA et 2W/3W pou la source ^{241}Am . . . 117
4.5 Conclusion . . . 118

5 La problématique de l'identification **119**
5.1 Introduction . . . 119
5.2 Stratégie d'identification . . . 121
5.2.1 Pourquoi est-ce difficile d'identifier les radionucléides dans un spectre γ ? . . . 121
5.2.2 Comment s'en sortir ? . . . 121
5.3 Développement des critères nécessaires à l'identification . . . 122
5.3.1 Etude préliminaire en tenant compte du bruit de fond naturel . . . 122
5.3.1.1 Les éléments à surveiller . . . 123
5.3.1.2 Deux groupes de radionucléides suivant leur dangerosité . . . 123
5.3.1.3 Les NORM : des éléments présents dans toutes les mesures à traiter judicieusement . . . 123
5.3.2 Les raies de la bibliothèque sont sélectionnées suivant un critère numérique . . . 129
5.3.2.1 Construction d'un critère numérique de sélection . . . 129
5.3.2.2 Application à la bibliothèque . . . 130
5.3.3 Les raies sont détectées autour de leur valeur théorique . . . 132
5.3.3.1 De la détection de photons à la modélisation du pic d'absorption . . . 132
5.3.3.2 Ajustement de la gaussienne . . . 135
5.3.3.3 Caractéristiques de la loi Student utilisée pour le calcul de la dispersion . 136
5.3.3.4 Trois exemples d'application : ^{232}Th, ^{137}Cs et ^{241}Am . . . 137
5.4 Les étapes de fonctionnement de l'algorithme . . . 140
5.4.1 Recherche des pics dans le spectre . . . 140

5.4.2 Levée des conflits d'identification . . . 147
5.4.3 L'algorithme d'identification résumé . . . 148
5.5 Paramétrage et résultats . . . 151
5.5.1 Minimisation des Fausses Identifications Positives . . . 151
5.5.2 Taux de Vraies Identifications Positives . . . 152
5.5.2.1 Résultats de l'algorithme multiraie avec les radionucléides simulés à 1, 1.5 et 5 activité minimale détectable . . . 154
5.5.2.2 Etude détaillée des performances des algorithmes monoraie et multiraie . 159
5.5.2.3 Expérimentations . . . 160
5.6 Conclusion . . . 161

Conclusion et Perspectives **163**

A Distributions **167**
A.1 Distribution binômiale . . . 167
A.2 Distribution de Poisson . . . 168
A.3 Distribution normale (Gaussienne) . . . 170
A.4 Distribution normale centrée réduite . . . 172

B Liste des radionucléides nécessitant une surveillance **175**
B.1 Groupe A - Nucléides de grand intérêt . . . 175
B.2 Groupe B - Nucléides de plus faible intérêt . . . 175
B.3 Principales raies des radionucléides surveillés . . . 176
B.4 Groupe A . . . 176
B.5 Groupe B . . . 178

C Filtres **179**
C.1 Méthode des moindres carrés . . . 179
C.2 Filtre de Canny-Deriche . . . 180
C.3 Filtre transformée en ondelettes . . . 181
C.4 Splines d'ajustement . . . 183

D Survol des Anomalies **185**
D.1 TAG Taux de comptage . . . 185
D.2 TAG Rapport de taux de comptage . . . 190

E Conflits d'identification possibles pour les fichiers tests **199**

Bibliographie **209**

Liste des Abréviations

2W Algorithme d'extraction à basse énergie utilisant 2 fenêtres . . . . . p. **45**

3W Algorithme d'extraction à basse énergie utilisant 3 fenêtres . . . . . p. **45**

AIEA Agence Internationale à l'Energie Atomique. Organisation internationale sous l'égide de l'Organisation des Nations Unies. Elle rend un rapport annuel à l'assemblée générale de l'ONU et à chaque demande du Conseil de Sécurité. Fondée en 1957 et basée à Vienne, elle cherche à promouvoir les usages pacifiques de l'énergie nucléaire et à limiter le développement de ses applications militaires. . . . . p. **2**

CEA Le Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives est un établissement public, industriel et commercial. Il a pour mission principale de développer les applications de l'énergie nucléaire dans les domaines scientifique, industriel et de défense nationale. . . . . p. **1**

HEU Uranium Hautement Enrichi, Uranium dont la proportion d'isotope fissile ^{235}U est fortement augmentée (90% pour de la qualité militaire). L'uranium naturel en contient en moyenne 0.71 %. Dans les réacteurs nucléaires à eau préssurisée, la proportion vaut 3 à 5%. . . . . p. **2**

IPA Indice de Présence d'Anomalie, algorithme comparant les taux de comptage dans deux fenêtres adjacentes périodiquement sur tout le spectre . . . . . p. **75**

NORM Naturally occuring radioactive material, matériau radioactif naturellement rencontré . . . . . p. **3**

NRBC Risque de nature Nucléaire, Radiologique, Biologique et Chimique . . . . . p. **2**

SNM Les Matériaux Nucléaires Spéciaux sont principalement constitués de l'uranium hautement enrichi, du plutonium et du neptunium-237 . . . . . p. **2**

TAG Traitement d'Anomalie Gamma : modernisation de TF pour les forts taux de comptage. . . . . p. **98**

TF Taux de fausse alarme : algorithme stochastique (distribution de Poisson) indiquant la probabilité de se tromper en affirmant que le rayonnement reçu n'est pas dans la distribution générée par le taux de comptage moyen. . . . . p. **93**

Table des figures

1.1 Transitions électromagnétiques du ^{60}Co . . . 8
1.2 Vision d'une activité volumique ou surfacique par un détecteur aéroporté . . . 9
1.3 Vision d'un rectangle de côtés *a* et *b* par une source ponctuelle située à une distance *d* . . . 11
1.4 Angle solide selon lequel un point source perçoit un détecteur parallépipédique . . . 11
1.5 Les différents processus d'interaction photon-matière . . . 12
1.6 Processus d'interaction des photons avec la matière en fonction de l'énergie du photon incident et du Z du milieu ralentisseur . . . 13
1.7 Courbe d'atténuation massique d'un photon dans l'air . . . 13
1.8 Courbe d'absorption massique comparée pour plusieurs matériaux . . . 15
1.9 Section efficace différentielle de diffusion Compton en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion . . . 17
1.10 Processus de scintillation avec activateur . . . 21
1.11 Courbe d'atténuation massique du NaI(Tl) . . . 22
1.12 Fonctionnement d'un tube photo-multiplicateur . . . 23
1.13 Schéma du détecteur aéroporté . . . 24
1.14 Interactions dans le volume de détection . . . 25
1.15 Spectre expérimental de ^{137}Cs, acquis durant 1 seconde avec un NaI(Tl) de 16L . . . 26
1.16 Schéma simplifié de l'électronique de la chaîne d'acquisition en spectrométrie γ . . . 26
1.17 Exemple d'un spectre de bruit de fond en France (Site 2) acquis à 40m . . . 28
1.18 Comparaison d'un spectre environnemental acquis avec un détecteur NaI(Tl) sur 2s et HPGe sur 15s (Site 2) . . . 28
1.19 Définition du seuil de décision . . . 29
1.20 Définition de la Limite de Détection (LD) . . . 32
1.21 Spectres unitaires à ajuster . . . 36

2.1 Cartographie ^{40}K du Site 1 (Bq/kg) . . . 38
2.2 Cartographie ^{238}U du Site 1 (Bq/kg) . . . 39
2.3 Cartographie ^{232}Th du Site 1 (Bq/kg) . . . 40

3.1 Exemple d'un spectre de bruit de fond en France (Site 2) acquis à 40m . . . 44
3.2 Profil gaussien du pic d'absorption total . . . 46
3.3 Linéarité du détecteur en énergie . . . 46
3.4 Résolution du détecteur . . . 47
3.5 Principe de la méthode 2W . . . 47
3.6 Principe de la méthode 3W . . . 48
3.7 Etude de la largeur et position pour la fenêtre HEW . . . 50
3.8 Dégradation des mesures avec l'altitude . . . 50
3.9 Impact de la largeur de HEW sur $dCR_{2W,BDF}/dZ$ . . . 51
3.10 Etude de la largeur et position pour les fenêtres LEW et HEW . . . 52
3.11 Augmentation et diminution de l'atitude de vol produisant un faux positif . . . 53

3.12 Evolution du S2W (Site 5) . . . 53
3.13 Evolution du S3W (Site 5) . . . 54
3.14 Résolution du problème d'altitude . . . 54
3.15 Evolution du S2W (Site 6) . . . 55
3.16 Evolution du S3W (Site 1) . . . 55
3.17 Signal inséré dans la zone de 10 kBq·m^{-2} . . . 56
3.18 Conversion coups enregistrés-activité équivalente au sol (Bq.m^{-2}) de ^{241}Am . . . 58
3.19 Insertion de la plume et extraction à l'aide des méthodes 2W et 3W . . . 59
3.20 Comparaison des jeux 3W anciens et nouveaux avec les prélèvements au sol (croix) sur le Site 5 . . . 61
3.21 Corrections apportées sur le comptage extrait par la méthode 3W . . . 62
3.22 Détection d'une plume ^{137}Cs avec les 4 méthodes étudiées . . . 64
3.23 Détails 4 méthodes au-dessus de la plume ^{137}Cs . . . 65

4.1 Principe de IPA . . . 76
4.2 σ_{IPA} . . . 79
4.3 Asymétrie$_{IPA}$ . . . 80
4.4 Kurtosis$_{IPA}$ . . . 81
4.5 Présentation du site de test aéroporté . . . 84
4.6 Survol de ^{60}Co . . . 84
4.7 Survol de ^{137}Cs . . . 85
4.8 Survol de ^{241}Am . . . 85
4.9 Spectre moyen bruit de fond sur le Site 2 . . . 87
4.10 Vecteur moyen bruit de fond sur le Site 2 . . . 88
4.11 Définition de l'enveloppe d'oscillation . . . 89
4.12 Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour virage au loin de ^{60}Co . . . 91
4.13 Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour un survol de ^{60}Co . . . 91
4.14 Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour un survol de ^{137}Cs . . . 92
4.15 Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour un survol de ^{241}Am . . . 92
4.16 Principe de TF . . . 94
4.17 Valeur minimale de M_1 pour calculer I, en fonction de $0<M_2<1$ . . . 95
4.18 Valeur minimale de M_1 pour calculer I, en fonction de $1<M_2<2$ . . . 95
4.19 Résultats de TF . . . 97
4.20 Comptage total sur la trajectoire complète pour traitement TAG, Site 2 . . . 101
4.21 TAG comptage total sur la trajectoire complète, Site 2 . . . 101
4.22 Performances de TAG avec différentes fenêtres de comptage - virage . . . 103
4.23 Performances de TAG avec différentes fenêtres de comptage - ^{60}Co . . . 104
4.24 Performances de TAG avec différentes fenêtres de comptage - ^{137}Cs . . . 104
4.25 Performances de TAG avec différentes fenêtres de comptage - ^{241}Am . . . 105
4.26 Performances de TAG avec différents rapports de fenêtres de comptage - virage . . . 106
4.27 Performances de TAG avec différents rapports de fenêtres de comptage - ^{60}Co . . . 106
4.28 Performances de TAG avec différents rapports de fenêtres de comptage - ^{137}Cs . . . 107
4.29 Performances de TAG avec différents rapports de fenêtres de comptage - ^{241}Am . . . 107
4.30 Comparaison des performances d'IPA et Fuseau au moment du virage avant la source ^{60}Co 109

4.31 Comparaison des performances d'IPA et Fuseau pour la source ^{60}Co . . . 110
4.32 Comparaison des performances d'IPA et Fuseau pour la source ^{137}Cs . . . 110
4.33 Comparaison des performances d'IPA et Fuseau pour la source ^{241}Am . . . 111
4.34 Valeurs de TAG, IPA et fuseau normalisées à leur maximum sur l'ensemble de la trajectoire 112
4.35 Valeurs de TAG, IPA et fuseau normalisées à leur maximum lors d'une augmentation d'altitude . . . 112
4.36 Performances IPA et TAG lors du virage au loin de la source ^{60}Co . . . 113
4.37 Performances IPA et TAG lors du survol direct de la source ^{60}Co . . . 113
4.38 Performances IPA et TAG lors du survol direct de la source ^{137}Cs . . . 114
4.39 Performances IPA et TAG lors du survol direct de la source ^{241}Am . . . 114
4.40 Indices TAG et IPA en fonction de la distance source-détecteur ^{137}Cs de 292 kBq . . . 115
4.41 Spectres caractéristiques bruit de fond et source de ^{137}Cs de 292 kBq à plusieurs distances du détecteur. . . . 116
4.42 Comparaison des performances de IPA et 2W/3W au-dessus de la source ^{241}Am . . . 117

5.1 Configuration des raies choisies par rapport à la résolution du détecteur . . . 120
5.2 Recouvrement des zones de recherche de deux raies . . . 121
5.3 Chaîne de désintégration de la famille : ^{238}U . . . 126
5.4 Chaîne de désintégration de la famille : ^{235}U . . . 127
5.5 Chaîne de désintégration de la famille : ^{232}Th . . . 128
5.6 Exemple de bruit de fond pour le calcul des critères de détectabilité des raies . . . 130
5.7 Pic Gaussien centré en $\tilde{E}$ . . . 134
5.8 Probabilité de trouver le photon dans un intervalle . . . 134
5.9 Densité de probabilité de la loi de Student . . . 137
5.10 Fonction de répartition de la loi de Student . . . 139
5.11 Spectre MCNP de ^{60}Co . . . 148
5.12 Logigramme de l'algorithme d'identification multiraie . . . 150
5.13 Performances de l'algorithme monoraie pour 1 Activité Minimale Détectable . . . 154
5.14 Performances de l'algorithme pour une présence de sources à 1 AMD . . . 155
5.15 Performances de l'algorithme pour une présence de sources à 1.5 AMD . . . 156
5.16 Performances de l'algorithme pour une présence de sources à 5 AMD . . . 157
5.17 Taux de FIP sur un bruit de fond de 24h . . . 158
5.18 Comparaison des taux de VIP pour à 5 AMD pour les industriels . . . 159
5.19 Comparaison des taux de VIP pour à 5 AMD pour les médicaux . . . 159

A.1 Distributions binômiales avec N=10 et p=0.1 , 0.4, 0.5 et 0.7 . . . 168
A.2 Distributions de Poisson avec μ=5, 10, et 20 . . . 169
A.3 Distribution normale . . . 170
A.4 Pic Gaussien centré en $\tilde{E}$ . . . 171

D.1 Résultats de TAG pour les 15 bandes . . . 185
D.2 Virage au loin de de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV . . . 186
D.3 Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV . . . 186
D.4 Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 100 keV . . . 187

D.5 Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 100 keV . . . 187
D.6 Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV . . . 188
D.7 Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV . . . 188
D.8 Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 300 keV . . . 189
D.9 Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 300 keV . . . 189
D.10 Virage au loin de ^{60}Co ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV . . . 190
D.11 Survol de ^{60}Co ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV . . . 190
D.12 Survol de ^{137}Cs ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV . . . 191
D.13 Survol de ^{241}Am ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV . . . 191
D.14 Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV . . . 192
D.15 Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV . . . 192
D.16 Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV . . . 193
D.17 Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV . . . 193
D.18 Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV . . . 194
D.19 Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV . . . 194
D.20 Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV . . . 195
D.21 Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV . . . 195
D.22 Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / reste . . . 196
D.23 Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / reste . . . 196
D.24 Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 300 keV / reste . . . 197
D.25 Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 300 keV / reste . . . 197

Liste des tableaux

1 Saisies confirmées impliquant du HEU et du Pu . . . 3
2 Emissions γ des NORM . . . 4
3 Emissions γ des médicaux et industriels . . . 4

1.1 Caractéristiques du NaI(Tl) . . . 23
1.2 Valeurs de k_α pour différents degrés de confiance . . . 30

2.1 Activités des sources de test au Site 2 . . . 41

3.1 Etude de la taille de HEW collée à IW . . . 49
3.2 Meilleurs jeux de fenêtres déterminés sur un bruit de fond naturel . . . 52
3.3 Caractéristiques des jeux d'extraction sur la zone de bruit de fond avant extraction du signal 57
3.4 Paramètre k_β en fonction de la probabilité de détection recherchée . . . 57
3.5 Taux de détection 2W et 3W . . . 57
3.6 Taux de fausse détection avec 2W et 3W . . . 58
3.7 Erreurs sur les coefficients de stripping moyens pour trois sites . . . 67
3.8 Répartition des coefficients de stripping locaux pou le Site 1 . . . 68
3.9 Taux de comptage du point particulier 7150 . . . 69
3.10 Erreurs expérimentales du calcul de S_{2W} local . . . 70
3.11 Les différents paramètres (autres que le comptage) induisant une erreur sur l'activité équivalente au sol . . . 71
3.12 Intensités des sources d'incertitude entachant la converison en activité . . . 71

4.1 Liste des radionucléides à surveiller . . . 74
4.2 Notations utlisées pour IPA . . . 76
4.3 Meilleurs jeux en appliquant σ_{IPA} pour le Site 2 . . . 78
4.4 Meilleurs jeux en appliquant σ_{IPA} pour le Site 1 . . . 78
4.5 Performances de IPA sur le Site 2 avec les fenêtres ajustées . . . 83
4.6 Activités des sources de test . . . 83
4.7 Performances de Fuseau sur une zone de bruit de fond pour 6 filtres . . . 90
4.8 Valeur minimale de M_1 pour calculer I, en fonction de $2<M_2<3$ . . . 96
4.9 Valeurs de q_n pour n=1..5, M_2 = 100 et M_1 = 200 . . . 99
4.10 Distribution des taux de comptage par bande de 100 keV . . . 102
4.11 Distribution des taux de comptage par bande de 300 keV . . . 102
4.12 Référence des sources . . . 103
4.13 Comparaison des performances de TAG sur les taux de comptage . . . 108
4.14 Caractéristiques sur bruit de fond de IPA et Fuseau sur le Site 2 . . . 109
4.15 Statistiques des spectres ^{137}Cs enregistrés . . . 115

5.1 Extrait du listing de détection des pics sur deux mesures de bruit de fond successives . . . 122
5.2 Critères de détectabilité des raies de la bibliothèque . . . 132
5.3 Expressions utilisées pour le calcul des caractéristiques des pics d'absorption . . . 132

5.4 Paramètre k_α en fonction de la probabilité de détection recherchée . . . 133
5.5 Extrait de la table des recouvrements potentiels pour le NaI(Tl) . . . 133
5.6 Tableau des valeurs du quantile . . . 138
5.7 Spectre des recouvrements . . . 146
5.8 Taux de détection et fausse détection recommandée par l'AIEA . . . 151
5.9 Résultats des algorithmes d'identification sur une journée . . . 152
5.10 Nombre d'identifications sur une journée . . . 152
5.11 Enchaînement des radionucléides à xLD . . . 153
5.12 Somme des taux de VIP . . . 160
5.13 Comparaison des performances de l'algorithme monoraie et multiraie sur le Site 3 . . . 161
5.14 Comparaison des performances de l'algorithme monoraie et multiraie au Site 4 . . . 161

A.1 Valeur de la fonction de répartition de la loi normale . . . 174

B.1 Raies P et S des radionucléides du Groupe A . . . 177
B.2 Raies P et S des radionucléides du Groupe B . . . 178

E.1 Table des conflits . . . 207

Introduction

Contexte d'utilisation de la spectrométrie gamma embarquée

La spectrométrie gamma aéroportée fut développée à l'origine pour répondre aux besoins de la prospection minière, où la possibilité d'effectuer des relevés géologiques sur une zone géographique étendue en un temps minimum présente un avantage crucial. En 1944, les premières propositions de mise à profit de cette technique pour la recherche d'uranium par voie aéroportée furent émises, mais il fallut attendre près de trente ans pour disposer d'une technologie adéquate. L'adoption des scintillateurs à base d'iodure de sodium (NaI) permit d'avoir une efficacité de détection satisfaisante et de franchir un premier obstacle technique. Les premiers essais expérimentaux aéroportés d'un tel détecteur de 30 cm^3 eurent lieu au Canada en 1949 [PRB50]. La taille du cristal ne permettait pas de discriminer en énergie les photons incidents, et [BBGL58] obtint les premiers résultats utiles au CEA avec un volume de 3 800 cm^3. Ils estimèrent que les anomalies radiologiques naturelles pouvaient être détectées jusqu'à 80m. L'US Navy attribua en 1960 à Texas Instruments Inc. un contrat de défense pour développer un système de spectrométrie gamma aéroportée de haute sensibilité et pour évaluer la possibilité de détecter les sous-marins à propulsion nucléaire par voie aérienne. Quelques indications sur les performances de ce système classifié furent publiées en 1965 et en 1969 Foote *et al.* [FJJ69] en décrivit une application non militaire : un NaI de 41 000 cm^3 et des équipements profitant des dernières avancées obtenues grâce au programme financé par la défense permettent la cartographie des sols.

L'apparition des calculateurs pour le stockage des données et une meilleure prise en compte des spécificités de la spectrométrie gamma aéroportée furent d'autres pas décisifs. La crise énergétique de 1973 et la multiplication des centrales nucléaires déclenchèrent d'importantes campagnes de prospection uranifère. La spectrométrie gamma aéroportée fut alors utilisée sur une échelle plus ambitieuse. Grâce aux logiciels de cartographie introduits à ce moment là, ces jeux de données pour spécialistes se transformèrent en source d'information de grande richesse : les tracés représentatifs de faibles différences de concentrations devinrent reconnaissables.

Les systèmes de spectrométrie gamma mobile ont été développés significativement en Europe [1] à partir de l'accident de Tchernobyl en 1986. De même, à cette occasion, les logiciels dédiés à l'analyse rapide des données et à la cartographie ont été créés et sont maintenant très répandus. Les retombées de l'accident ont été évaluées en Suède [Mel89], en Finlande et dans le Pacifique [LHB+88]. Des mesures à l'aide de détecteurs germanium ont été réalisées dans le nuage de Tchernobyl lorsqu'il a atteint la côte ouest du continent nord-américain. Ce fut la première démonstration de la possibilité d'utiliser des détecteurs haute résolution pour effectuer des mesures radiologiques d'une situation post-accidentelle où les spectres enregistrés étaient formés par un grand nombre de radionucléides. Un autre incident,

1. 9 pays d'Europe de l'Ouest (Allemagne, Angleterre, Danemark, Ecosse, Finlande, France, Portugal, Suède et Suisse) possèdent un système actif qui peut être déployé en cas d'urgence dans des temps de douze à trente-six heures. Des exercices d'intercomparaison ont régulièrement lieu.

antérieur à Tchernobyl, a permis de démontrer l'utilité d'un système de spectrométrie gamma embarqué en situation accidentelle : la recherche des débris du satellite soviétique Космос 954 en 1978 [Bri78], premier incident nucléaire spatial. Le satellite Космос 954 était un satellite de reconnaissance [2] lancé le 18 septembre 1977. Le 6 janvier 1978, son système de stabilisation d'altitude tombe en panne : sa chute est inéluctable. Il est équipé d'un réacteur nucléaire contenant environ 50 kg de ^{235}U qui selon les dires des Soviétiques ne devrait pas atteindre la masse critique. Il est également conçu pour se désintégrer lors de la rentrée dans l'atmosphère. Des débris radioactifs furent dispersés sur plus de 124 000 km^2 dans le nord du Canada (bande de 600 km de long allant du Grand Lac des Esclaves à Baker Lake). Des équipes canadiennes et américaines furent capables entre le 24 janvier et le 15 octobre 1978 de retrouver 12 pièces du satellite. Le débit d'équivalent de dose au contact de ces pièces s'élevait au total à 6,6 Sv/h, avec un maximum pour une pièce de 4,4 Sv/h [UNGA78]. D'autres incidents nucléaires ont émaillé la Guerre froide : à Palomares en Espagne (1966), un bombardier B-52 percute son ravitailleur en vol, perdant ses quatre missiles nucléaires. Trois seront retrouvés dans les environs de Palomares et le quatrième dans la mer. Les missiles terrestres furent retrouvés en 24h : les explosifs conventionnels ont explosé à l'impact et répandu de la matière contaminée pour deux d'entre eux, tandis que le troisième fut retrouvé intact dans le lit d'une rivière. Les recherches étaient facilitées par les témoins et les photographies aériennes. Le missile immergé fut retrouvé après deux mois et demi de recherche grâce à une nouvelle méthode mathématique : la théorie Bayésienne. En 1968, sur la base de l'US Air Force à Thule (Groënland), quatre bombes à hydrogène dispersent des matériaux radioactifs après le crash de l'appareil les portant. L'accident pulvérisa des fragments de plutonium et d'autres substances radioactives le long d'un couloir large de 100 mètres de part et d'autre de la trajectoire de l'avion.

Les accidents d'arme revêtent un caractère spectaculaire mais ont une occurence très faible. Les problématiques soulevées par le transport des matières radioactives et leur trafic (innocent ou malveillant) sont apparues depuis la fin de la Guerre froide, avec notamment le programme de détection NR [3]. Faire face à la menace que représente le trafic de matières radioactives, particulièrement les SNM [4], s'inscrit dans une politique de sécurité globale. Une attention de plus en plus importante est portée à cette situation. L'Agence Internationale à l'Energie Atomique (AIEA) tient à jour une base de données qui catalogue les interceptions de trafic de matière radioactive [5] impliquant des SNM. Ces incidents concernent de l'Uranium Hautement Enrichi (HEU) et du Plutonium Pu. Un extrait est présenté en Tab. 1. Les quantités interceptées, bien que faibles, représentent une part significative de la matière requise pour l'assemblage d'une arme ou d'une bombe dite sale. Elles dépassent le seuil officiel de dénomination de matière nucléaire (1g de Pu) et d'installation nucléaire de base (200 g de Pu). Les saisies ne représentent certainement que la partie émergée de l'iceberg.

La technologie joue un rôle important dans la détection des SNM dans les transports. Deux familles de systèmes de détection peuvent être utilisés : passifs et actifs. Les systèmes passifs vont capturer le rayonnement γ et les neutrons des SNM, tandis que les systèmes actifs mesurent l'interaction d'un rayonnement externe (photons ou neutrons de haute énergie) avec le matériau étudié. Dans ces travaux,

2. entendre par là un satellite espion : périapside 259 km, apoapside 277 km période 89,6 min
3. partie de NRBC : Nucléaire, Radiologique, Bactériologique et Chimique
4. les Matériaux Nucléaires Spéciaux, ou SNM, sont principalement constitués de l'uranium hautement enrichi, du plutonium et du neptunium-237
5. http ://www.iaea.org/NewsCenter/News/2007/itb.html

Date	Lieux	Quantité et matériau
Mars 1994	St. Pétersbourg, Russie	3 kg HEU
Août 1994	Aéroport de Munich, Allemagne	0.36 kg Pu
Décembre 1994	Prague, Rép. Tchèque	2.7 kg HEU
Avril 2000	Batumi, Géorgie	0.7 kg HEU
Juillet 2001	Paris, France	0.005 kg HEU
Juillet 2003	Sadakhlo, Arménie	0.173 kg HEU

TABLE 1 – Saisies confirmées impliquant du HEU et du Pu

seuls les systèmes passifs et la détection des rayons γ seront considérés. Cette configuration est de loin la plus répandue et des efforts conséquents de recherche et développement sont produits tant la détection des photons est complexe dans ces conditions : il faut être capable de discriminer les photons émis par les matériaux à surveiller des photons émis par l'environnement.

Ce bruit de fond va être principalement constitué des NORM [6] i.e. des radionucléides primordiaux. Dans le spectre enregistré, cela se traduit par les éléments issus des chaînes de décroissance de ^{232}Th, ^{238}U et ^{235}U. Il convient d'ajouter le ^{40}K. Les raies significatives sont exposées Tab.2. Le signal de la famille ^{235}U et du ^{234m}Pa, présents naturellement dans la terre ou dans le minerai d'uranium non purifié, sont indétectables dans l'environnement avec une mesure NaI(Tl) [7]. Par conséquent, si leurs signatures apparaissent, cela signifie que nous ne sommes plus en présence d'un NORM, mais d'un SNM.

Les NORM se rencontrent dans le sol, les matériaux de construction, l'industrie et l'agriculture (litière, engrais...). Dans certains cas ils peuvent être particulièrement concentrés (potasse (^{40}K), granit ou marbre (^{232}Th et ^{238}U), carrelage (^{232}Th)). Les activités spécifiques dans le sol (Bq/kg) sont faibles mais la quantité présente importante. Un fond naturel intense est donc rencontré lors des mesures.

Les éléments médicaux et les sources industrielles sont aussi rencontrés fréquemment. Leur présence est justifiable dans l'immense majorité des cas. Les traitements médicaux comme la scintigraphie (signal in vivo) ou le transport pour l'industrie (signal atténué grâce au blindage du colis) sont les cas inoffensifs, mais ils peuvent aussi servir à masquer d'autres sources, plus surveillées, en noyant le signal de ces dernières. Quelques radionucléides médicaux et sources industrielles sont présentés Tab.3.

Les spectres d'émission de ces éléments peuplent des régions qui recouvrent celles des SNM ou leur sont adjacentes. Par exemple, l'émission à 365 keV du ^{131}I recouvre une zone d'émission du Pu et pour les détecteurs de faible résolution, la raie à 140 keV du ^{99m}Tc ou la raie à 171 keV de l'indium 111 interfère avec la raie à 186 keV du ^{235}U.

Les détecteurs sont déployés dans des contextes très différents, qui entraînent des contraintes différentes. Les sources peuvent se présenter dans des géométries allant de petites quantités dans un sac à dos porté par un individu jusqu'à des grandes quantités dans des containers. Même si les capacités

6. Naturally Occurring Radioactive Material, matériaux radioactifs naturellement rencontrés
7. Ces signaux sont visibles avec une spectrométrie HPGe sur un temps de mesure suffisamment long.

Famille	Emetteur
N/A	^{40}K
^{232}Th	^{228}Ac
	^{212}Pb
	^{214}Bi
	^{208}Tl
^{235}U	^{235}U
	^{227}Th
	^{223}Ra
	^{211}Bi
^{238}U	^{234m}Pa
	^{214}Bi

TABLE 2 – Emissions γ des NORM

	Emetteur	Energie (keV)
Méd.	^{99}Tc	140
	^{131}I	365
	^{123}I	83
	^{111}In	171, 245
	^{18}F	511
Ind.	^{60}Co	1173, 1332
	^{133}Ba	81, 303, 356

TABLE 3 – Emissions γ des médicaux et industriels

de calcul des systèmes embarqués ont augmenté, on ne peut pas faire tourner des algorithmes dédiés à la recherche de tous les éléments à surveiller en parallèle. La stratégie qu'il faut adopter dans ce cas est alors la suivante : déterminer une observable qui prenne en compte tout le spectre et indique si une anomalie est présente. Si l'anomalie est avérée, il est temps de traiter le spectre avec l'algorithme optimal pour l'énergie considérée. Plusieurs configurations de recherche d'anomalie existent :

1. détecteur fixe, source mobile : la distance source-détecteur est contrainte, et la source passe à une vitesse faible devant les détecteurs (checkpoint par exemple). Il est possible de caractériser le bruit de fond environnemental. C'est le cas le plus répandu,
2. détecteur mobile, source fixe : Les détecteurs se déplacent dans l'environnement (hélicoptère ou voiture) à la recherche de sources déposées au sol. Le bruit de fond peut difficilement être caractérisé et la distance détecteur-source est difficilement connue,
3. détecteur mobile, source mobile : combinaison d'un bruit de fond inconnu, d'une distance détecteur-source inconnue. C'est le cas le plus difficile, par exemple la recherche d'une source dans un véhicule en mouvement par voie aéroportée.

Objectifs de la thèse

Trois étapes constituent la détection des rayonnements. Dans un premier temps, la présence d'une source doit être détectée. On peut alors soit scruter une zone énergétique précise ou construire une observable prenant en compte le spectre global. De par l'historique de la spectrométrie gamma embarquée, des algorithmes ont été développés et largement utilisés pour les énergies supérieures à 500 keV. La zone spectrale correspondant aux radionucléides médicaux, industriels à basse énergie et SNM n'avait pas connu le même développement. Pour combler ce manque la première étape de ces travaux de thèse permet de définir un algorithme dédié aux basses énergies. En cas d'accident d'arme nucléaire, la quantité de matière radioactive rejetée est faible : il est donc nécessaire d'avoir des méthodes de

recherche avec les limites de détection les plus faibles possibles. Le développement complet de l'algorithme est décrit au Chapitre 3. Ces méthodes privilégient le taux de vraie identification positive.

Lorsqu'un système de spectrométrie embarquée est utilisé pour cartographier un site, les méthodes dédiées à un radionucléide précis sont employées. Si l'objectif d'un tel système est de surveiller un site, un indicateur, plus généraliste, doit être construit : il faut être capable de prendre en compte tout le spectre afin de détecter une anomalie et ne pas supposer *a priori* sa position. A cet effet, le Chapitre 4 présente trois méthodes s'appuyant sur le rapport de taux de comptage, la forme du signal ou les propriétés stochastiques du rayonnement. Les différents scenarii d'utilisation sont étudiés, car le faible taux de fausse identification positive est le critère prédominant. Ce type d'algorithme est intégré dans les balises de surveillance de site et automatisé. Il faut donc limiter les fausses alarmes. Ces algorithmes sont brièvement présentés dans [MBGNc].
Dans un second temps, il faut déterminer quel(s) radionucléide(s) cause(nt) l'anomalie détectée. Cette étape d'identification, complexe, est abordée au Chapitre 5. Un algorithme multiraie a été développé, permettant de réduire les fausses identifications positives tout en améliorant les taux de vraies identifications.

Enfin, la troisième étape, qui n'est pas du ressort de cette thèse, est la détermination de la position et la récupération de la source. Cette localisation peut se faire à l'aide d'instruments de poing, d'analyse par imagerie X ou de recherche visuelle.

Les systèmes de spectrométrie gamma embarquée sont des systèmes intégrant l'ensemble de la chaîne d'acquisition et de traitement. Ils peuvent être aéroportés ou fixes dans le cadre d'une surveillance de site 24h/24. Bien que différents par leurs conditions d'utilisation, les mesures faites avec de tels systèmes nécessitent les mêmes précautions de traitement. Le temps d'acquisition très court (de l'ordre de la seconde) entraîne une pauvre statistique de comptage. Le temps de traitement est une contrainte forte : dans le cadre d'une utilisation en intervention, il faut pouvoir traiter les mesures, aussi dégradées soient-elles en un temps court. Contrairement à la spectrométrie de laboratoire, où un échantillon peut être analysé à l'aide de systèmes finement résolus mais peu efficaces durant plusieurs heures, le choix d'utiliser un scintillateur NaI(Tl) nécessite des algorithmes robustes aux conditions expérimentales et rapides.

Les travaux menés dans cette thèse ont permis d'obtenir une méthode de traitement à basse énergie tenant compte des variations du profil spectral avec l'altitude. Cette zone énergétique n'était pas traitée spécifiquement auparavant. Ensuite, des algorithmes prenant en compte tout le spectre ont été caractérisés et développés. Certains sont plus adaptés à la mesure mobile (IPA, Fuseau) alors que d'autres, très sensibles, sont destinés à la mesure fixe (TAG). Enfin, un nouvel algorithme d'identification prenant en compte plusieurs raies par radionucléide et permettant de limiter les cas de conflit d'identification est exposé.

Afin de bien comprendre les processus qui sont à l'origine du signal enregistré, le premier chapitre de cette thèse expose les spécificités de la spectrométrie gamma embarquée. Nous nous attarderons notamment sur deux notions importantes : comment est vue la source par le détecteur et quels sont les phénomènes responsables de la faible résolution du détecteur. Ces étapes sont nécessaires pour appréhender les enjeux des algorithmes développés pour analyser au mieux les spectres acquis. Une revue

des méthodes d'analyse existantes est conduite au chapitre deux. Les expérimentations sur lesquelles ont été menées les tests des algorithmes y sont également présentées.
Le troisième chapitre s'attarde sur la partie à basse énergie du spectre (< 400 keV). Le fond de diffusion important et la déformation du spectre avec l'altitude sont les deux problèmes majeurs à traiter.
Le quatrième chapitre élargit la zone de recherche à tout le spectre et développe des observables globales pour indiquer la présence d'une anomalie.
Enfin, le cinquième chapitre s'intéresse à l'identification des radionucléides présents dans une mesure effectuée dans les conditions expérimentales rencontrées (faible statistique et faible résolution).

CHAPITRE 1

Des photons émis par la source radioactive au spectre enregistré

Sommaire

1.1 Introduction . . . 7
1.2 Les photons quittent le navire... . . . 9
1.2.1 Vision de la source . . . 9
1.2.2 Ses interactions possibles dans la matière . . . 12
1.3 ... et atteignent le détecteur . . . 18
1.3.1 Le détecteur . . . 18
1.3.2 Le signal en sortie . . . 25
1.3.3 Le résultat : un spectre typique d'une mesure dans l'environnement . . . 27
1.4 Notions de Seuil de Décision (SD) et Limite de Détection (LD) . . . 29
1.4.1 Seuil de décision (SD) . . . 29
1.4.2 Limite de détection (LD) . . . 32
1.5 Revue des méthodes utilisées en analyse spectrale . . . 33
1.5.1 Méthode des fenêtres . . . 33
1.5.2 Détection des pics d'absorption totale . . . 34
1.5.3 NASVD et analyse globale sous forme de composantes principales . . . 34
1.5.4 Méthodes utilisant un bruit de fond de référence . . . 35
1.5.5 Ajustement des spectres complets . . . 35
1.5.6 Synthèse . . . 36
1.6 Conclusion . . . 36

1.1 Introduction

Le rayonnement gamma est une onde électromagnétique, au même titre que les émissions radio, micro-ondes ou la lumière visible. Les photons, qu'ils soient rayons X ou γ [1] possèdent la dualité onde-particule. L'onde électromagnétique est caractérisée par la longueur d'onde λ ou sa fréquence ν. Le photon est une particule ayant une masse au repos nulle, neutre, se déplaçant dans le vide à la vitesse

1. les rayonnements X et γ sont tous deux des photons. La discrimination est faite pour rendre compte de la nature des processus leur ayant donné naissance : les rayons X sont produits lors du réarrangement du cortège électronique de l'atome, alors que le rayon γ a une origine nucléaire. La désexcitation du noyau se fait entre autre par l'émission de γ

de la lumière avec une énergie E telle que :

$$E = h\nu = hc/\lambda = \frac{197\ \text{MeV}\cdot\ \text{fm}}{\lambda} \tag{1.1}$$

$$E(\text{eV}) = \frac{1240}{\lambda(\text{nm})} \tag{1.2}$$

avec la constante de Planck $h \approx 6{,}626069\times10^{-34}$J·s et la vitesse de la lumière c = 299 792 458 m·s^{-1}. Les propriétés ondulatoires ne sont utilisées que pour les mesures à très basse énergie. Dans les autres cas, la détection des photons se fait grâce à leurs interactions en tant que particules avec la matière du détecteur.

Les émissions gamma sont le résultat des transitions entre différents états excités du noyau. Toute la spectrométrie gamma repose sur (a) le caractère unique des émissions gamma pour un noyau donné (comme une empreinte) et (b) la précision avec laquelle on peut mesurer ces énergies. Les transitions peuvent être les transitions électriques (E1, E2...) et magnétiques (M1, M2...). Par exemple pour le ^{60}Co (Fig.1.1) les deux photons qui sont visibles en spectrométrie gamma embarquée sont à 1173,240 keV (E2+M3) et à 1332,508 (E2). Ces valeurs, données par le LNHB, ne seront pas aussi précises en spectrométrie gamma embarquée avec un cristal NaI(Tl).

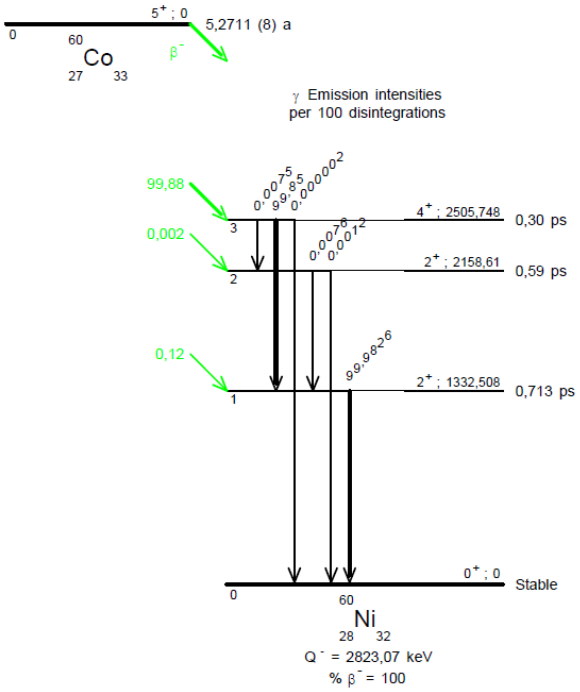


FIGURE 1.1 – Transitions électromagnétiques du ^{60}Co

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à la production du signal qui va être traité par les algorithmes. Pour cela, nous allons partir de la source (comment est-elle vue par le détecteur, l'influence de sa géométrie), comment intéragissent les photons émis par celle-ci entre le terme source et le détecteur,

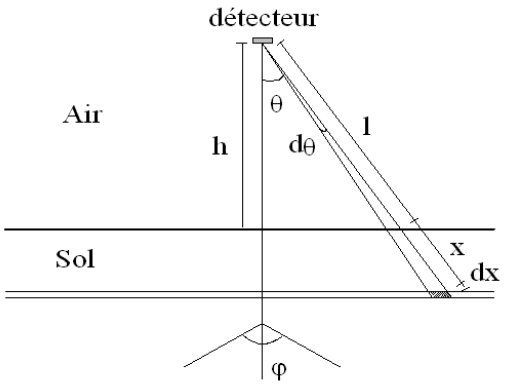


FIGURE 1.2 – Vision d'une activité volumique ou surfacique par un détecteur aéroporté

comment le photon est détecté et enfin comment le signal est mis en forme. Enfin, une brève revue des méthodes d'analyse spectrale est exposée, afin de comprendre les enjeux des algorithmes développés à partir du chapitre 3.

1.2 Les photons quittent le navire...

Les mesures en spectrométrie gamma embarquées sont effectuées dans des conditions expérimentales peu maîtrisées. Les photons provenant des sources, naturelles ou artificielles, ne sont pas toujours acquis à la même distance et surtout peuvent être enregistrés après plusieurs réflexions dans l'atmosphère. La signature spectrale de la source survolée ou qui passe devant le détecteur sera donc mélangée à un fond radiologique naturel et cosmique. Afin d'illustrer ces difficultés, attardons-nous sur deux points : comment est vue la source et quel sort attend les photons entre celle-ci et notre détecteur.

1.2.1 Vision de la source

En fonction de la géométrie de la source, le taux de comptage enregistré par le détecteur peut être défini par les expressions suivantes. Les différents coefficients sont définis dans la norme NF M 60-810.

1.2.1.1 Activité volumique ou surfacique

Considérons un détecteur à l'altitude h au dessus d'une activité uniforme dans le sol, comme représenté Fig.1.2. Le taux de comptage non diffusé parvenant au détecteur peut être déterminé par l'expression suivante :

$$C = \frac{1}{4\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{x=0}^{\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} n(E,x,\theta)\varepsilon(E,\theta,\phi) e^{-(\mu_{air,E} l + \mu_{sol,E} x)} \sin\theta d\theta dx d\phi \tag{1.3}$$

avec :

- C : Comptage détecté en coups par seconde,
- $n(E,x,\theta)$: nombre de photons gamma d'énergie E émis par seconde et par unité de volume à une profondeur ($x \cos\theta$),

- $\varepsilon(E,\theta,\phi)$: efficacité de détection des photons d'énergie E suivant la direction d'incidence (θ,ϕ) et tenant compte de la géométrie,
- $\mu_{sol,E}$: coefficient d'atténuation linéaire du sol à l'énergie E,
- $\mu_{air,E}$: coefficient d'atténuation linéaire de l'air à l'énergie E.

Pour tout détecteur, $\varepsilon(E,\theta,\phi)$ peut être évaluée expérimentalement à l'aide de sources ponctuelles ou par simulations numériques (Monte-Carlo) ([ICR94] ; [All94]). A partir de carottages dans le sol, il est possible de mesurer la distribution en profondeur de l'activité. Cette distribution permet de calculer la profondeur massique moyenne β (en g·cm^{-2}), qui est représentative de la distribution d'activité dans le sol. Cette notion de profondeur massique moyenne est couramment utilisée pour les mesures in situ au sol ([ICR94]). Connaissant $\varepsilon(E,\theta,\phi)$ et β, il est possible de relier le comptage photoélectrique à l'activité du sol, pour toute énergie et toute altitude. Les zones couvertes par les mesures aéroportées sont très vastes et il est difficile de connaître la répartition volumique de tous les radioéléments détectés pour chaque point de mesure. Pour les nucléides naturels, l'hypothèse d'une répartition volumique uniforme est souvent très proche de la réalité. Pour les nucléides artificiels déposés en surface, la migration dans le sol dépend de l'âge du dépôt, de la nature du sol et du radionucléide considéré. Cette calibration est détaillée dans [Gui96].

On peut faire une première approximation : la contamination est uniforme sur la surface couverte pendant une mesure (90% du signal enregistré provient d'un disque de diamètre $2 \times h$) pour s'affranchir de la dépendance en ϕ de l'efficacité de détection ε. En considérant la réponse du détecteur isotrope (pas de dépendance en θ), le taux de comptage peut être exprimé de façon simple pour appréhender la difficulté de détection embarquée.

Activité surfacique et uniforme sur une surface plane

$$C = \frac{\varepsilon(E)n(E)h}{2}\int_{l=h}^{\infty}\frac{e^{-(\mu_{air,E}\,l)}dl}{l^2} \tag{1.4}$$

avec $n(E)$ le nombre de photons γ d'énergie E émis par seconde et par m^2.

Activité volumique, uniforme et d'extension finie

$$C = \frac{\varepsilon(E)n(E)h}{2\lambda}\int_{l=h}^{\infty}\frac{e^{-(\mu_{air,E}\,l)}dl}{l^2} \tag{1.5}$$

où λ représente le libre parcours moyen du photon dans le sol et $\mu_{air,E}$ le coefficient d'atténuation linéaire de l'air à l'énergie E.

1.2.1.2 Activité ponctuelle

L'angle solide selon lequel un point source voit un rectangle de côtés a et b et situé à une distance d (Fig.1.3) vaut :

$$\Omega(a,b,d) = \frac{1}{4\pi}\arctan\frac{ab}{d\sqrt{a^2+b^2+d^2}} \tag{1.6}$$

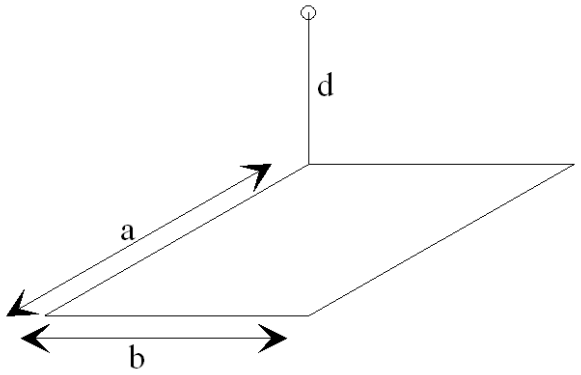


FIGURE 1.3 – Vision d'un rectangle de côtés *a* et *b* par une source ponctuelle située à une distance *d*

Cette expression permet de calculer l'angle solide selon lequel un point source au sol (x, y, 0) perçoit chaque face visible d'un détecteur parallélépipédique situé en (0, 0, h) (Fig.1.4).

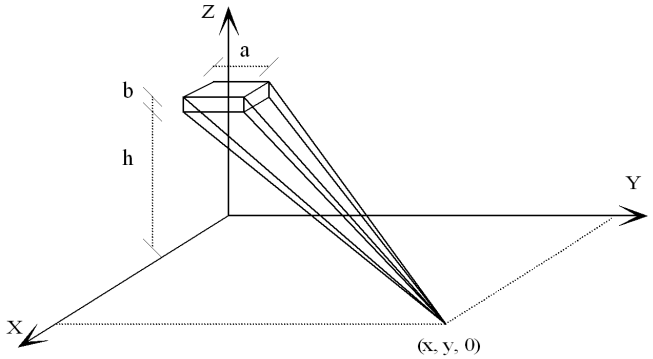


FIGURE 1.4 – Angle solide selon lequel un point source perçoit un détecteur parallépipédique

En fonction de la position de la source, le nombre de faces visibles varie de 1 à 3. [Gui96] a donc distingué trois cas pour calculer le *parcours atténué P(i)* entre le point source et une face *i* du détecteur en affectant un poids p_j aux 5 points d'incidence (le centre plus les quatre coins) sur chaque face. Le taux de comptage TC en provenance d'un point source par gamma émis s'exprimera donc :

$$TC = \sum_{3\ faces\ i} \Omega(i)A(i) \sum_{5\ points\ j} p_j e^{-(\mu_E l_{ij})} \tag{1.7}$$

où $A(i)$ représente l'efficacité de détection moyenne sur les 2π directions d'incidence possible sur chaque face (i).

1.2.2 Ses interactions possibles dans la matière

Rappel des interactions photon-matière Lors de passage d'un milieu matériel, tout photon a une certaine probabilité d'interagir avec ce milieu qui dépend de la nature de l'interaction (photon/électron ou photon/noyau) et du type de l'événement produit (absorption, diffusion ou production de paire). La figure 1.5 représente les principaux processus d'interaction matière.

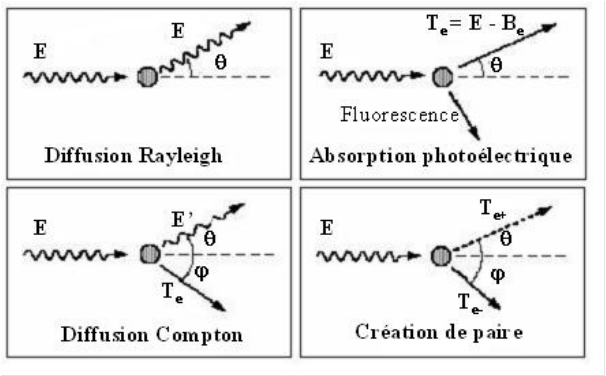


FIGURE 1.5 – Les différents processus d'interaction photon-matière

D'autres phénomènes d'interactions, moins importants, peuvent se produire, en l'occurrence la diffusion Rayleigh avec un électron lié, la diffusion Thomson avec un électron libre ou la diffusion Delbrück avec le champ Coulombien du noyau. Dans les trois principaux processus (Compton, photoélectrique et paire), il y a toujours émission d'électrons. C'est la détection de ces électrons qui permet de remonter à l'énergie du photon impliqué dans l'interaction.

A chacun des modes d'interaction est associée une section efficace dépendant de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z du matériau traversé. L'importance relative de ces trois modes en fonction de E et Z est représentée sur la figure ci-dessous, avec les sections efficaces d'effet photoélectrique (τ), d'effet Compton (σ) et de création de paire (K). Les interactions dominantes en fonction de l'énergie du photon dans des matériaux de différents numéros atomiques Z sont résumées en Fig.1.6.

Entre la source et le détecteur Les photons traversent un milieu hostile entre la source et le détecteur. Ils peuvent être déviés et perdre une fraction de leur énergie par la même occasion (diffusion Compton), disparaître en donnant naissance à un électron et un positron si son énergie est suffisante (création de paire) ou être annihilé (absorption photoélectrique). Le coefficient d'atténuation linéique du matériau traversé, qui traduit la probabilité d'interaction, s'exprime alors (Eq.1.8) :

$$\mu_{total} = \mu_{photolectrique} + \mu_{Compton} + \mu_{paires} \tag{1.8}$$

et la notion de libre parcours moyen (calcul détaillé en Eq. 1.13) :

$$\lambda = 1/\mu_{total} \tag{1.9}$$

Avant d'atteindre le détecteur, les photons doivent traverser une épaisseur d'air. La courbe d'atténuation

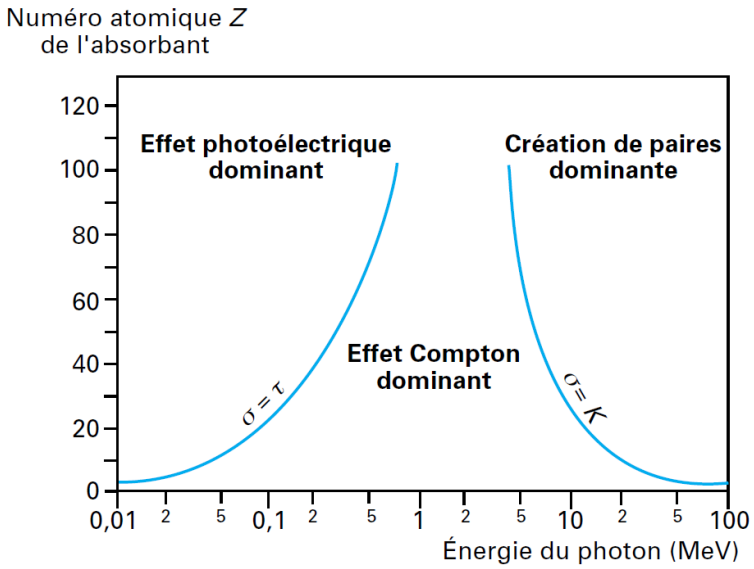


FIGURE 1.6 – Processus d'interaction des photons avec la matière en fonction de l'énergie du photon incident et du Z du milieu ralentisseur [Bou98]

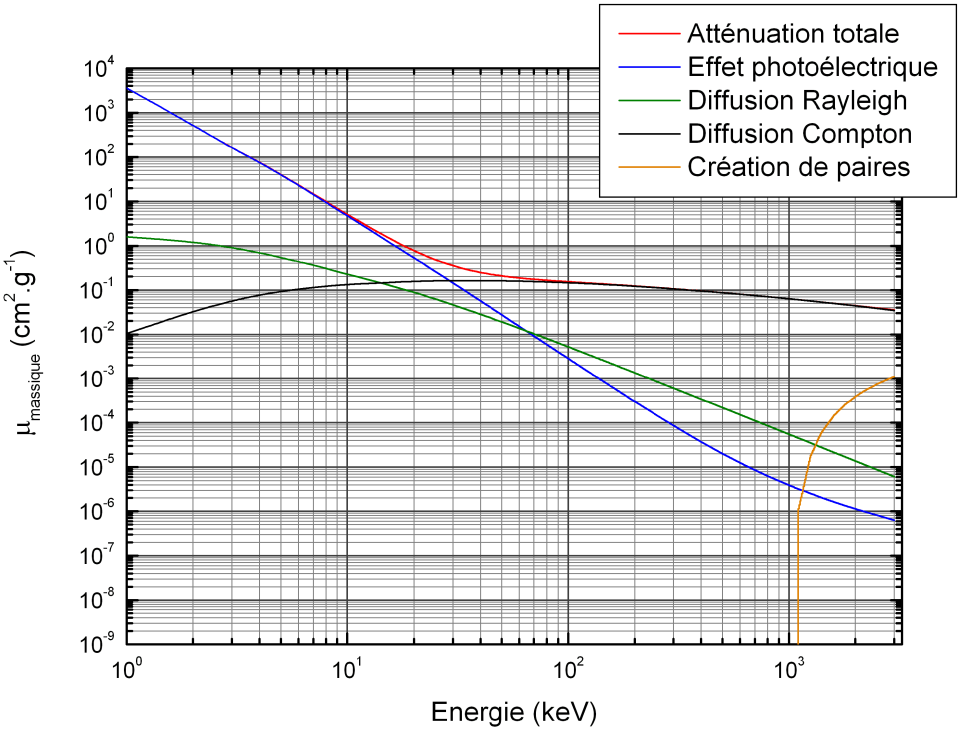


FIGURE 1.7 – Courbe d'atténuation massique d'un photon dans l'air [ICR94]

massique (représentée en Fig.1.7) nous indique qu'aux énergies qui nous intéressent (40 keV - 3 MeV) deux effets sont prédominants : l'effet photoélectrique (pour des γ < 100 keV) et la diffusion Compton au-delà. Le calcul de $\mu_{\text{massique}}(\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$:

$$\mu_{\text{massique}}(\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}) = \frac{\mu(\text{cm}^{-1})}{\rho(\text{g}\cdot\text{cm}^{-3})} \tag{1.10}$$

permet de déterminer, pour chaque énergie initiale du photon partant du sol son libre parcours moyen et la loi d'atténuation pour l'ensemble des photons à cette énergie :

$$I(x) = I(0)e^{-\mu x} \tag{1.11}$$

où $I(0)$ est l'intensité des photons au départ et $I(x)$ l'intensité des photons après avoir traversé une épaisseur x. La probabilité qu'un photon traverse une épaisseur x sans intéragir s'écrit :

$$\frac{\text{nombre de photons transmis}}{\text{nombre de photons incidents}} = \frac{I(0)e^{-\mu x}}{I(0)} = e^{-\mu x} \tag{1.12}$$

On en déduit donc que le libre parcours moyen vaut :

$$\lambda(\text{m}) = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \tag{1.13}$$

Pour l'air sec (Fig.1.7), ρ=1.205$\times$10^{-3} g·cm^{-3}. Calculons le libre parcours moyen d'un photon d'énergie 1 MeV : (μ/ρ=6·10^{-2} cm^2·g^{-1}) donc μ=7.23$\times$10^{-5} cm^{-1} et λ=1.38$\times$10^4 cm soit 138 m.

Si on se place du point du détecteur, l'efficacité intrinsèque (soit la probabilité qu'un photon interagisse) s'écrit :

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = 1 - e^{-\mu x} \tag{1.14}$$

Et l'efficacité absolue, qui tient compte de l'angle solide de détection :

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \frac{\Omega}{4\pi}\varepsilon_{\text{int}} \tag{1.15}$$

Ces notions d'atténuation revêtent une grande importance lors du calcul de l'activité des sources avec un système aéroporté ou lorsque les sources sont blindées. En effet, les flux photoniques, en fonction de l'épaisseur et du type de matériau traversé peuvent être grandement atténués. La Fig.1.8 présente les courbes d'atténuation massiques pour 6 matériaux différents pour des photons entre 1 keV et 3 MeV (énergies rencontrées en spectrométrie gamma embarquée).

1.2.2.1 Atténuation par effet photoélectrique

L'effet photoélectrique prédomine pour des photons d'énergie inférieure à 100 keV dans des matériaux légers et 300 keV pour des matériaux lourds. Il représente la disparition complète du photon lors d'une collision avec un électron d'un atome. Ce processus peut se produire dès lors que l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron (E_b). Le coefficient d'atténuation photoélectrique

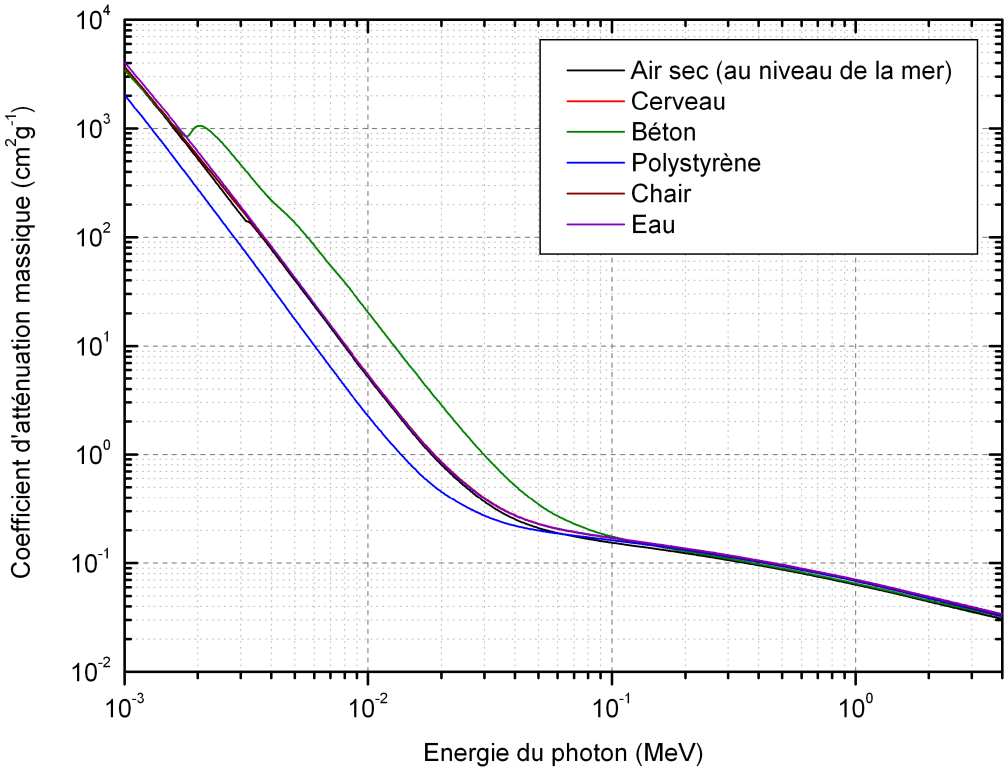


FIGURE 1.8 – Courbe d'atténuation massique comparée pour plusieurs matériaux [ICR89]

évoluera donc de façon discontinue suivant que l'énergie du photon lui permet d'arracher un électron des couches K, L, M... Le réarrangement du cortège électronique à la suite de l'émission de l'électron entraîne une émission de rayons X ou d'électrons d'Auger. A partir de quelques dizaines de keV, l'effet photoélectrique se produit essentiellement avec la couche K. Le coefficient d'atténuation photoélectrique massique s'exprime sous la forme :

$$\sigma_{PE} \propto Z^5 \, E^{-n} \tag{1.16}$$

avec n variant de 3 (pour E < 0.5 MeV) à 1 (pour E $\approx$ 2 MeV).
Après cet événement, l'atome subit un réarrangement au cours duquel, soit un photon de fluorescence est émis, soit un électron est éjecté avec une énergie cinétique T_e. Ce processus à effet de seuil ne se produit que si $E \geq B_e$ (énergie de liaison des élections dans l'atome).

$$T_e = E - B_e \tag{1.17}$$

1.2.2.2 Diffusion Compton

L'effet Compton est basé sur le comportement corpusculaire du photon incident et de sa diffusion inélastique sur les électrons de l'atome. Ces électrons peuvent être décrits comme quasi-libres : en pre-

mière approximation, leurs énergies de liaison n'affectent pas leurs interactions et peuvent être négligées dans les calculs. Après l'interaction, le photon est diffusé selon l'angle θ par rapport à la direction incidente, l'électron reculant selon l'angle ϕ . Dans ce processus, la part de l'énergie initiale transmise à l'électron est absorbée au voisinage du point d'interaction. L'énergie diffusée E' pourra donner lieu à d'autres diffusions Compton.

La conservation de l'énergie donne :

$$E = E' + T_e \tag{1.18}$$

En utilisant les lois de conservation de l'impulsion, l'énergie du photon diffusé est :

$$E' = \frac{E}{1 + \mathcal{E}(1 - cos\theta)} \tag{1.19}$$

avec $\mathcal{E} = \frac{E}{E_0}$ où $E_0 = 0,511$ MeV est au repos de l'électron.

On déduit l'énergie de l'électron Compton :

$$T_e = \frac{\mathcal{E}(1 - cos\theta)}{1 + \mathcal{E}(1 - cos\theta)} E \xrightarrow{\theta=\pi} T_{e,max} = \frac{2\mathcal{E}}{1 + 2\mathcal{E}} E \tag{1.20}$$

Pour $\theta = \pi$ le photon incident est rétrodiffusé et son énergie est minimale :

$$E'_{min} = E - T_{e,max} = \frac{E}{1 + 2\mathcal{E}} \tag{1.21}$$

Les angles de diffusion de l'électron et du photon sont reliés pour par la relation suivante :

$$\cot\phi = (1 + \mathcal{E}) \tan\frac{\theta}{2} \tag{1.22}$$

Les calculs des sections efficaces théoriques imposent d'utiliser pour l'électron la théorie relativiste de Dirac et les équations de Klein et Nishina. La section efficace différentielle par angle solide et par électron en fonction de l'énergie E d'un photon incident et de l'angle de diffusion θ est :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left[\left(\frac{E'}{E}\right) + \left(\frac{E}{E'}\right) - \sin^2\theta\right] \tag{1.23}$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron (2.8 fm). Aux faibles énergies, $E'/E_0 << 1$, on retrouve la section efficace différentielle de diffusion Thomson :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} = \frac{r_0^2}{2}\left(1 + \cos^2\theta\right) \tag{1.24}$$

La section efficace intégrée est :

$$\sigma_C = 2\pi r_0^2 \left\{\frac{1 + \mathcal{E}}{\mathcal{E}}\left[\frac{2 + 2\mathcal{E}}{1 + 2\mathcal{E}} - \frac{\ln(1 + 2\mathcal{E})}{\mathcal{E}}\right] + \frac{\ln(1 + 2\mathcal{E})}{2\mathcal{E}} - \frac{1 + 3\mathcal{E}}{(1 + 2\mathcal{E})^2}\right\} \tag{1.25}$$

La probabilité pour qu'un photon interagisse avec un atome est proportionnelle au nombre d'électrons

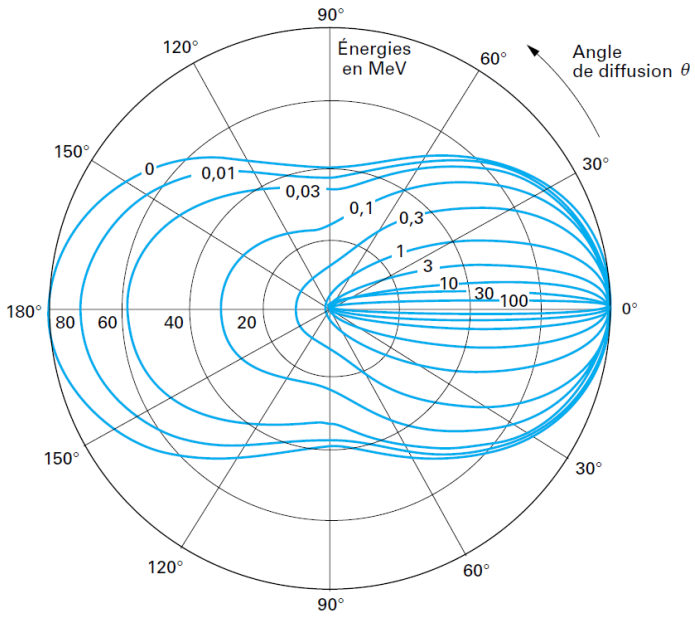


FIGURE 1.9 – Section efficace différentielle (en millibarns) de diffusion Compton en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion [Bou98]

Z. Pour un matériau donné, cette probabilité est proportionnelle à la densité d'électrons. Or la masse atomique A est approximativement proportionnelle au numéro atomique Z. L'effet Compton, pour une énergie donnée, est donc approximativement proportionnel à la densité du matériau.

$$\sigma_C \propto \frac{Z}{E} \tag{1.26}$$

L'énergie du photon incident se répartit entre l'énergie cinétique de l'électron, qui est absorbée par le milieu caractérisé par une la section efficace σ_a, et l'énergie du photon diffusé caractérisé par la section efficace σ_d, qui peut s'échapper du milieu. On peut ainsi écrire :

$$\sigma_C = \sigma_a + \sigma_d \tag{1.27}$$

Dans le cas où le photon diffusé s'échappe du milieu, l'énergie apportée dans le milieu varie de 0 à $T_{e,max}$ suivant l'angle de diffusion. Cela donne naissance au plateau Compton observé dans les spectres gamma.

1.2.2.3 Création de paires

Lorsqu'un photon d'énergie supérieure à deux fois l'énergie de l'électron au repos E_0 pénètre dans le champ coulombien d'un noyau, alors celui ci peut disparaître en générant un positron et un électron. Le positron s'annihile très rapidement par la rencontre d'un électron pour produire deux photons d'énergie égale à E_0. Les lois de conservation du moment cinétique font que ces deux photons sont émis dans des directions opposées. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = 2E_0 + T_{e^+} + T_{e^-} \tag{1.28}$$

où T_{e^-} et T_{e^+} sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron.

Aux énergies étudiées en spectrométrie gamma aéroportées, comprises entre 0,04 et 3 MeV, la probabilité de création de paires est très faible. Le coefficient d'atténuation par matérialisation augmente linéairement selon le logarithme de l'énergie incidente et le carré du numéro atomique du matériau traversé $\sigma_{e^+e^-} \propto Z^2 \ln E$ selon l'équation :

$$\sigma_{\text{paire}} = \begin{cases} \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln\left(\frac{2E}{E_0}\right) - \frac{218}{27}\right] & \text{si } 2E_0 << E << \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3}, \\ \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln\left(183 \cdot Z^{-1/3}\right) - \frac{2}{27}\right] & \text{si } E >> \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3}. \end{cases} \tag{1.29}$$

avec $\alpha = 1/137$ la constante de structure fine.

1.2.2.4 Autres interactions possibles

D'autres phénomènes d'interaction rayonnement-matière existent, mais contribuent très peu à la section efficace totale à nos énergies (30 keV - 3 MeV).

Diffusion Thomson Cette interaction contribue relativement peu au coefficient d'atténuation total à basse énergie. Cette diffusion élastique est la limite à basse énergie de la diffusion Compton, où les photons de faible énergie diffusent sur un électron quasi-libre. L'énergie de liaison doit être négligeable devant l'énergie du photon et son transfert d'énergie.

Diffusion Rayleigh La diffusion Rayleigh est une diffusion élastique cohérente sur un électron lié, dans laquelle pratiquement aucune énergie est perdue par le photon. La diffusion se fait essentiellement vers l'avant. A nos énergies, sa contribution relative au coefficient d'absorption massique dans l'air s'élève à 10^{-4} (Fig.1.7).

1.3 ... et atteignent le détecteur

Les électrons (ou positrons) produits dans le détecteur vont déposer leur énergie dans le compteur et générer une tension qui traduit le passage du photon. La hauteur du signal électrique est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Puisque l'objectif final est de mesurer l'énergie du photon incident, la question qui vient naturellement est la suivante : le signal en sortie est-il proportionnel à l'énergie de la particule incidente ? Il faut étudier les interactions du photon et qu'est-ce qu'il advient de son énergie pour y répondre.

1.3.1 Le détecteur

La détection de rayonnements ionisants par scintillation est une des plus anciennes techniques connues. Le processus de scintillation reste l'une des méthodes les plus utiles pour la détection et la

spectrométrie d'une vaste gamme de rayonnement.

Un scintillateur idéal devrait posséder les caractéristiques suivantes :

1. Convertir l'énergie cinétique des particules chargées en lumière détectable avec une haute efficacité de scintillation.
2. Cette conversion doit être linéaire, ie le rendement lumineux doit être proportionnel à l'énergie déposée sur une plage aussi grande que possible.
3. Le milieu doit être transparent à la longueur d'onde de la scintillation produite, pour assurer une bonne collection.
4. Le temps de décroissance induit par cette scintillation doit être court, pour que de rapides signaux puissent être générés.
5. Le matériau doit être de bonne qualité optique et de taille suffisante.
6. Son index de réfraction doit être proche de celui du verre ($\approx$ 1.5) pour permettre un couplage efficace avec le tube photomultiplicateur.

Aucun matériau ne satisfait tous ces critères simultanément, et le choix d'un scintillateur est toujours un compromis entre ces facteurs. Les scintillateurs les plus répandus incluent des inorganiques halogénures alcalins (l'iodure de sodium est le favori), et les liquides et plastiques organiques. Les scintillateurs inorganiques ont les meilleurs rendements lumineux et linéarité, mais ont un temps de réponse relativement grand. Les scintillateurs organiques quant à eux sont plus rapides mais ont un rendement lumineux plus faible. L'usage qui va en être fait va donc être déterminant. Les hautes valeurs de Z et la haute densité des cristaux inorganiques jouent en leur faveur pour la spectrométrie gamma. En revanche, les scintillateurs organiques sont préférés pour la spectroscopie β et la détection de neutrons rapides (à cause de leur teneur en hydrogène).

Le processus de *fluorescence* est l'émission rapide de lumière visible par un matériau excité. La *phosphorescence* correspond à une émission à une plus grande longueur d'ondes que la fluorescence, et avec un temps caractéristique plus long. Il existe aussi la fluorescence retardée, avec un temps plus long que la fluorescence prompte. Pour être un bon scintillateur, un matériau doit favoriser les fluorescences promptes dans la plage énergétique des radiations incidentes. Nous allons nous attarder sur le mode pulse des scintillateurs, car les temps de mise en forme du signal sont réglés plus petits que les temps de fluorescence retardée ou de phosphorescence. La lumière à long temps de vie est statistiquement étalée entre les pulses de signal et arrive sur le tube photomultiplicateur comme un photon unique qui bien souvent ne peut être distingué du bruit de fond.

1.3.1.1 Mécanismes de scintillation dans les cristaux inorganiques avec activateurs

Les mécanismes de scintillation d'un scintillateur inorganique peuvent être décrits en termes de bandes d'énergies interdites et autorisées du cristal. Les atomes ont des états électroniques d'énergie discrète, représentées par des lignes. Dans un cristal, en revanche, ces états d'énergies sont étalés en bandes (Fig 1.10). Lorsque le cristal pur est au repos, la bande d'énergie autorisée la plus haute est complètement remplie d'électrons. Elle est appelée *bande de valence*. La bande autorisée au-dessus d'elle est en revanche vide de tout électron dans l'état au repos. Elle est appelée *bande de conduction*.

Un électron peut obtenir de la part d'un rayonnement incident assez d'énergie pour atteindre cette bande de conduction et peut se mouvoir n'importe où dans la matrice cristalline. Il laisse alors un trou dans la bande de valence qui peut aussi se mouvoir.

Le gap énergétique entre les bandes de conduction et de valence est de 8 eV. Cela signifie donc que la désexcitation d'un cristal pur passe par l'émission d'un photon de 8 eV, correspondant à une longueur d'onde de 1.55×10^{-7} m (155 nm), bien en dehors du domaine du visible. Le spectre du visible s'étend de 400 nm (violet), ie 3 eV, à 700 nm (rouge), ie 2.8 eV. L'efficacité de scintillation est alors très faible. Pour accroître la probabilité d'émission d'un photon visible pendant le processus de désexcitation, de faibles quantités d'impuretés sont introduites dans le cristal. Ces impuretés, appelées *activateurs*, créent des sites spéciaux dans la matrice cristalline. Sur ces sites, des niveaux d'énergie sont créés dans la bande interdite et les électrons ont alors la possibilité de se désexciter en passant par ces états. Comme l'écart énergétique entre les différents niveaux de l'activateur est plus faible que l'écart entre la bande de conduction et la bande de valence, les transitions peuvent émettre des photons dans le visible (entre 2.8 et 3 eV) et servir de base au processus de scintillation.

Lorsqu'une particule de haute énergie traverse le milieu de détection, elle forme un nombre important de paires électrons-trous résultant de l'excitation des électrons de la bande de valence et de leur passage dans la bande de conduction. Le trou positif va rapidement se déplacer sur un site occupé par l'activateur et l'ioniser : l'énergie d'ionisation de l'activateur étant inférieure à celle du cristal, la vacance de la bande de valence sera comblée par un électron du niveau de base d'un site de l'activateur. Pendant ce temps, l'électron passé dans la bande de conduction va se déplacer dans la matrice jusqu'à trouver un activateur ionisé. Il sera alors capturé, créant à nouveau un site neutre mais dans un état énergétique excité (comme représenté Fig 1.10 par les lignes dans le gap énergétique). Si l'état énergétique de l'activateur ainsi créé a une transition autorisée vers son niveau de base, la désexcitation va avoir lieu très rapidement avec l'émission d'un photon, qui sera dans le visible si l'activateur est choisi judicieusement. Le temps de vie d'un tel processus est de l'ordre de 10^{-7} s. Le temps de migration de l'électron est beaucoup plus court, et on peut considérer que seul le temps de désexcitation est caractéristique de la scintillation.

D'autres processus peuvent être en compétition avec le processus précédent. Par exemple, l'électron capturé par un activateur peut créer un état excité pour lequel la transition à l'état de base est interdit. De tels états requièrent alors de l'énergie supplémentaire pour atteindre un état énergétique pour lequel la transition est autorisée. Une source possible de cette énergie est l'agitation thermique, et la fraction de lumière en résultant est appelée *phosphorescence*. C'est une source significative de bruit de fond, ou *afterglow* dans le détecteur.

Une troisième capture de l'électron de la bande de conduction par l'activateur existe. Certaines transitions sans rayonnement sont possible entre différents états excités, et dans ce cas aucun photon visible n'est émis. Ces mécanismes entraînent une perte dans la conversion en lumière de scintillation et le phénomène est appelé *quenching*.

Quelques fois, l'énergie cédée à l'électron n'est pas suffisante pour le faire passer dans la bande de conduction, et il reste lié électrostatiquement au trou qu'il laisse dans la bande de valence. Cette

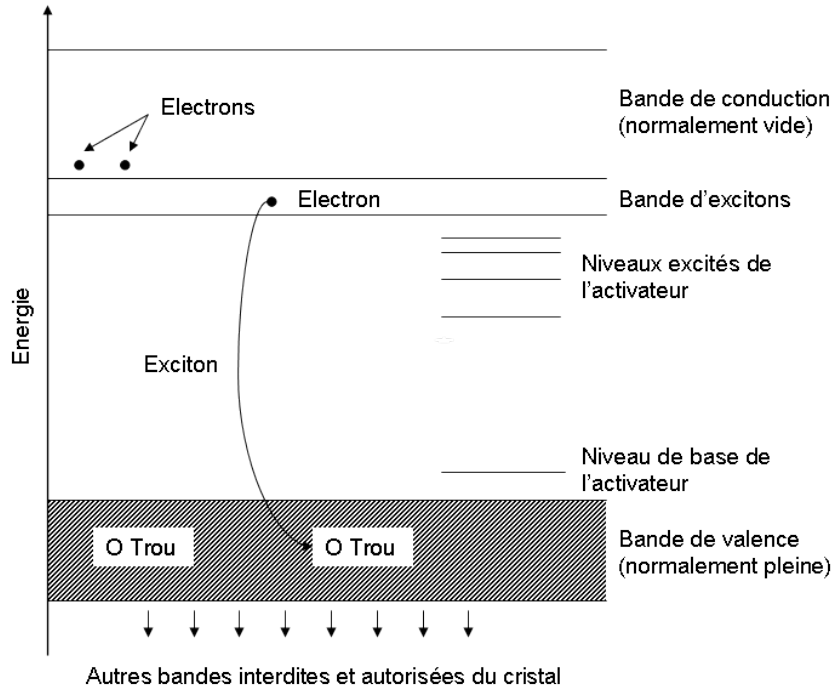


FIGURE 1.10 – Processus de scintillation avec activateur

paire électron-trou (aussi appelée *exciton*) forme une fine bande intermédiaire, dont le niveau supérieur coïncide avec le niveau inférieur de la bande de conduction, comme représenté en Fig.1.10. Cette étroite bande énergétique a une largeur de 1 eV. Ces excitons sont libres de bouger dans la matrice cristalline jusqu'à ce qu'ils trouvent un site activateur. Dans ce cas, la lumière de scintillation est produite par des processus similaires à ceux exposés précédemment. Ainsi, le processus complet de scintillation se décompose en 6 étapes :

1. le rayonnement ionisant traverse le cristal
2. des électrons sont élevés dans la bande de conduction
3. des trous sont créés dans la bande de valence
4. des excitons se forment
5. les centres activivateurs sont activés par l'absorption d'électrons, trous et excitons
6. la désexcitation est suivie par l'émission de photons

1.3.1.2 Caractéristiques du NaI(Tl)

En 1948, Robert Hofstadter [Hof48] démontra qu'un cristal de iodure de sodium dopé au thallium produit une scintillation plus importante que les matériaux organiques étudiés jusque là. Cet évènement ouvrit la voie à une nouvelle ère de spectrométrie gamma. Ce matériau domine toujours le marché, plus de 60 ans après sa première utilisation, ce qui est assez remarquable. Bien que de nouveaux matériaux inorganiques de scintillation existent, offrant un meilleur rendement, une meilleur résolution en énergie ou un temps mort moindre, le NaI(Tl) a toujours les faveurs de la spectrométrie embarquée en raison de

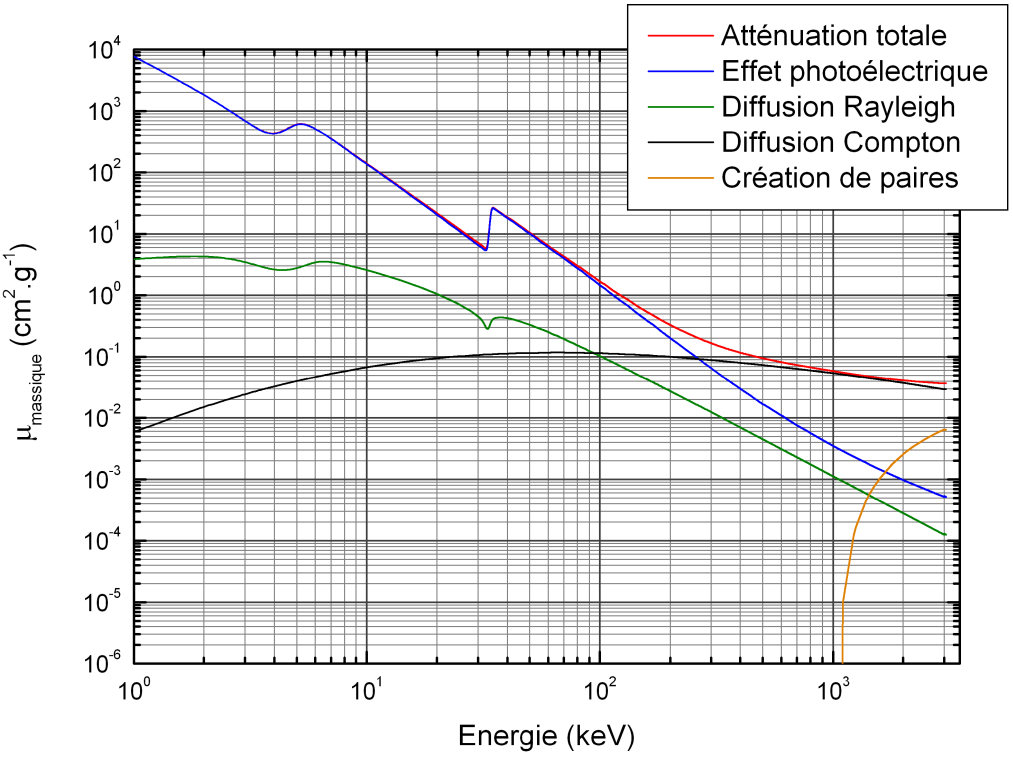


FIGURE 1.11 – Courbe d'atténuation massique du NaI(Tl) [BC]

son coût plus bas et de sa maîtrise technologique.

Pour l'iodure de sodium, la création d'une paire électron-trou engendre la perte de 20 eV environ pour le rayonnement incident. Pour un photon de 1 MeV, 50 000 paires sont ainsi créées. Des déterminations expérimentales ont montré que l'efficacité de scintillation de l'iodure de sodium activé au thallium se situait autour de 12 %. Une énergie déposée de 1 MeV produira donc 120 keV d'énergie lumineuse, soit 40 000 photons d'énergie moyenne de 3 eV. On aura création de 8 photons pour 10 paires électron-trou [KH70], [Mur70]. La courbe d'atténuation massique pour le NaI(Tl) est représentée en Fig.1.11.

Le rendement lumineux du NaI(Tl) excité par des électrons rapides ou des rayonnements gamma est d'environ 40 000 photons par MeV d'énergie déposée. Cette valeur classe depuis des années ce matériau comme le matériau le plus brillant pour les scintillateurs communs, et de nombreuses caractérisations d'autres matériaux scintillants sont présentés par rapport au NaI(Tl). L'efficacité de scintillation est renforcée par dopage au thallium selon une fraction molaire de 0,001. Ainsi la principale propriété du NaI(Tl) est son excellent rendement lumineux. Sa réponse aux électrons et aux rayonnements gamma est sensiblement linéaire sur une plage énergétique comprise entre 10 keV et 2 MeV.

L'iodure de sodium étant hygroscopique, il se détériore au contact de l'humidité de l'air ; aussi est-il

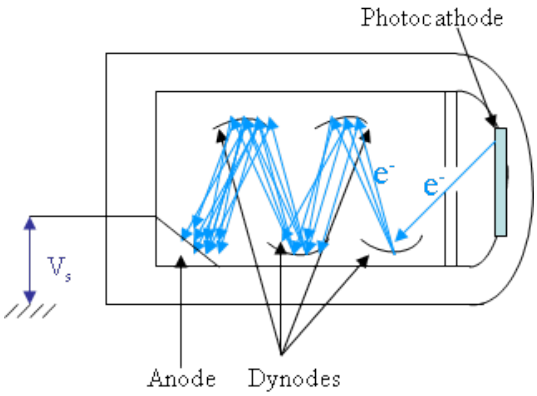


FIGURE 1.12 – Fonctionnement d'un tube photo-multiplicateur

nécessaire de confiner les cristaux dans un container étanche. Il est également nécessaire de protéger les cristaux des chocs mécaniques et thermiques. Les caractéristiques [2] physiques de l'iodure de sodium sont résumées dans le tableau 1.1 :

Densité	3.67
Longueur d'onde maximale d'émission (nm)	415
Indice de réfraction	1.85
Constante de décroissance (ns)	230
Flux lumineux (photons/MeV absorbé)	38000
Efficacité de scintillation absolue (%)	11.3
Evolution du rendement avec la température	-0.1 à -0.15 % par ˚C

TABLE 1.1 – Caractéristiques du NaI(Tl), données Saint-Gobain

Collection des photons lumineux Lorsqu'un rayonnement traverse le cristal, on cherche à collecter au moyen de tubes photomultiplicateurs (Fig.1.12) le maximum de l'intensité lumineuse de scintillation émise de façon isotrope. Deux phénomènes réduisent le rendement :

- l'autoabsorption du rayonnement de scintillation par le cristal,
- les conditions de réflexion à l'interface entre le cristal et le conteneur.

L'autoabsorption du rayonnement de scintillation par le cristal peut s'avérer non négligeable pour des volumes importants, typiques en spectrométrie aérienne.

Les conditions de réflexion à l'interface entre le cristal et le conteneur conditionnent le rendement de collection. Le rayonnement de scintillation est émis de façon isotrope dans le cristal, aussi, seule une fraction parvient à la photocathode des tubes photomultiplicateurs sans subir de réflexions sur les parois du cristal. Le reste des photons peut néanmoins être collecté après une ou plusieurs réflexions. On définit θ_c comme l'angle critique pour lequel tout photon parvenant à la surface du scintillateur avec un angle

2. http ://www.detectors.saint-gobain.com/NaI(Tl).aspx

supérieur par rapport à la normale sera réfléchi :

$$\sin\theta_c = \frac{n_1}{n_0} \tag{1.30}$$

Pour réfléchir le maximum de lumière, le détecteur doit être entouré d'un milieu d'indice n_1 très inférieur à celui du scintillateur n_0. On utilise pour cela des réflecteurs tels que des surfaces métalliques polies ou des réflecteurs diffus tels que l'oxyde de magnésium ou l'oxyde d'aluminium. Ces perturbations engendrent des variations spatiales dans la collection des photons lumineux. Le taux de collection sera d'autant plus faible que le processus de scintillation aura lieu loin de la photocathode. Un schéma du détecteur heliporté est présenté en Fig.1.13. Le détecteur d'une balise fixe suit les mêmes principes, mais avec un seul cristal.

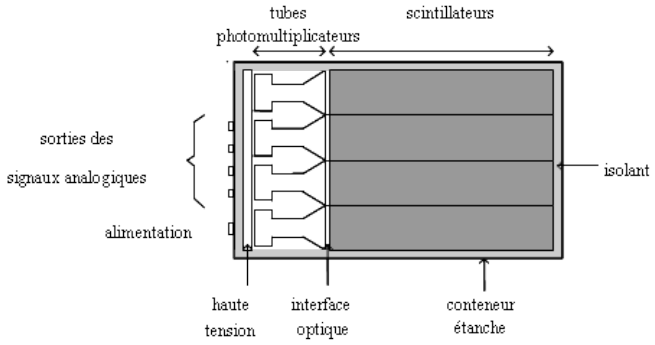


FIGURE 1.13 – Schéma du détecteur aéroporté

Dépendance temporelle de l'émission des photons Les photons sont émis par la décroissance des états excités. Leur émission dépend donc des périodes de décroissance de ces états. Les expérimentations montrent que l'émission de lumière suit une loi de décroissance radioactive :

$$N(t) = N_0 e^{-t/T} \tag{1.31}$$

avec

N(t) le nombre de photons émis à l'instant t

T période de décroissance radioactive (230 ns pour NaI(Tl))

La plupart des états excités du scintillateur ont la même période T. Cependant, certains états peuvent avoir des périodes plus longues et engendrer l'afterglow du scintillateur.

Dans un système de comptage intégrant un scintillateur, la lumière produite dans le cristal est amplifiée dans un photomultiplificateur et transformée en un courant électrique ayant le comportement exponentiel donné en Eq.1.31.

Résolution du détecteur Même dans le cas où chaque particule dépose exactement la même quantité d'énergie dans le détecteur, la distribution des pics ne sera pas un Dirac. A la place, on obtiendra une

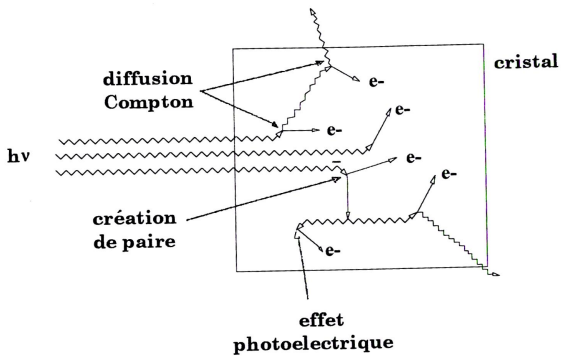


FIGURE 1.14 – Interactions dans le volume de détection [Gui96]

distribution avec une certaine largeur, due aux effets suivants :

1. fluctuations statistiques des nombres de charges produites dans le détecteur,
2. bruit électronique du détecteur même et de l'étage d'amplification,
3. collection incomplète des charges.

1.3.2 Le signal en sortie

Les détecteurs couramment utilisés en spectrométrie gamma aérienne sont composés de cristaux d'iodure de sodium de forme parallélépipédique (10,16 x 10,16 x 40,64) cm^3. A ces détecteurs sont associés un ensemble comprenant des tubes photomultiplicateurs et une chaîne de mise en forme et de codage des impulsions. Ces dimensions sont de l'ordre du libre parcours des rayonnements gamma dans le cristal donc celui-ci ne peut absorber la totalité des gamma incidents. Aux énergies inférieures à 3 MeV, (où la production de paire est négligeable) le spectre de réponse de la chaîne de mesure sera donc principalement composé d'un pic d'absorption totale et d'un continuum de diffusion Compton (Fig.1.14).

Le continuum de simple diffusion représente la distribution énergétique des électrons issus d'une diffusion unique dans le cristal. La limite énergétique supérieure du continuum (appelé front Compton) et le pic d'absorption totale sont séparés par un creux de comptage dont la largeur est fixée par l'équation (2.3) et dont la valeur maximale est de 0,256 MeV. Le rapport entre l'aire du pic d'absorption et le continuum diminue lorsque l'énergie des particules incidentes augmente. En effet, plus l'énergie incidente est basse et plus est élevée la probabilité d'absorption totale. A très basse énergie (< 0,1 MeV) le continuum de diffusion disparaît même au profit d'une absorption totale. A moyenne et haute énergie, la possibilité de multiples diffusions Compton suivies par la fuite du photon diffusé peut produire un dépôt d'énergie supérieur au front Compton. Ces diffusions multiples comblent la plage énergétique entre la limite supérieure du continuum de diffusion et le pic photoélectrique (partie rouge de Fig.1.15). On peut voir apparaître sur ce spectre expérimental de ^{137}Cs les zones caractéristiques. Outre les pics d'absorption totale et le front Compton, on distingue la zone à basse énergie, terminée par le pic de rétrodiffusion, constituée des photons réfléchis par l'environnement de la mesure.

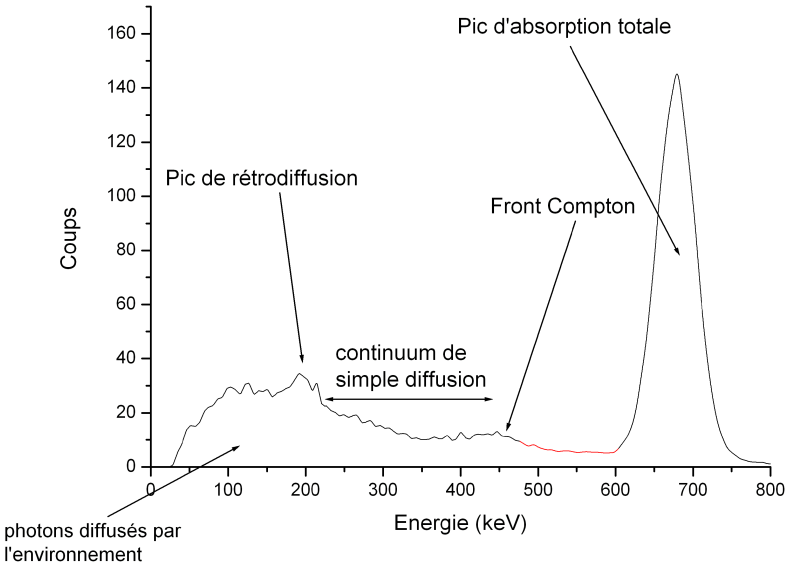


FIGURE 1.15 – Spectre expérimental de ^{137}Cs, acquis durant 1 seconde avec un NaI(Tl) de 16L

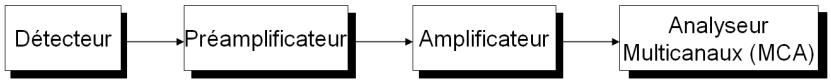


FIGURE 1.16 – Schéma simplifié de l'électronique de la chaîne d'acquisition en spectrométrie γ

La réponse réelle d'un détecteur dépendra de sa taille, sa forme, sa composition et du rayonnement incident. D'une façon générale, la fonction réponse est trop compliquée pour être prédite simplement et on doit avoir recours à des simulations (par exemple par méthode de Monte-Carlo) prenant en compte toutes les conditions expérimentales.

Un (tout) petit peu d'électronique L'avènement des spectromètres numériques, chargés de mettre en forme le signal, fut la plus grande avancée technologique des ces dernières années en spectrométrie gamma embarquée. Auparavant, la chaîne d'acquisition se présentait comme suit (Fig.1.16) :

1. Le préamplificateur collecte les charges et fournit un couplage optimisé entre la sortie du détecteur (tube PM) et le reste de la chaîne de comptage.
2. L'amplificateur extrait l'information de hauteur du pic en effectuant une mise en forme du signal.
3. Le MCA qui mesure cette hauteur en utilisant un Analog-to-Digital-Converter (ADC) et la stocke en mémoire.

Ces étapes étaient réalisées analogiquement, c'est-à-dire en travaillant sur les tensions mesurées, ce qui présentait plusieurs inconvénients. Le signal en sortie pouvait être complètement saturé si de trop hauts taux de comptage étaient rencontrés, car le MCA ne suivait plus et n'arrivait plus à trier les pulses. La calibration en énergie (ie la courbe de conversion keV/canal) se dégradait et nécessitait de refaire une

stabilisation régulièrement.

Depuis, les *DSP* (Digital Signal Processors) sont entrés en jeu et accomplissent les même fonctions sur le modèle digitalisé du pulse du préamplificateur. Cela nécessite un ADC extrêmement rapide, et permet de digitaliser toute la montée et descente du pulse avec une résolution de 14 bits (contre 8-10) et un taux d'échantillonnage de 10 MHz (donc on mesure la hauteur du pulse toutes les 0,1 μs). Cela permet de traiter jusqu'à 250 000 coups par voie (ie par cristal) avant une quelconque dégradation et de faire les opérations mathématiques sur les digits. Les avantages de cette technologie sur l'analogue sont :

1. meilleure stabilité face à la température : une fois digitalisé, toutes les opérations sur le pulse sont indépendantes de la température,
2. meilleur débit car les digitalisations et filtrages sont plus rapides,
3. stabilité de la résolution en présence de forts taux de comptage,
4. amélioration de la stabilité de la position des pics.

1.3.3 Le résultat : un spectre typique d'une mesure dans l'environnement

Un photon émis en surface ou dans le sol peut être diffusé successivement par le sol, l'atmosphère et les équipements entourant le détecteur (hélicoptère, container de vol,...). Ces diffusions génèrent un fond de diffusion réparti sur l'ensemble des énergies inférieures à l'énergie d'émission de la source et dont l'intensité peut être supérieure à celle du pic d'absorption totale. Ce fond continu est caractérisé par un pic de rétrodiffusion, situé entre 0,18 et 0,23 MeV, qui représente la contribution des photons diffusés par l'environnement avec un angle de diffusion proche de 180˚. Les photons ayant dépassé l'altitude de détection puis subi une rétrodiffusion par l'atmosphère constituent une proportion importante de ce pic.

Même dans le cas simple d'une émission monoénergétique, le spectre mesuré possède un profil complexe, généré par une somme d'interactions d'origines diverses. Les mesures effectuées en vol sont composées d'une somme de profils spectraux incluant les familles naturelles (^{40}K, ^{238}U et ^{232}Th), plus la présence éventuelle de radioéléments artificiels. Le profil spectral global est par conséquent très complexe, ce qui rend son interprétation délicate.

La partie précédente a permis d'appréhender la réponse du détecteur pour un rayonnement incident monoénergétique. En réalité, la grande distance séparant la source du détecteur engendre un flux incident beaucoup plus complexe. Pour les spectres enregistrés en altitude, le fond continu sera représentatif des phénomènes de diffusion et d'absorption totale dans le volume de détection et de l'interaction du rayonnement émis avec l'environnement (Fig.1.17). Le Site 2, utilisé ici, est détaillé dans le Chapitre 2.

Les difficultés d'analyse se résument à contourner le problème de la basse résolution du détecteur et d'extraire les signaux présents du fond de diffusion. Lorsqu'on compare les spectres NaI(Tl) et HPGe (Fig.1.18), la différence de résolution mais aussi d'efficacité est évidente.

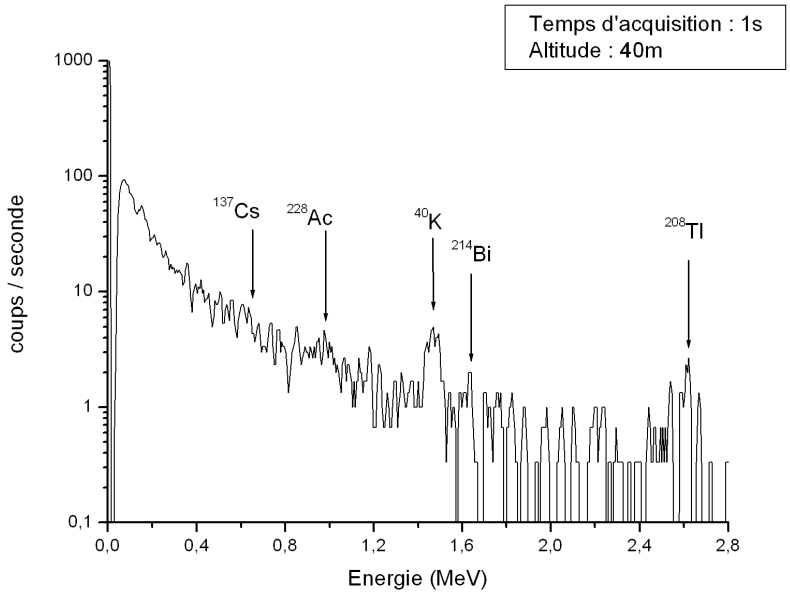


FIGURE 1.17 – Exemple d'un spectre de bruit de fond en France (Site 2) acquis à 40m

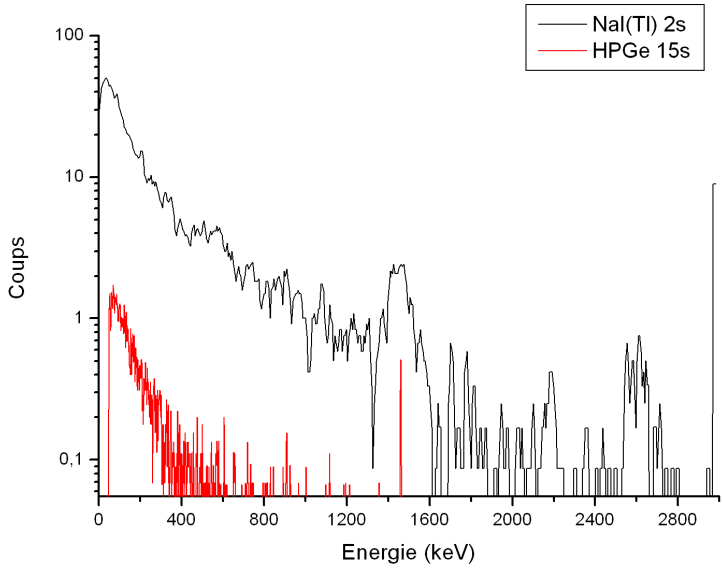


FIGURE 1.18 – Comparaison d'un spectre environnemental acquis avec un détecteur NaI(Tl) sur 2s et HPGe sur 15s (Site 2)

1.4 Notions de Seuil de Décision (SD) et Limite de Détection (LD)

Les notions de « seuil de décision » et de « limite de détection » utilisées dans la suite du manuscrit ont pour but de répondre à deux questions :

Seuil de décision (SD) : est-ce que le comptage net est significatif ?

Limite de détection (LD) : quel est le comptage minimum que je peux détecter avec un certain degré de confiance ?

D'autres termes en découlent, par exemple l'activité minimale détectable (quelle est l'activité minimale que je peux détecter avec un certain degré de confiance). Ces notions sont considérées en détail dans [Cur68] et [Tso95a], et appliquées ici à la spectrométrie gamma embarquée.

1.4.1 Seuil de décision (SD) - « est-ce que le comptage net est significatif ? »

1.4.1.1 Considérations statistiques

Après que l'aire d'un pic ait été mesurée, il est important d'établir sa signification statistique. Un pic n'a aucune signification statistique s'il est perdu dans le bruit de fond : son aire seule ne peut pas être uniquement considérée, il faut aussi prendre en compte les incertitudes sur le bruit de fond. Si un

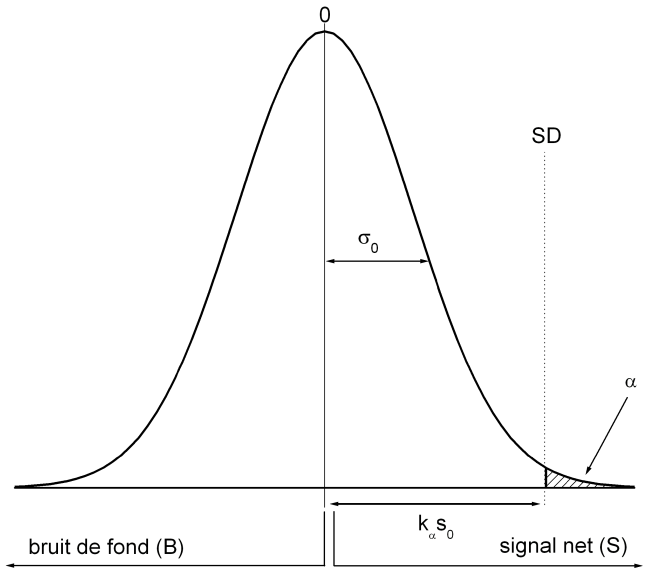


FIGURE 1.19 – Définition du seuil de décision

échantillon ne contenant aucune radioactivité est mesuré un grand nombre de fois, la série des coups mesurés (coups de bruit de fond) sera distribué autour de 0 suivant une gaussienne, comme représenté en Fig.1.19. L'écart-type (ou déviation standard) de cette distribution sera appelée σ_0.

Comment pouvons-nous décider si un rayonnement mesuré proche de 0 est vraiment 0 ou représente un « vrai coup positif » ? Il doit y avoir un certain niveau, que nous pouvons appeler un **seuil de décision**

au delà duquel nous pouvons être confiant, à un certain degré, que le comptage net est valide. Nous pouvons ainsi décider que pour un nombre de coups N :

- si $N > k_\alpha \times \sigma_0$, le comptage est statistiquement significatif,
- si $N \leq k_\alpha \times \sigma_0$, le comptage n'est pas significatif.

Le facteur k_α sera sélectionné pour fournir un degré de confiance. Par exemple, on peut considérer comme acceptable que si un taux de comptage vaut SD, on a 1 chance sur 20 (soit 5 %) de le considérer comme dû à un rayonnement alors que rien n'est présent. En termes statistiques, $\alpha = 0.05$ et pour une distribution à une queue (ie on ne considère que les nombres de coups positifs), $k_\alpha = 1.645$. Et donc :

$$SD = 1.645\,\sigma_0 \tag{1.32}$$

En pratique, si le taux de comptage est supérieur à SD, on peut dire que l'activité a été détectée et on peut légitimement utiliser cette valeur avec le taux de confiance associé. Le Tableau 1.2 présente les différentes valeurs de k_α en fonction de l'intervalle de confiance désiré. L'annexe A.3 détaille les calculs de l'intégrale de la gaussienne.

Intervalle de probabilités α	Distribution 1-queue	Distribution 2-queues	k_α
0.1587	84.13	68.27	1.0
0.1	90.00	80.00	1.282
0.05	95.00	90.00	1.645
0.025	97.50	95.00	1.96
0.02275	97.73	95.45	2.00
0.01	99.00	98.00	2.326
0.00621	99.38	98.75	2.5
0.005	99.50	99.00	2.576
0.00135	99.87	99.73	3.0

TABLE 1.2 – Valeurs de k_α pour différents degrés de confiance

1.4.1.2 Application pratique à la spectrométrie gamma

Un pic d'absorption total présent dans le spectre est modélisé analytiquement suivant l'équation suivante :

$$Y(x) = A \cdot \exp\left[-\frac{\left(x - \bar{x}^2\right)}{2\sigma^2}\right] + B \tag{1.33}$$

où :

- $A, \bar{x}, \sigma$: caractéristiques de la gaussienne (amplitude, centroïde, largeur)
- B : fond de diffusion (souvent modélisé par un polynôme $\alpha x^2 + \beta x + \gamma$).

L'intégrale de la Gaussienne (S_{pic}) vaut :

$$S_{pic} = \sqrt{2\pi} A \cdot \sigma \tag{1.34}$$

A partir de ces notions, nous allons déterminer le seuil de détection, ie le seuil à partir duquel un pic est déclaré détecté alors qu'il n'existe pas (pseudo-pic) au risque α près.

Notion de largeur optimale : intervalle $[X - a\,;\ X + a]$

$$Y(x) = A \cdot \exp\left[-\frac{\left(x - \bar{x}^2\right)}{2\sigma^2}\right] + B \tag{1.35}$$

– Surface fond :

$$F(a) = 2aB \tag{1.36}$$

– Surface pic :

$$S(a) = \int_{X-a}^{X+a} A \cdot \exp\left[-\frac{\left(x - \bar{x}^2\right)}{2\sigma^2}\right] dx \tag{1.37}$$

La notion de largeur optimale a est définie comme le maximum de du rapport pic/variance fond :

$$\frac{\partial}{\partial a}\left[\int_{X-a}^{X+a} A \cdot \exp\left[-\frac{\left(x - \bar{x}^2\right)}{2\sigma^2}\right] dx / \sqrt{2aB}\right] = 0 \tag{1.38}$$

$$a = 1,4\sigma \tag{1.39}$$

L'aire sur cette largeur optimale vaut alors :

$$S_{pic}(a) = 0.83 \cdot S_{pic} \tag{1.40}$$

Seuil de Détection La surface totale B(a) vaut :

$$B(a) = \int_{X-a}^{X+a} Y(x)dx \tag{1.41}$$

$$S(a) = B(a) - F(a) \tag{1.42}$$

$$\sigma_{S(a)} = \left(\sigma_B^2 + \sigma_F^2\right)^{1/2} \approx [2F(a) + S(a)]^{1/2} \tag{1.43}$$

En l'absence de pic :

$$\sigma_S \approx [2F(a)]^{1/2} \tag{1.44}$$

On en déduit donc S(a) suit une loi normale $\mathcal{N}(0, 2F(a))$. L'hypothèse de l'absence d'un pic n'est vérifiée au risque α près que si :

$$S(a) \leq k_\alpha \cdot \sigma_S = k_\alpha \cdot [2F(a)]^{1/2} \tag{1.45}$$

En utilisant les valeurs précédentes (avec FWHM la résolution) :

$$a = 1,4\sigma$$

$$F(a) = 2a \cdot B$$

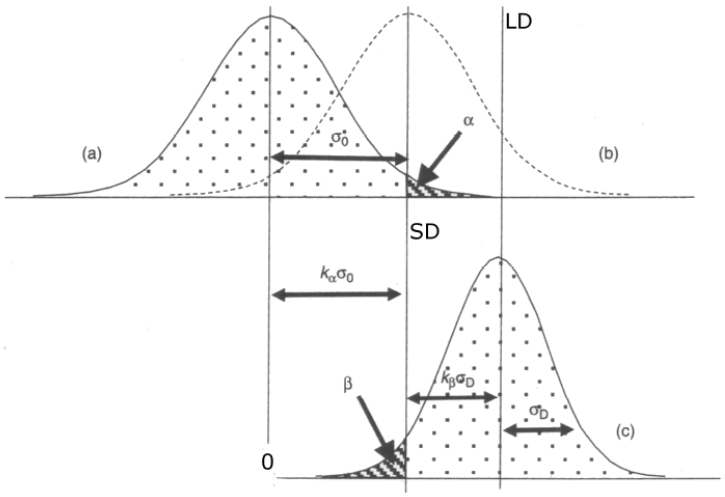


FIGURE 1.20 – Définition de la Limite de Détection (LD) [Gil08]

$$\sigma = FWHM/2,355$$

$$S(a) = 1,54 \cdot k_\alpha \, [FWHM \cdot B]^{1/2}$$

$$S/S(a) = 1/0,83$$

$$\Rightarrow S \leq 1,85 \cdot k_\alpha \, [FWHM \cdot B]^{1/2}$$

Le seuil de décision qui dépend du fond moyen B vaut donc :

$$SD = 1,85 \cdot k_\alpha \, [FWHM \cdot B]^{1/2} \tag{1.46}$$

1.4.2 Limite de détection (LD) - « quel est le comptage minimum que je peux détecter avec un certain degré de confiance ? »

La limite de détection, souvent confondue avec le seuil de décision, répond à la question suivante : « si je devais faire une mesure, quel serait le taux de comptage nécessaire pour être détecté avec, par exemple, 95 % de degré de confiance ? ». Si l'activité vaut exactement SD (distribution (b) dans Fig.1.20), nous ne serons sûr (95 % sûr pour reprendre l'exemple précédent) que de 50 % de la détection car le comptage sera distribué symétriquement par rapport à SD.

Si on considère l'autre cas extrême, à savoir un échantillon dont l'activité qui va donner un taux de comptage précisément à notre LD. La distribution des coups aura la déviation standard σ_D. Nous voulons être certain, à un degré déterminé par k_β, que les chances *de ne pas* détecter l'activité alors qu'elle est réellement là est seulement β, soit :

$$LD = SD + k_\beta \cdot \sigma_D = k_\alpha \cdot \sigma_0 + k_\beta \cdot \sigma_D \tag{1.47}$$

Si α et β sont tous les deux pris à la même valeur, alors $k_\alpha = k_\beta$.

Soit $N = C - B$ et $N = LD$. C représente le comptage total et B le comptage dû au bruit de fond :

$$\sigma_D^2 = C + B \tag{1.48}$$

$$\text{à la LD :} \quad C = LD + B \tag{1.49}$$

$$\sigma_0^2 = 2B \tag{1.50}$$

$$\sigma_D^2 = LD + \sigma_0^2 \tag{1.51}$$

$$LD = k_\alpha \cdot \sigma_0 + k_\beta \left(LD + \sigma_0^2\right)^{1/2} \tag{1.52}$$

On en déduit alors la relation utile pour calculer la LD :

$$LD = k_\alpha^2 + 2 \cdot k_\alpha \sigma_0 \tag{1.53}$$

Dans le cas pratique $k_\alpha = 1,645$ et comme $\sigma_0^2 = 2B$:

$$LD = 2,71 + 4,65\sqrt{B} \tag{1.54}$$

1.5 Revue des méthodes utilisées en analyse spectrale

1.5.1 Méthode des fenêtres

La méthode des fenêtres, préconisée par l'AIEA [IAEA91] ne considère que quelques fenêtres énergétiques dans le spectre. Elles sont centrées sur les raies d'émission majeures des éléments recherchés. Dans chaque fenêtre considérée, le comptage est constitué d'une part par la raie d'émission de l'élément et d'autre part des photons diffusés par les éléments à plus haute énergie et le rayonnement cosmique.

Les premiers usages de cette technique remontent aux années 1970 pour l'évaluation de la radioactivité naturelle [IAEA79]. Le comptage des trois fenêtres énergétiques centrées sur les pics du ^{40}K (1461 keV) ^{214}Bi (1764 keV) et ^{208}Tl (2615 keV) est interprété comme étant la somme des contributions de ces trois éléments. Le problème s'écrit alors sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} K/K & K/U & K/Th \\ U/K = 0 & U/U & U/Th \\ Th/K = 0 & Th/U \approx 0 & Th/Th \end{bmatrix} \begin{bmatrix} CN_K \\ CN_U \\ CN_{Th} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} CT_K \\ CT_U \\ CT_{Th} \end{bmatrix} \tag{1.55}$$

avec :

- K/Y : Coefficients de déconvolution spectrale : Rapport entre le comptage induit par l'élément Y dans la fenêtre correspondant à l'élément K et le comptage induit par l'élément Y dans sa fenêtre énergétique,
- CN_K : Comptage induit par l'élément K dans sa fenêtre énergétique (comptage net),
- CT_K : Comptage total dans la fenêtre de l'élément K

L'inversion de la matrice permet ainsi de remonter aux contributions de chacun des éléments. Les composantes élémentaires (notées K/Y précédemment) peuvent être obtenues expérimentalement à l'aide de blocs actifs [War78] recréant une activité volumique ou numériquement (calculs Monte Carlo). Cette méthode a ensuite été étendue suite à l'accident de Tchernobyl en 1986 [SBS89] par l'ajout de deux

fenêtres centrées sur les pics à 662 keV du ^{137}Cs et 795 keV du ^{134}Cs.

Cette méthode, peu sensible aux variations des taux de comptage permet d'atteindre des limites de détection très basse. Si seuls les éléments pris en compte sont présents, les résultats sont fiables. Par exemple, les pics à 1173 keV et 1333 keV du ^{60}Co induisent une augmentation du taux de comptage dans la fenêtre à 662 keV du ^{137}Cs par exemple, et la résolution du système va surestimer la contribution du ^{137}Cs s'ils ne sont pas pris en compte. Il faut donc connaître tous les éléments présents dans le spectre avant utilisation de cette méthode.

La détermination des coefficients K/Y représente la seconde difficulté de ce type de méthode. L'ajustement des contributions spectrales procure un calcul précis de l'activité [Gui96]. Son application à basse énergie est possible mais va donner des résultats peu précis. Les coefficients de déconvolution spectrale (cf Eq.1.55) sont déterminés dans des fenêtres relativement proches et surtout avec des taux de comptage du même ordre de grandeur. Les phénomènes de diffusion des photons dans l'environnement n'interviennent pas encore à moyenne énergie : tous les coups dans la fenêtre énergétique peuvent être traduits en tant que contributions spectrales des éléments à plus haute énergie et du radionucléide émettant à cette énergie particulière. A basse énergie, il faudrait calculer un fort taux de comptage dû à l'ensemble des éléments présents dans le spectre et au fond de diffusion à partir de taux de comptage plus faibles, situés à haute énergie où il y a peu de diffusions.

1.5.2 Détection des pics d'absorption totale

L'étude des variations locales du spectre permet la recherche des pics d'absorption. Les logiciels couramment utilisés en spectrométrie gamma de laboratoire sont inutilisables en spectrométrie gamma aéroportée car la faible statistique de comptage, ses fluctuations importantes et le rapport pic sur fond diffusé défavorable les rendent inopérants. Un lissage du spectre est la première étape à réaliser avant toute étude des variations du spectre. [Gui01], [Gui96] a développé un alogorithme complet de détection de pics qui se décompose en six étapes :

1. filtrage du spectre brut (spécificité de l'algorithme)
2. recherche des pics par dérivations multiples du spectre filtré
3. modélisation du fond continu
4. calcul des pics d'absorption et tests de validité
5. identification des radioéléments à l'origine des pics d'absorption
6. calcul de l'activité des radioéléments à l'origine des pics d'absorption

Cette méthode fonctionne bien au-delà de 400 keV, où le fond de diffusion est relativement plat. A plus basse énergie, la pente du fond de diffusion est importante. La valeur de la dérivée est grande en dehors des pics et la sensibilité de détection s'en ressent fortement.

1.5.3 NASVD et analyse globale sous forme de composantes principales

Ces méthodes décomposent les mesures en un certain nombre de spectres élémentaires. Cette approche, contrairement à la méthode des fenêtres, analyse globalement tout le spectre et non des zones

énergétiques précises. Les dimensions du problèmes sont réduites suivant la méthode de [Mar79] dite d'analyse multivariée. Le but de la méthode NASVD [3] [Hov97] est d'utiliser toute l'information spectrale pour obtenir la meilleure estimation des radionucléides présents dans le jeu de données. Le plus petit sous-espace de composantes spectrales permettant de décrire de façon satisfaisante l'ensemble des mesures est extrait en analysant les corrélations entre les spectres enregistrés. Par exemple, si les données ont été acquises lors d'un survol à une altitude constante et si les corrélations entre les familles ^{40}K, U et Th sont fortes, seules 3 composantes principales seront nécessaires. Aucune calibration n'est nécessaire, car les éléments présents vont introduire des dimensions supplémentaires au problème, donc des composantes spectrales. Ainsi, le césium ou le bruit de fond radon ajouteront chacun une composante. En général, 7 à 8 composantes spectrales sont nécessaires pour décrire un jeu complet de données, mais il faut garder à l'esprit qu'une composante spectrale n'est pas toujours représentative d'un seul radionucléide.

Cette méthode n'est pas spécialement conçue pour les basses énergies et le bruit de fond intense et changeant rend son utilisation difficile. De plus, les méthodes d'analyse globale sous forme de composantes principales [Dic04] nécessitent un très large jeu de données. Si la zone à couvrir est de petite taille, la méthode est inapplicable. Le temps de post-traitement qu'elle requiert est important, ce qui peut être un handicap si les résultats doivent être donnés rapidement après l'atterrissage de l'appareil.

1.5.4 Méthodes utilisant un bruit de fond de référence

Il existe enfin une dernière famille d'algorithmes d'analyse spectrale permettant de visualiser les changements relatifs entre le spectre considéré et un spectre de référence. Ce spectre de référence est souvent un spectre moyen déterminé sur une certaine période, filtré [CS09] ou non [KFN$^+$10].

[KFN$^+$10] propose de comparer canal par canal le taux de comptage entre le spectre *j* étudié et le taux moyen sur les *j-1* précédents. Après avoir calculé la déviation maximale du spectre (en ne gardant que les déviations positives, ie un taux de comptage supérieur à la moyenne), celle-ci permet de calculer la déviation relative.

[CS09] utilise le même principe mais construit le spectre de référence d'une autre façon. Un spectre moyen est calculé et actualisé à l'aide d'un filtre qui exclut les spectres trop différents de la moyenne. Il est ensuite retranché au spectre étudié et permet de visualiser les changements importants. Cresswell et Sanderson ont noté que l'altitude de vol pour cette méthode a un impact important car on collecte plus de photons diffusés.

1.5.5 Ajustement des spectres complets

Une nouvelle approche consiste à ajuster l'ensemble des spectres des éléments recherchés (Fig.1.21) sur le spectre mesuré. Toutes les caractéristiques sont prises en compte (pics d'absorption et fond de diffusion), mais cela requiert un grand temps de calcul pour ajuster toutes les variables. Cet obstacle n'est pas le plus important (surtout en post traitement). La difficulté majeure réside dans la définition des

3. Noise Adjusted Singular Value Decomposition

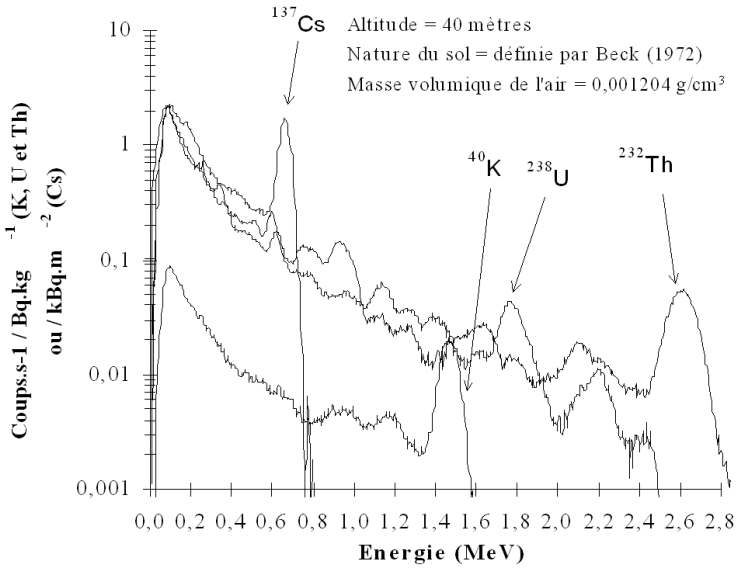


FIGURE 1.21 – Spectres unitaires à ajuster

spectres purs : ils vont avoir des profils différents en fonction de l'altitude de vol et de la géométrie du terme source.

1.5.6 Synthèse

Les cinq méthodes présentées précédemment sont représentatives des méthodes employées en analyse spectrale, principalement à moyenne et haute énergie. Bien qu'utilisables à basse énergie, le fond de diffusion très important (qui n'est pas pris en compte lors de la définition des méthodes) entraîne une imprécision très importante sur le résultat. Le premier travail de cette thèse va être de développer une méthode d'extraction d'une signature γ à basse énergie, avec comme souci premier la prise en compte correcte du fond de diffusion. Cette méthode est détaillée dans le chapitre suivant (Chapitre 3) avec une optique d'utilisation en mesure aéroportée.

1.6 Conclusion

Les différentes notions abordées dans ce chapitre ont permis de cerner les problèmes engendrés par les conditions opératoires rencontrées en spectrométrie gamma embarquée. Le temps d'acquisition court (pour avoir une bonne résolution temporelle et spatiale) et la distance détecteur-source (pas forcément maîtrisée dans le cas d'une mesure fixe) engendre un signal très bruité, avec un fond de diffusion très important.

Les seuils de décision et les limites de détection ont également été définis afin de pouvoir utiliser ces notions dans la suite du manuscrit. Le chapitre suivant expose les méthodes d'analyse spectrale couramment utilisées et les expériences qui ont servi à qualifier les performances des algorithmes développés.

CHAPITRE 2

Analyse spectrale : contexte expérimental

Sommaire

2.1 Introduction 37
2.2 Sites pour la mesure aéroportée : Site 1 et Site 2 37
2.2.1 Site 1 : performances dans le bruit de fond environnemental 37
2.2.2 Site 2 : Recherche et localisation de sources radioactives 40
2.3 Configurations pour la mesure fixe : Site 3 et Site 4 41
2.3.1 Site 3 : mesure souterraine 41
2.3.2 Site 4 : mesure extérieure 42
2.4 Conclusion 42

2.1 Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre les expérimentations utilisées pour tester et qualifier les algorithmes développés aux chapitres trois, quatre et cinq. Quatre sites, nommés 1, 2, 3 et 4 ont été définis afin d'avoir deux sites pour la mesure aéroportée (sites 1 et 2) et deux sites pour la mesure fixe (sites 3 et 4). Chaque site possède des particularités qui nous intéressent, caractéristiques des différentes conditions opératoires rencontrées.

2.2 Sites pour la mesure aéroportée : Site 1 et Site 2

2.2.1 Site 1 : performances dans le bruit de fond environnemental

Le Site 1 est un site très étendu, présentant peu de variations de relief. La zone à survoler est divisée en profils équidistants représentant la trajectoire idéale de l'hélicoptère. L'écart entre deux trajectoires ou profils, l'altitude et la vitesse de l'hélicoptère sont définis au préalable en fonction de la limite de détection souhaitée et du temps de vol dont on dispose pour couvrir la zone. Ces paramètres sont contrôlés en permanence par l'opérateur et le pilote de l'hélicoptère.

La surface totale couverte est de 20 km^2. En volant à une vitesse moyenne de 70 $km{\cdot}h^{-1}$, il faut 3h30 pour réaliser les 52 lignes de vol, d'une longueur de 4500 m chacune. L'altitude de vol est de 40 m et l'écart entre deux lignes vaut 80 m.

A partir de la déconvolution des principales raies gamma des radionucléides ayant contribué au spectre, il est possible d'établir des cartes spécifiques à une famille radioactive ou à un radionucléide

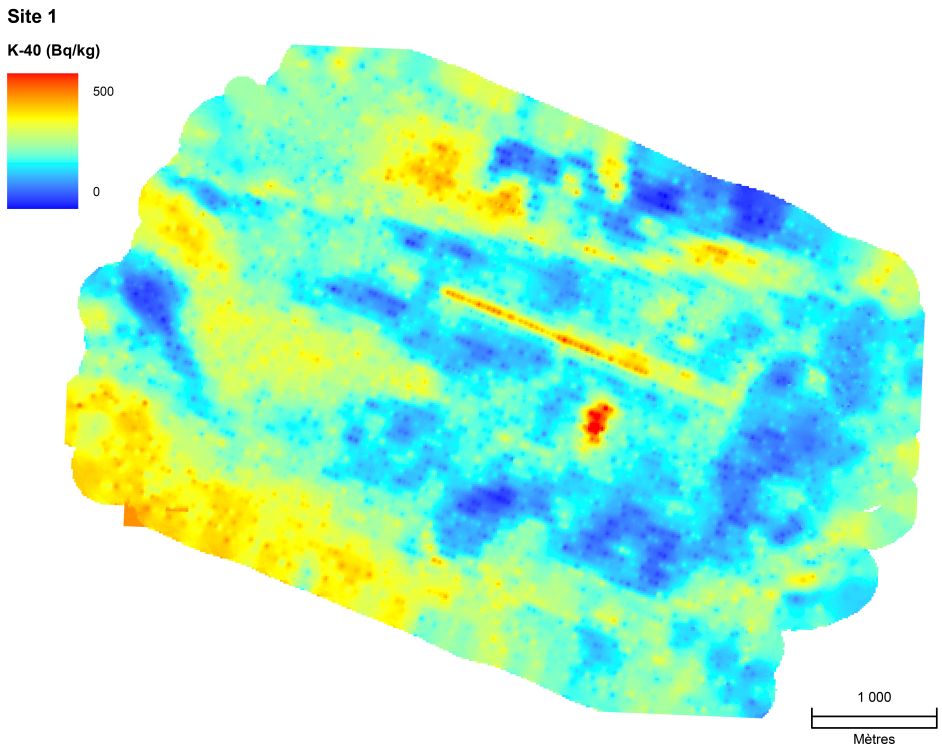


FIGURE 2.1 – Cartographie ^{40}K du Site 1 (Bq/kg)

émetteur gamma. Le ^{40}K et les familles ^{238}U et ^{232}Th à l'équilibre séculaire sont détectés sur l'ensemble de la zone survolée. Sur les cartes potassium et thorium, on voit se dégager très nettement les infrastructures routières (pistes) de l'aérodrome survolé.

2.2.1.1 Potassium 40 (Fig.2.1)

La détection du potassium est basée sur sa raie d'émission à 1461 keV. L'activité moyenne est de (210 ± 135) Bq·kg^{-1} de sol, avec un écart-type sur la zone de 103 Bq·kg^{-1}. A titre de comparaison, les valeurs moyennes en France varient entre 100 et 500 Bq·kg^{-1}.
Deux zones contrastées apparaissent : une zone de forte activité (400 à 500 Bq·kg^{-1}) dans la partie Nord, et au Sud aux alentours des divers cours d'eau des activités plus faibles (0 à 200 Bq·kg^{-1}). Au centre, un point de forte activité due certainement à de l'engrais répandu sur un champ se détache.
Outre la présence d'eau, cette différence de niveau d'activité du potassium 40 (ainsi que du thorium 232) traduit une différence notable de la constitution géologique du sol.

2.2.1.2 Uranium 238 (Fig.2.2)

La mesure de ^{238}U est basée sur la détection du pic à 1764 keV de ^{214}Bi. L'analyse de ce pic permet de mettre en évidence l'uranium à l'équilibre séculaire avec sa descendance, c'est à dire l'uranium contenu dans les sols de façon naturelle.

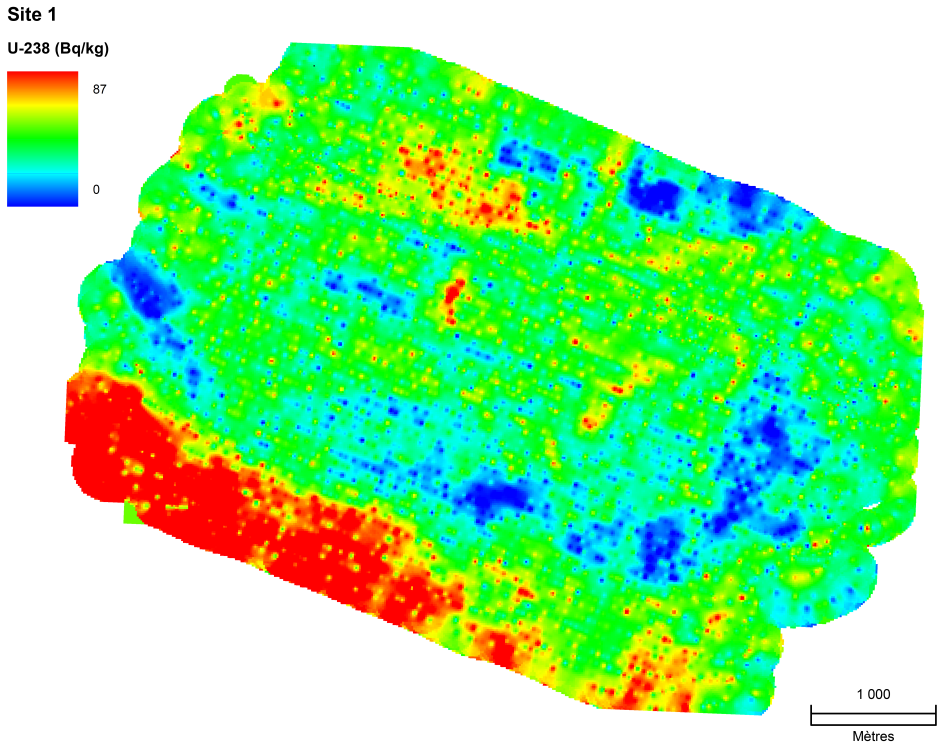


FIGURE 2.2 – Cartographie ^{238}U du Site 1 (Bq/kg)

La mesure inclut également une fraction atmosphérique de ^{214}Bi, générée par l'émanation de ^{222}Rn. La mesure de ^{214}Bi peut également mettre en évidence des concentrations de ^{226}Ra, sans qu'il soit possible de distinguer ^{238}U et ^{226}Ra.
L'activité moyenne est de (33 ± 27) Bq·kg^{-1} de sol, avec un écart-type sur la zone de 15 Bq·kg^{-1}. L'examen de la cartographie traduit une activité relativement homogène du site à l'exception de deux zones plus actives : au Nord (même endroit que le potassium) et au Sud.

2.2.1.3 Thorium 232 (Fig.2.3)

La cartographie ^{232}Th est basée sur la détection du pic à 2615 keV de son descendant ^{208}Tl. L'activité moyenne est de (18 ± 13) Bq·kg^{-1} de sol, avec un écart-type sur la zone de 8 Bq·kg^{-1}. Des différences d'activités sont observées : supérieure au Nord (50 à 70 Bq·kg^{-1}) et plus faible aux alentours des cours d'eau (1 à 15 Bq·kg^{-1})au Sud.

2.2.1.4 Conclusion - Intérêt du site

L'utilisation de ce site permet d'avoir une grande zone (environ 7000 points de mesure) présentant des variations naturelles. C'est un bon candidat pour étudier les performances des algorithmes sur du bruit fond, notamment la minimisation des résidus (σ_{BDF}) pour les méthodes 2W/3W (cf Chapitre 3) et IPA (cf Chapitre 4).

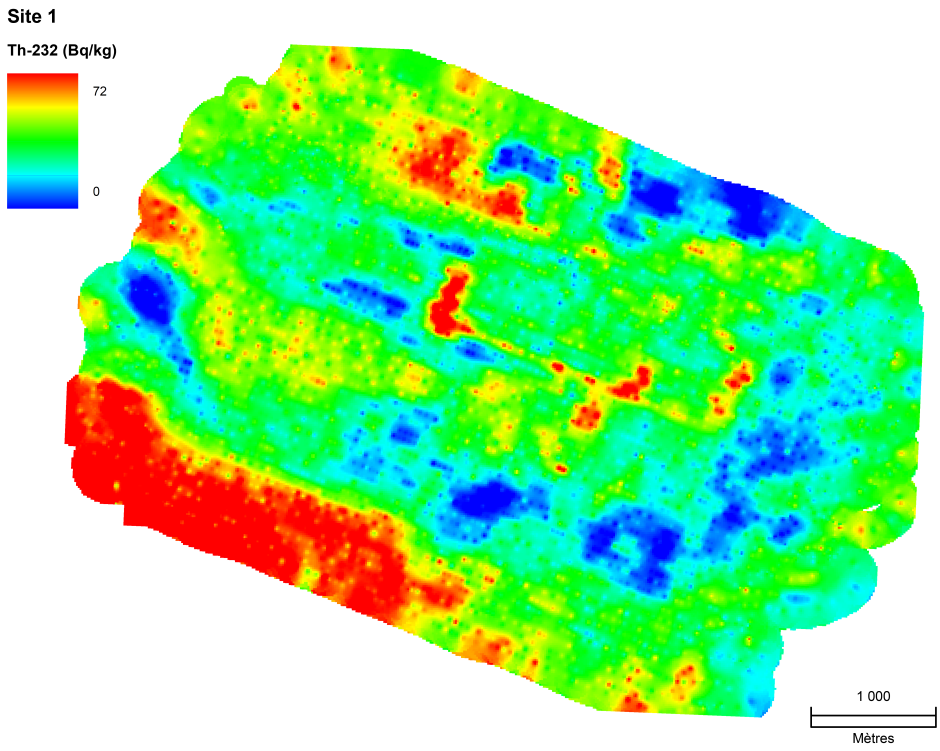


FIGURE 2.3 – Cartographie ^{232}Th du Site 1 (Bq/kg)

2.2.2 Site 2 : Recherche et localisation de sources radioactives

La détection de sources radioactives orphelines représente une des missions potentielles d'une équipe de cartographie gamma. Une mission de recherche de sources étant achevée, on doit être en mesure de garantir qu'en dehors des sources localisées, il n'y a pas d'autres sources d'activité supérieure soit à la limite de détection du système utilisé soit à une valeur d'activité fixée. Afin d'entraîner les équipes dans un contexte opérationnel et d'évaluer la fiabilité de la détection de sources radioactives par des moyens aéroportés, trois sources sont positionnées en ligne sur les parties herbeuses bordant la piste de l'aérodrome, à 300 m l'une de l'autre. Les sources sont d'autre part disposées suffisamment loin de la piste pour permettre l'atterrissage d'un avion de tourisme.

Des vols de calibration afin de valider les performances d'Hélinuc en fonction de l'altitude, de la vitesse de l'hélicoptère et de la distance de passage par rapport à la source sont réalisés. Lorsque les sources sont en place, plusieurs survols sont effectués :

- Un premier vol de recherche de sources est réalisé. L'aérodrome et ses environs sont survolés selon un plan de vol standard : la zone est divisée en lignes de vol séparées de 50 mètres, et chaque ligne de vol est parcourue à une altitude de 40 mètres et une vitesse de 50 km/h. L'axe des lignes de vol sera à 45˚ environ de l'axe des sources afin de survoler celles-ci sur des lignes de vol différentes.
- Un ou plusieurs vols de calibration sont ensuite effectués. Afin de valider les performances d'Hélinuc, les lignes de vol sont définies parallèlement à l'axe des sources. La première ligne de vol est

réalisée à la verticale des sources, les suivantes s'éloignant respectivement de 20 m, 40 m, 60 m, 80 m et 100 m de la verticale des sources. Ces survols sont effectués à 20 m, 40 m et 60 m du sol.
– Enfin un survol stationnaire de chaque source est réalisé à altitude variable entre 10 et 150 m.

Les spectres enregistrés dans la seconde configuration, à 40m d'altitude seront utilisés. Les sources utilisées sont détaillées en Tab.2.1 :

Radionucléide	Activité (MBq)
^{60}Co	468
^{137}Cs	365
^{241}Am	1111

TABLE 2.1 – Activités des sources de test au Site 2

2.3 Configurations pour la mesure fixe : Site 3 et Site 4

Si on désire réaliser un nouveau système de surveillance radiologique fonctionnant :
– automatiquement (sans opérateur),
– en tous lieux (Poste d'accès des sites sensibles, réseaux de transports souterrains, aéroportuaires, portuaires ou routiers),
– sans point de ralentissement (quelque soit la vitesse du porteur),
– et permettant l'identification des radionucléides (réduction du nombre de fausses alarmes),

il faut disposer d'un ensemble d'algorithmes d'analyse spectrale complètement automatisé, allant jusqu'à l'identification des radionucléides. Les algorithmes du Chapitre 4 seront notamment testés dans ce genre de configurations. Deux contextes seront plus particulièrement étudiés : la mesure souterraine et la mesure à un point de passage des véhicules.

2.3.1 Site 3 : mesure souterraine

Le contexte d'étude dans un réseau ferroviaire souterrain est particulier. Il s'agit d'un milieu très écranté (rames, obstacles et beaucoup de personnes) dans lequel il faut être capable de détecter n'importe quelle signature d'un matériau radioactif introduit dans le réseau de façon illicite.

Dans ce contexte, la distance détecteur-source n'est pas maîtrisée. Les écrans susceptibles de s'interposer entre le terme source et le détecteur est une combinaison aléatoire : plusieurs personnes, la source peut être dans un wagon (écran métallique) ou sur le quai... On introduit alors la notion d'évènement : bien souvent, une anomalie qui devra être identifiée n'apparaîtra pas sur un seul spectre d'une seconde (qui serait un passage fugitif). Un *évènement* sera constitué de l'ensemble des spectres consécutifs avec un indice d'anomalie supérieur au seuil spécifié, traduisant le passage de la source. Les taux d'identification (cf Chapitre 5, plus précisément 5.5.2.3, section Site 3) seront calculés sur le nombre de spectres constituant l'évènement. Dans cette expérience, la balise est située sur un quai. On voit essentiellement des radionucléides médicaux dans ce cas.

2.3.2 Site 4 : mesure extérieure

Au Site 4, la configuration est celle de la surveillance de véhicules à un point de passage (péage, zone de contrôle ...). Cette surveillance continue est effectuée sur l'ensemble du trafic en sortie d'un site, en n'imposant aucune contrainte sur le flot de véhicules.

Lorsqu'une anomalie est détectée, le véhicule est immobilisé pour contrôle. Pendant ce temps, l'acquisition continue. Chaque évènement est bien identifié temporellement et chaque évènement possède un grand nombre de spectres. Plusieurs radionucléides sont susceptibles d'être rencontrés : médicaux et industriels. Quelques cas ont été étudiés dans la dernière section du chapitre consacré à l'identification (5.5.2.3).

2.4 Conclusion

Les algorithmes utilisés jusqu'à présent présentent des faiblesses à basse énergie. De plus, ces méthodes sont spécifiques à une liste de radionucléides donnés, ne permettant pas de les utiliser pour détecter une anomalie, quelque soit son énergie.

La première étape de ce travail sera de développer une méthode à basse énergie (Chapitre 3). Ensuite, nous nous attarderons sur la partie détection d'anomalie (Chapitre 4) pour enfin mettre au point un nouvel algorithme d'identification multiraie (Chapitre 5).

Les différents sites exposés précédemment sont représentatifs à la fois des conditions de vol typiques, d'un exercice de recherche de source, et de mesure fixe. Ces sites vont être utilisés pour qualifier les différents algorithmes des chapitres suivants.

CHAPITRE 3

Méthode d'extraction d'une signature γ à basse énergie

Sommaire

3.1 Introduction 43
3.2 Configuration des fenêtres de comptage 45
3.2.1 Idée de base de l'algorithme 45
3.2.2 Minimisation des résidus sur une zone de bruit de fond naturel 48
3.2.3 Traitement particulier de l'altitude de vol 51
3.3 Performances de l'algorithme 56
3.3.1 Extraction d'un signal à basse énergie et limite de détection 56
3.3.2 Retraitement des mesures d'un site contaminé en ^{241}Am (Site 5) 60
3.3.3 Extension de la méthode à moyenne énergie et comparaison des performances . 63
3.4 Un point sur les erreurs 66
3.4.1 Altitude de vol 66
3.4.2 Coefficient de stripping 66
3.4.3 Conversion en activité 71
3.5 Conclusion 72

3.1 Introduction

Le spectre enregistré lors d'une mesure aéroportée va être constitué de l'ensemble des contributions des radionucléides présents sur et dans le sol émettant un rayonnement γ (Figure 3.1). L'identification des radionucléides se fera à l'aide de leurs pics d'absorption totale (étape détaillée dans le Chapitre 5).

Le nombre important de pics, parfois en recouvrement engendre des spectres complexes dont l'analyse est compliquée par les conditions opératoires spécifiques à la spectrométrie aéroportée ou embarquée de façon générale. Un spectre acquis sur un laps de temps très court (de l'ordre de la seconde) à 40m d'altitude présente un fond de diffusion très important : les pics d'absorption totale sont atténués et le rapport pic d'absorption sur fond diffusé diminue. Le temps d'acquisition est court afin d'avoir une bonne résolution spatiale. Le prix à payer pour cette précision est la statistique de comptage faible, présentant de fortes fluctuations entre deux points de mesure. Ces fluctuations peuvent être supérieures aux pics d'absorption, surtout à basse énergie (< 400 keV) où le fond de diffusion est le plus intense.

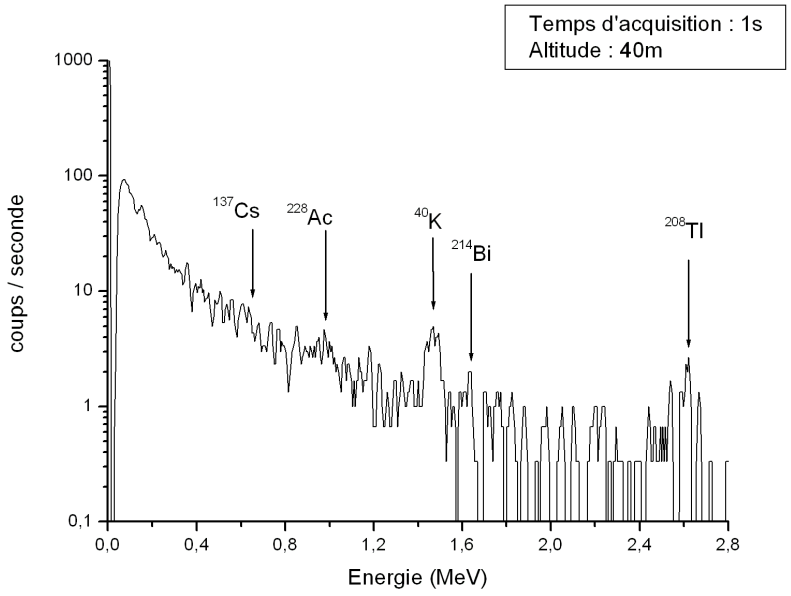


FIGURE 3.1 – Exemple d'un spectre de bruit de fond en France (Site 2) acquis à 40m

Les trois radionucléides naturels (^{40}K, ^{238}U et ^{232}Th) et leurs descendants sont mesurés la plupart du temps. Peuvent s'ajouter éventuellement des radionucléides artificiels (cf. Annexe B) dont les produits de fissions en cas d'accident sur une centrale (^{137}Cs, ^{134}Cs, ^{131}I, ^{60}Co...) ou d'accident d'arme (^{241}Am).

La spectrométrie gamma aéroportée fut initialement développée pour des applications géophysiques, donc seules les trois familles naturelles étaient intéressantes. Depuis une trentaine d'années, de nombreux dispositifs ont été conçus pour intervenir en cas d'accident nucléaire ou de surveillance de l'environnement. Les radionucléides artificiels pouvant être détectés à ces occasions se répartissent sur l'ensemble du spectre et des méthodes plus complexes détaillées au §1.5 ont dû être développées successivement, afin de répondre aux besoins de la spectrométrie gamma dans ces différents cas d'utilisation.

Bien que ces méthodes ne soient pas complètement inutilisables à basse énergie, le rapport pic sur fond très défavorable incite à développer une méthode dédiée à cette zone énergétique.

Objectifs de la méthode d'extraction à basse énergie Une nouvelle thématique d'emploi de la spectrométrie gamma aéroportée a émergé récemment : la détection et la traque des matériaux nucléaires. Ces matériaux émettent à des énergies inférieures à 400 keV, où les méthodes classiques détaillées au §1.5 sont souvent mises en défaut. De nouveaux algorithmes sont alors nécessaires pour extraire les signaux à basse énergie. La détection et la localisation des sources radioactives sont compliquées par l'amplitude des changements du fond de diffusion, car ces changements mènent à une fausse extraction. [Sa97] ont localisé avec succès une source utilisée dans une machine à rayons X en comparant les rapports des taux de comptage entre 2 fenêtres énergétiques : [100-220 keV]/[300-450 keV] et

[200-300 keV]/[300-450 keV]. Ceci permit d'isoler deux spectres nécessitant une attention particulière, mais cette méthode n'extrait pas les raies responsables de l'anomalie.

Faire le rapport entre des fenêtres énergétiques semble efficace pour détecter des signaux intéressants dans le bruit de fond, même changeant. L'algorithme doit aussi pouvoir extraire ces signaux afin de quantifier l'activité du radionucléide responsable de l'anomalie, tout en étant peu sensible aux variations des conditions expérimentales (nature des sols survolés, altitude de vol) et rapide à exécuter. Thane J. Hendricks [Hen75] a introduit deux nouvelles méthodes, appelées 2W et 3W (pour 2-windows et 3-windows) pour extraire des pics d'absorption à basse énergie en spectrométrie NaI(Tl). Il est important de noter que la stabilisation en énergie du spectromètre est un facteur déterminant dans la qualité de l'extraction. Ces travaux ont été en partie publiés dans [MBGNa] et [MBGNb].

3.2 Configuration des fenêtres de comptage

Une importante activité au sol de radionucléides artificiels peut parfois être identifiée par une très forte augmentation du taux de comptage. Des activités plus faibles quant à elles ont tendance à être masquées par un fond de diffusion variable. Dans des zones de bruit de fond, on constate que le rapport des coups entre deux fenêtres énergétiques proches est presque constant, à la condition qu'aucune des fenêtres ne corresponde à une zone d'émission importante d'un radionucléide [Bri78]. Les méthodes 2W et 3W comparent les variations des taux de comptage entre 2 ou 3 fenêtres, optimisées pour un élément donné. Dans [Hen75], la configuration des fenêtres n'est pas abordée. Optimiser cette méthode en développant une procédure complète de configuration des fenêtres était le premier travail de cette thèse. La méthode a ensuite été améliorée en prenant en compte la déformation du spectre due aux variations de l'altitude de vol et étendue à moyenne énergie afin d'être comparée à d'autres méthodes.

3.2.1 Idée de base de l'algorithme

3.2.1.1 Fenêtre d'intérêt IW

Une première fenêtre appelée fenêtre d'intérêt IW est centrée sur le pic de l'élément à extraire. Le centrage peut s'effectuer sur la valeur théorique du pic dans un premier temps, ou à l'aide de la position moyenne détectée du pic si un décalage énergétique est apparu. Dans le cas de ^{241}Am, élément traceur du Pu en cas d'accident d'arme, son pic se situe à 59 keV. Connaissant la linéarité du détecteur en énergie Fig.3.3 et sa résolution Fig.3.4 on peut déterminer l'aire du pic couverte par la fenêtre IW si on suppose le profil gaussien (Fig.3.2) du pic on peut relier la largeur à mi-hauteur FWHM au paramètre σ de la gaussienne. Le détail des calculs est décrit en Annexe A.3.

Considérant l'étalonnage du détecteur et sa résolution, le pic à 59 keV est situé dans le canal 10. Une largeur de fenêtre IW de 3 canaux couvrira 76% du pic, 5 canaux 95 % et 7 canaux 99.5 %. En conclusion, *une couverture du signal de 95 % est suffisante et sera retenue pour la suite de l'étude*.

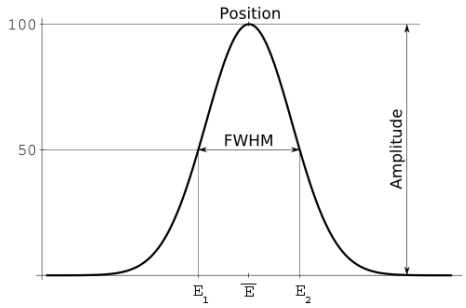


FIGURE 3.2 – Profil gaussien du pic d'absorption total

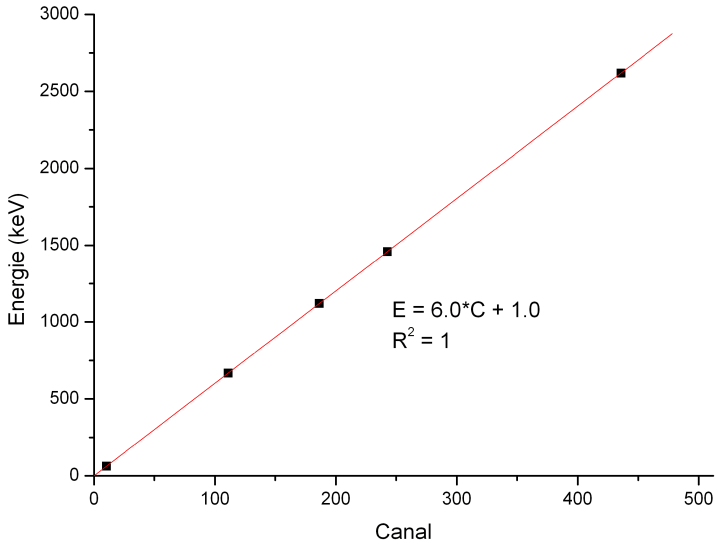


FIGURE 3.3 – Linéarité du détecteur en énergie

3.2.1.2 Les fenêtres de référence LEW et HEW

Une seconde fenêtre est placée à plus haute énergie (HEW). Celle-ci ne contient que des contributions du bruit de fond. Ces deux fenêtres sont utilisées avec la méthode 2W (Fig.3.5), alors qu'une troisième fenêtre à plus basse énergie (LEW) est insérée pour la méthode 3W (Fig.3.6). La méthode 2W fonctionne bien quand un seul élément est présent ou si les autres radionucléides ont peu d'incidence sur le comptage. La méthode 3W interpole le fond Compton à l'aide des fenêtre LEW et HEW. Elle est donc moins sujette aux interférences d'autres éléments que la méthode 2W.

Sur les zones uniquement constituées de bruit de fond, un *coefficient de stripping* S_{2W} (Eq. 3.1) ou

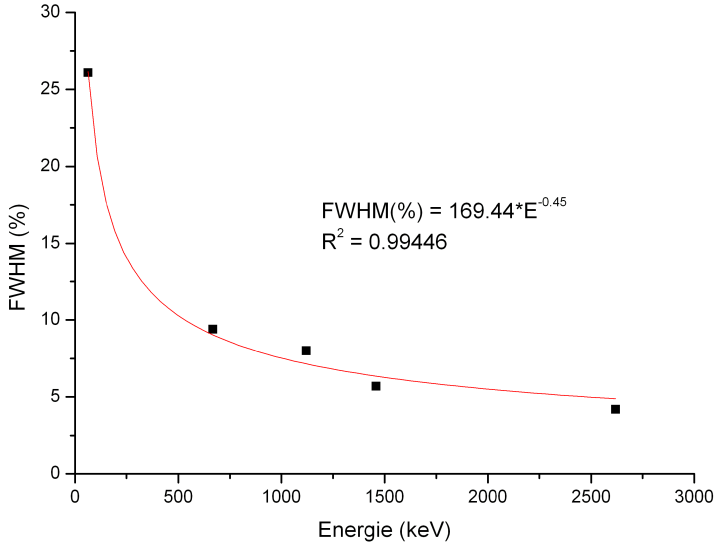


FIGURE 3.4 – Résolution du détecteur

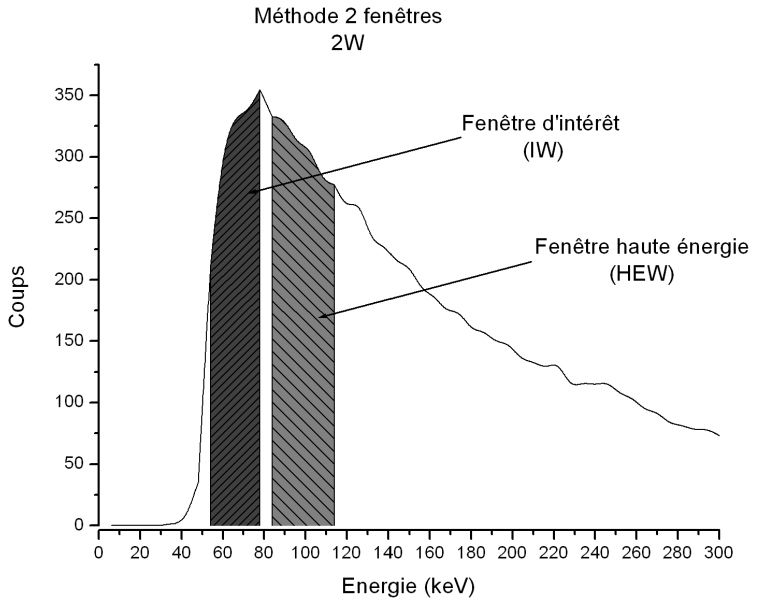


FIGURE 3.5 – Principe de la méthode 2W

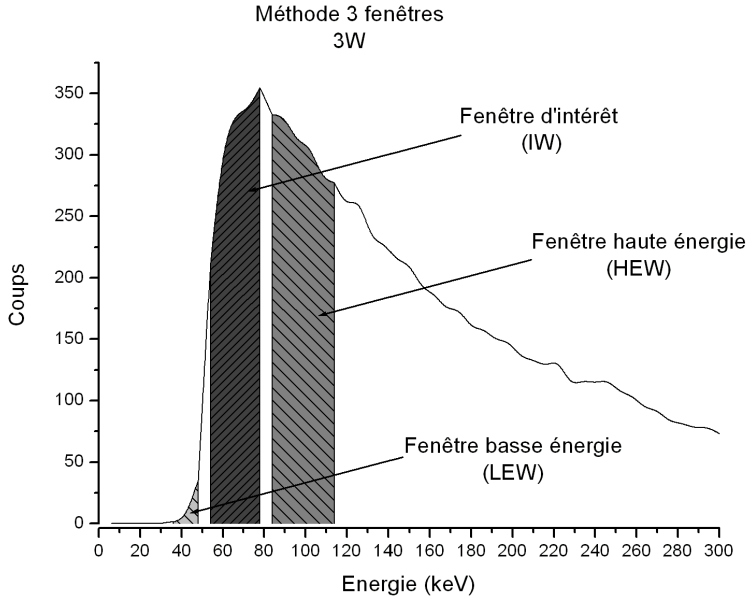


FIGURE 3.6 – Principe de la méthode 3W

S_{3W} (Eq. 3.2) est calculé :

$$S_{2W} = \frac{\mathrm{IW}_{BDF}}{\mathrm{HEW}_{BDF}} \tag{3.1}$$

$$S_{3W} = \frac{\mathrm{IW}_{BDF}}{\mathrm{LEW}_{BDF} + \mathrm{HEW}_{BDF}} \tag{3.2}$$

où IW (respectivement LEW, HEW) est le taux de comptage dans la fenêtre IW (LEW, HEW). Les coefficients de stripping sont caractéristiques du site survolé et tiennent compte de la géologie moyenne du site à l'altitude moyenne de vol. Voler à cette altitude est important sous peine de faux positifs importants. Ce problème est étudié en détail et résolu en 3.2.3.

Les taux de comptage nets CR_{2W} (Eq. 3.3) et CR_{3W} (Eq. 3.4) sont alors obtenus spectre par spectre par :

$$CR_{2W} = \mathrm{IW} - S_{2W} \times \mathrm{HEW} \tag{3.3}$$

$$CR_{3W} = \mathrm{IW} - S_{3W} \times (\mathrm{LEW}+\mathrm{HEW}) \tag{3.4}$$

Si les coefficients de stripping sont effectivement calculés sur une zone de bruit de fond, les valeurs moyennes $\overline{CR_{2W,BDF}}$ et $\overline{CR_{3W,BDF}}$ seront proches de zéro avec une fluctuation $\sigma_{2W,BDF}$ et $\sigma_{3W,BDF}$.

3.2.2 Minimisation des résidus sur une zone de bruit de fond naturel

Le critère principal pour déterminer la meilleure configurations des fenêtres est la minimisation du paramètre $\sigma_{2W,BDF}$ ou $\sigma_{3W,BDF}$. En effet, moins la méthode sera sensible aux variations naturelles, plus

elle sera susceptible d'avoir un rapport signal/bruit favorable. La variation du fond de diffusion est la principale difficulté des traitements à basse énergie. Les objectifs de la configuration des fenêtres sont :

1. IW intégrant suffisamment le pic considéré,
2. une faible sensibilité aux variations du bruit de fond naturel ie $\sigma_{2W,BDF}$ ou $\sigma_{3W,BDF}$ le plus bas possible,
3. $\overline{CR_{2W,BDF}}$ et $\overline{CR_{3W,BDF}}$ proches de 0 sur les zones de bruit de fond,
4. faible sensibilité à l'altitude.

3.2.2.1 Position et taille de la fenêtre HEW pour la méthode 2W

Le paramétrage de la fenêtre HEW pour la méthode 2W requiert l'ajustement de deux paramètres : sa position par rapport à la fin de la fenêtre IW et sa largeur. Il est très important à ce stade d'avoir à l'esprit que le spectre enregistré est un histogramme de 512 canaux. On ne parlera dans cette étude que des numéros de canaux afin d'éviter tout recouvrement des fenêtres de comptage. Lors du paramétrage du logiciel, qui se fait en énergie, il faut être sûr que les énergies renseignées dans les différentes fenêtres n'induisent pas de double comptage.

Le critère utilisé sera $\sigma_{2W,BDF}$ le plus petit possible. Le taux de comptage extrait $\overline{CR_{2W,BDF}}$ est proche de 0 (Tab. 3.1). Reprenant notre cas de ^{241}Am et de l'étalonnage représenté en Fig.3.3. Le pic à 59 keV se situe canal 10. La fenêtre de 5 canaux s'étend alors des canaux 8 à 12. La fenêtre HEW peut débuter aux canaux 12, 13, 14 etc et avoir différentes largeurs. Les valeurs de $\sigma_{2W,BDF}$ pour tous ces jeux est représenté en Fig.3.7.

Nombre de canaux HEW	$\overline{CR_{2W,BDF}}$ (coups·s^{-1})	σ_{BDF} (coups·s^{-1})
2	-0.48	36.09
3	-0.07	34.01
4	-0.01	33.11
5	0.06	32.96
6	0.07	32.87
7	0.03	32.98
8	0.01	33.10
9	-0.02	33.31

TABLE 3.1 – Etude de la taille de HEW collée à IW

$\sigma_{2W,BDF}$ augmente au fur et à mesure que HEW s'écarte de la fenêtre IW. Il faut donc mieux coller les deux fenêtres afin de suivre l'évolution du profil spectral. Chacune des trois séries présente un minimum, indiquant le jeu optimal : à une fenêtre IW s'étendant sur les canaux 8-12, il convient d'adjoindre une fenêtre HEW sur les canaux 13-18.

La proportion des photons diffusés augmente avec l'altitude de vol. Plus on vol haut, moins on collecte de photons (Fig.3.8a) et plus ceux-ci sont diffusés (Fig.3.8b). Nous allons donc observer une déformation du spectre. La sensibilité des fenêtres à ce paramètre est un second critère à prendre en compte. En se

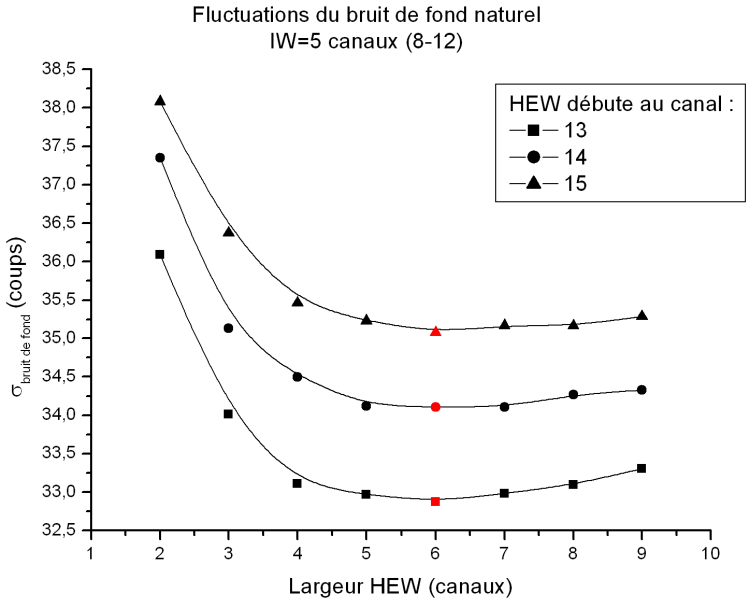
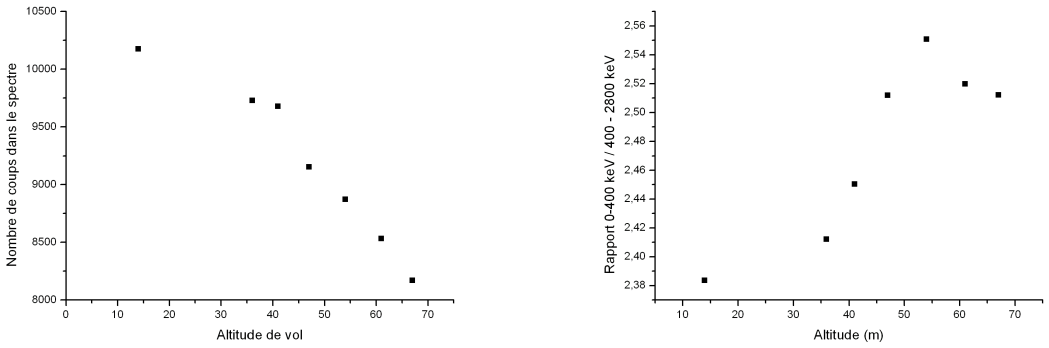


FIGURE 3.7 – Etude de la largeur et position pour la fenêtre HEW



(a) Evolution du nombre de photons collectés avec l'altitude

(b) Evolution du profil spectral avec l'altitude

FIGURE 3.8 – Dégradation des mesures avec l'altitude

plaçant au-dessus d'un point de bruit de fond et en augmentant progressivement l'altitude (effectuant ce qu'on appelle une *chandelle*), cet effet est quantifié avec les différentes fenêtres possibles.

La fenêtre HEW a un impact de l'ordre de 1 à 2 coups·m^{-1}·s^{-1} (Fig.3.9). Cela signifie que $CR_{2W,BDF}$ augmentera de 1.20 coups·m^{-1}·s^{-1} si on vole au-dessus de l'altitude moyenne (ie altitude de S_{2W}). Par extension, une augmentation subite de l'altitude de vol puis une brusque descente produira un signal semblable à celui d'une source ponctuelle.

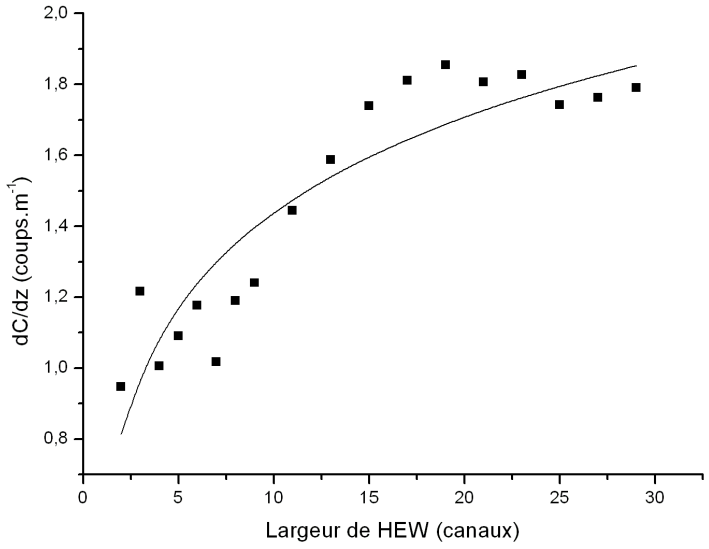


FIGURE 3.9 – Impact de la largeur de HEW sur $dCR_{2W,BDF}/dZ$. Note : la ligne représente la tendance de l'augmentation et n'est pas un fit des données.

3.2.2.2 Position et taille des fenêtres LEW et HEW pour la méthode 3W

L'étude de la position et de la taille des fenêtres LEW et HEW est menée de la même façon que précédemment. Il faut prendre en compte la fenêtre LEW qui peut varier. L'ensemble de l'étude est représentée Fig.3.10.

La plus faible sensibilité aux variations du bruit de fond naturel apparaît à nouveau pour des fenêtres LEW et HEW collées à IW, avec une largeur de 4 canaux pour LEW. Il était impossible de descendre plus à cause du codage du spectre, qui n'enregistrait pas les valeurs en deçà de 24 keV. La largeur optimale pour HEW est de 3 canaux. Cependant, afin de garder une certaine conformité avec la méthode 2W, on choisit le jeu avec HEW de 6 canaux. Les variations sont quand même plus faibles que celles obtenues avec 2W.

3.2.2.3 Conclusion

Les meilleurs jeux de fenêtres permettant de s'affranchir le maximum des variations du bruit de fond naturel sont Tab.3.2.

3.2.3 Traitement particulier de l'altitude de vol

[AS01] ont montré que l'altitude a un impact sur les coefficients de stripping. Ils ont déterminé les équations régissant l'évolution des coefficients de stripping Bi/Tl (α), K/Tl (β) et K/Bi (γ) avec l'altitude (z(m)) à l'aide de calibration sur module. A moyenne et haute énergie, les variations du coefficient de

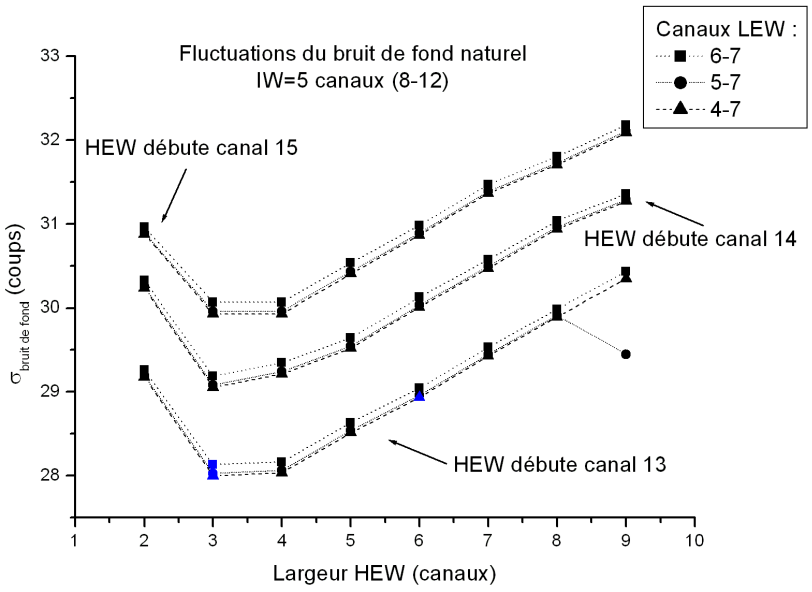


FIGURE 3.10 – Etude de la largeur et position pour les fenêtres LEW et HEW

Méthode	largeur (keV)			σ_{BDF}(coups)	$\overline{dC/dZ}$ (coups·m^{-1}·s^{-1})
	LEW	IW	HEW		
2W	-	30	36	32.87	1.20
3W	24	30	36	28.93	0.92

TABLE 3.2 – Meilleurs jeux de fenêtres déterminés sur un bruit de fond naturel

stripping sont légères :

$$\alpha = (3.3E-4 \pm 1.9E-4)z + (1.8E-1 \pm 1.3E-2) \quad (3.5)$$

$$\beta = (5.1E-4 \pm 4.4E-4)z + (2.9E-1 \pm 3.0E-2) \quad (3.6)$$

$$\gamma = (4.0E-4 \pm 2.9E-4)z + (7.3E-1 \pm 1.9E-2) \quad (3.7)$$

Les variations sont plus importantes à plus basse énergie. [AS01] descend jusqu'à ^{131}I.

Considérant nos coefficients S_{2W} (Eq. 3.1) et S_{3W} (Eq. 3.2) qui sont calculés aux plus basses énergies et multipliés par un grand taux de comptage (HEW de l'ordre de 500 coups de et LEW+HEW 700 coups). Cela engendre une grande erreur, surtout lors d'une brusque augmentation de l'altitude (Fig.3.11).

Les erreurs associées (calcul détaillé au §3.4) à l'extraction ne suffisent pas éliminer le faux positif (points 7140-7160). Cette extraction positive est uniquement due aux variations d'altitude : les coefficients S_{2W} et S_{3W} sont très différents des rapports IW/HEW et IW/LEW + HEW locaux à cause de la

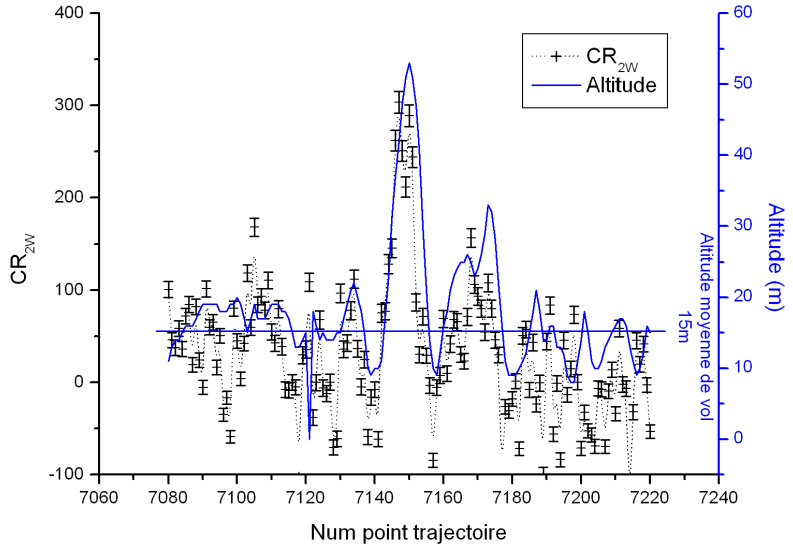


FIGURE 3.11 – Augmentation et diminution de l'atitude de vol produisant un faux positif

déformation spectrale. Il faut donc construire des coefficients dépendant en altitude. En survolant une zone de bruit de fond à différentes altitudes, on peut calculer les coefficients comme une fonction de $z - \bar{z}\cdot$ Le coefficient de stripping de référence S_{2W} ou S_{3W} est pris à $z = \bar{z}\cdot$ Les profils obtenus sont représentés en Fig.3.12 et 3.13. Ce Site 5 correspond au site retraité dans le §3.3.2. Le Site 6 est un site qui a fait l'objet d'un survol, ne présentant pas de particularité.

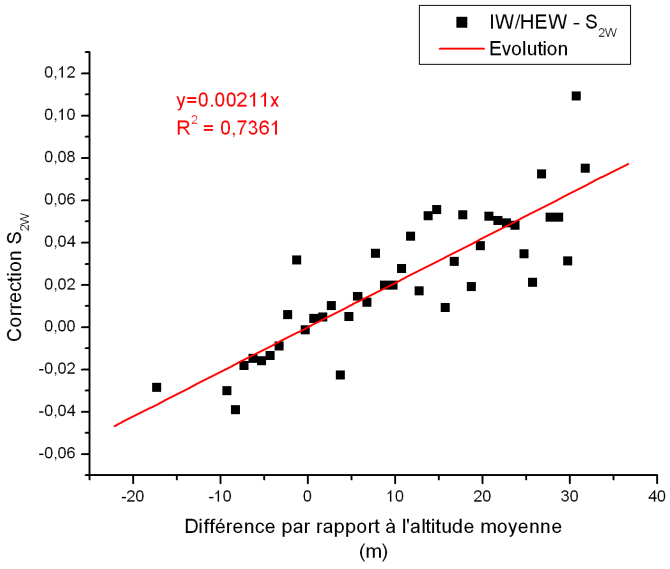


FIGURE 3.12 – Evolution du S2W (Site 5)

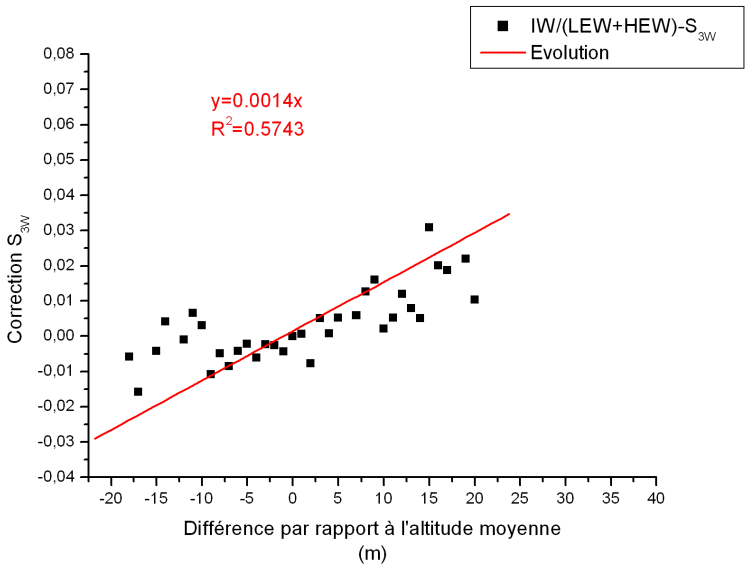


FIGURE 3.13 – Evolution du S3W (Site 5)

Une régression linéaire est effectuée sur la différence (rapport local-S_{2W} ou S_{3W}) avec $z - \bar{z}$ comme variable. L'utilisation de ces coefficients nous permet de nous affranchir de la brusque variation d'altitude (Fig.3.14). Cette solution est facile à utiliser, robuste, et permet de tenir compte de la géologie du site. De plus l'évolution du coefficient de stripping est très semblable d'un site à l'autre (Fig.3.15) et (Fig.3.16). La connaissance du coefficient de référence suffit pour le corriger directement en fonction de l'altitude. Ce coefficient de stripping de référence est important pour prendre en compte la géologie du site.

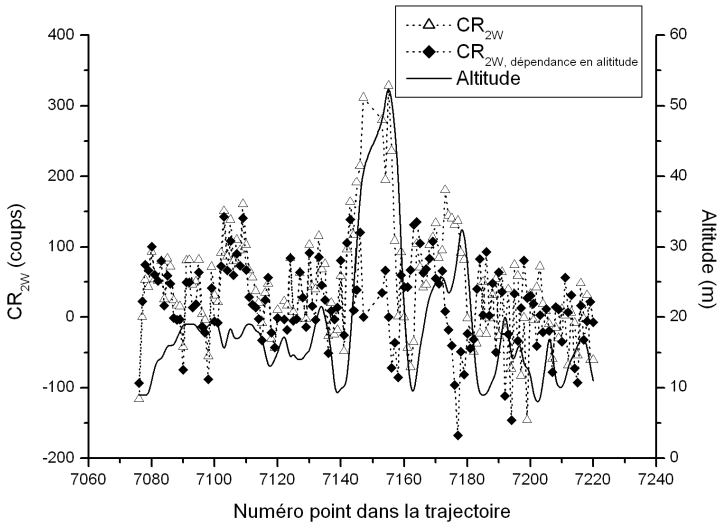


FIGURE 3.14 – Résolution du problème d'altitude

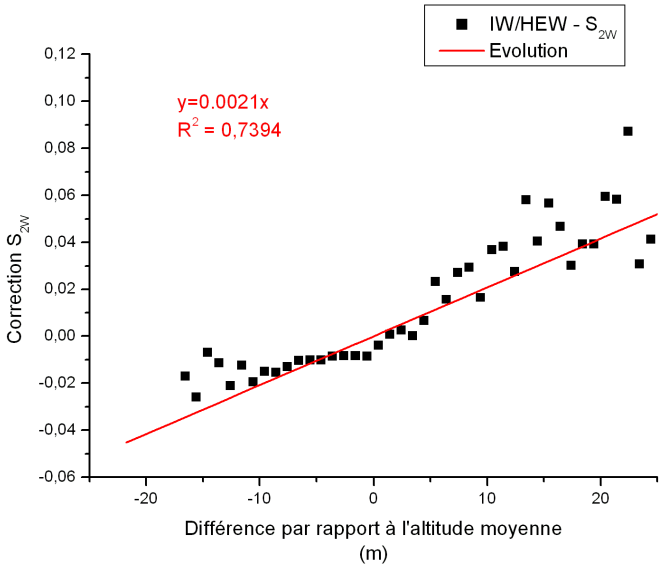


FIGURE 3.15 – Evolution du S2W (Site 6)

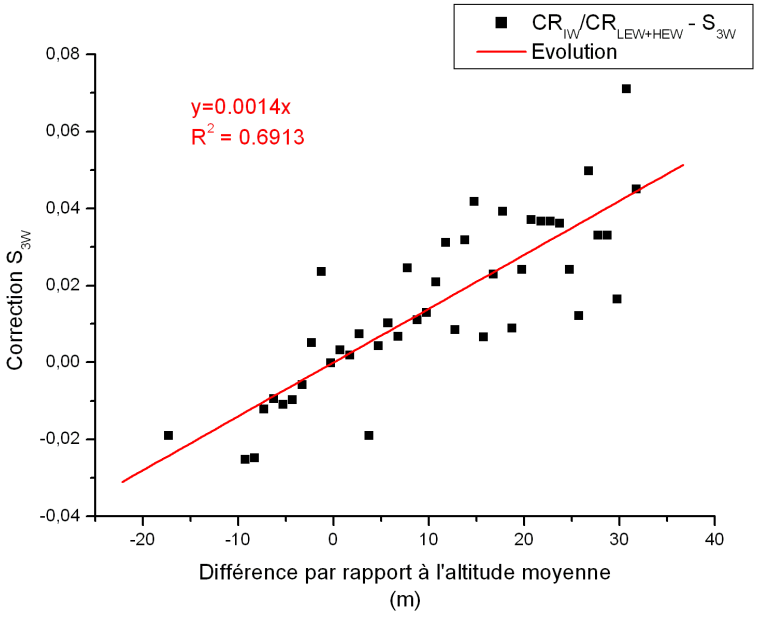


FIGURE 3.16 – Evolution du S3W (Site 1)

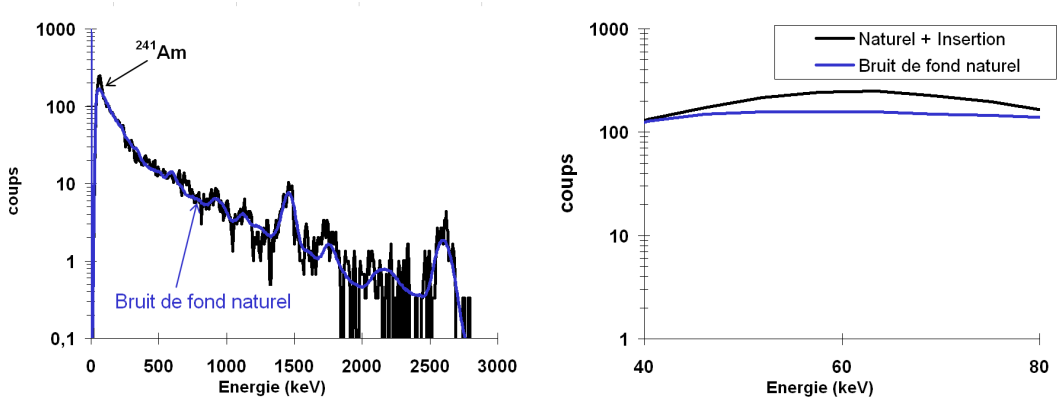


FIGURE 3.17 – Signal inséré dans la zone de 10 kBq·m^{-2}

3.3 Performances de l'algorithme

Après avoir déterminé les meilleurs jeux de fenêtre 2W et 3W sur un bruit de fond naturel, il est nécessaire de qualifier les performances de l'algorithme en terme d'extraction d'un signal effectivement présent.

3.3.1 Extraction d'un signal à basse énergie et limite de détection

3.3.1.1 Simulation de retombées

Sur des spectres de bruit de fond, un signal de ^{241}Am est injecté correspondant aux trois ellipses désirées : 100 kBq·m^{-2}, 10 kBq·m^{-2} et 1 kBq·m^{-2} (Fig.3.19a). Le processus se décompose comme suit :

1. un spectre pur de ^{241}Am est enregistré ou simulé à différentes altitudes,
2. un fichier temporaire est créé avec les ellipses et les spectres correspondants aux activités désirées,
3. les spectres entre les différentes ellipses sont ajustés pour les altitudes et activités suivant une loi en $1/d^2$ et ajoutés aux spectres de bruit de fond.

Le spectre représenté en Fig.3.17 représente un spectre de 10 kBq·m^{-2} après insertion[1]. La ligne bleue est le bruit de fond naturel, calculé sur tout le site *avant* insertion des retombées de ^{241}Am. Pour information, la valeur moyenne de IW était 147 coups·s^{-1}. Après insertion, le comptage grimpe à 223 coups·s^{-1} (Fig.3.17). Le rapport signal/bruit ne vaut donc que 0.5 à 10 kBq·m^{-2}, rendant une extraction précise difficile.

3.3.1.2 Extraction du signal

Un test simple a été conduit pour détecter ces retombées avec les méthodes 2W et 3W : si le taux de comptage extrait dépasse le seuil de décision (cf 1.4.1) avec un $k_\alpha = 2$, soit 97.73% de taux de confiance, on considère l'extraction valide. Sachant quels points sont concernés par les retombées, on peut calculer

1. une activité de 20 kBq·m^{-2} de ^{241}Am est équivalente à une répartition surfacique de 70 μg.m^{-2} de Pu

Méthode	$\overline{CR_{BDF}}$	σ_{BDF}
2W	-1.26	28.14
3W	-0.67	25.73

TABLE 3.3 – Caractéristiques des jeux d'extraction sur la zone de bruit de fond avant extraction du signal

les taux de vrai détection et de fausse détection. Sur cette zone, les caractéristiques de l'extraction sur bruit de fond sont récapitulées dans Tab. 3.3.

Limite de détection Les coups extraits suivent une distribution normale de moyenne nulle et d'écart-type $\sigma_{2W,3W;BDF}$. La limite de détection ([Tso95b] et cf 1.4.2) vaut alors :

$$LD = k_\beta * \sigma_{2W,3W;BDF} \tag{3.8}$$

Les valeurs de k_β pour différents niveaux de confiance sont récapitulés Tab. 5.4. Pour 95 % de taux

Probabilité de détection	k_β
68 %	1
90 %	1.64
95 %	1.96
99 %	2.58

TABLE 3.4 – Paramètre k_β en fonction de la probabilité de détection recherchée

de confiance, LD_{2W} = 55.15 coups et LD_{3W} = 50.43 coups. La conversion de ces coups en activité équivalente au sol dépend de l'altitude (fig. 3.18). Par exemple, à 40m, LD_{2W} = 18 kBq.m^{-2} et LD_{3W} = 16 kBq.m^{-2}.

Extraction du signal Si le taux de comptage extrait dépasse le SD, on considère que l'extraction est valide et qu'un signal ^{241}Am est effectivement présent. Les taux de détection (ie le comptage extrait est bien dans les zones correspondantes aux ellipses) sont rassemblés dans le Tab. 3.5. Dans le cas où l'extraction a lieu dans le bruit de fond, les taux de fausses détection sont dans Tab. 3.6. Les cartes obtenues sont représentées en Fig.3.19b et Fig.3.19c.

Activité	2W	3W
100 kBq·m^{-2}	97.83 %	100.00 %
10 kBq·m^{-2}	93.48 %	93.48 %
1 kBq·m^{-2}	13.04 %	15.22 %

TABLE 3.5 – Taux de détection 2W et 3W

On constate un bon accord des zones présentant des activités supérieures ou égales à 10 kBq·m^{-2}. Les taux de fausse détection sont très faibles (but de l'optimisation des fenêtres). La limite de détection

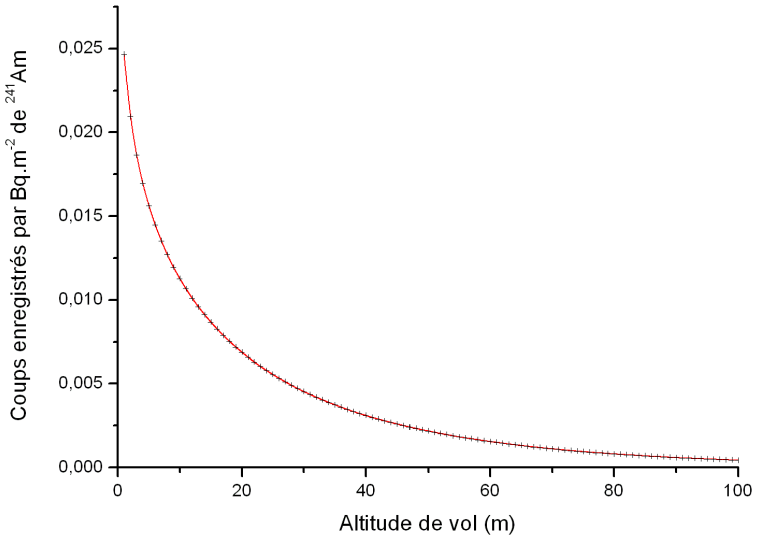
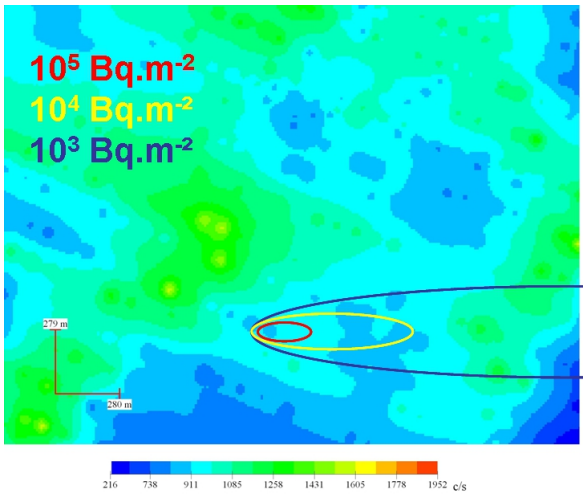


FIGURE 3.18 – Conversion coups enregistrés-activité équivalente au sol (Bq.m^{-2}) de ^{241}Am

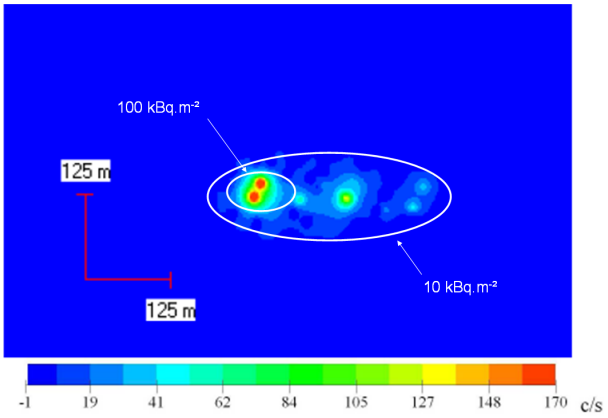
2W	3W
3.50 %	1.50 %

TABLE 3.6 – Taux de fausse détection avec 2W et 3W

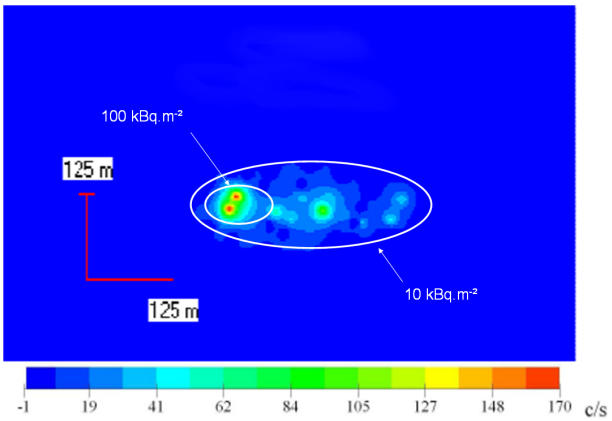
se trouve aux alentours de 15 kBq·m^{-2}, et le test s'appuyant uniquement sur le seuil de décision permet de descendre entre 1 et 10 kBq·m^{-2}.



(a) Insertion de retombées simulées sur une zone de bruit de fond : comptage dans la fenêtre ^{241}Am (40-80 keV) avant insertion.



(b) Détection avec la méthode 2W



(c) Détection avec la méthode 3W

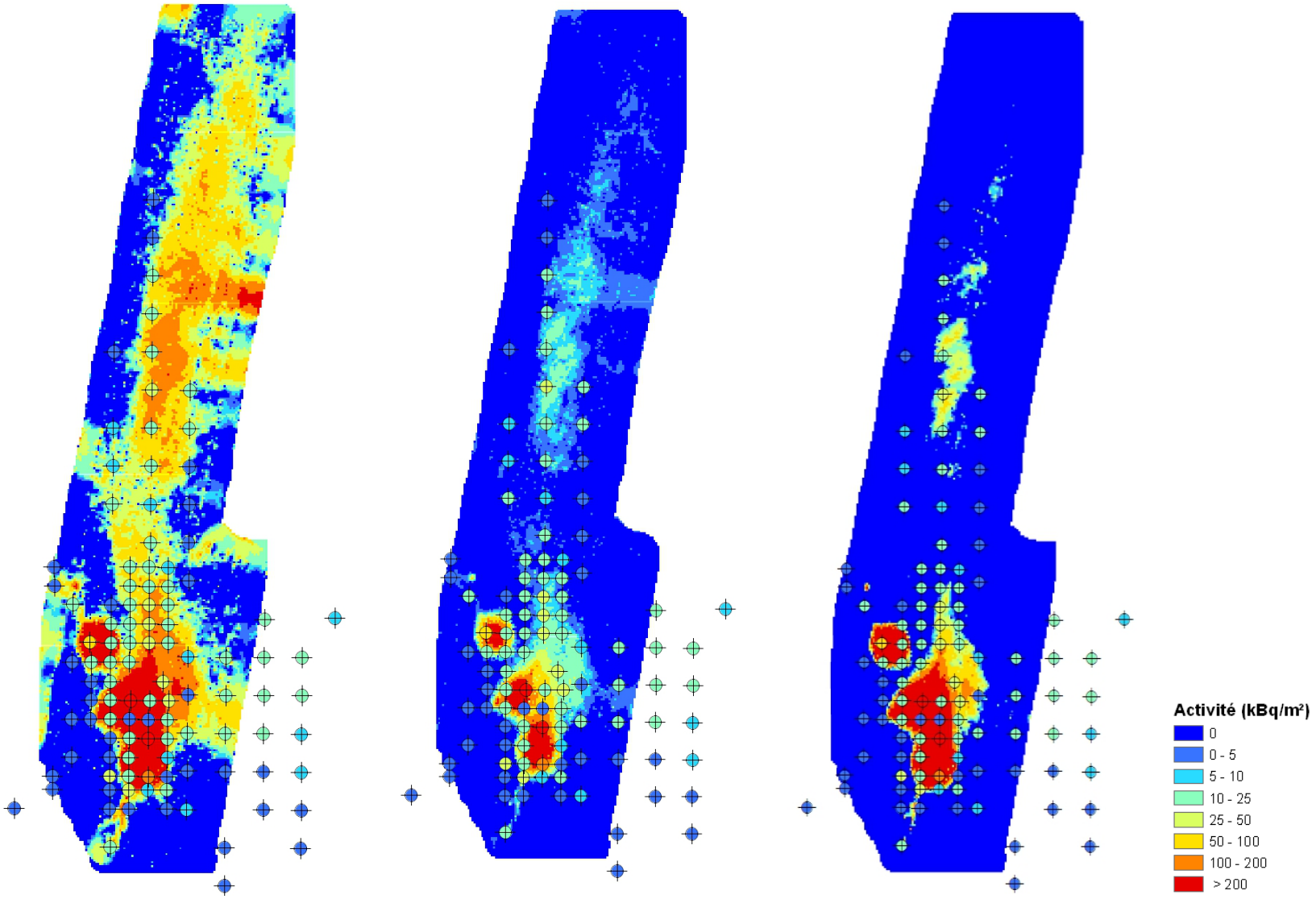
FIGURE 3.19 – Insertion de la plume et extraction à l'aide des méthodes 2W et 3W

3.3.2 Retraitement des mesures d'un site contaminé en ^{241}Am (Site 5)

L'ensemble de ces évolutions ont été prises en compte pour retraiter un site qui connaît une contamination en ^{241}Am. Les différentes étapes de ce retraitement et les bénéfices apportés sont représentés en Fig.3.20. On peut comparer les activités estimées par le survol (15m en moyenne) et les prélèvements au sol (croix) et constater l'adéquation des deux.

Le paramétrage initial est très bruité (Fig3.20a) et il est difficile (voire impossible) de distinguer la plume (nom commun pour le panache des retombées) du bruit de fond. Les points chauds, bien sûr, sont visibles (ils le sont déjà en ne considérant que les taux de comptage). L'utilisation des fenêtres définies en 3.2.2.3 permettent une très bonne extraction du signal (Fig.3.20b), et les quelques faux positifs en bord de zone proviennent des variations de l'altitude de vol. Ces imperfections sont gommées par l'application du coefficient de stripping dépendant en altitude (cf. 3.2.3) et on obtient la carte Fig.3.20c.

La correction en altitude est d'ordre deux par rapport à la configuration des fenêtres. Sur l'ensemble de la trajectoire, les corrections sont représentées en Fig.3.21. A la vue de la conversion coups-activité au sol (Fig.3.18) l'impact sur l'activité est divisé par 10 environ. Cependant, on voit bien, aux points 7100-7200 (cf Fig.3.14) que 300 coups (donc 10-25 kBq·m^{-2} environ) se transforment en moins de 5. Ces points se situent à l'est de la plume dans la partie supérieure. Les mêmes artefacts sont éliminés entre les points chauds et la plume nord et à l'est des points chauds. Le signal en sortie est beaucoup plus propre.



(a) Paramètrage initial

(b) Paramètrage optimal sans prise en compte de l'altitude

(c) Paramètrage optimal

(d) Echelle

FIGURE 3.20 – Comparaison des jeux 3W anciens et nouveaux avec les prélèvements au sol (croix) sur le Site 5

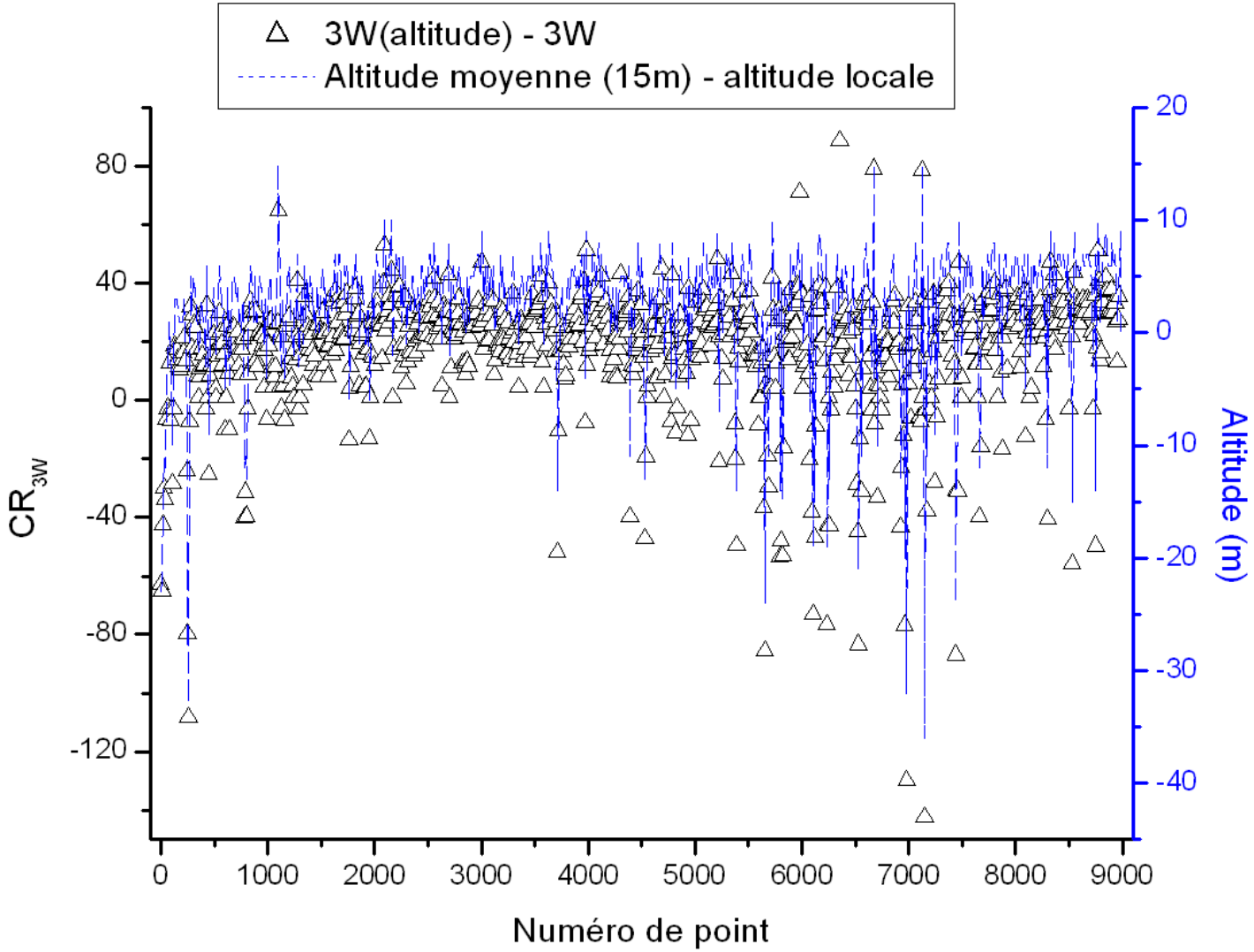


FIGURE 3.21 – Corrections apportées sur le comptage extrait par la méthode 3W

3.3.3 Extension de la méthode à moyenne énergie et comparaison des performances

Les méthodes 2W et 3W estiment le fond de diffusion de façon globale, contrairement à la méthode des fenêtres qui utilise la diffusion d'un élément dans la fenêtre considérée.

A moyenne énergie, on peut comparer les performances de ces méthodes avec celles couramment utilisées :

– détection de pic (algorithme de recherche de pics dans le spectre détaillé dans [Gui01]),

– méthode des fenêtres (détaillée dans [IAEA91] et avec des recommandations dans [IAEA03]).

Un signal constitué de ^{137}Cs va être analysé avec les quatre méthodes. L'extraction du signal est représentée en Fig.3.22.

Les méthodes de détection de pic (Fig.3.22a) et de fenêtres (Fig.3.22b, 3.22c et 3.22d) ont à première vue la même forme. Cependant, la méthode des fenêtres semble avoir un rapport signal/bruit plus faible que la détection de pic. Une ligne de vol au-dessus de la plume (Fig.3.23) va nous permettre de comparer ces méthodes précisément.

3.3.3.1 Paramétrage des fenêtres pour 2W et 3W

On applique le même processus que celui décrit en 3.2. La fenêtre IW est centrée sur 662 keV, avec une largeur égale à FWHM. Cette fenêtre couvre 80 % du pic, ce qui est suffisant à moyenne énergie car le spectre est relativement plat. De plus, LEW doit se situer entre le front Compton (480 keV) et le début de la IW :

$$E_C = \frac{E_\gamma}{1 + 2 * E_\gamma / m_0 c^2} \tag{3.9}$$

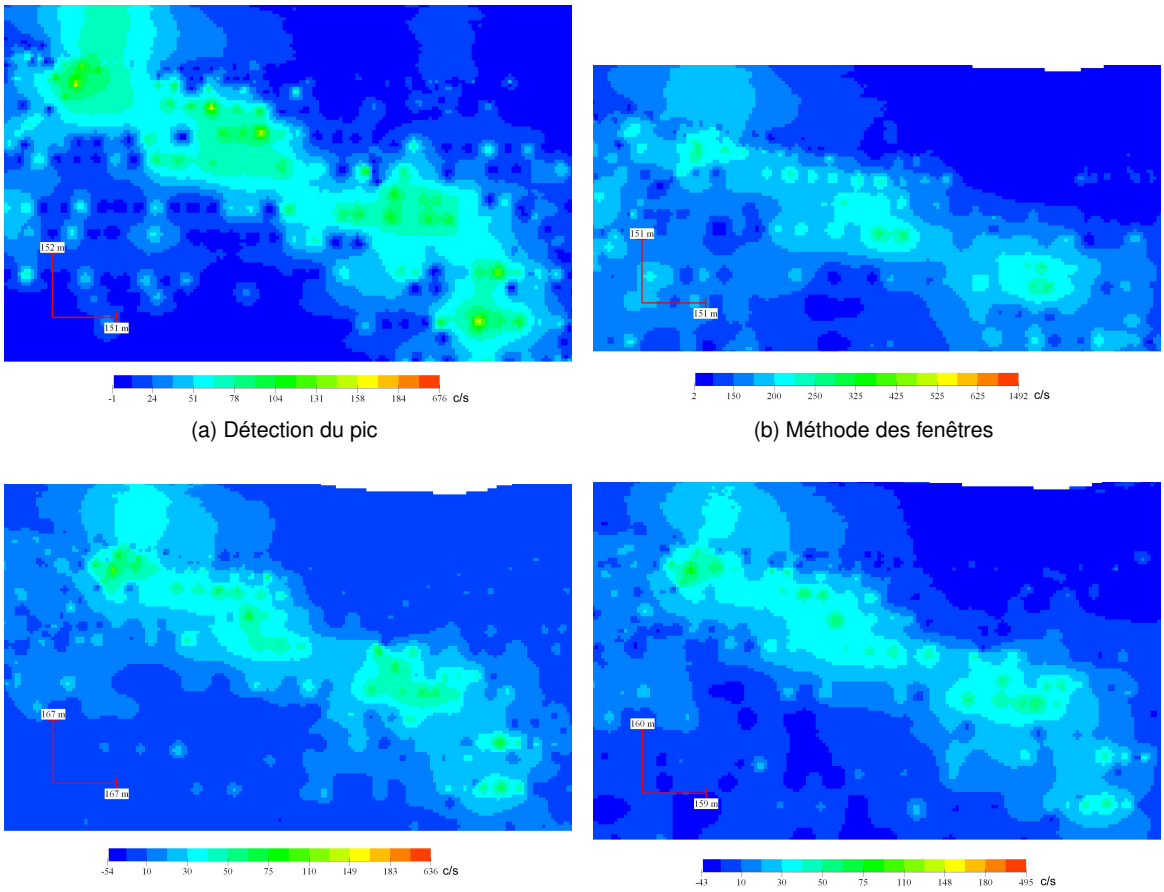
où $m_0 c^2$ est la masse de l'électron au repos (511 keV).

$$E_C = 134.35\ keV$$

et donc le front Compton se situe à 662-134.35=477.65 keV

3.3.3.2 Performances sur la ligne de vol

Le signal extrait avec la méthode des fenêtres *classique* présente de grandes variations, même dans les zones de bruit de fond naturel. La détection de pics procure la meilleure résolution spatiale : le comptage extrait en dehors de la plume (points 6825-6835) vaut 0 et augmente rapidement. Les méthodes 2W et 3W ont elles aussi une meilleure localisation du signal que la méthode des fenêtres, approchant la détection des pics mais avec un rapport signal/bruit plus faible.



(a) Détection du pic

(b) Méthode des fenêtres

(c) Méthode 2W

(d) Méthode 3W

FIGURE 3.22 – Détection d'une plume ^{137}Cs avec les 4 méthodes étudiées

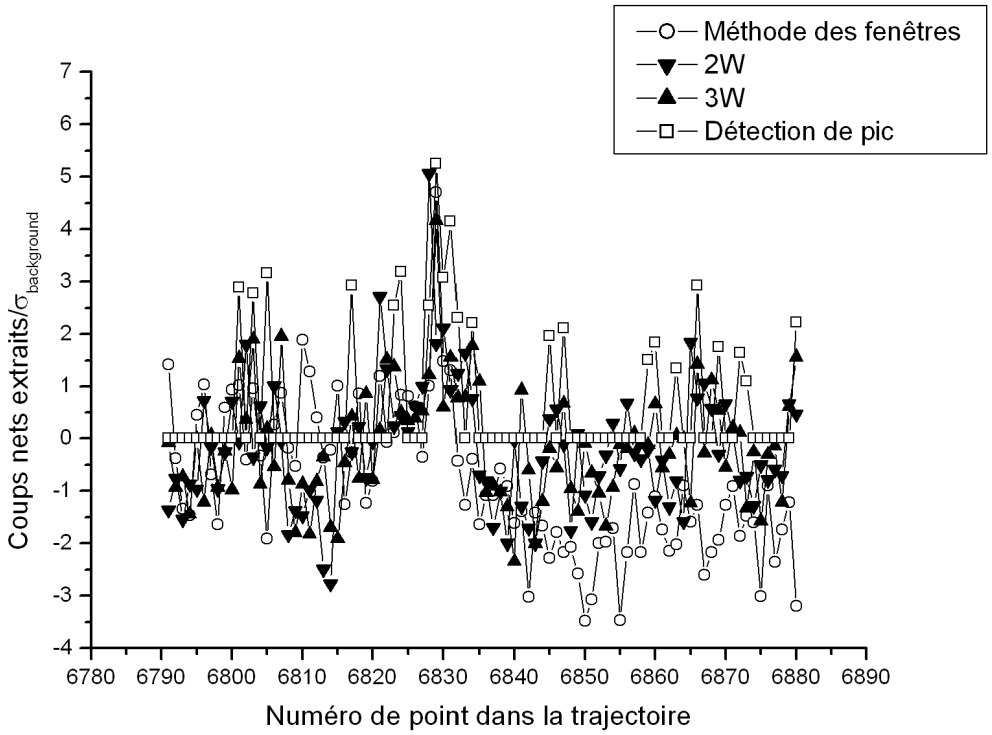


FIGURE 3.23 – Détails 4 méthodes au-dessus de la plume ^{137}Cs

3.4 Un point sur les erreurs

L'estimation des erreurs en spectrométrie gamma aéroportée est très délicate. Elle est principalement de deux natures :

1. l'erreur sur le taux de comptage enregistré et
2. l'erreur sur la conversion en activité équivalente au sol.

Nous nous attarderons plus particulièrement sur les erreurs du taux de comptage enregistré, conditionnant les erreurs des méthodes 2W et 3W (puisque le résultat est exprimé en coups). On peut déjà noter que l'efficacité intrinsèque du détecteur va induire une erreur lors de la calibration de celui-ci. Cette erreur ne dépendra que de l'énergie E.

3.4.1 Altitude de vol

Les erreurs sur les paramètres expérimentaux proviennent de l'erreur sur la mesure de la hauteur (donnée par l'altimètre), le μ_{air} et le μ_{sol} utilisés pour le calcul de l'atténuation du flux photonique et l'inclinaison de l'hélicoptère. Il n'est jamais parfaitement horizontal lorsqu'il est en mouvement. Il présente un tangage et un roulis qui rendent l'estimation du disque de vision du détecteur peu précise. En pratique, on considère que 90% du signal enregistré provient d'un disque de diamètre 2h, où h est l'altitude de vol. La hauteur de vol est aujourd'hui mesurée par une radiosonde. Celle-ci émet un signal en direction du sol qui le réfléchit : du temps mis pour effectuer cet aller-retour est déduit l'altitude de vol. En fonction de la topographie du terrain survolé (quel est le point sur lequel sera réfléchi l'onde, est-il saillant...) et de l'humidité de l'air (variation de la vitesse de propagation de l'onde) l'altitude donnée par l'instrument variera. L'erreur relative sur l'altitude a été estimée [Pig05] à :

$$\text{erreur} = 8 \cdot \exp\left(-\frac{h}{40}\right) + 0,51 \tag{3.10}$$

où :

- l'erreur est exprimée en %,
- 40 m, l'altitude nominale de vol et
- h, la hauteur de vol, en mètres.

3.4.2 Coefficient de stripping

3.4.2.1 Erreur sur les coefficients de stripping moyens S_{2W} et S_{3W}

Cette erreur n'est pas due au système à proprement parlé mais au lieu qui est survolé. En effet, s'il est très hétérogène, les coefficients de stripping moyens S_{2W} et S_{3W} ne seront absolument pas représentatifs du sol. Ces rapports et erreurs associées sont représentées Tab.3.7. Les numéros de site sont les mêmes que ceux utilisés dans le §3.2.3. Le site numéro 1 présente assez peu d'hétérogénéités géologiques, contrairement au troisième site.

On constate d'ailleurs que les erreurs faites avec la méthode 3W sont plus faibles, confortant la meilleure prise en compte du fond de diffusion.

Site	S_{2W}	$\sigma_{S_{2W}}$	$\sigma_{S_{2W}}/S_{2W}$	S_{3W}	$\sigma_{S_{3W}}$	$\sigma_{S_{3W}}/S_{3W}$
1	0,626	0,039	0,062	0,521	0,029	0,056
2	1,02	0,071	0,070	1,013	0,069	0,068
3	0,28	0,042	0,150	0,611	0,081	0,133

TABLE 3.7 – Erreurs sur les coefficients de stripping moyens pour trois sites

3.4.2.2 Erreur sur la loi de correction du coefficient de stripping moyen

Si on considère que les coups dans les fenêtres IW, LEW et HEW suivent une distribution de normale sur un bruit de fond, à tout comptage N est associé un $\sqrt{N}$. On a alors :

$$\text{Comptage} = N \pm \sqrt{N} \tag{3.11}$$

Par conséquent, on peut considérer :

$$\text{IW} = \text{IW} \pm \sqrt{\text{IW}} \tag{3.12}$$

$$\text{LEW} = \text{LEW} \pm \sqrt{\text{LEW}} \tag{3.13}$$

$$\text{HEW} = \text{HEW} \pm \sqrt{\text{HEW}} \tag{3.14}$$

L'erreur sur les rapports IW/HEW et IW/(LEW+HEW) spectre par spectre s'écrit, en utilisant la formule de propagation des erreurs :

$$\frac{\sigma_{S_{2W}}}{S_{2W}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{IW}}{IW}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{HEW}}{HEW}\right)^2} \tag{3.15}$$

$$\frac{\sigma_{S_{2W}}}{S_{2W}} = \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{IW}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{HEW}}\right)^2}$$

$$\frac{\sigma_{S_{2W}}}{S_{2W}} = \sqrt{\frac{1}{IW} + \frac{1}{HEW}} \tag{3.16}$$

$$\frac{\sigma_{S_{3W}}}{S_{2W}} = \sqrt{\frac{1}{IW} + \frac{1}{HEW} + \frac{1}{LEW}} \tag{3.17}$$

Pour rappel, la propagation des erreurs vaut :

$$\text{Si } c = a + b \text{ ou } c = a - b \quad \Delta c = \Delta a + \Delta b \tag{3.18}$$

$$\text{Si } c = ab \text{ ou } c = a/b \quad \frac{\Delta c}{c} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a}{a}\right) + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2} \tag{3.19}$$

La répartition en fonction de l'altitude des coefficients de stripping locaux, utilisés pour calculer la fonction de correction du Site 1 (Fig.3.12 et Fig.3.13), est représentée en Tab.3.8.

Les erreurs relatives valent entre 3 et 5 %. Certains points, manquant de statistique, ont des erreurs relatives plus importantes. Si nous confrontons ces valeurs (obtenues par la statistique) à la formule

Altitude (m)	S_{2W}	$\sigma_{S_{2W}}$	$\sigma_{S_{2W}}/S_{2W}$	S_{3W}	$\sigma_{S_{3W}}$	$\sigma_{S_{3W}}/S_{3W}$
7						
8	0,596	0,000	0,000	0,496	0,000	0,000
9	0,587	0,027	0,046	0,496	0,020	0,040
10	0,608	0,020	0,033	0,509	0,016	0,031
11	0,611	0,020	0,033	0,511	0,017	0,033
12	0,610	0,028	0,046	0,510	0,022	0,042
13	0,613	0,025	0,041	0,511	0,021	0,042
14	0,617	0,022	0,036	0,515	0,018	0,035
15	0,632	0,052	0,082	0,526	0,038	0,072
16	0,658	0,112	0,170	0,544	0,080	0,147
17	0,625	0,020	0,032	0,521	0,015	0,029
18	0,630	0,028	0,045	0,524	0,023	0,044
19	0,631	0,028	0,045	0,523	0,021	0,039
20	0,636	0,018	0,028	0,528	0,015	0,027
21	0,604	0,012	0,020	0,502	0,013	0,026
22	0,631	0,011	0,018	0,525	0,008	0,015
23	0,641	0,017	0,026	0,531	0,013	0,024
24	0,638	0,014	0,022	0,528	0,009	0,018
25	0,661	0,017	0,026	0,545	0,014	0,026
26	0,646	0,022	0,034	0,532	0,017	0,031
27	0,646	0,021	0,032	0,534	0,016	0,030
28	0,654	0,022	0,034	0,542	0,017	0,031
29	0,669	0,021	0,031	0,552	0,016	0,030
30	0,643	0,007	0,011	0,529	0,007	0,013
31	0,679	0,026	0,039	0,553	0,022	0,040
32	0,682	0,000	0,000	0,563	0,000	0,000
33	0,635	0,006	0,009	0,527	0,006	0,011
34	0,657	0,006	0,009	0,544	0,005	0,008
35	0,679	0,007	0,010	0,560	0,003	0,006
36	0,645	0,009	0,015	0,530	0,004	0,008
37	0,665	0,013	0,020	0,545	0,011	0,020
38	0,679	0,016	0,023	0,558	0,014	0,024
39	0,677	0,008	0,012	0,558	0,007	0,012
40	0,558	0,558	1,000	0,558	0,558	1,000
41	0,674	0,000	0,000	0,557	0,000	0,000
42	0,661	0,000	0,000	0,545	0,000	0,000
43	0,647	0,000	0,000	0,533	0,000	0,000
44	0,699	0,000	0,000	0,571	0,000	0,000
45	0,678	0,000	0,000	0,554	0,000	0,000
46	0,678	0,000	0,000	0,554	0,000	0,000
47	0,658	0,000	0,000	0,537	0,000	0,000
48	0,736	0,000	0,000	0,592	0,000	0,000
49	0,701	0,000	0,000	0,566	0,000	0,000
50						

TABLE 3.8 – Répartition des coefficients de stripping locaux pou le Site 1

Point	Altitude (m)	IW	HEW
7150	53	1834	2467

TABLE 3.9 – Taux de comptage du point particulier 7150

pour S_{2W} (Eq.3.16), dont les résultats pour les vingt premiers points de mesure sont listés Tab.3.10, on constate que les erreurs sont légèrement plus élevées dans ce dernier cas. A 37 m et 38 m, les erreurs sur S_{2W} valent 3,8 % et 3,7 % (cf Tab.3.10). Si on se réfère au Tab.3.8, pour ces altitudes, elles valent 2 % environ. Les comptages entre les fenêtres HEW et IW sont en effet corrélés à cause de la diffusion des photons. Ce coefficient de corrélation ne peut pas être calculé, sinon nous n'aurions pas besoin de prendre en compte le fond de diffusion de façon globale dans notre algorithme (et la méthode « classique » des fenêtres (cf §1.5.1)). Le taux de comptage à plus haute énergie suffirait à calculer le fond et tout comptage supérieur à ce comptage serait une signature à basse énergie. La nature est quelques fois mal faite.

En conclusion, on peut estimer l'erreur sur CR_{2W} à environ 10 %. Par exemple, prenons le point numéro 7150 sur le graphique Fig.3.11. Ce point est responsable du faux positif le plus élevé dû à l'altitude. Ses comptages sont en Tab.3.9. En combinant les différentes formules Eq.3.18 et 3.19, avec $b = S_{2W} \cdot HEW$ ($\Delta b/b = 0.07$) et $\Delta IW = \sqrt{IW}$, on obtient :

$$\frac{\Delta CR}{CR} = 0,093 \tag{3.20}$$

Le taux CR_{2W} extrait avant correction valait 300 coups. L'erreur vaut donc 30 coups, ne suffisant pas à éliminer le faux positif. La correction est donc nécessaire. On peut enfin remarquer qu'une part importante de l'erreur provient du coefficient de stripping moyen. Un site hétérogène aura des résidus nombreux, dessinant des contours naturels. Cela s'appréhende bien en ne raisonnant qu'en termes d'éléments naturels : K, U et Th. S'ils varient en même temps, l'utilisation de rapports de fenêtres permet de s'affranchir de cette variation. En revanche, un changement des proportions va entraîner un déséquilibre que le rapport de permettra pas de gommer.

Numéro de point de mesure	Altitude (m)	IW (coups)	HEW (coups)	erreur S_{2W} (%)
1	38	1193	1756	0,038
2	38	1225	1831	0,037
3	37	1156	1801	0,038
4	37	1212	1782	0,037
5	37	1187	1750	0,038
6	37	1204	1849	0,037
7	37	1283	1947	0,036
8	38	1285	1864	0,036
9	38	1335	1896	0,036
10	37	1299	1946	0,036
11	37	1295	1943	0,036
12	36	1299	2003	0,036
13	36	1285	1962	0,036
14	36	1276	2017	0,036
15	35	1309	1946	0,036
16	33	1298	2061	0,035
17	32	1378	2021	0,035
18	31	1296	1986	0,036
19	30	1302	1993	0,036
20	29	1337	2047	0,035

TABLE 3.10 – Erreurs expérimentales du calcul de S_{2W} local

3.4.3 Conversion en activité

La conversion en activité de la source est la plus importante des erreurs. Puisque les algorithmes développés dans ce chapitre donnent un résultat sous forme de coups, nous ne ferons que les énoncer dans le tableau 3.11. Ces erreurs sont très bien explicitées et quantifiées dans [Pig05].

Terme	Nom	Sources d'erreur expérimentale
ω	Facteur angulaire (produit de l'efficacité et taux de diffusion angulaires)	efficacité angulaire du détecteur Atténuation de l'air Atténuation du sol Hauteur
G	Facteur géométrique	Atténuation de l'air Atténuation du sol Hauteur

TABLE 3.11 – Les différents paramètres (autres que le comptage) induisant une erreur sur l'activité équivalente au sol

Nom	Intensité d'erreur expérimentale (%)
Calibration des détecteurs	10
Prise en compte du modèle de distribution	20
Nature et état du sol	20
Altitude	5

TABLE 3.12 – Intensités des sources d'incertitude entachant la converison en activité

La somme des intensités relatives de ces erreurs (Tab.3.12) est estimée à près de 50 %. Ces erreurs sont cinq fois plus importantes quelles celles engendrées par l'extraction des coups.

3.5 Conclusion

A basse énergie, seules les méthodes 2W et 3W permettent une estimation globale du fond de diffusion. Elles dérivent de la méthode des fenêtres, adaptée à basse énergie. Celles-ci ne peuvent pas être employées dans ces régions énergétiques car l'évaluation d'un haut taux de comptage avec des fenêtres à moyenne et haute énergie (donc peu de coups) est trop délicat.

Le choix des fenêtres est optimisé pour un radionucléide donné et ajusté pour minimiser les fluctuations du bruit de fond. Le processus complet est proposé dans ce Chapitre 3. La méthode 2W fonctionne bien quand un seul radionucléide artificiel est présent ou si les radionucléides ont une faible contribution à basse énergie. La méthode 3W est moins sensible à ces interférences. Si trop de radionucléides sont présents et si leurs activités sont très variables sur le site, ces méthodes vont produire des faux positifs car aucune référence ne saura être représentative du site.

Les méthodes 2W et 3W peuvent être utilisées pour détecter des retombées localisées avec un bon rapport signal/bruit. Elles peuvent être étendues à basse énergie, pour détecter du ^{137}Cs par exemple. Des précautions doivent être prises car de nombreux radionucléides peuvent interférer dans cette zone spectrale.

Les coefficients de stripping S_{2W} et S_{3W} sont caractéristiques du site survolé et dépendant de l'altitude. Afin de minimiser les fausses détections dues à l'augmentation et la diminution soudaine de l'altitude de vol, une nouvelle méthode de calcul des coefficients a été développée.

Après nous être intéressés au problème de l'extraction d'une signature gamma à basse énergie, nous allons prendre un peu de hauteur. Nous n'allons plus considérer de région énergétique particulière mais considérer le spectre dans son ensemble et développer des observables nous permettant de détecter un spectre présentant une anomalie, peu importe où elle se trouve. Ce travail est exposé au Chapitre 4 suivant.

CHAPITRE 4

Méthodes de détection d'anomalie γ

Sommaire

4.1 Introduction 73
4.1.1 Algorithmes basés sur l'écart-type 75
4.1.2 Algorithmes stochastiques 75
4.2 Algorithmes basés sur l'écart-type 75
4.2.1 Algorithme se basant sur le rapport des taux de comptage (IPA) 75
4.2.2 Utiliser la forme du spectre comme observable (Fuseau) 87
4.3 Algorithmes stochastiques 93
4.3.1 Algorithme TF 93
4.3.2 Evolution de l'algorithme (TAG) 98
4.4 Comparaison des performances et scenarii d'utilisation 109
4.4.1 Comparaison de IPA et fuseau 109
4.4.2 Comparaison des meilleurs jeux IPA et TAG 111
4.5 Conclusion 118

4.1 Introduction

De nos jours, une nouvelle thématique d'emploi de la spectrométrie gamma apparaît : la surveillance et la lutte contre le trafic de matière radioactive. Pour cela, il faut être capable de détecter dans le spectre total enregistré une anomalie, et par conséquent prendre en compte *tout* le spectre. Alors que précédemment une zone énergétique était spécialement traitée à l'aide d'un algorithme dédié, offrant de bonnes performances dans cette plage énergétique, il faut maintenant développer un algorithme sensible sur tout le spectre. Cette problématique est loin d'être anecdotique : de nombreuses saisies ont eu lieu lors des dernières décennies. Un court extrait de ces antécédents tenus à jour par l'AIEA [1] est présenté en introduction.

Cette problématique s'inscrit dans une politique de sécurité globale. La surveillance des frontières, des cargos dans un port, de personnes dans les lieux de passage (aéroport, gare) sont autant de cadres d'application. Les radionucléides susceptibles d'être rencontrés sont rassemblés en Annexe B. Cette liste n'est pas exhaustive (d'autres nucléides plus exotiques, mais beaucoup plus rares peuvent faire l'objet de trafic), mais permet de se rendre compte de la variété à laquelle on doit faire face. De plus, leurs énergies d'émission sont réparties sur tout le spectre. Un court extrait est présenté ci-après en Tab.4.1, qui ne reprend que les raies les plus intenses des catégories SNM, combustible usagé, industriels et

1. http ://www.iaea.org/NewsCenter/News/2007/itb.html

	Radionucléide	Raies P (keV)	Intensité d'émission (%)
SNM	^{235}U	186	57.2
	^{238}U (filière ^{234}Th)	1000	0.84
	^{238}U (filière ^{234m}Pa)	1001	0.84
	^{239}Pu	375	0.1
Comb. Usagé	^{134}Cs	605	97.6
	^{144}Ce	510	1.38
	^{152}Eu	40	30
	^{154}Eu	123	40
Industriels	^{226}Ra	609	46
	^{109}Cd	88	3.3
	^{57}Co	122	85.5
	^{60}Co	1333	99.9
		1173	99.9
	^{137}Cs	662	85.5
	^{192}Ir	317	82.6
	^{133}Ba	356	62.1
	^{75}Se	264	58.9
	^{241}Am	60	35.8
Médicaux	TEP	511	100
	^{51}Cr	320	9.9
	^{67}Ga	93	37.8
	^{99m}Tc	140	89.6
	^{123}I	159	83.3
	^{131}I	365	81.2
	^{153}Sm	103	29.2
	^{201}Tl	71	49

TABLE 4.1 – Liste des radionucléides à surveiller

des médicaux. On constate que toutes les raies apparaissent à des énergies inférieures à 1500 keV : on désigne souvent la fenêtre 0-1500 keV par le nom « fenêtre man-made ».

L'efficacité des détecteurs NaI(Tl) permet l'enregistrement de spectres toutes les secondes. Un spectre issu d'un cristal NaI(Tl) de 4l compte environ 1500 coups. Cette pauvre statistique, associée à une résolution faible (de l'ordre de 8% à 662 keV) et à la nécessité d'un traitement temps réel, ne permet pas l'emploi d'algorithme de déconvolution spectrale de laboratoire (type Genie2k). Des méthodes de traitement robustes, peu sensibles aux variations des taux de comptage sont à privilégier. La littérature a permis d'identifier deux grandes familles d'algorithmes répondant à ces critères :

1. les algorithmes étudiant les variations d'un paramètre *ad-hoc* par rapport à sa valeur moyenne
2. les algorithmes se basant sur les propriétés stochastiques du rayonnement, mesurant la probabilité

qu'une mesure ne soit pas dans la distribution choisie

Ces algorithmes sont brièvement présentés dans [MBGNc].

4.1.1 Algorithmes basés sur l'écart-type

Les algorithmes écart-type permettent de quantifier l'écart entre un paramètre T et sa valeur moyenne M, en prenant comme unité son écart-type σ. Ce paramètre T va osciller dans un intervalle plus ou moins grand autour de sa valeur moyenne (Eq. 4.1), où N est la largeur de cet intervalle, à la discrétion de l'utilisateur.

$$M - N \times \sigma \leq T \leq M + N \times \sigma \tag{4.1}$$

Lorsque T sort de cet intervalle, une anomalie sera détectée. L'écart entre la valeur T et M (en unité σ) donnera l'indice de la gravité de l'anomalie. En pratique, on s'intéresse aux élévations de comptage, donc le cas

$$T = M + N \times \sigma \tag{4.2}$$

sera particulièrement étudié. A priori, tous les paramètres représentatifs d'un spectre sont des candidats à ce type d'algorithme. Cela va des taux de comptage dans une ou plusieurs fenêtres énergétiques, des rapports de taux de comptage ou encore des vecteurs pentes. Deux algorithmes sont étudiés : IPA (Chap. 4.2.1), qui utilise les rapports de taux de comptage dans deux fenêtres adjacentes, et fuseau (Chap. 4.2.2), qui analyse la forme du spectre en passant par les dérivées. IPA se place uniquement dans le cas Eq.4.2, tandis que fuseau reste plus général en considérant les deux limites de l'équation 4.1.

4.1.2 Algorithmes stochastiques

Les algorithmes stochastiques quant à eux se basent sur les probabilités stochastiques d'émission du rayonnement. Plus précisément, un rayonnement possède une distribution poissonnienne (ou gaussienne dans le cas du Théorème Limite Central). Ayant acquis un certain nombre de mesures de bruit de fond, nous sommes capables d'estimer une moyenne de coups dans une fenêtre énergétique. Lors de la mesure, chaque nouvelle valeur est alors comparée à cette moyenne, et la probabilité que la mesure *ne soit pas* dans la distribution générée est calculée.

C'est sur ce principe qu'est construit l'algorithme TF (pour Taux de Fausse alarme), détaillé au Chap. 4.3.1. Une approximation de TF, nommée TAG et particulièrement efficace pour les forts taux de comptage, est développée au Chap. 4.3.2.

4.2 Algorithmes basés sur l'écart-type

4.2.1 Algorithme se basant sur le rapport des taux de comptage (IPA)

L'algorithme IPA (pour Indice de Présence d'Anomalie) est le premier algorithme identifié permettant la prise du spectre global. Cet algorithme permet de comparer des rapports de taux de comptage entre spectres pour identifier ceux qui diffèrent grandement. Son fonctionnement, son paramétrage précis et ses performances sont présentés ci-après.

4.2.1.1 Principe et Equations

La détection d'anomalies est réalisée par l'algorithme IPA (Indice de Présence d'Anomalie) en calculant sur chaque spectre acquis le rapport des comptages dans deux bandes d'énergie adjacentes et en le comparant à une valeur de référence représentant le bruit de fond. Une grande différence entre ces deux valeurs révèle la présence d'une anomalie. L'opération est répétée à intervalles réguliers sur le spectre, et permet la mise en évidence la zone énergétique présentant la plus grande anomalie. Le principe de la méthode est présenté sur la Fig.4.1. Les différents paramètres et notations utilisés sont introduits en Tab. 4.2.

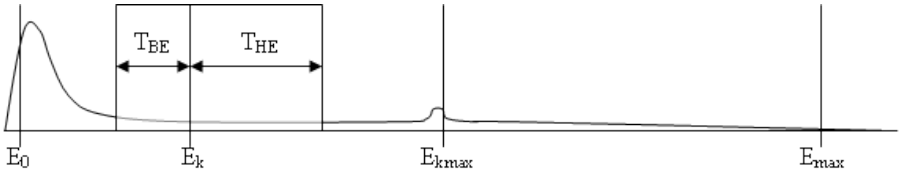


FIGURE 4.1 – Principe de IPA

L_{BE}	:	largeur de la bande de basse énergie
L_{HE}	:	largeur de la bande de haute énergie
C_{BE}	:	taux de comptage dans la bande de basse énergie
C_{HE}	:	taux de comptage dans la bande de haute énergie
E_0	:	énergie seuil
E_{max}	:	énergie maximale
E_k	:	énergie de coupure
E_{kmax}	:	énergie de coupure maximale
T_k	:	période des énergies de coupure
IPA_k	:	valeur IPA à l'énergie de coupure E_k
IPA	:	valeur maximale des IPA_k

TABLE 4.2 – Notations utlisées pour IPA

La borne inférieure de la bande de plus basse énergie ne peut être inférieure à l'énergie seuil E_0 et la borne supérieure de la bande de plus haute énergie ne peut excéder E_{kmax}. Dans les cas où ces conditions ne sont pas respectées, les valeurs de L_{BE} et L_{HE} sont ramenées respectivement à (E_k-E_0) et (E_{max}-E_k). La méthode est basée sur la comparaison du comptage à basse et haute énergie. On définit ainsi pour chaque spectre :

$$R_k = \frac{C_{BE}}{C_{HE}} \tag{4.3}$$

L'expression utilisée pour calculer IPA_k à l'énergie de coupure E_k est la suivante (Eq. 4.4) :

$$IPA_k = \frac{R_k - \overline{R_k}}{\sigma_k} \tag{4.4}$$

où $\overline{R_k}$ est la valeur moyenne de R_k calculée sur une zone de bruit de fond et σ_k son écart-type sur

cette même zone. Pour chaque point de mesure, IPA_k est calculé en différentes énergies de coupure espacées de T_k, c'est-à-dire pour E_k variant de T_k au dernier multiple de T_k strictement inférieur à E_{kmax}, ce qui permet de localiser une éventuelle anomalie en énergie. Seule la valeur maximale IPA_{max} est conservée pour chaque point et comparée à une valeur seuil spécifiée par l'utilisateur, au-delà de laquelle on considère que la différence entre R_k et sa moyenne est due à une anomalie émettant entre E_k-L_{BE} et E_k. Cette valeur IPA_{max} sera ensuite appelée *IPA* pour le spectre en question.

4.2.1.2 Paramétrage

Les énergies E_0 et E_{max} sont en pratique respectivement de 40 keV et 2800 keV. La valeur de 40 keV est due au système d'acquisition, et la coupure à 2800 intervient après la fenêtre du ^{232}Th. Cet élément naturel est le dernier à apparaître dans nos spectres, allant de 0 à 3000 keV. Les paramètres dont nous allons étudier l'influence sont donc les largeurs L_{BE} et L_{HE}. Elles seront fixées, ou alors modulées en énergie afin de traduire l'effet d'étalement de pic dû à la résolution du détecteur. L'énergie de coupure maximale E_{kmax} est fixée à 1500 keV car les radionucléides artificiels (parfois désignés man-made) émettent à des énergies inférieures à 1500 keV.

L'écart-type d'IPA sur une zone de bruit de fond sera le critère retenu. Plus il sera faible, avec une distribution approchant une gaussienne (ie. μ proche de 0, σ, kurtosis proche de 3 et asymétrie faible, cf Annexe A.4), plus le paramétrage d'IPA sera insensible au bruit de fond. Plusieurs jeux seront donc retenus, puis confrontés sur la détection d'une anomalie avérée. Leur sensibilité sera le critère final.

Fenêtres fixes Deux sites ont été choisis pour la caractérisation du comportement de IPA sur du bruit de fond :

1. Site 1 : zone très étendue, plusieurs secteurs caractéristiques (champs, tarmac et zone marécageuse)
2. Site 2 : zone peu étendue, très peu de variations géologiques,

Observable $\sigma_{IPA,BDF}$ (variations de l'indice IPA dans une zone de bruit de fond) Deux bandes énergétiques interviennent : L_{BE} et L_{HE}. Sachant que l'énergie de coupure est de 1500 keV, nous choisissons des bandes L_{BE} de 100, 200 et 300 keV. Ces valeurs sont un compromis entre la résolution du détecteur (ie étalement d'un pic en fonction de son énergie, environ 8% à 662 keV pour le NaI(Tl)) et un nombre suffisant de bandes pour la couverture des 0-1500 keV (entre 15 et 5). Les bandes L_{HE} peuvent avoir un grand nombre de valeur. Celles-ci sont rassemblées sur les figures 4.2a et 4.2b.
Les valeurs de σ_{IPA} sont très différentes pour les Site 2 et 1, tant en intensité qu'en distribution. Pour le Site 2, elles sont très proches, autour de 0.50, avec un minimum pour chacune des séries, rassemblés dans le tableau Tab. 4.3. Quant au Site 1, site possédant à la fois plusieurs zones géologiques différentes et un plus grand nombre de mesures, deux comportements se dégagent. Une chute rapide des valeurs de σ_{IPA} pour L_{HE} de 100 à 400 keV, puis une légère augmentation avant l'atteinte d'un plateau. On pourrait donc retenir n'importe quel jeu sur le plateau pour L_{BE}=100 keV, 200 keV et 300 keV (cf. Tab. 4.4), par exemple les mêmes que pour le Site 2.

Paramètres	σ_{IPA}
100-400	0.492
200-800	0.472
300-800	0.496

TABLE 4.3 – Meilleurs jeux en appliquant σ_{IPA} pour le Site 2

Paramètres	σ_{IPA}
100-400	0.811
200-800	0.881
300-800	0.936

TABLE 4.4 – Meilleurs jeux en appliquant σ_{IPA} pour le Site 1

Observable Asymétrie$_{\text{IPA, BDF}}$ Pour étudier l'asymétrie et l'aplatissement de la distribution (cf. Annexe A.4), nous transformons les indices IPA en variables centrées réduites en appliquant la formule :

$$t = \frac{x - \mu}{\sigma} \tag{4.5}$$

L'asymétrie doit être le plus proche de 0.

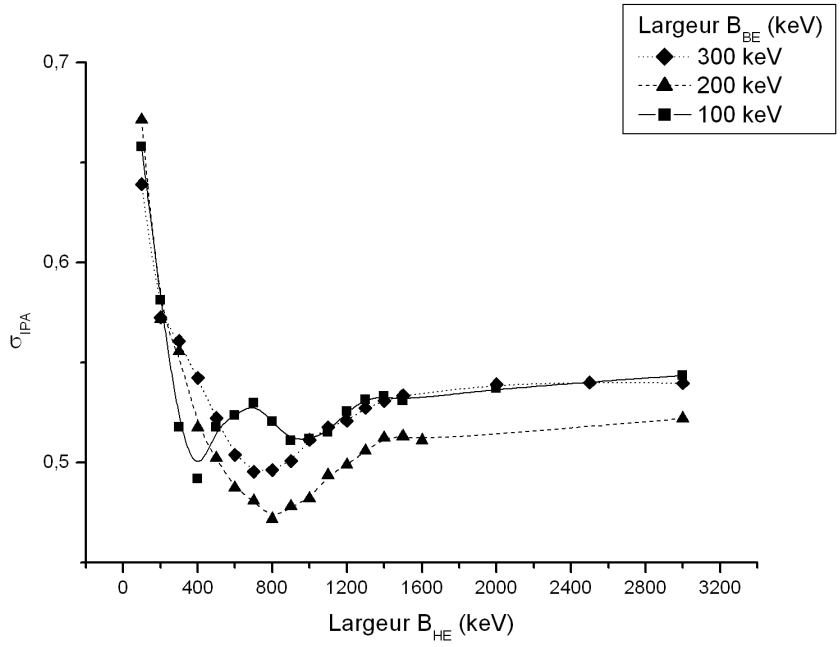
- Site 2 : Le jeu 100-400 a une asymétrie plus élevée que les autres jeux situés sur le plateau identifié avec σ_{IPA}, qui est d'ailleurs visible à nouveau pour toutes les séries (Fig.4.3a). Les jeux 200-800 et 300-800 correspondent aux minimums d'asymétrie.
- Site 1 : De même que pour le Site 2, le jeu 100-400 a une asymétrie plus élevée que les autres jeux situés sur le plateau identifié avec σ_{IPA}. Les jeux 200-800 et 300-800 sont légèrement plus asymétriques, mais beaucoup plus proches des valeurs situées sur le plateau (Fig.4.3b).

Observable Kurtosis$_{\text{IPA, BDF}}$ La kurtosis (ou aplatissement) pour une distribution normale centrée réduite vaut 3. Ce test final va nous permettre d'identifier les jeux les plus adéquats.

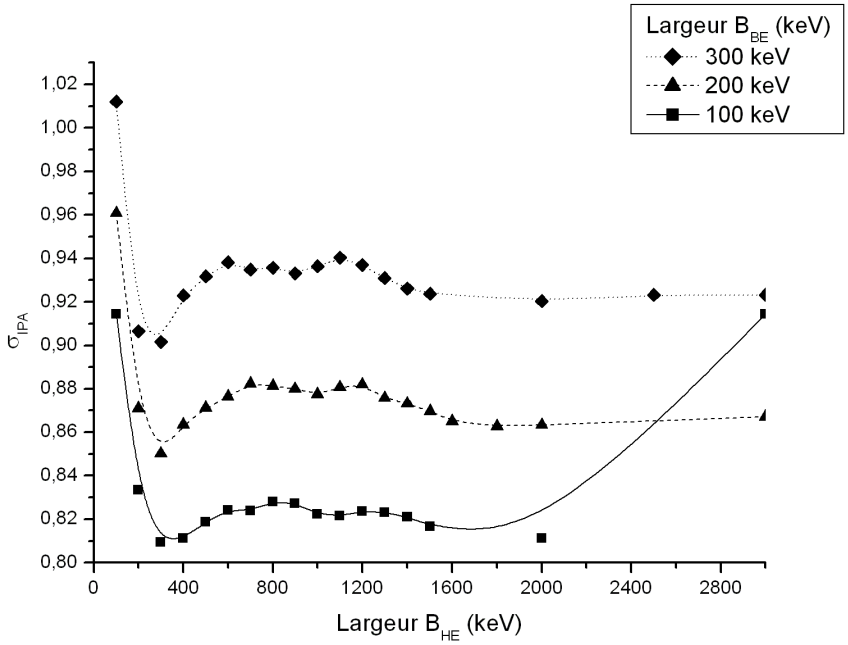
- Site 2 : Le jeu 100-400 a la kurtosis la plus élevée. Les jeux 200-800 et 300-800 correspondent aux minimums pour l'écart-type et l'asymétrie ne sont pas les plus proches de 3 mais restent dans les valeurs du plateau (Fig.4.4a).
- Site 1 : Les jeux 100-400, 200-800 et 300-800 sont parmi les plus proches de 3 de la série (Fig.4.4b).

Les jeux identifiés avec le critère σ_{IPA} sont un bon compromis entre variations statistiques sur le bruit de fond et sur les caractéristiques de distribution normale. Ils sont donc retenus, et vont être comparés lors du passage de sources, avec le paramétrage 300-3000. Ce paramétrage permet de prendre tout le spectre de plus haute énergie que l'énergie de coupure, par rapport aux 300 keV avant celle-ci.

Les jeux retenus pour la suite de l'étude sont donc 100-400 ; 200-800 ; 300-800 ; 300-3000.

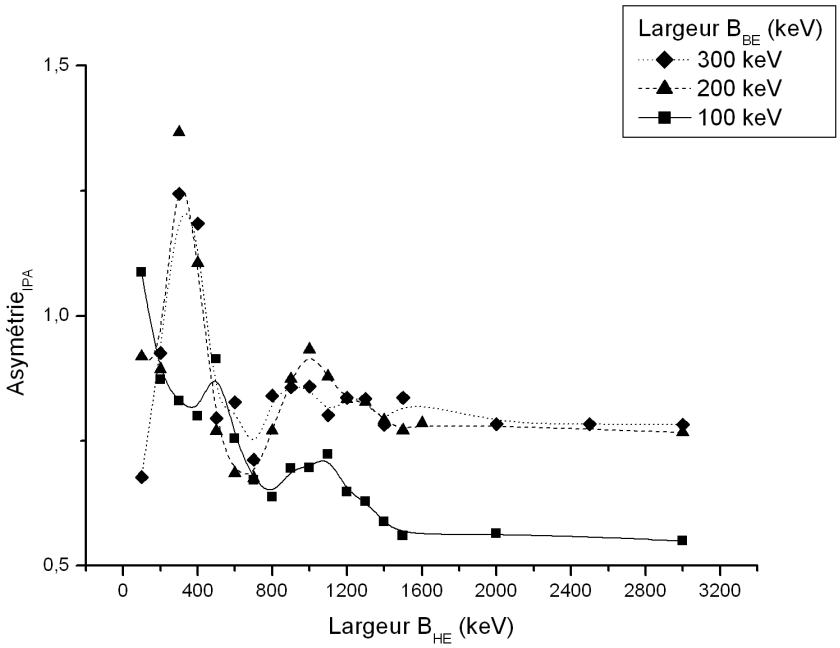


(a) Site 2

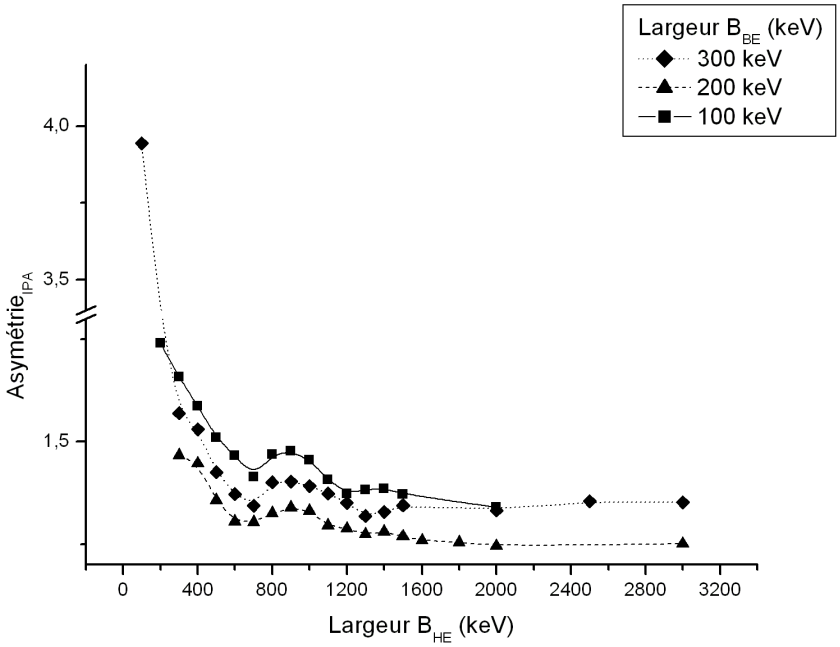


(b) Site 1

FIGURE 4.2 – σ_{IPA}

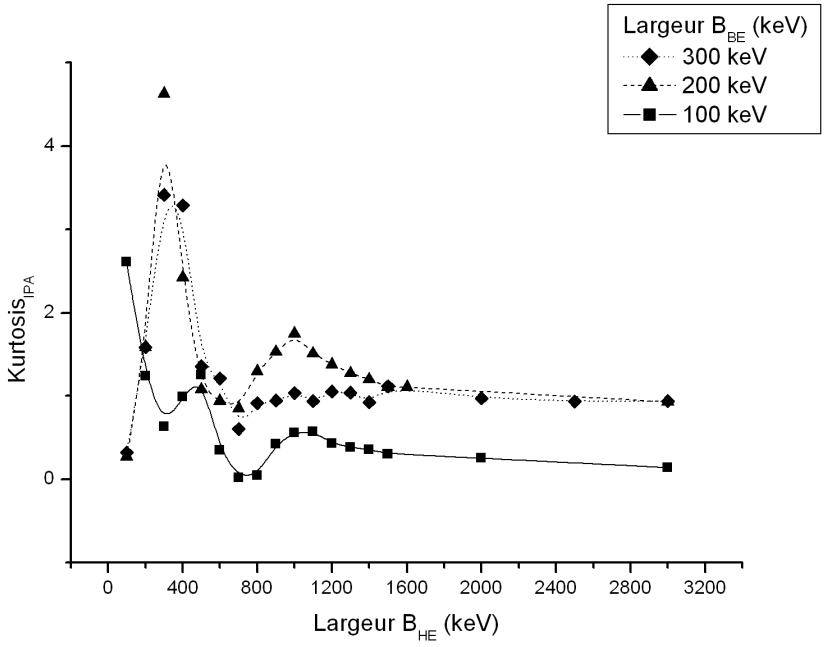


(a) Site 2

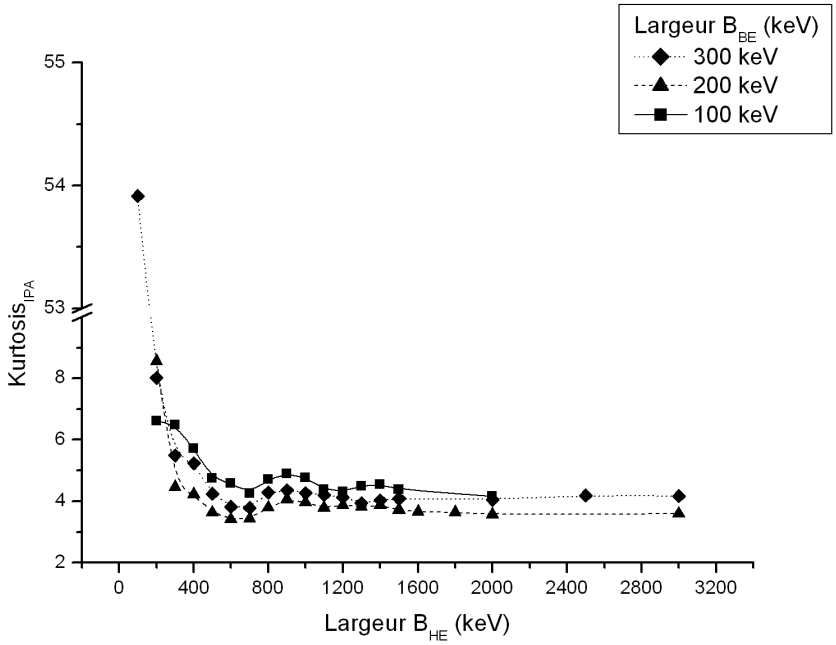


(b) Site 1

FIGURE 4.3 – Asymétrie$_{IPA}$



(a) Site 2



(b) Site 1

FIGURE 4.4 – $Kurtosis_{IPA}$

Fenêtres ajustées Ajuster les fenêtres en fonction de l'énergie, afin de tenir compte de la résolution du détecteur (et donc de l'étalement des pics) est un autre paramétrage possible. Cette méthode est évoquée dans [JRAP08]. Les bandes énergétiques sont proportionnelles à la racine carrée du milieu de la bande. Pour déterminer les bornes énergétiques entre E_0 et $E_{\max}$, la démarche à adopter est la suivante :

$$E_{k+1} - E_k = c \times \sqrt{\frac{E_{k+1} + E_k}{2}} \tag{4.6}$$

$$(E_{k+1} - E_k)^2 = c^2 \times \frac{E_{k+1} + E_k}{2} \tag{4.7}$$

$$E_{k+1}^2 - 2E_{k+1}E_k + E_k^2 = \frac{c^2}{2}E_{k+1} + \frac{c^2}{2}E_k \tag{4.8}$$

$$E_{k+1}^2 - E_{k+1}\left(2E_k + \frac{c^2}{2}\right) + E_k^2 - \frac{c^2}{2}E_k = 0 \tag{4.9}$$

Le discriminant Δ vaut :

$$\Delta = \left(2E_k + \frac{c^2}{2}\right)^2 - 4\left(E_k^2 - \frac{c^2}{2}E_k\right) \tag{4.10}$$

$$\Delta = 4E_k^2 + 2c^2E_k + \frac{c^4}{4} - 4E_k^2 + 2c^2E_k \tag{4.11}$$

$$\Delta = 4c^2E_k + \frac{c^4}{4} \tag{4.12}$$

le discriminant est strictement positif, donc le trinôme admet deux racine E_{k+1}^{α} et E_{k+1}^{β} :

$$E_{k+1}^{\alpha} = \frac{2E_k + \frac{c^2}{2} - \sqrt{4c^2E_k + \frac{c^4}{4}}}{2} \tag{4.13}$$

$$E_{k+1}^{\beta} = \frac{2E_k + \frac{c^2}{2} + \sqrt{4c^2E_k + \frac{c^4}{4}}}{2} \tag{4.14}$$

Comme nous voulons un agrandissement des intervalles, E_{k+1}^{β} va être la seule solution retenue. Une itération sur c va ensuite être nécessaire pour ajuster le nombre d'intervalles désiré et assurer que la dernière valeur E_{k+1}^{β} concorde avec $E_{\max}$.

En appliquant cette méthode aux résultats présentés dans [JRAP08], nous obtenons les mêmes 9 bandes énergétiques avec c=11.26. Les bornes énergétiques sont 128, 284, 495, 765, 1099, 1485, 1931, 2440, et 3000 keV. Pour avoir un élément de comparaison, c=7 donne 14 bins énergétiques. La bande 495-765 encadre bien le pic de ^{137}Cs et son étalement (FWHM=53 keV). Le calcul d'IPA sera effectué en comparant avec C_{BE}=E_k et C_{HE}=E_{k+1}. Les performances sur le bruit de fond du Site 2 sont rassemblées dans Tab. 4.5. Le paramètre c=11.26 donne d'assez bons résultats. Il sera utilisé pour la comparaison avec les fenêtres fixes. Si les résultats sur les sources sont probants, une étude plus poussée sera menée.

	Paramètres	Valeurs
c=11.26	IPA_{BDF}	1,00
	σ_{IPA}	0,72
	$Asymetrie_{IPA,\ BDF}$	0,86
	$Kurtosis_{IPA,\ BDF}$	1,06
c=7	IPA_{BDF}	1,02
	σ_{IPA}	0,73
	$Asymetrie_{IPA,\ BDF}$	0,65
	$Kurtosis_{IPA,\ BDF}$	0.45

TABLE 4.5 – Performances de IPA sur le Site 2 avec les fenêtres ajustées

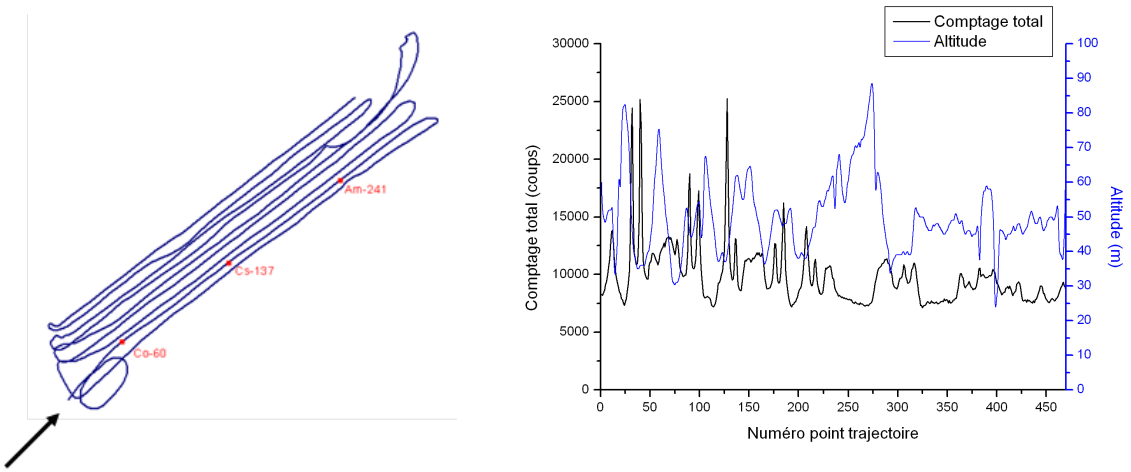
4.2.1.3 Détection de sources avec IPA

Pour déterminer quels sont les meilleurs jeux, le Site 2 va nous servir de référence. Trois sources ont été placés sur le plan de vol : ^{60}Co, ^{137}Cs et ^{241}Am. Le plan de vol réel les survolant est représenté en Fig.4.5a. Les activités des sources utilisées sont (Tab.4.6).

Radionucléide	Activité (MBq)
^{60}Co	468
^{137}Cs	365
^{241}Am	1111

TABLE 4.6 – Activités des sources de test

Le comptage total et l'altitude sont représentés en Fig.4.5b. Le point 10 correspond à la boucle en début de vol. La source ^{60}Co est aperçue, avant d'être survolée directement aux points 30 et 31, le ^{137}Cs aux points 39 et 40, et enfin ^{241}Am aux 48 et 49. Le demi-tour droite au bout de la ligne de vol entraîne un deuxième passage, décalé d'une vingtaine de mètres. On distingue alors, dans l'ordre : ^{241}Am (76 et 77), ^{137}Cs (88 et 89) et enfin ^{60}Co (96 et 97). Le demi-tour gauche permet d'attaquer la ligne adjacente à gauche du survol direct, aussi décalée de 20m. Successivement se présentent : ^{60}Co (127 et 128), ^{137}Cs (135 et 136).^{241}Am n'est déjà plus visible. Plus on s'éloigne, plus l'élévation des taux de comptage va être faible. Le passage au-dessus de chacune des sources a été traité avec les paramètres énoncés précédemment. La grandeur représentée est la FOM (Figure Of Merit) IPA/σ_{IPA}. Cette quantité permet à la fois de déterminer la qualité de la détection de l'anomalie (rapport signal/bruit) et on peut la comparer aux FOM d'autres méthodes. Par exemple, nous comparerons les FOM d'IPA et de 2W/3W lors du passage au-dessus de la source d'américium (cf. 4.4.2.4).



(a) Trajectoire et position des sources

(b) Comptage total sur la trajectoire

FIGURE 4.5 – Présentation du site de test aéroporté

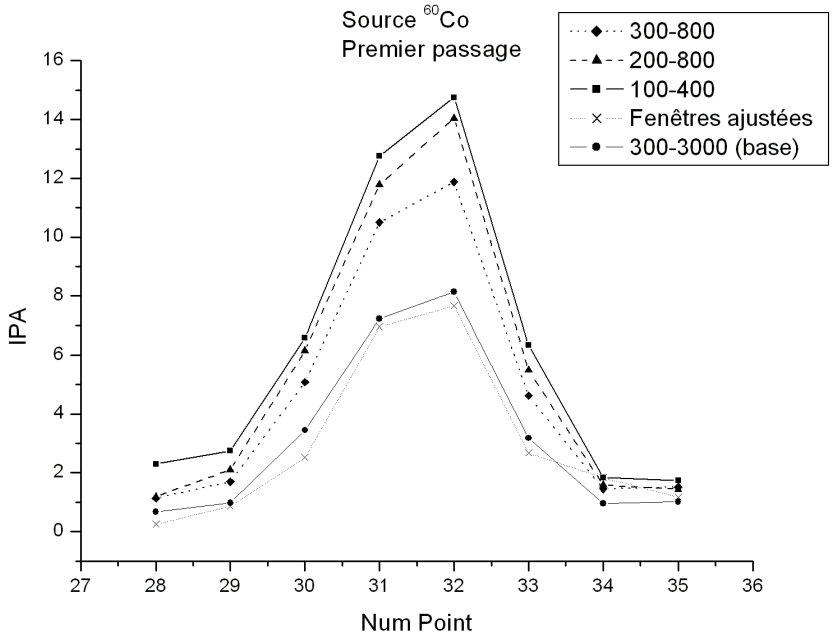


FIGURE 4.6 – Survol de ^{60}Co

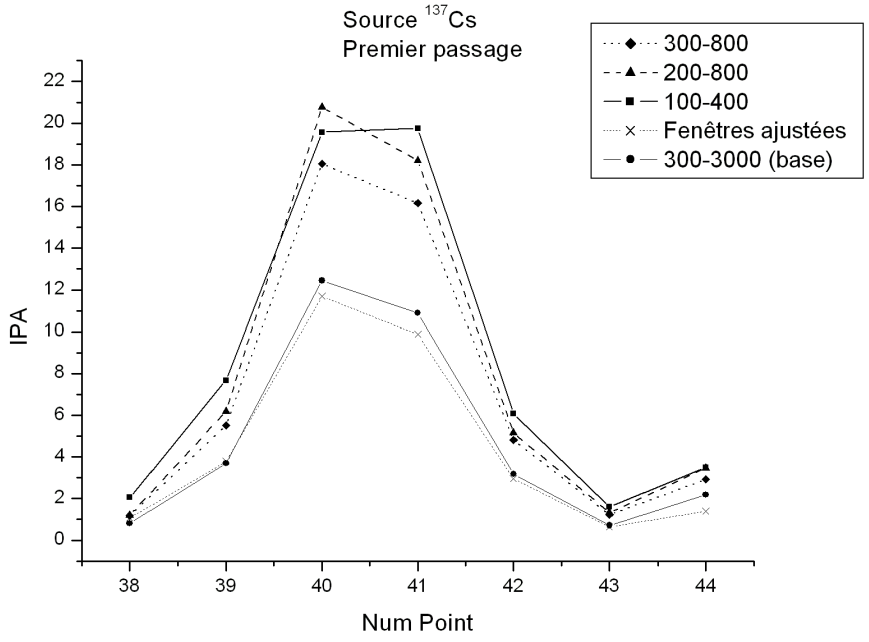


FIGURE 4.7 – Survol de ^{137}Cs

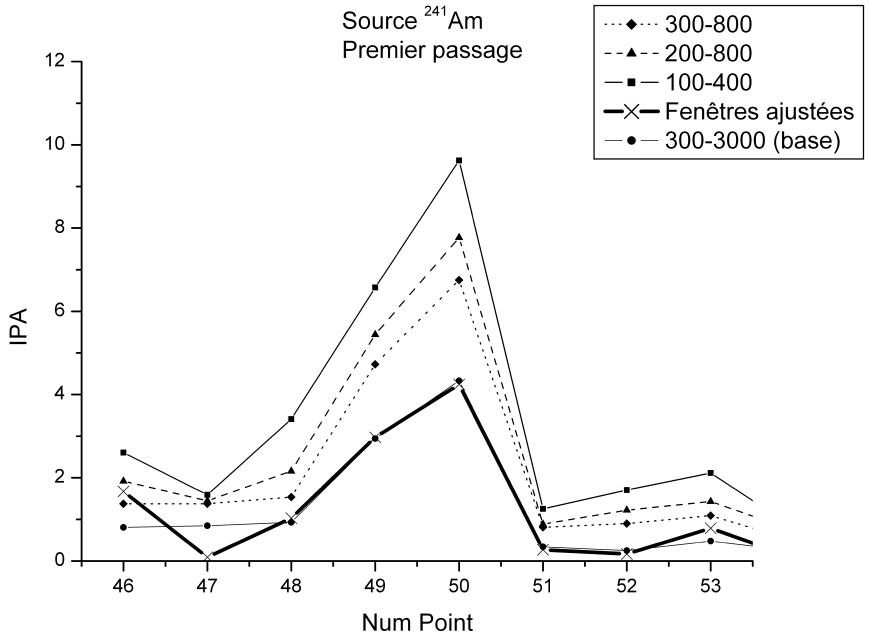


FIGURE 4.8 – Survol de ^{241}Am

4.2.1.4 Conclusion du paramétrage d'IPA

Les fenêtres ajustées et 300-3000 ont des résultats toujours inférieurs (deux fois plus faibles) par rapport aux jeux 100-400, 200-800 et 300-800. Ceux-ci ont des performances comparables, avec cependant des nuances en fonction des énergies des sources. La source ^{241}Am émet principalement à basse énergie (60 keV), ^{137}Cs à moyenne énergie (662 keV) et ^{60}Co à plus haute énergie (1173 keV et 1333 keV).

A basse énergie, comme on peut s'y attendre, le jeu 100-400 s'en sort le mieux. A moyenne et haute énergie, 100-400 et 200-800 sont comparables, légèrement au-dessus de 300-800. Compte-tenu de la résolution du NaI(Tl), qui est déjà de 8 % à 662 keV, soit 53 keV, une T_{BE} de 100 keV est trop faible. Le meilleur jeu à retenir sera donc 200-800, qui possède à la fois de faibles résidus sur des zones de bruit de fond, de bonnes performances à basse énergie (Fig.4.8) et de très bonnes performances à moyenne (Fig.4.7) et haute (Fig.4.6) énergie. Par la suite, le paramétrage IPA utilisé sera *200-800*.

4.2.2 Utiliser la forme du spectre comme observable (Fuseau)

L'algorithme fuseau va prendre en compte la forme du spectre et va en dégager un indice indiquant un changement où qu'il soit. Cet algorithme, développé à l'occasion de cette thèse, va calculer les pentes entre deux canaux successifs et détecter si cette valeur dépasse un seuil défini par l'utilisateur en unité de σ. Ce seuil permet de déterminer une enveloppe de tolérance des fluctuations spectrales, un *fuseau*.

4.2.2.1 Initialisation

Cette première étape nécessite l'acquisition d'un bruit de fond. Ce bruit de fond (Fig.4.9) peut être une succession de points considérée comme sans anomalie pour un post-traitement ou un intervalle temporel. Une fois cette acquisition effectuée, on soustrait à toutes les mesures ce spectre moyen. Une étape de filtrage est nécessaire avant de calculer deux vecteurs sur cette banque de spectres de bruit de fond résiduels :

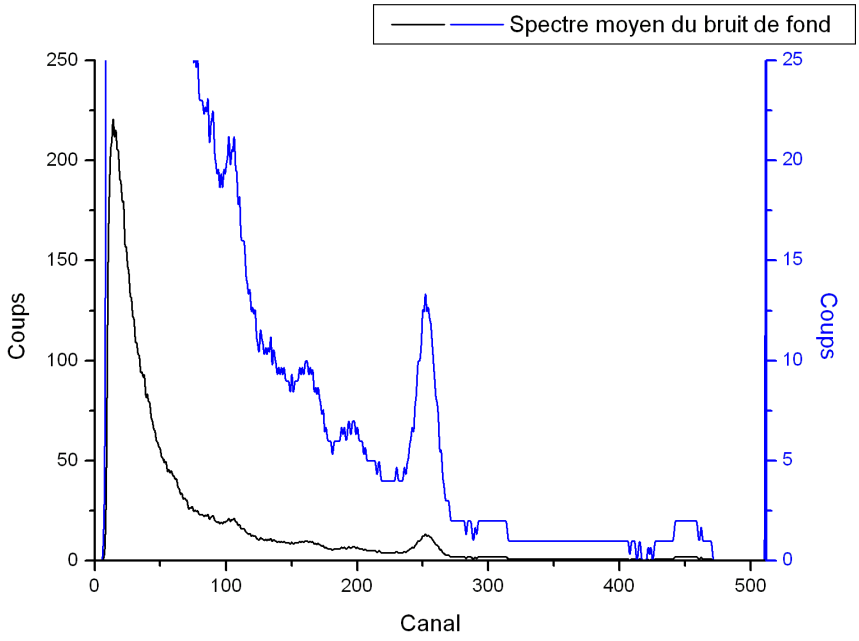


FIGURE 4.9 – Spectre moyen bruit de fond sur le Site 2

1. vecteur pente moyen (Fig.4.10) $\vec{\zeta}$, la différence entre les taux de comptage C_i de deux canaux consécutifs

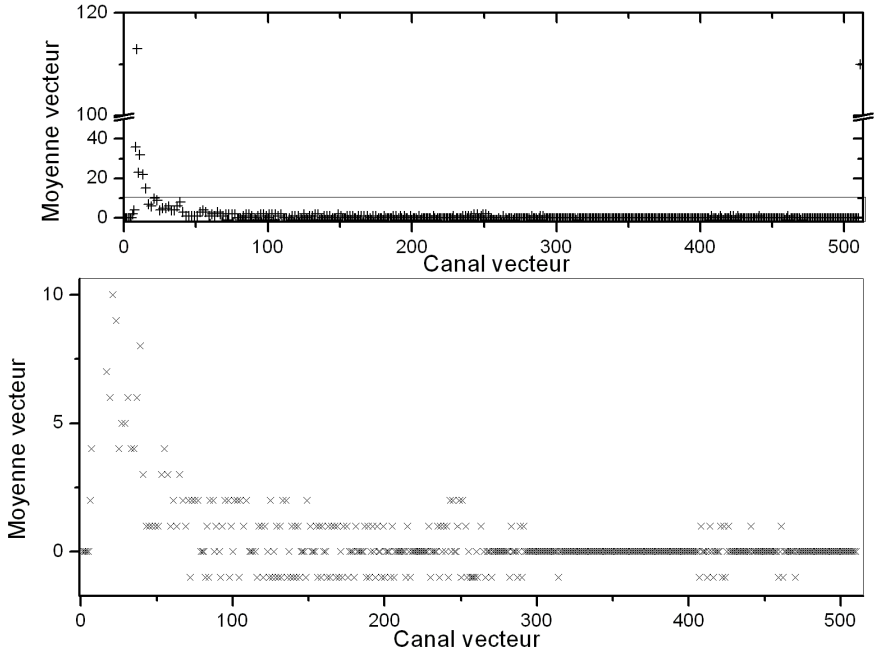


FIGURE 4.10 – Vecteur moyen bruit de fond sur le Site 2

$$\zeta_i = C_{i+1} - C_i \tag{4.15}$$

$$\vec{\zeta} = \begin{bmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \\ \vdots \\ \zeta_{511} \end{bmatrix} \tag{4.16}$$

2. vecteur écart-type $\vec{\sigma}$ pour chacune de ces différences de taux de comptage :

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_{512} \end{bmatrix} \tag{4.17}$$

Cet algorithme s'apparente à appliquer IPA sur les pentes du spectre. On autorise les mesures à osciller dans une enveloppe autour du spectre moyen (Fig.4.11).

4.2.2.2 Traitement

Initialisation-Filtrage La première étape du traitement Fuseau consiste à filtrer les spectres afin d'éliminer les fluctuations dues à la statistique de comptage. Comme on s'intéresse à la forme du spectre,

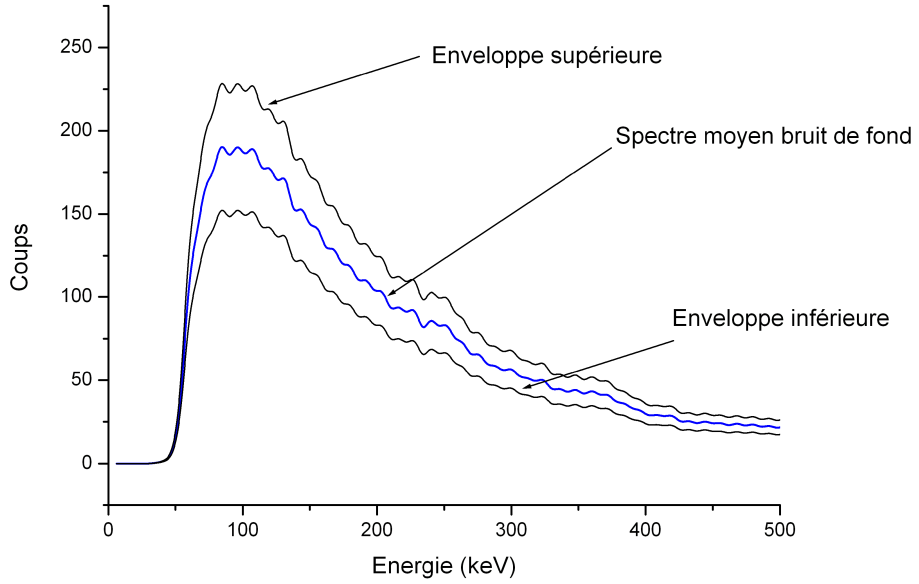


FIGURE 4.11 – Définition de l'enveloppe d'oscillation

cette étape est essentielle. En effet, les spectres bruts présentent des fluctuations locales très importantes et les dérivées des spectres nécessitent un lissage préalable. Six filtres ont été testés à cette fin, dont les formules sont détaillées en Annexe C. Ces méthodes sont :

1. Canny-Deriche
2. Quadratique
3. Quartique
4. Moyenne locale
5. Ondelettes
6. Splines

Pour décider quel est le filtre le mieux adapté au traitement, la moyenne de l'indice fuseau sur une zone de bruit de fond ainsi que ses fluctuations vont être comparées. Les performances pour la détection de sources seront le critère final.

	Canny deriche	Quadratique	Quartique	Moyenne locale	Ondelettes	Splines
$fuseau_{BDF}$	3.56	3	3.14	3.85	4.11	3.76
σ_{BDF}	0.6	0.86	0.84	0.89	0.76	0.64

TABLE 4.7 – Performances de Fuseau sur une zone de bruit de fond pour 6 filtres

Pour chaque spectre à traiter, on calcule le vecteur $\vec{\zeta}$, puis le vecteur *fuseau* $\vec{\phi}$:

$$\zeta_i = C_{i+1} - C_i \tag{4.18}$$

$$\vec{\zeta} = \begin{bmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \\ \vdots \\ \zeta_{511} \end{bmatrix} \tag{4.19}$$

$$\vec{\phi} = \begin{bmatrix} \frac{\zeta_1 - \bar{\zeta_1}}{\sigma_1} \\ \frac{\zeta_2 - \bar{\zeta_2}}{\sigma_2} \\ \vdots \\ \frac{\zeta_{511} - \bar{\zeta_{511}}}{\sigma_{511}} \end{bmatrix} \tag{4.20}$$

On ne retient, à la manière d'IPA, uniquement la valeur ϕ_i la plus élevée par spectre traité. Cette valeur sera appelée fuseau.

Performances sur une zone de bruit de fond Après avoir défini les filtres à étudier, nous allons les caractériser sur une zone uniquement constituée de bruit de fond. Il faut que l'indice produit soit petit et avec un écart-type faible. Les résultats sont présentés Tab.4.7.

Performances sur les anomalies Ces performances sont assez proches. Pour trancher, il faut s'intéresser au passage au-dessus des anomalies. Leurs comportements sur les différentes zones énergétiques va nous aider à choisir le meilleur filtre. Tout d'abord, considérons le virage au loin de la source de ^{60}Co (Fig.4.12) ; ensuite, le passage au-dessus de cette source (Fig.4.13). Les performances sur le ^{137}Cs donnent (Fig.4.14). Enfin, la basse énergie (^{241}Am) obtient les résultats représentés en Fig.4.15.

Conclusion Les filtres de Canny-Deriche et splines ne permettent pas la détection de l'anomalie à basse énergie. Le filtre quartique a la plus faible variation de l'indice fuseau sur le bruit de fond, et est le seul filtre permettant la détection lors du virage au loin de ^{60}Co avec la moyenne locale. De plus, il donne un indice très élevé pour ^{60}Co et ^{137}Cs, et très légèrement inférieur aux meilleurs filtres pour ^{241}Am (quadratique et moyenne locale). *Le filtre quartique sera donc retenu pour le traitement fuseau.*

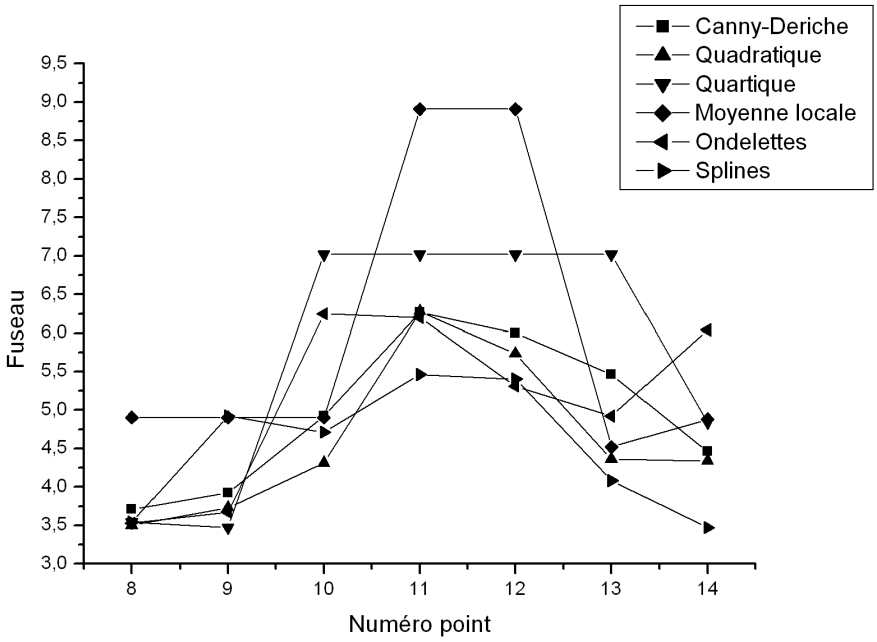


FIGURE 4.12 – Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour virage au loin de ^{60}Co

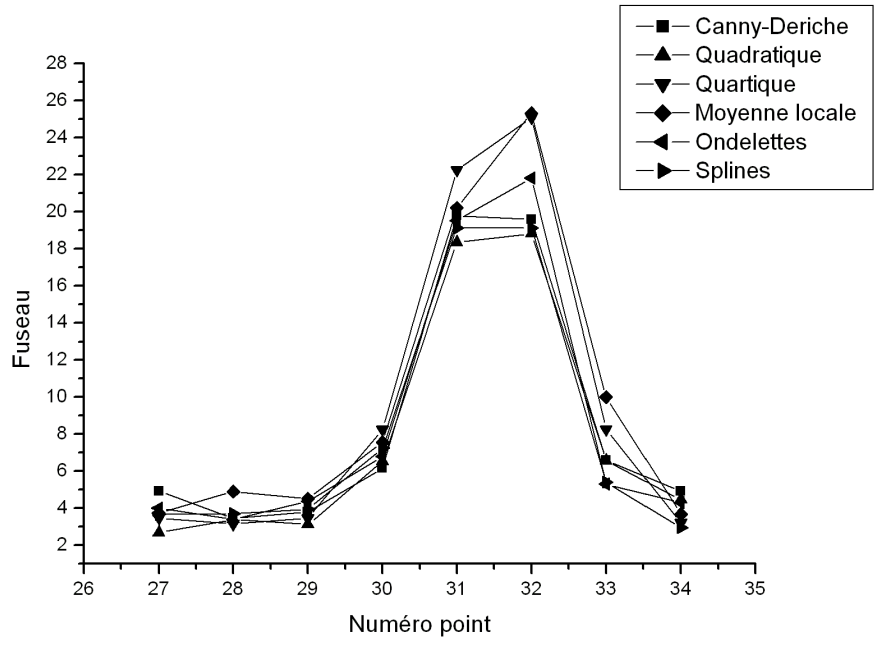


FIGURE 4.13 – Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour un survol de ^{60}Co

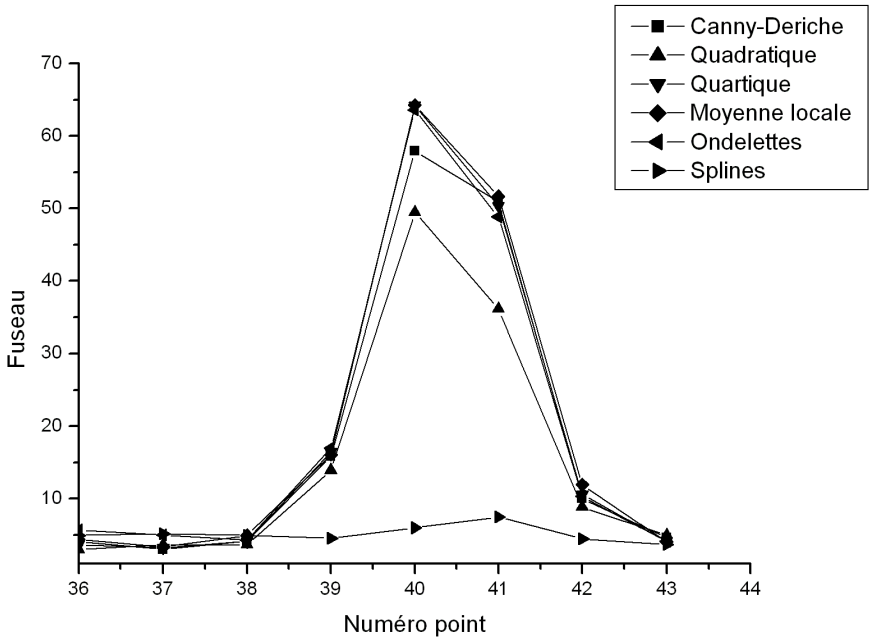


FIGURE 4.14 – Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour un survol de ^{137}Cs

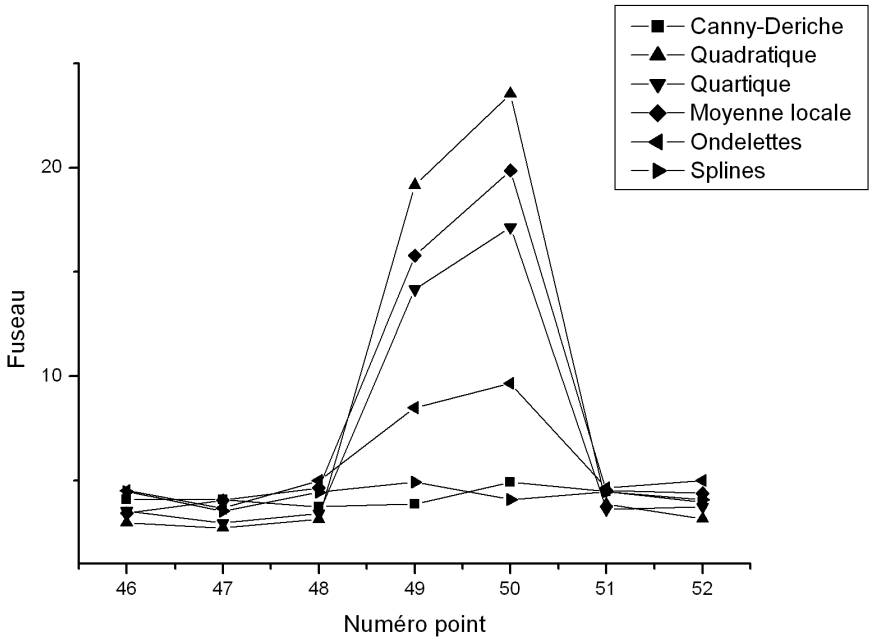


FIGURE 4.15 – Valeurs de fuseau avec 6 filtres pour un survol de ^{241}Am

4.3 Algorithmes stochastiques

Les algorithmes stochastiques quant à eux se basent sur les probabilités stochastiques d'émission du rayonnement. Plus précisément, un rayonnement possède une distribution poissonnienne (ou gaussienne dans le cas du Théorème Limite Central). Ayant acquis un certain nombre de mesures de bruit de fond, nous sommes capables d'estimer une moyenne de coups dans une fenêtre énergétique. Lors de la mesure, chaque nouvelle valeur est alors comparée à cette moyenne, et la probabilité que la mesure *ne soit pas* dans la distribution générée est calculée.

C'est sur ce principe qu'est construit l'algorithme TF (pour Taux de Fausse alarme), développé par Michel Louis Rambaut [Ram86], détaillé au Chap. 4.3.1. Une approximation de TF, nommée TAG et particulièrement efficace pour les forts taux de comptage, est développée au Chap. 4.3.2.

4.3.1 Algorithme TF

4.3.1.1 Principe de l'algorithme

L'algorithme intitulé TF (pour Taux de Fausse alarme) se base sur les propriétés poissonniennes des rayonnements émis par une source radioactive (cf. Annexe A.2). Cette méthode va évaluer quantitativement l'information reçue lors de la détection, et donner un indice indiquant la probabilité de se tromper en affirmant que le rayonnement reçu n'est pas dans la distribution générée par le taux de comptage moyen M_2 enregistré pendant une période d'acquisition de bruit de fond. La probabilité de détecter I particules dues à un signal de taux moyen M_2 vaut :

$$p_1 = \exp(-M_2) \times \frac{M_2^I}{I!} \tag{4.21}$$

Soit M_1 le taux de comptage enregistré lors d'une mesure quelconque. Si $M_1 \geq M_2$, nous allons calculer la probabilité que M_1 ne soit pas dans la queue de distribution. Un exemple avec M_2=100 est présenté en Fig.4.16.

4.3.1.2 Equations

D'après [Ram86], cette probabilité vaut

$$PF = \exp(-M_2) \sum_{J=M_1+1}^{+\infty} \frac{M_2^J}{J!} \tag{4.22}$$

La fonction d'information sur l'existence d'un rayonnement particulier est alors :

$$I = -\log \frac{PF}{1\text{-}PF} \quad \text{si } PF < 0.5 \tag{4.23}$$

$$I' = -\log \frac{1\text{-}PF}{PF} \quad \text{si } PF > 0.5 \tag{4.24}$$

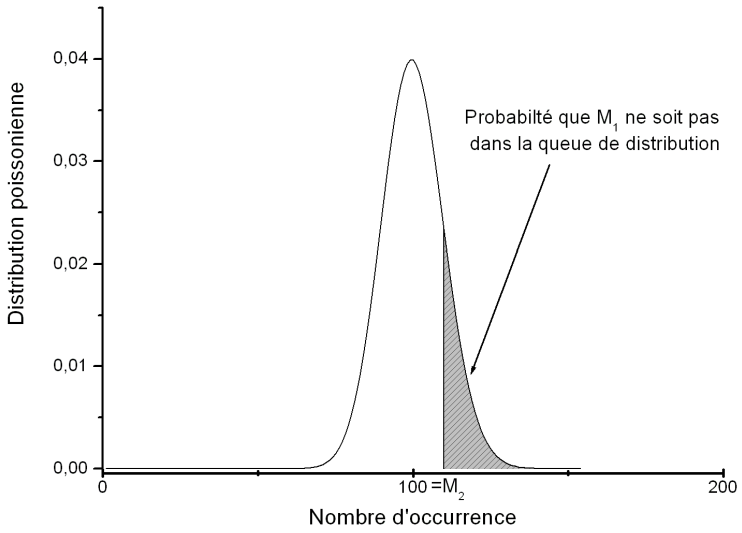


FIGURE 4.16 – Principe de TF

Cet algorithme a été développé dans les années 80. Les puissances de calcul étaient faibles, et le calcul des factorielles peu aisé. Michel Louis Rambaut avait alors contourné ce problème en tabulant, à l'aide de 15 polynômes les valeurs de PF en fonction des valeurs de $\frac{M_1}{M_2}$. Les valeurs de M_2 et M_1 sont comprises entre 1 et 2, et correspondent donc à un rapport de taux de comptage entre une fenêtre de recherche (centrée sur un élément) et une fenêtre de référence.

Avec ces conditions, I sera borné entre 0 et 30. Cela signifie que nous avons une chance sur 10^I de nous tromper en attribuant le rayonnement à une anomalie (soit 10^{-I}). La valeur exacte est $\frac{10^{-I}}{1-10^{-I}}$. Cependant, cette approximation est vraie dès I=2 : $1{,}01 \cdot 10^{-2}$ contre $1 \cdot 10^{-2}$.

4.3.1.3 Etude des dérives

Cette méthode, en l'état, est très efficace pour détecter des anomalies à moyenne et haute énergie. Ces performances sont étudiées dans le détail dans la section suivante (4.3.1.4). A basse énergie, une dérive apparaît (ie des alarmes intempestives, répétées), et le calcul des indices TF devient délicat en dessous de certains seuils. Ces comportements uniques sont étudiés en détail ci-après.

Nous allons calculer, pour différentes valeurs de M_2 (réparties entre 0 et 2), la valeur minimale de M_1 pour pouvoir calculer I. Sur la figure 4.17, la valeur -I est représentée, car les premières valeurs de I calculables sont négatives. Afin de garder une représentation log/log et noter le comportement linéaire, il a fallu représenter cette quantité en lieu et place de I.

M_2 entre 0 et 1 Si M_2<1, il devient très difficile de calculer I : les valeurs nécessaires de M_1 vont aller de 1 à plus de 100, pour un indice seuil *I* stagnant à -3.5 (Fig 4.17). Pour avoir une alarme (I<0), il

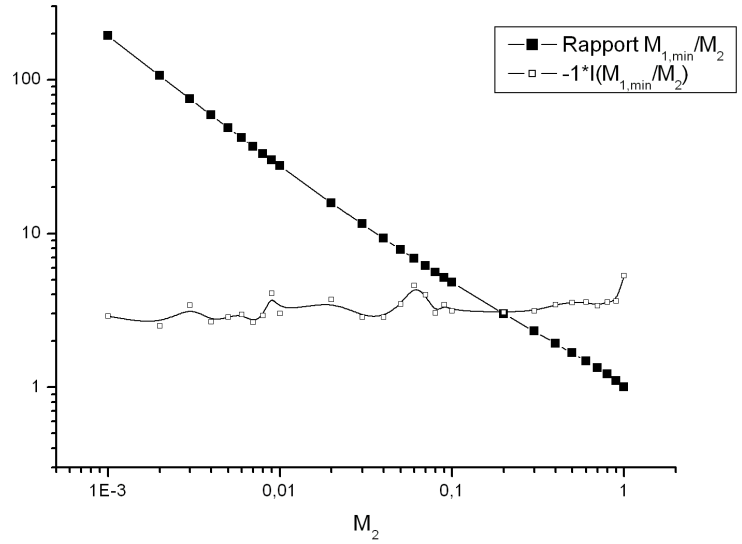


FIGURE 4.17 – Valeur minimale de M_1 pour calculer I, en fonction de $0<M_2<1$

faut une valeur encore plus élevée, ce qui fait de TF un mauvais algorithme pour les très faibles taux de comptage.

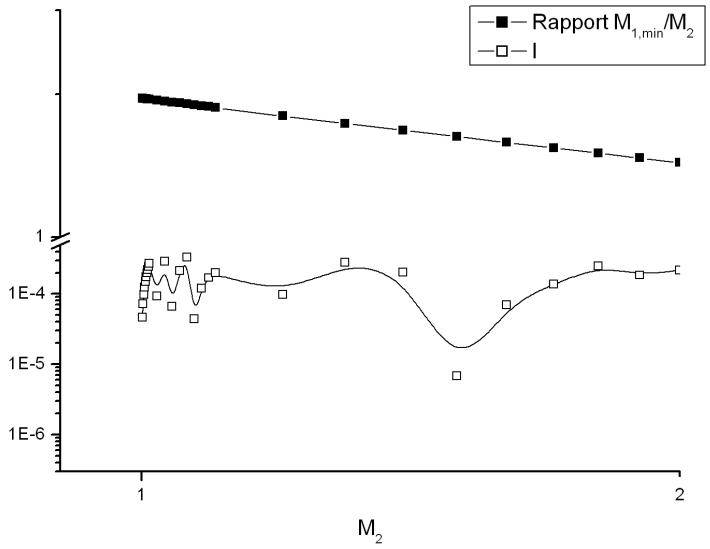


FIGURE 4.18 – Valeur minimale de M_1 pour calculer I, en fonction de $1<M_2<2$

M_2 entre 1 et 2 Lorsque $1<M_2<2$, on peut calculer I pour toute valeur $M_1>M_2$. Cependant, les valeurs de I peuvent être à la fois positives et négatives. Seules les valeurs positives nous intéressent (car elles sont ensuite interprétées en 10^{-I} chances de se tromper en l'attribuant à une anomalie). Cette condition nous donne le seuil sur la valeur $M_{1,min}$ nécessaire pour le calcul d'un I pertinent (Fig.4.18).

Ces deux cas entrent en compétition lors du paramétrage des fenêtres pour les radionucléides. A moyenne énergie, les taux de comptage dans les fenêtres sont relativement constant, et les rapports dans le cas $1<M_2<2$, sont peu susceptibles de bouger (sauf si bien sûr il y a une anomalie). Par contre, à basse énergie, ces taux fluctuent allègrement. On bascule souvent en dehors de $1<M_2<2$, soit en dessous (ce qui est moins gênant car le taux M_1 nécessaire au déclenchement est très élevé) ou au-delà de 2. Dans ce cas, les valeurs de $M_{1,min}$ chute de plus en plus (Tab. 4.8).

M_2	I	$\frac{M_{1,min}}{M_2}$
2	2,18E-04	1,43
2,1	1,25E-04	1,40
2,2	1,38E-04	1,38
2,3	4,00E-05	1,35
2,4	2,98E-05	1,32
2,5	8,21E-05	1,30
2,6	1,70E-04	1,28
2,7	1,01E-04	1,26
2,8	2,49E-05	1,24
2,9	5,67E-05	1,22
3	6,45E-07	1,20

TABLE 4.8 – Valeur minimale de M_1 pour calculer I, en fonction de $2<M_2<3$

4.3.1.4 Résultats

Pour rappel, les activités des sources utilisées sont (Tab.4.6). Les trois sources sont détectées (Fig.4.19), à la fois au survol direct et au loin (plus de 40m de déport) pour ^{137}Cs et ^{60}Co. Les fluctuations dans le bruit de fond sont dues au variations des conditions de vol et à la géologie du site. Comme le calcul des factorielles est approximé par des tables, cela crée un léger effet de seuil. La modernisation de l'algorithme va passer par la suppression des polynômes au profit d'un calcul direct des factorielles. Afin de ne pas être gourmand en temps machine et d'être capable de traiter les mesures en temps réel, le calcul des factorielles se fera à l'aide de la formule de Stirling.

L'utilisation des tables produit un cut artificiel des indice TF à 30. La modernisation, qui est présentée ci-après en 4.3.2, fait sauter cette limite. Cependant pour des raisons de représentation (on ne veut pas avoir d'indice infini), l'indice maximal sera de 350.

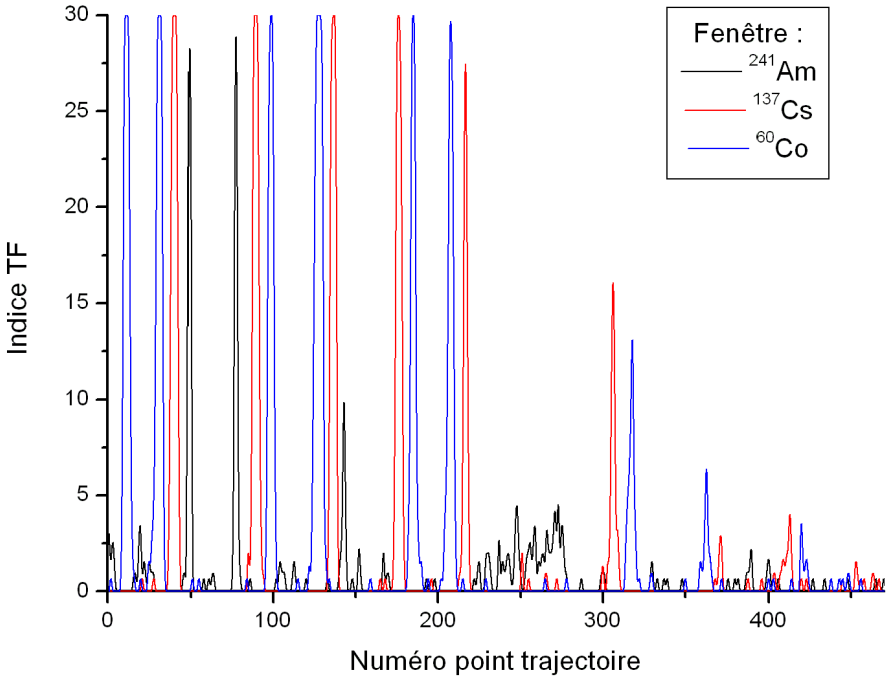


FIGURE 4.19 – Résultats de TF

4.3.2 Evolution de l'algorithme (TAG)

Aujourd'hui, les capacités de calcul nous permettent de considérer de plus grands nombres et d'en calculer directement les factorielles. L'algorithme TAG , qui est un développement à haut taux de comptage de l'algorithme TF, va en tirer parti.

4.3.2.1 Construction

Le développement de TAG a pour point de départ l'expression Eq. 4.22. Le premier travail est de simplifier le terme somme $\sum_{J=M_1+1}^{+\infty} \frac{M_2^J}{J!}$, en étudiant la suite (u_j) définie par :

$$\forall j \in \mathbb{N} \quad u_j = \frac{M_2^j}{j!} \tag{4.25}$$

Soit q la raison de cette suite :

$$\text{soit } j \in \mathbb{N} \quad q = \frac{u_{j+1}}{u_j} \tag{4.26}$$

$$q = \frac{M_2^{j+1}}{(j+1)!} \times \frac{j!}{M_2^j} \tag{4.27}$$

$$q = \frac{M_2}{j+1} \tag{4.28}$$

Comme $j > M_1 > M_2$, alors $q < 1$ et la suite est strictement décroissante, ie chaque terme ajouté est $\frac{M_2}{j+1}$ plus petit que le précédent. Concrètement, pour les termes de la somme, cela signifie :

$$\begin{array}{ccccccc} \frac{M_2^{M_1+1}}{(M_1+1)!} & + & \frac{M_2^{M_1+2}}{(M_1+2)!} & + & \frac{M_2^{M_1+3}}{(M_1+3)!} & + & \ldots \\ \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \\ \text{terme 0} & & \text{terme 1} & & \text{terme 2} & & \ldots \\ j = M_1 + 1 & & j = M_1 + 2 & & j = M_1 + 3 & & \ldots \\ & \times \frac{M_2}{M_1+1} & & \times \frac{M_2}{M_1+2} & & & \end{array}$$

Entre le terme 0 et le terme n :

$$q_n = \frac{M_2^n}{\frac{(M_1+n)!}{M_1!}} \tag{4.29}$$

$$q_n = \frac{M_1! M_2^n}{(M_1+n)!} \tag{4.30}$$

Par exemple q_n pour n=1..5, $M_2 = 100$ et $M_1 = 200$ est calculé en Tab. 4.9. On peut donc faire l'estimation suivante :

$$\sum_{J=M_1+1}^{+\infty} \frac{M_2^J}{J!} \approx \frac{M_2^{M_1}}{M_1!} \tag{4.31}$$

n	q_n
1	4.97E-1
2	2.46E-1
3	1.21E-1
4	5.94E-2
5	2.9E-2

TABLE 4.9 – Valeurs de q_n pour n=1..5, $M_2 = 100$ et $M_1 = 200$

Un passage aux logarithmes permet de travailler facilement avec PF (Eq. 4.22) :

$$\ln PF = -M_2 + \ln\left(\frac{M_2^{M_1}}{M_1!}\right) \tag{4.32}$$

$$\ln PF = -M_2 + M_1 \ln M_2 - \ln M_1! \tag{4.33}$$

La formule de Stirling (Eq.4.34)

$$n! = \sqrt{2\pi n}\left(\frac{n}{e}\right)^n \tag{4.34}$$

nous permet de simplifier $\ln M_1!$:

$$\ln M_1! = \ln\left[\sqrt{2\pi M_1} \times \left(\frac{M_1}{e}\right)^{M_1}\right] \tag{4.35}$$

$$\ln M_1! = \ln \sqrt{2\pi M_1} + M_1 \ln\left(\frac{M_1}{e}\right) \tag{4.36}$$

$$\ln M_1! = \ln (2\pi M_1)^{0.5} + M_1 \ln M_1 - M_1 \ln e \tag{4.37}$$

$$\ln M_1! = 0.5 \ln 2\pi M_1 + M_1 \ln M_1 - M_1 \tag{4.38}$$

En remplaçant $\ln M_1!$ par cette nouvelle expression dans l'équation 4.33, on obtient :

$$\ln PF = -M_2 + M_1 \ln M_2 - M_1 (\ln M_1 - 1) - 0.5 \ln 2\pi M_1 \tag{4.39}$$

$$\ln PF = -M_2 + M_1 \ln M_2 - M_1 (\ln M_1 - 1) - \underbrace{0.5 \ln 2\pi}_{0.9} - 0.5 \ln M_1 \tag{4.40}$$

$$\ln PF \approx -M_2 + M_1 \ln M_2 - M_1 (\ln M_1 - 1) - 0.5 \ln M_1 \tag{4.41}$$

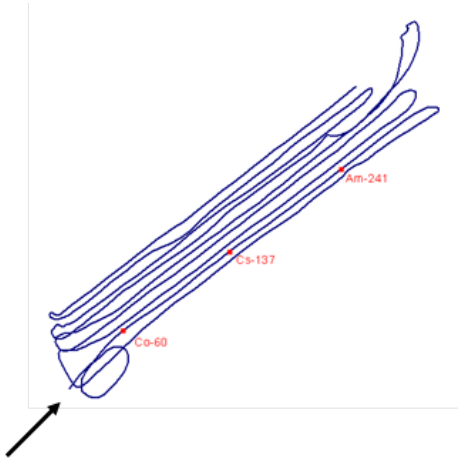
On écrit alors la quantité I :

$$I = -\log \frac{PF}{1-PF}$$

où $\ln PF \approx -M_2 + M_1 \ln M_2 - M_1 (\ln M_1 - 1) - 0.5 \ln M_1$

4.3.2.2 Paramétrage

L'algorithme TAG permet la prise en compte de forts taux de comptage (rôle de l'approximation de la somme et passage par Stirling). Nous allons étudier l'influence des fenêtres de comptage. Le site considéré est le même que pour IPA, à savoir le Site 2. La trajectoire et la position des sources sont rappelées en Fig.4.5a et ci-dessous :



Le comptage total est rappelé en Fig.4.20. Le point 10 correspond à la boucle en début de vol. La source ^{60}Co est aperçue, avant d'être survolée directement aux points 30 et 31, le ^{137}Cs aux points 39 et 40, et enfin ^{241}Am aux 48 et 49. Le demi-tour droite au bout de la ligne de vol entraîne un deuxième passage, décalé d'une vingtaine de mètres. On distingue alors, dans l'ordre : ^{241}Am (76 et 77), ^{137}Cs (88 et 89) et enfin ^{60}Co (96 et 97). Le demi-tour gauche permet d'attaquer la ligne adjacente à gauche du survol direct, aussi décalée de 20m. Successivement se présentent : ^{60}Co (127 et 128), ^{137}Cs (135 et 136).^{241}Am n'est déjà plus visible. plus on s'éloigne, plus l'élévation des taux de comptage va être faible.

Comptage total La façon la plus innocente de calculer les indices TAG consiste à prendre en compte le comptage total de chaque spectre. Toutes les anomalies potentiellement présentes y participent, mais aucune information sur leur position dans le spectre n'est accessible. Le calcul de l'indice TAG pour la trajectoire complète en représenté en Fig.4.21

L'utilisation de cet algorithme sur le comptage total du spectre présente des résultats intéressants. Les indices produits se répartissent entre 0 et 350. On note les mêmes comportements que pour TF, et les passages à altitude inférieure à l'altitude moyenne (donc plus de coups enregistrés au total) entraînent des indices importants (points 225-230 et 380-400 notamment). Afin d'éviter ces effets et d'obtenir une localisation, un découpage en bandes énergétiques est envisagé. Le problème de l'altitude sera détaillé en 4.4.2.1.

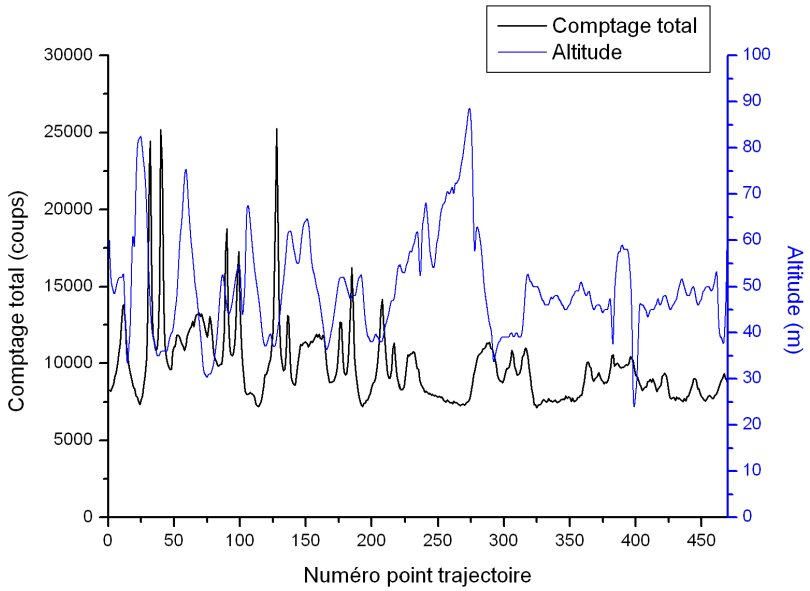


FIGURE 4.20 – Comptage total sur la trajectoire complète pour traitement TAG, Site 2

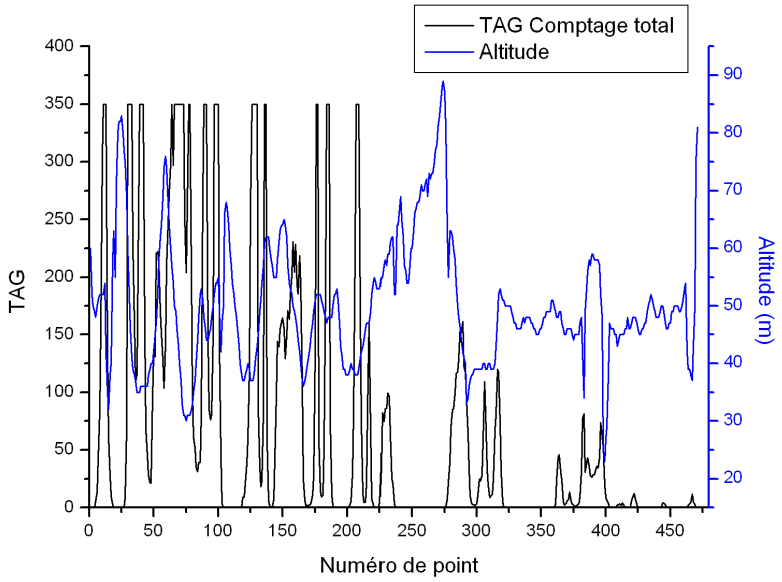


FIGURE 4.21 – TAG comptage total sur la trajectoire complète, Site 2

Bandes énergétiques Voir Annexe D.1 pour le détail. De la même façon que pour l'algorithme IPA, nous allons diviser les spectres en bandes énergétiques successives, de 100 keV puis de 300 keV sur les 1500 premiers keV, afin d'étudier l'évolution du comportement de TAG. Les radionucléides artificiels émettent à des énergies inférieures ou égale à 1500 keV. Cette fenêtre 0-1500 keV est appelée par la suite fenêtre man-made. Les caractéristiques de distribution des coups dans les bandes sont respectivement rassemblées dans les Tab. 4.10 et 4.11

Bande	Moyenne	σ
0-100	1850,23	356,50
100-200	2778,07	630,99
200-300	1415,64	383,14
300-400	821,04	213,86
400-500	480,68	131,96
500-600	389,13	100,44
600-700	349,79	267,00
700-800	227,17	73,79
800-900	189,67	59,79
900-1000	195,68	58,55
1000-1100	121,18	43,30
1100-1200	139,61	128,03
1200-1300	108,08	90,43
1300-1400	113,50	128,86
1400-1500	172,28	43,56

TABLE 4.10 – Distribution des taux de comptage par bande de 100 keV

Attardons-nous sur les sources afin d'étudier les rapports signal/bruit et la localisation, afin de déterminer si l'anomalie survolée apparaît bien dans sa fenêtre ou alors produit l'indice le plus fort dans une fenêtre de plus basse énergie. Lorsque la localisation est précisée, cela correspond à la bande produisant l'indice maximum sur du survol de la source (Tab. 4.12). Par la suite, on nommera par *point* le *point de mesure*, ie le spectre enregistré.

Les indices produits par les bandes augmentent moins vite que l'indice produit par le comptage total. TAG fonctionne mieux avec un haut taux de comptage (et l'approximation de Stirling est plus juste si n est grand (Eq.4.34)). On voit la source de plus loin, mais en contrepartie l'anomalie est moins précisément localisée. De plus, on n'a pas accès à une localisation énergétique, alors que les bandes de 100 ou 300 keV le permettent. Les indices produits sur l'américium sont comparables et sont juste un peu plus faibles

Bande	Moyenne	σ
0-300	6043,95	1352,96
300-600	1690,85	441,59
600-900	766,62	349,20
900-1200	456,47	223,13
1200-1500	393,86	243,30

TABLE 4.11 – Distribution des taux de comptage par bande de 300 keV

Source	Survol direct (points)	Déporté (points)
^{60}Co	30-31	10 (virage)
		96-97 (+20 m)
		127-128 (+40 m)
^{137}Cs	39-40	88-89 (+20 m)
		135-136 (+40 m)
^{241}Am	48-49	76-77 (+20 m)

TABLE 4.12 – Référence des sources

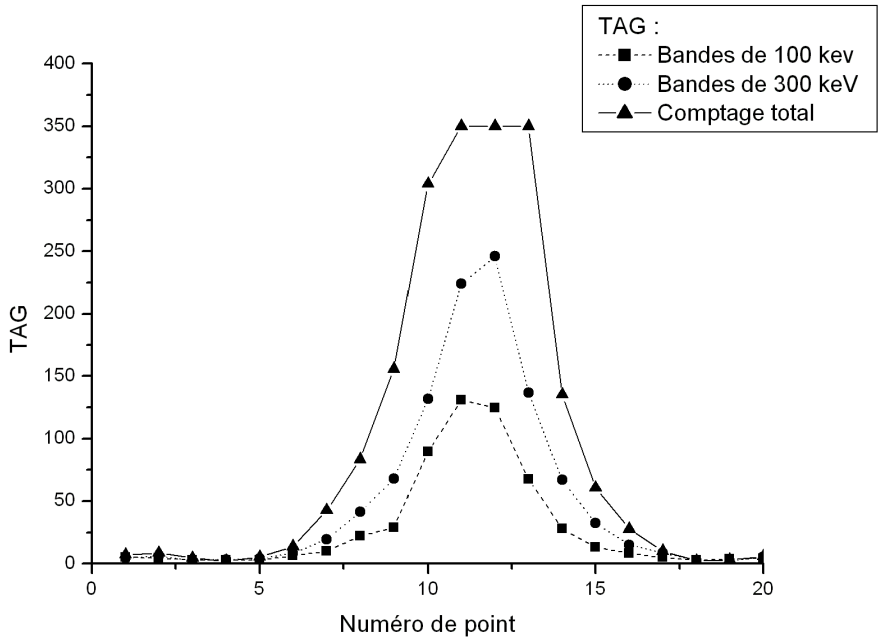


FIGURE 4.22 – Comparaison des performances de différentes fenêtres de comptage pour TAG au niveau du virage au loin de ^{60}Co

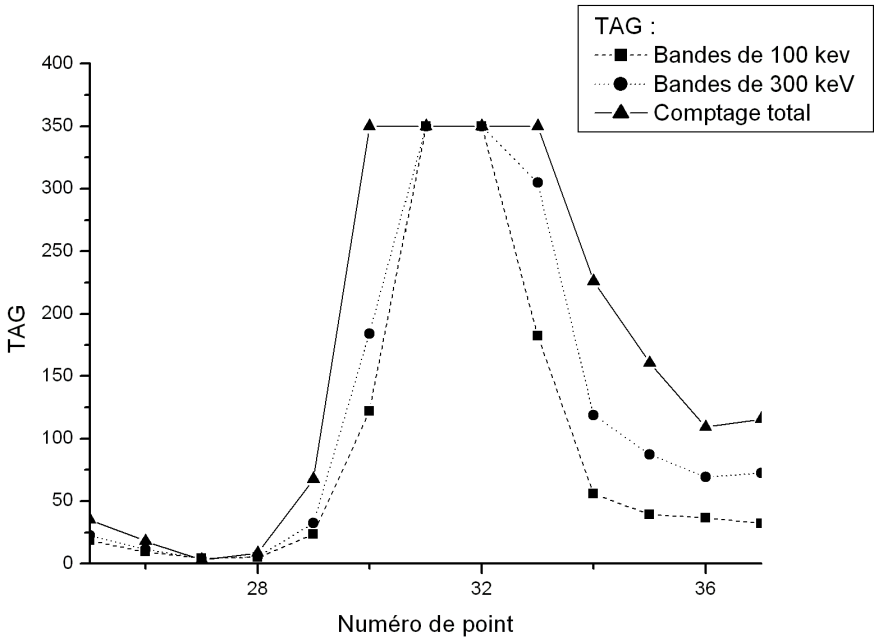


FIGURE 4.23 – Comparaison des performances de différentes fenêtres de comptage pour TAG au-dessus de la source ^{60}Co

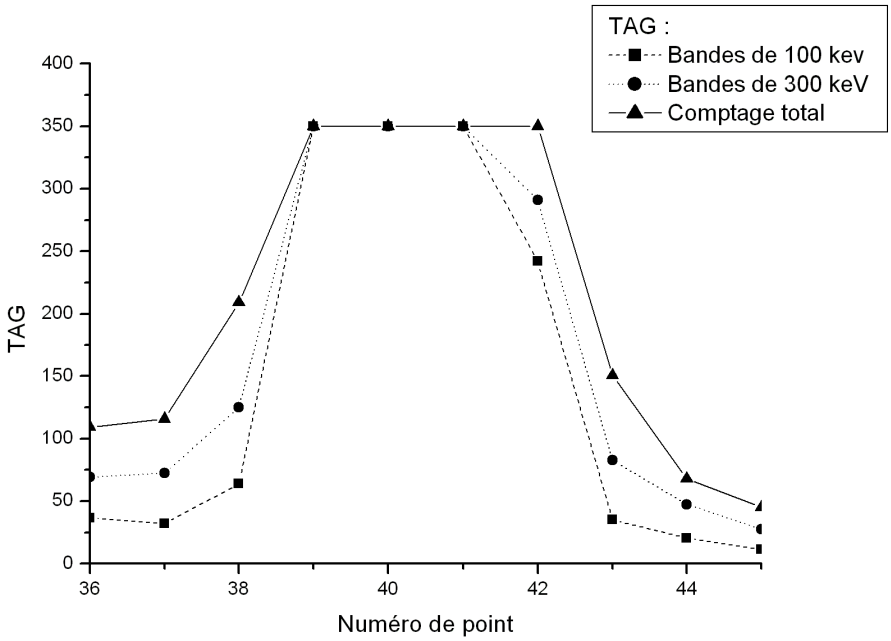


FIGURE 4.24 – Comparaison des performances de différentes fenêtres de comptage pour TAG au-dessus de la source ^{137}Cs

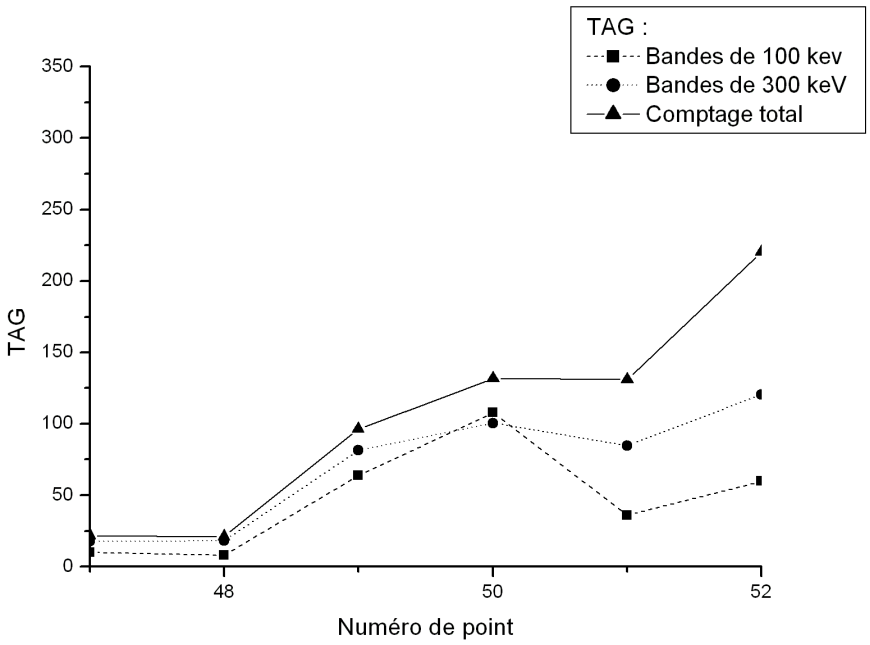


FIGURE 4.25 – Comparaison des performances de différentes fenêtres de comptage pour TAG au-dessus de la source ^{241}Am

pour le virage.

Rapport de taux de comptage Les passages au-dessus des sources sont détaillés en Annexe D.2 pour le détail. Une synthèse est présentée ici : les indices produits sont moins francs qu'avec les bandes brutes : cette méthode fonctionne bien avec le césium, moyennement avec le cobalt et l'américium n'est pas vu du tout.

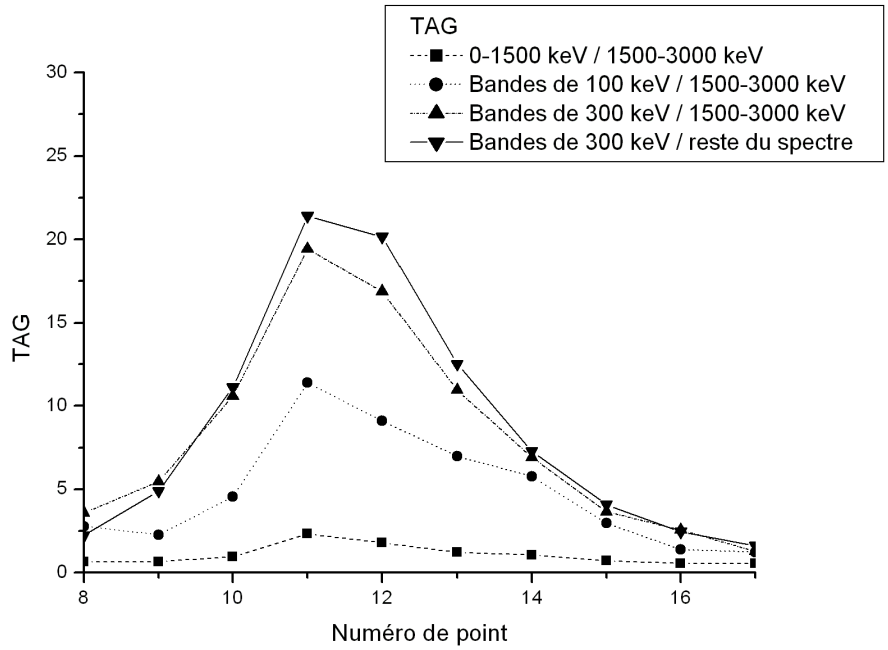


FIGURE 4.26 – Comparaison des performances de différents rapport de fenêtres de comptage pour TAG au niveau du virage au loin de ^{60}Co

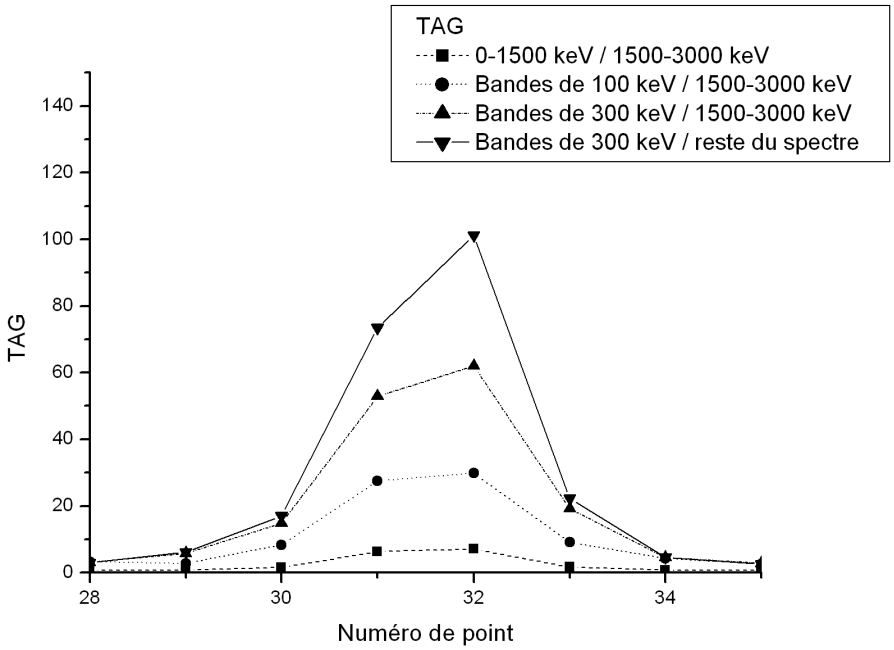


FIGURE 4.27 – Comparaison des performances de différents rapport de fenêtres de comptage pour TAG au-dessus de la source ^{60}Co

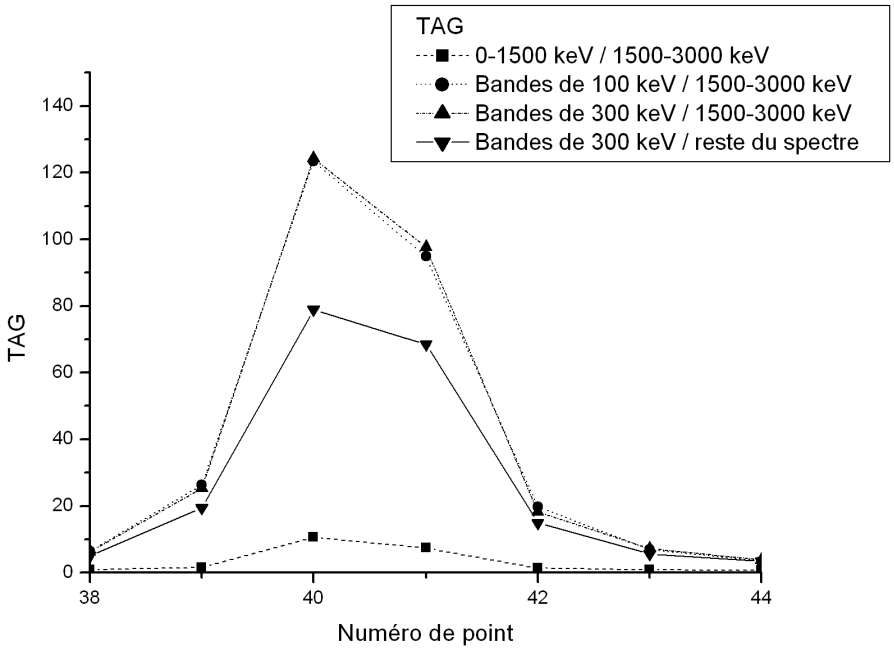


FIGURE 4.28 – Comparaison des performances de différents rapport de fenêtres de comptage pour TAG au-dessus de la source ^{137}Cs

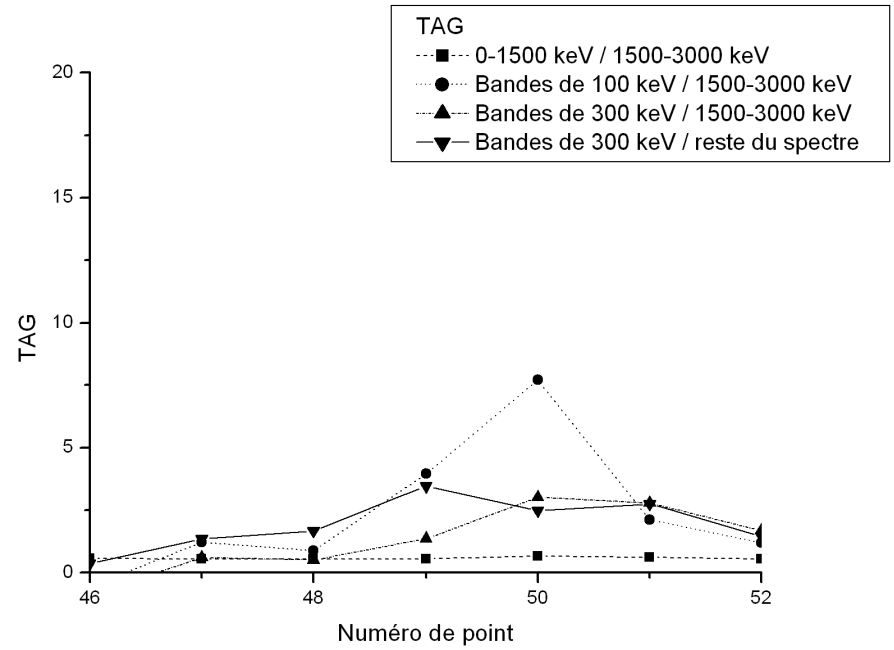


FIGURE 4.29 – Comparaison des performances de différents rapport de fenêtres de comptage pour TAG au-dessus de la source ^{241}Am

4.3.2.3 Conclusion du paramétrage de TAG

On peut comparer les performances du paramétrage avec les taux de comptage et les rapports dans le tableau 4.13.

Bandes	Avantages	Inconvénients
Comptage Total	Elévation des indices les plus rapides Toutes les sources sont vues Vision des anomalies très loin	Pas de localisation en énergie Localisation spatiale moins précise
100 ou 300 keV	Localisation énergétique Toutes les sources sont vues Meilleure résolution spatiale	Vision moins loin
Rapport de bandes		Indices plus faibles Pas de vision à basse énergie

TABLE 4.13 – Comparaison des performances de TAG sur les taux de comptage

En conclusion, les TAG permet de voir très loin les sources avec le comptage total. C'est l'algorithme à employer avec une balise fixe par exemple, où la capacité de voir une source loin permet de gagner du temps pour intervenir. La résolution spatiale faible en aéroporté est au contraire un avantage en fixe : elle est transformée en résolution temporelle. En mobile, il vaut mieux utiliser les bandes de comptage, notamment des bandes de 100 keV. Le rapport des taux de comptage ne s'applique pas bien.

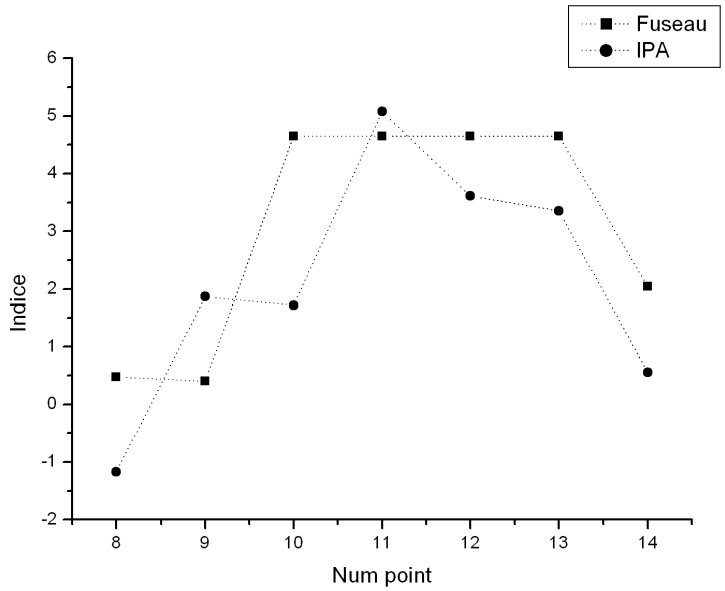


FIGURE 4.30 – Comparaison des performances d'IPA et Fuseau au moment du virage avant la source ^{60}Co

4.4 Comparaison des performances et scenarii d'utilisation

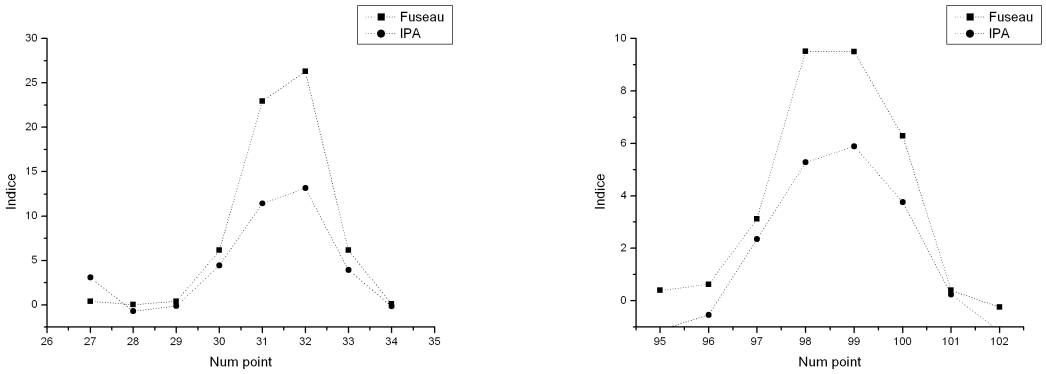
4.4.1 Comparaison de IPA et fuseau

	IPA	Fuseau
Indice moyen	1.98	3.14
σ	0.69	0.84

TABLE 4.14 – Caractéristiques sur bruit de fond de IPA et Fuseau sur le Site 2

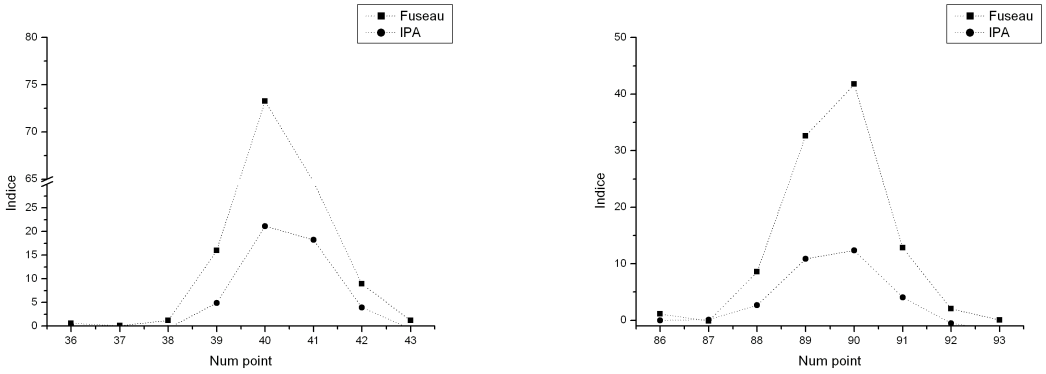
Les indices moyens produits sur le bruit de fond sont comparables, légèrement plus élevés (et donc moins bons) pour Fuseau. Pour comparer les performances des algorithmes IPA et Fuseau, les FOM (introduites au §4.2.1.3) des indices produits par ces deux méthodes sont représentées. Au moment du virage, les indices réduits pour les deux méthodes sont tout à fait similaires. Cependant, Fuseau est plus régulier sur les 4 points, depuis le 10 (vision de la source) jusqu'à 13. IPA ne produit pas son maximum en 10 mais en 11, induisant un léger décalage. IPA redescend plus vite, indiquant clairement l'anomalie en 11. Fuseau est moins précis, indiquant la zone 10-13. Les niveaux atteints par Fuseau sont plus élevés d'un facteur 2 par rapport à IPA, en direct et à 20m (Fig.4.31). Le même comportement se produit à moyenne énergie (Fig.4.32). A basse énergie (Fig.4.33), le survol direct présente un rapport 3 entre les deux méthodes (Fig.4.33a). Avec un déport de 20m, IPA a les mêmes valeurs qu'en direct, tandis que fuseau a des valeurs plus élevées (Fig.4.33b), ce qui est dû à l'altitude de vol (Fig.4.34).

On peut donc en déduire que les performances similaires d'IPA et fuseau a priori présentent tout de



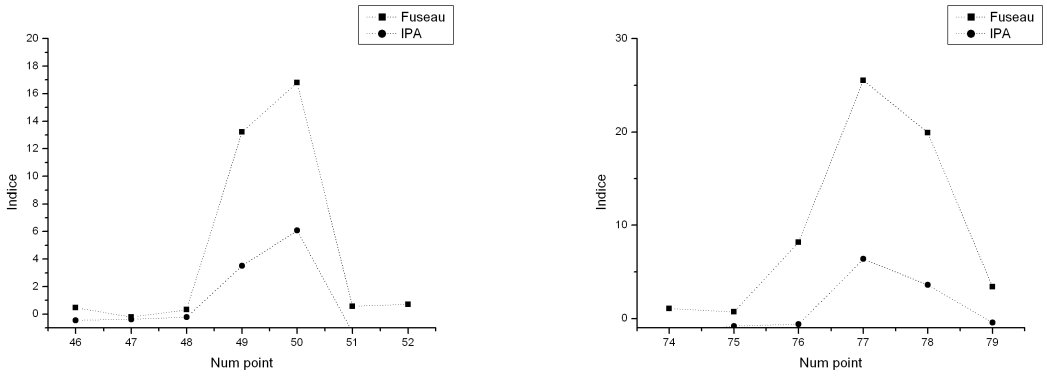
(a) Survol direct de la source (b) Survol à 20m de la source

FIGURE 4.31 – Comparaison des performances d'IPA et Fuseau pour la source ^{60}Co



(a) Survol direct de la source (b) Survol à 20m de la source

FIGURE 4.32 – Comparaison des performances d'IPA et Fuseau pour la source ^{137}Cs



(a) Survol direct de la source

(b) Survol à 20m de la source

FIGURE 4.33 – Comparaison des performances d'IPA et Fuseau pour la source ^{241}Am

même des différences. Fuseau est légèrement plus sensible et permet de voir la source de plus loin et d'atteindre des niveaux plus élevés, mais est aussi plus sensible à l'altitude à basse énergie.

4.4.2 Comparaison des meilleurs jeux IPA et TAG

4.4.2.1 Les performances de TAG sur l'ensemble du site

Sur l'ensemble de la trajectoire, on va comparer les valeurs de IPA, fuseau et TAG normalisées à leur maximum (Fig.4.34). On note bien les positions des sources mais aussi l'augmentation de TAG quand l'altitude diminue (points 60 (virage) ; 150 ; 280-300). Fuseau est très stable dans le bruit de fond.

Lorsque l'altitude de vol diminue (Fig.4.35) et passe sous l'altitude moyenne (qui renvoie au comptage moyen M_2 qui a engendré la distribution de Poisson sur laquelle on se base), le nombre de coups enregistré augmente. Entre les points 280 et 290, ce phénomène se produit et TAG augmente artificiellement. Les deux anomalies signalées par TAG (points 305 et 315) correspondent aux sources césium et cobalt vues de très loin. On remarque d'ailleurs que IPA voit l'anomalie au point 315 mais pas en 305.

4.4.2.2 Détail de IPA et TAG au-dessus des sources

Au virage (Fig.4.36) TAG produit des indices (FOM, introduits §4.2.1.3) plus élevés que IPA. Lors du survol direct du cobalt (Fig.4.37) TAG et IPA ont els même performances, avec la particularité pour TAG d'anticiper la source. Pour le césium (Fig.4.38) et l'américium (Fig.4.39) IPA est nettement au-dessus.

En conclusion, les algorithmes stochastiques semblent peu appropriés à la mesure mobile. Ils ont certes des performances parfois faibles mais sont moins sensibles aux conditions expérimentales. Les algorithmes stochastiques ont un excellent rapport signal/bruit, mais sont trop sensibles. Ils sont plus adaptés à une mesure fixe. Nous allons vérifier cette hypothèse avec une balise fixe

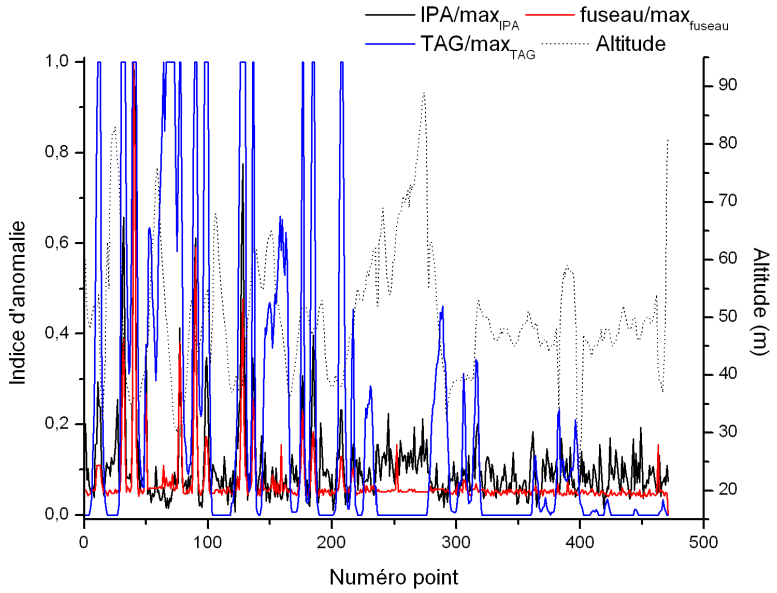


FIGURE 4.34 – Valeurs de TAG, IPA et fuseau normalisées à leur maximum sur l'ensemble de la trajectoire

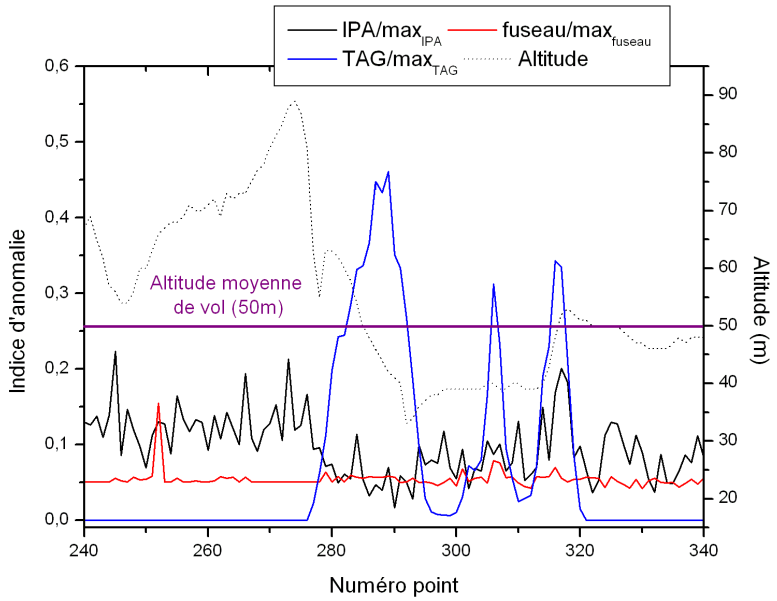


FIGURE 4.35 – Valeurs de TAG, IPA et fuseau normalisées à leur maximum lors d'une augmentation d'altitude

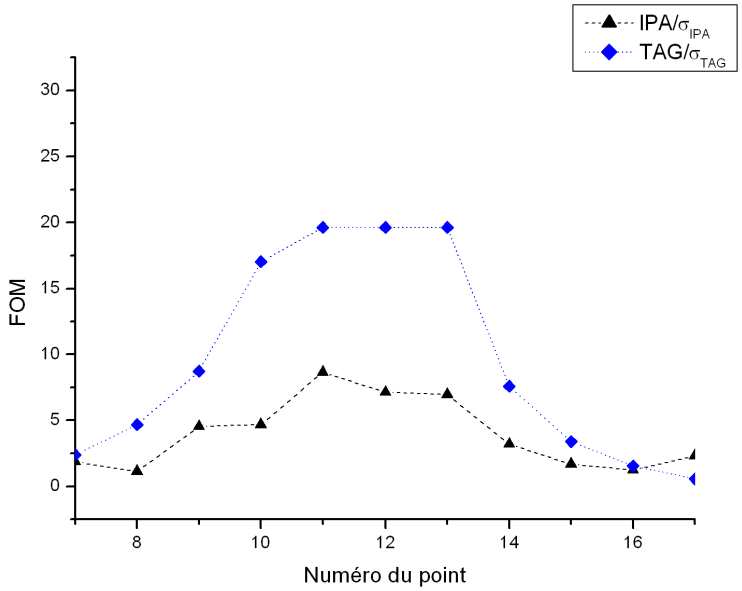


FIGURE 4.36 – Performances IPA et TAG lors du virage au loin de la source ^{60}Co

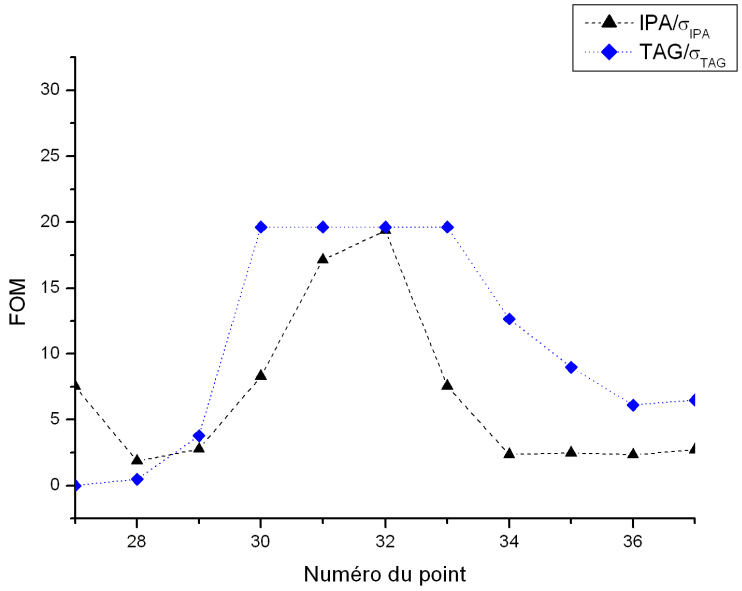


FIGURE 4.37 – Performances IPA et TAG lors du survol direct de la source ^{60}Co

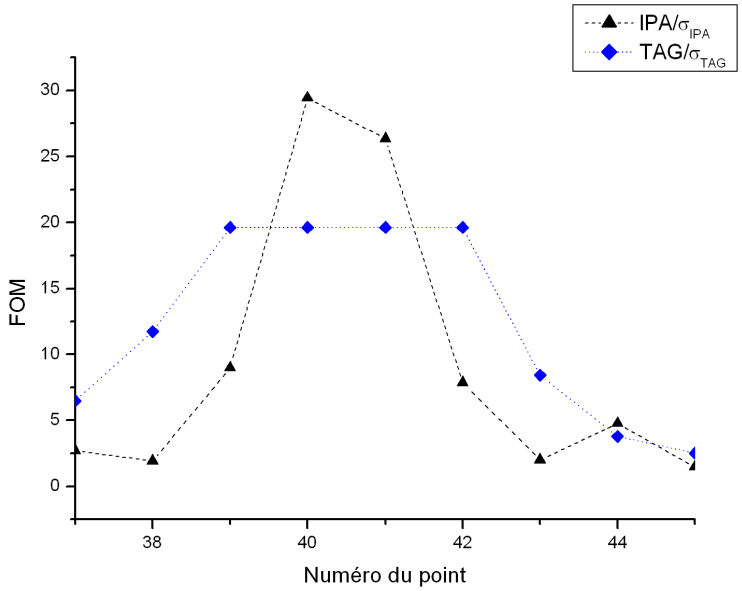


FIGURE 4.38 – Performances IPA et TAG lors du survol direct de la source ^{137}Cs

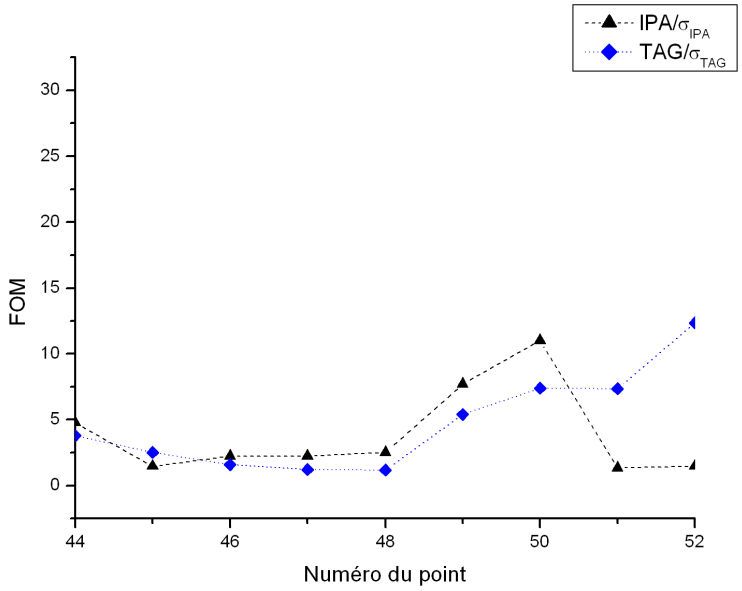


FIGURE 4.39 – Performances IPA et TAG lors du survol direct de la source ^{241}Am

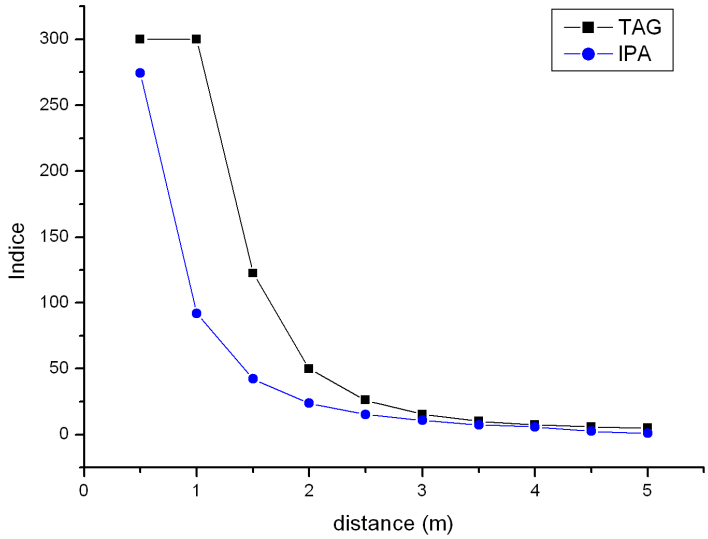


FIGURE 4.40 – Indices TAG et IPA en fonction de la distance source-détecteur ^{137}Cs de 292 kBq

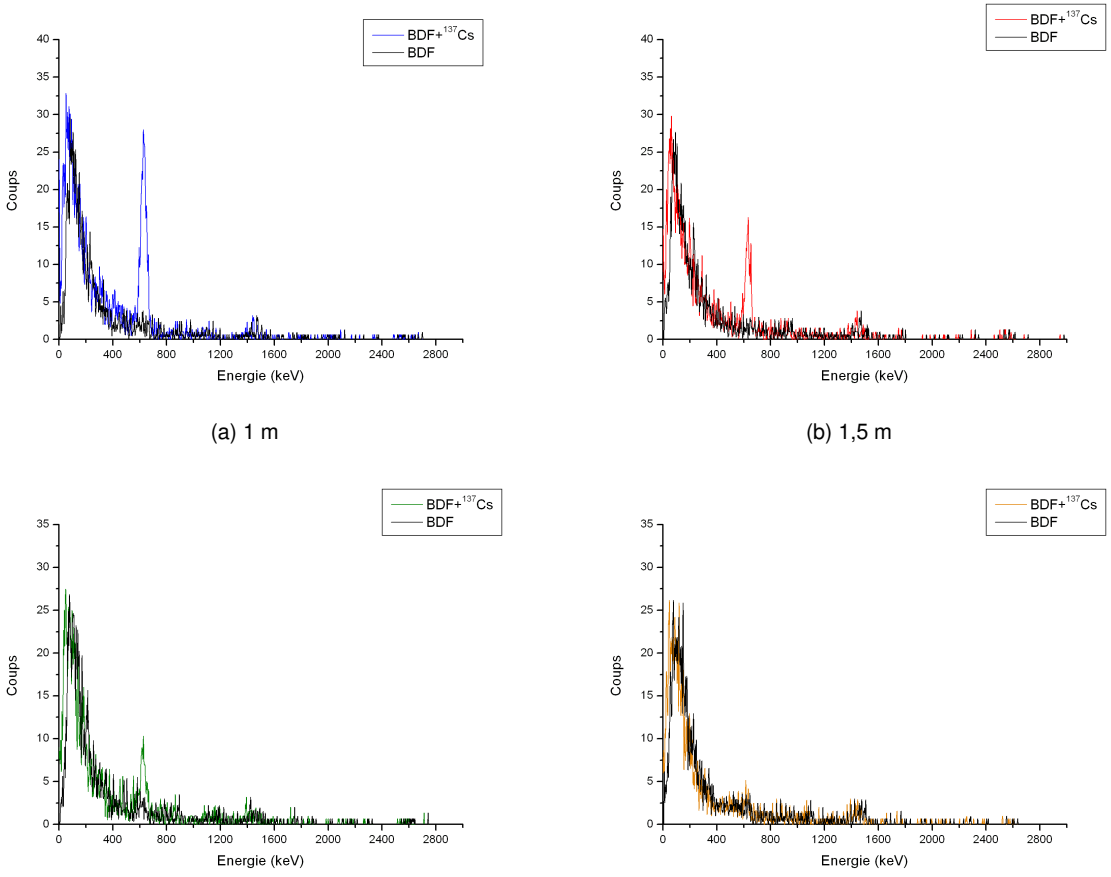
Distance (m)	BDF (coups)	Spectre total (coups)	Aire (brute) du pic (662 keV)
1	1756	2592	324
1.5	1764	2116	160
2	1763	1943	75
5	1757	1771	18

TABLE 4.15 – Statistiques des spectres ^{137}Cs enregistrés

4.4.2.3 Une nouvelle utilisation : la balise fixe

Les tests en mesure fixe se sont déroulés comme suit : une source de ^{137}Cs avec une activité de 292 kBq passe devant la balise DIRAD à des distances de 0.5 à 5 m, par pas de 50 cm. Les indices produits par IPA et TAG (comptage total) sont représentés en Fig.4.40 et les spectres caractéristiques en Fig.4.41 et Tab. 4.15.

La source est vue d'un peu plus loin par TAG que par IPA. TAG comptage total offre de bonnes performances en spectrométrie gamma fixe.



(a) 1 m

(b) 1,5 m

(c) 2 m

(d) 5 m

FIGURE 4.41 – Spectres caractéristiques bruit de fond et source de ^{137}Cs de 292 kBq à plusieurs distances du détecteur.

4.4.2.4 Un dernier point : comparaison des figures of merit IPA et 2W/3W pou la source ^{241}Am

Enfin, on peut se demander quelles sont les performances d'un indice global d'anomalie (en l'occurence IPA) et une méthode dédiée (2W/3W) face à une anomalie à basse énergie. La figure 4.42 représente les FOM de ces méthodes lors du survol direct de ^{241}Am. Dans le bruit de fond, IPA produit des indices plus élevés que 2W et surtout 3W. Cela signifie d'une part que l'optimisation des fenêtres détaillée au Chapitre 3 fonctionne bien et d'autre part que l'algorithme IPA, scrutant tout le spectre, est plus sujet aux variations du bruit de fond. Lorsque la source est survolée (points 49-50), les trois indices montent. 2W et 3W sont jumeaux, tandis qu'IPA monte plus doucement. Les niveaux de FOM sont plus élevés avec 2W et 3W, qui produisent les maxima.

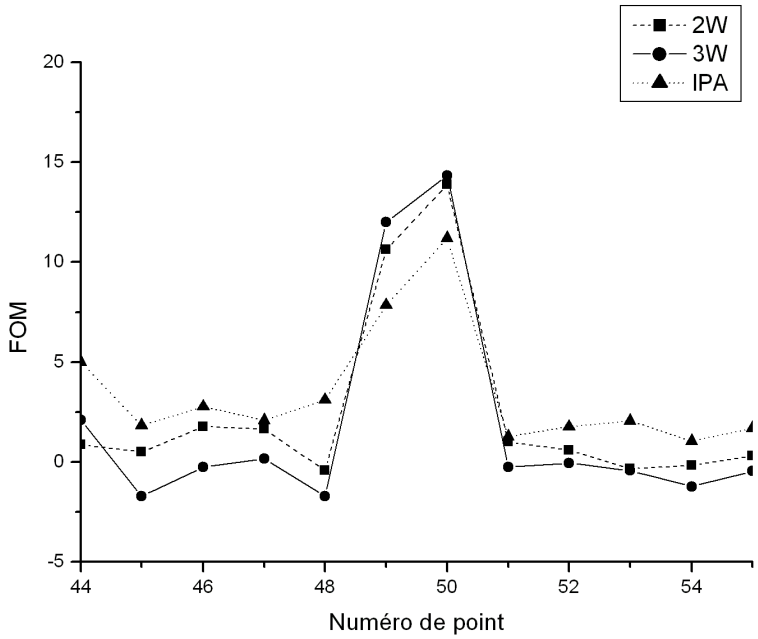


FIGURE 4.42 – Comparaison des performances de IPA et 2W/3W au-dessus de la source ^{241}Am

4.5 Conclusion

Deux grandes familles d'algorithmes permettant de détecter des anomalies ont été identifiées : stochastiques et σ. Les algorithmes de type σ sont adaptés à une mesure mobile, car ils sont moins sensibles aux variations du bruit de fond naturel. IPA et fuseau ont des comportements similaires. Fuseau permet de voir la source d'un peu plus loin mais est plus sensible aux variations d'altitude. Le rapport des fenêtres énergétiques optimal a été déterminé pour IPA. Fuseau ne nécessite pas de paramétrage. Une soustraction du bruit de fond moyen et un filtrage sont nécessaire avant la dérivation du spectre. Un seuil de décision est requis pour déterminer la présence d'une anomalie.

Les algorithmes stochastiques présentent le meilleur rapport signal/bruit et voient la source de très loin. Leur sensibilité au bruit de fond et aux conditions expérimentales les rendent inappropriés à une utilisation mobile. Ils déploient tout leur potentiel en surveillance fixe. Il faut réactualiser le bruit de fond pour suivre les variations naturelles du bruit de fond du site, afin de tenir compte de la montée du radon. Il peuvent être utilisés sur le comptage total ou par bande de 100 keV afin de localiser les anomalies.

Les indices globaux (IPA, fuseau, TAG) sont de très bons indicateurs généralistes. Cependant, quand une anomalie est détectée, les méthodes dédiées donnent des résultats de meilleure qualité, bien que les indices globaux s'en sortent bien.

Nous avons à présent couvert deux des trois étapes de détection d'une source radioactive : nous pouvons soit scruter une zone énergétique particulière et utiliser les nombre de coups qui sortent du bruit de fond pour déclarer qu'une source émettant à ces énergies est présente, soit nous pouvons utiliser l'ensemble du spectre. La première approche a été développée Chapitre 3 et la seconde dans ce chapitre. La dernière étape est d'attribuer cette anomalie à un radionucléide, étape qui sera franchie au Chapitre 5 suivant.

CHAPITRE 5

La problématique de l'identification

Sommaire

5.1 Introduction 119
5.2 Stratégie d'identification 121
5.2.1 Pourquoi est-ce difficile d'identifier les radionucléides dans un spectre γ ? 121
5.2.2 Comment s'en sortir ? 121
5.3 Développement des critères nécessaires à l'identification 122
5.3.1 Etude préliminaire en tenant compte du bruit de fond naturel 122
5.3.2 Les raies de la bibliothèque sont sélectionnées suivant un critère numérique . . . 129
5.3.3 Les raies sont détectées autour de leur valeur théorique 132
5.4 Les étapes de fonctionnement de l'algorithme 140
5.4.1 Recherche des pics dans le spectre 140
5.4.2 Levée des conflits d'identification 147
5.4.3 L'algorithme d'identification résumé 148
5.5 Paramétrage et résultats 151
5.5.1 Minimisation des Fausses Identifications Positives 151
5.5.2 Taux de Vraies Identifications Positives 152
5.6 Conclusion 161

5.1 Introduction

L'identification des radionucléides présents dans un spectre est une étape primordiale dans l'analyse spectrale. Plusieurs angles d'approche existent. On peut considérer l'ensemble de la signature spectrale des éléments de la bibliothèque de radionucléides et en effectuer une combinaison linéaire afin d'ajuster la mesure, ou seulement considérer les pics d'absorption totale des éléments de la bibliothèque. Cette dernière approche a été retenue pour ces travaux.

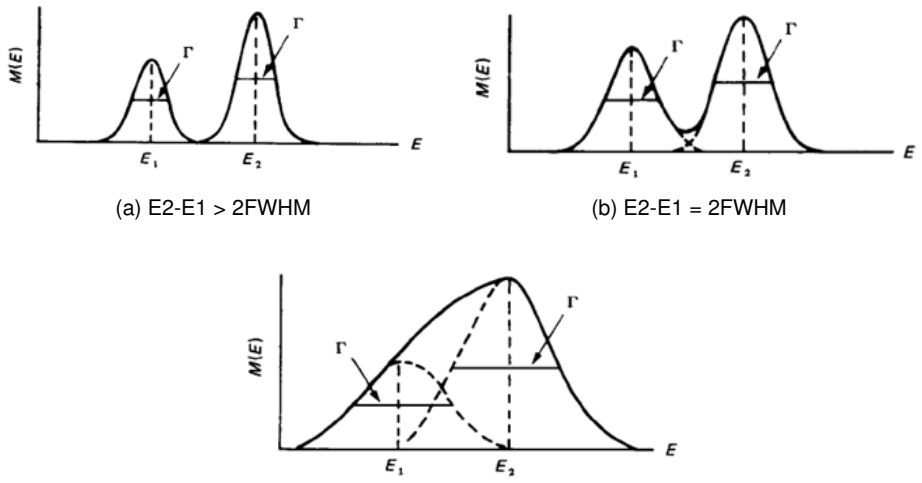
L'identification consiste à comparer l'énergie d'un (ou plusieurs) pic(s) à une bibliothèque de référence permettant d'affirmer la présence d'un élément. L'algorithme de détection de pics se décompose en six étapes, qui sont détaillées dans [Gui96].

1. filtrage du spectre brut
2. recherche des pics par dérivations multiples du spectre filtré
3. modélisation du fond continu
4. calcul des pics d'absorption et tests de validité

5. identification des radioéléments à l'origine des pics d'absorption
6. calcul de l'activité des radioéléments à l'origine des pics d'absorption

Les étapes 1 à 4 peuvent être considérées comme résolues. Le calcul de l'activité dépend à la fois de l'aire calculée du pic (résolu) multipliée par un coefficient dépendant du radioélément. L'étape 6 est donc résolue *à l'étape 5 près*.

Les algorithmes monoraies étaient auparavant utilisés, et on ne regardait que la raie γ de plus haute intensité. Ces algorithmes fonctionnaient bien tant que peu d'éléments étaient considérés, par exemple en spectrométrie aéroportée où on ne cherche qu'un nombre restreint de radionucléides (les NORM, ^{137}Cs, ^{60}Co et ^{241}Am principalement). Le déploiement de moyens de mesure fixe dans le cadre de la lutte contre le trafic de matières radioactives nécessite une bibliothèque beaucoup plus fournie (une trentaine de radionucléides). Suivant les raies considérées, on ne peut pas toujours séparer celles-ci en fonction de la résolution du détecteur. On se retrouve alors dans les cas suivants (Fig.5.1) :



(a) E2-E1 > 2FWHM

(b) E2-E1 = 2FWHM

(c) E2-E1 = FWHM

FIGURE 5.1 – Configuration des raies choisies par rapport à la résolution du détecteur

1. Fig.5.1a : les deux raies sont suffisamment séparées, et pourront être détectées,
2. Fig.5.1b : cas limite où les deux raies pourront être détectées,
3. Fig.5.1c : les deux raies sont confondues.

Ces cas se multiplient au fur et à mesure que la bibliothèque s'étoffe, et se baser sur une seule raie ne permet pas de résoudre ces problèmes.

Afin de lever ces conflits, il faut se baser sur plusieurs raies pour l'identification. Il faut aussi travailler sur la dispersion du pic autour de sa valeur théorique : à cause des effets statistiques, du transport des photons et électrons dans le détecteur et l'ajustement du profil gaussien pour effectivement déterminer

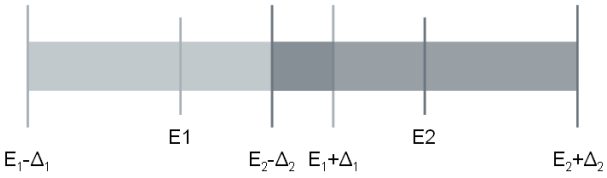


FIGURE 5.2 – Recouvrement des zones de recherche de deux raies

l'énergie du pic, ce centroïde va osciller autour de sa valeur théorique. Le conflit d'identification va apparaître lorsque les zones de recherche des centroïdes (Δ) de plusieurs raies vont se recouvrir, comme schématisé en Fig.5.2.

5.2 Stratégie d'identification

5.2.1 Pourquoi est-ce difficile d'identifier les radionucléides dans un spectre γ ?

Deux grandes difficultés se rencontrent lorsqu'on veut identifier les radionucléides présents dans un spectre γ acquis lors d'une mesure embarquée :

1. une statistique défavorable car la mesure se déroule sur une seconde,
2. le détecteur est peu résolu (mais très efficace)

Les pics détectés se présentent sous la forme d'un listing, où les positions en canaux des centroïdes sont associées à l'aire calculée du pic en coups. Par exemple sur deux spectres de bruit de fond acquis à 1s d'intervalle avec k_{alpha} =2 (Tab.5.1).

Deux spectres successifs ne présentent pas le même nombre de pics. La modélisation du profil gaussien permet de situer précisément le centroïde du pic. A haute énergie, les aires extraites sont comparables mais à basse énergie, la modélisation du fond de diffusion rend le calcul de l'aire nette plus variable.

Ce sont sur ces informations que nous pouvons nous appuyer afin de déterminer quels radionucléides sont présents dans le spectre.

5.2.2 Comment s'en sortir ?

Nous disposons donc des informations suivantes :
- caractéristiques matérielles du détecteur (résolution, efficacité)
- liste des éléments qui nécessitent notre attention (la bibliothèque)
- un bruit de fond dans lequel est fait la mesure
- les centroïdes et aires associées des pics détectés

L'algorithme d'identification développé dans ce chapitre va tirer parti de toutes ces informations.

Tout d'abord, il va falloir construire intelligemment notre bibliothèque en répondant à cette question simple : quelles sont les raies des radionucléides que nous avons une chance de voir ? Cela dépend du

Point 1		Point 2	
Position	Aire	Position	Aire
13.2	69.11	12.6	27.68
		22.1	52.99
26.4	92.22	29.4	27.03
39.4	4.54	39.2	57.85
		55.3	20.11
		66.7	29.48
101.1	15.45	99.6	34.21
		125.7	9.90
146.9	32.67	143.3	20.52
164.8	19.40		
186.1	13.14	186.7	12.30
239.5	27.30	234.8	38.68
268.5	10.86	282.9	12.58
328.4	6.81	316.4	5.38
361.8	5.72	382.0	6.25
418.4	9.81	427.7	7.67

TABLE 5.1 – Extrait du listing de détection des pics sur deux mesures de bruit de fond successives

détecteur, des probabilités d'émission des raies et des conditions de la mesure. Cette étape est détaillée en 5.3.2, avec un soin particulier porté aux NORM expliqué en 5.3.1.3.

Ensuite, un spectre de référence qui simule la dispersion statistique des pics autour de leur valeur théorique est construit (5.3.3). Certains canaux n'ont qu'un seul radionucléide possible, tandis que d'autres ont plusieurs possibilités (Tab.5.7). Les positions des pics détectés vont être comparées à cette simulation, permettant de faire une première identification.

Par exemple, si on reprend notre exemple du tableau 5.1 le pic à 26.4 (158 keV) du point numéro 1 correspond à la raie P de ^{123}I et la raie S de ^{201}Tl.

Si un pic détecté peut être attribué à plusieurs radionucléides, un critère pour lever ce conflit est employé. Sa construction est détaillée en 5.4.2.

5.3 Développement des critères nécessaires à l'identification

5.3.1 Etude préliminaire en tenant compte du bruit de fond naturel

La mesure embarquée se fait toujours dans un bruit de fond naturel, variable d'une mesure à l'autre. Les signatures spectrales vont y être mélangées. Toutes les raies de ces éléments n'ont pas la même probabilité d'être détectées : leurs taux d'émission varient, les caractéristiques du détecteur (résolution et efficacité) et la limite de détection, imposée par le bruit de fond vont en favoriser certaines. Dans la construction de la bibliothèque, le critère de sélection des raies va être déterminant. Dans la littérature, il

n'est pas discuté et bien souvent les raies d'intensité suffisante, à la discrétion de l'utilisateur, sont prises en compte.

5.3.1.1 Les éléments à surveiller

L'AIEA recommande la surveillance particulière de plusieurs radionucléides, divisés en deux groupes [IAEA10]. Cette prise en compte d'un radionucléide et son classement se fait suivant deux critères principaux :

1. l'importance d'un matériau d'un point de vue sécurité nucléaire (matériau présentant une menace en cas de mauvais emploi)
2. fréquence/probabilité de détection à une frontière

5.3.1.2 Deux groupes de radionucléides suivant leur dangerosité

Groupe A - Nucléides de grand intérêt La liste [IAEA05] présente les radionucléides qui sont susceptibles d'être employés dans des engins présentant une menace de sécurité nucléaire. Ils sont composés de matériaux nucléaires spéciaux (ou *SNM*), de radionucléides industriels ou médicaux de haute activité, ou encore de combustible usagé :

- SNM et associés :
  ^{232}U, ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{237}Np
- Industriels et médicaux de haute activité :
  ^{238}Pu, ^{90}Sr, ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{192}Ir, ^{75}Se, ^{241}Am
- Nucléides issus du retraitement du combustible usagé :
  ^{106}Ru/^{106}Rh, ^{134}Cs, ^{144}Ce/^{144}Pr, $^{152/154}$Eu

Groupe B - Nucléides de plus faible intérêt Le groupe B, de plus faible risque, inclut les matériaux radioactifs rencontrés naturellement (NORM) dans le commerce ou dans la nature. On y ajoute aussi les radiopharmaceutiques et ceux qui ne peuvent pas être produits en quantité suffisante pour provoquer blessures ou contamination de l'environnement en cas de dispersion par feu ou explosion (cf la liste [IAEA05]).

- Industriels :
  ^{226}Ra, ^{109}Cd, ^{99}Mo, ^{57}Co, ^{133}Ba
- Radiopharmaceutiques, source scellée de faible dose, implants permanents :
  Sources de tomographie par émission de positron (TEP) (^{11}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{18}F), ^{51}Cr, ^{67}Ga, ^{99m}Tc, ^{123}I, ^{131}I, ^{133}Xe, ^{153}Sm, ^{201}Tl
- NORM :
  ^{40}K, autres radionucléides des séries ^{238}U- et ^{232}Th.

5.3.1.3 Les NORM : des éléments présents dans toutes les mesures à traiter judicieusement

L'uranium et le thorium décroissent principalement par émission d'une particule α vers des éléments qui sont eux-mêmes radioactifs. Le minerai d'uranium naturel est composé de deux isotopes à longue durée de vie : ^{238}U et une plus petite fraction de ^{235}U (0.72 %). Le thorium n'a qu'un isotope naturel, ^{232}Th. Dans des circonstances normales, le ratio ^{238}U/^{235}U est fixe et tous les nucléides de la chaîne

sont en équilibre. La spectrométrie γ de matériaux contenant ces éléments (donc *toutes* les mesures environnementales) ne peut donc être faite convenablement que si ces éléments sont correctement pris en compte. Les figures 5.3, 5.4 et 5.5 exposent les trois chaînes de désintégration, avec les notations suivantes : les énergies d'émissions en keV sont notées **E** et les taux, en % entre parenthèses (). Bien qu'incomplètes (elles ne montrent pas les branches mineures, qui ne sont pas significatives en spectrométrie gamma), elles permettent d'appréhender le comportement particulier des NORM et la façon dont ils doivent être considérés dans l'algorithme d'identification.

^{40}K Le ^{40}K est évident dans un spectre gamma par sa raie γ à 1460 keV. Le ^{40}K constitue 0.017 % du potassium naturel, et est présent dans le bois, les matériaux de construction. Le corps humain contient environ 160 g de potassium, soit 0.0181 g de ^{40}K, responsables de 4400 Bq (sur 8000).

L'hypothèse de l'équilibre séculaire La décroissance radioactive est un processus de premier ordre. Le nombre de désintégrations est directement proportionnel au nombre d'atomes du radionucléide présent dans la source, ie l'activité A est proportionnelle au nombre d'atomes N :

$$A = -dN/dt = \lambda N \tag{5.1}$$

La constante de désintégration λ (s^{-1}) est l'inverse du temps de vie moyen τ (s). Ce temps représente le temps nécessaire à la source pour se désintégrer d'un facteur e (2.718). Il est plus pratique de parler du temps de demi-vie $t_{1/2}$.

$$\lambda = \ln 2/t_{1/2} = 0.693/t_{1/2} \tag{5.2}$$
$$N_t = N_0 \exp(-\ln 2 * t/t_{1/2}) \tag{5.3}$$
$$N_t = N_0 \exp(-\lambda * t) \tag{5.4}$$
$$A_t = A_0 \exp(-\lambda * t) \tag{5.5}$$

Quand un radionucléide se désintègre en un autre, le taux de variation du nombre de noyaux fils (F) doit être la différence entre le taux de création du noyau père (P) et le taux de désintégration du noyau fils :

$$dN_F/dt = \lambda_P N_P - \lambda_F N_F \tag{5.6}$$
$$= \lambda_P N_{P0} \exp(-\lambda_P t) - \lambda_F N_F \tag{5.7}$$

soit, en résolvant l'équation différentielle :

$$N_F = N_{P0} \left[\exp(-\lambda_P t) - \exp(-\lambda_F t)\right] \lambda_P/(\lambda_F - \lambda_P) + N_{F0} \exp(-\lambda_F t) \tag{5.8}$$

ou exprimé en terme d'activité :

$$A_F = A_{P0} \left[\exp(-\lambda_P t) - \exp(-\lambda_F t)\right] \lambda_P/(\lambda_F - \lambda_P) + A_{F0} \exp(-\lambda_F t) \tag{5.9}$$

L'équilibre séculaire suppose $t_{1/2}$ père $\gg t_{1/2}$ fils. Dans ce cas $t_{1/2}$ fils devient négligeable et $A_F = A_P$.

Série uranium : ^{238}U (4n+2) Les nucléides de cette série sont listés en Fig.5.3. L'uranium naturel est composé à 99.25 % de ^{238}U, qui décroît par désintégration α vers le ^{234}Th, puis vers le ^{234m}Pa et ainsi de suite jusqu'à atteindre le ^{206}Pb qui est stable. Toutes les demi-vies sont plus courtes que ^{238}U. Dans chaque cas père/fils, la demi-vie du père est beaucoup plus grande que celle du fils (jusqu'à ^{234m}Pa et ^{234}Pa). Si on considère le cas ^{234m}Pa ou les autres cas de la chaîne où le père a une durée de vie plus courte que le fils, il n'y a pas à proprement parler d'équilibre séculaire. Cependant, pour des sources non perturbées dix fois plus anciennes que la plus longue des demi-vies des fils, on peut faire l'approximation de l'équilibre séculaire et estimer l'activité en ^{238}U par n'importe lequel de ses fils.

Tous les nucléides de la séries n'émettent pas de rayonnement γ significatif. Seuls les six fils soulignés sont mesurables en spectrométrie γ. Le ^{214}Bi est privilégié en spectrométrie gamma embarquée. La notion de perturbation de la source est importante : si la source est préparée et qu'un ou plusieurs noyaux fils sont séparés, l'équilibre est brisé. C'est ainsi qu'on peut faire la différence entre du minerai d'uranium naturel et de l'uranium enrichi par exemple.

Le ^{222}Rn est un gaz normalement piégé dans le sol. Si l'échantillon est préparé, il est libéré et l'équilibre est brisé. La spectrométrie gamma aéroportée ou avec une balise est non destructive et ne requiert pas de préparation. Si le ^{222}Rn est détecté par son émanation naturelle, on peut faire l'hypothèse d'un régime continu pour estimer l'activité en ^{238}U. De toute façon, l'équilibre séculaire n'est qu'une *hypothèse* dans laquelle on travaille afin d'estimer l'activité ^{238}U par le ^{214}Bi et ne pas être bloqué [ICR94].

Série actinium : ^{235}U (4n+3) ^{235}U constitue 0.72 % de l'uranium naturel. Il peut être directement mesuré par sa raie à 186 keV, mais uniquement s'il est purifié. En effet, sa faible abondance rend sa raie à 186 keV impossible à distinguer du bruit de fond naturel en spectrométrie gamma avec un NaI(Tl). Si elle est vue, c'est que nous sommes en présence d'un SNM (HEU). De plus, elle est en conflit avec le ^{226}Ra de l'^{238}U.

Série thorium : ^{232}Th (4n+0) Le thorium naturel contient 100 % de ^{232}Th. Trois radionucléides peuvent être aisément mesurés en spectrométrie gamma embarquée : ^{208}Tl, ^{212}Pb (par sa raie à 239 keV (43.3 %)) et ^{228}Ac (911 keV (25.8 %)). Si le calcul d'activité se fait par la mesure du ^{208}Tl, il convient de diviser le résultat par 0.3594 pour tenir compte du rapport d'embranchement.

Conclusion Les NORM forment une très grande famille de radionucléides, qui ne peuvent pas être pris séparément. Il faudra donc, lors de la construction de la bibliothèque, créer un élément et y associer les raies principales de la famille.
Note : la série du ^{237}Np (4n+1) est entièrement artificielle. La durée de vie de cette série est insuffisante pour que l'on en trouve des traces minéralogiques. La série (4n+0) est aussi celle du ^{240}Pu, de l'^{236}U ; la (4n+3) est celle du ^{239}Pu.

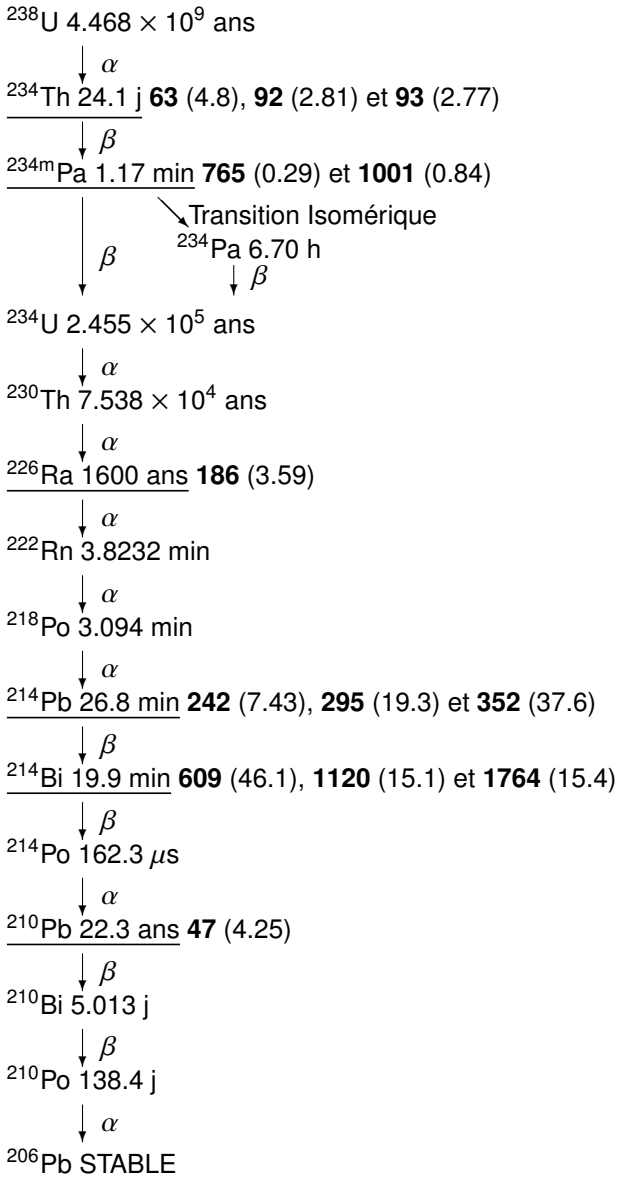


FIGURE 5.3 – Chaîne de désintégration de la famille : ^{238}U

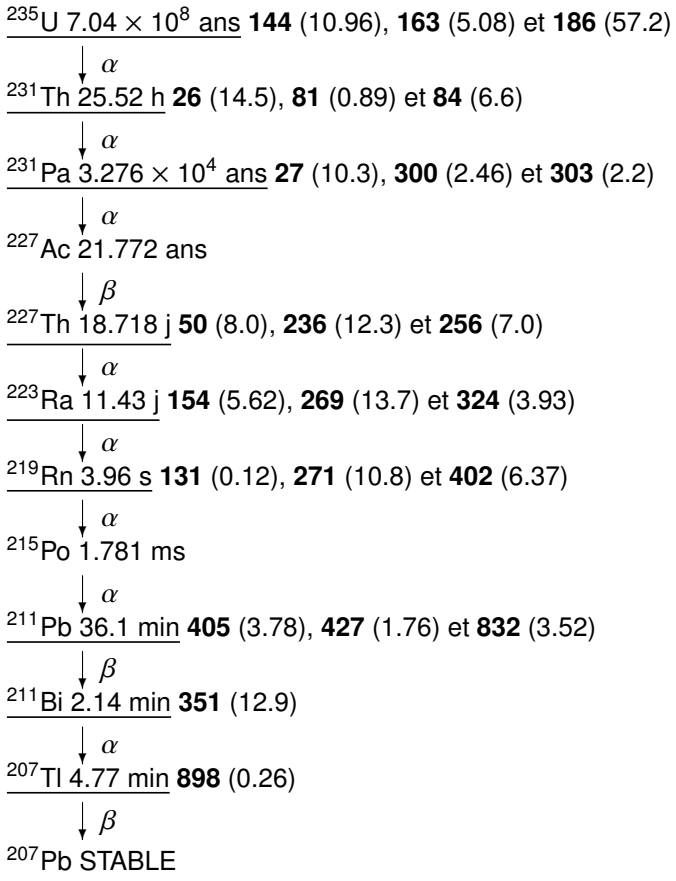


FIGURE 5.4 – Chaîne de désintégration de la famille : ^{235}U

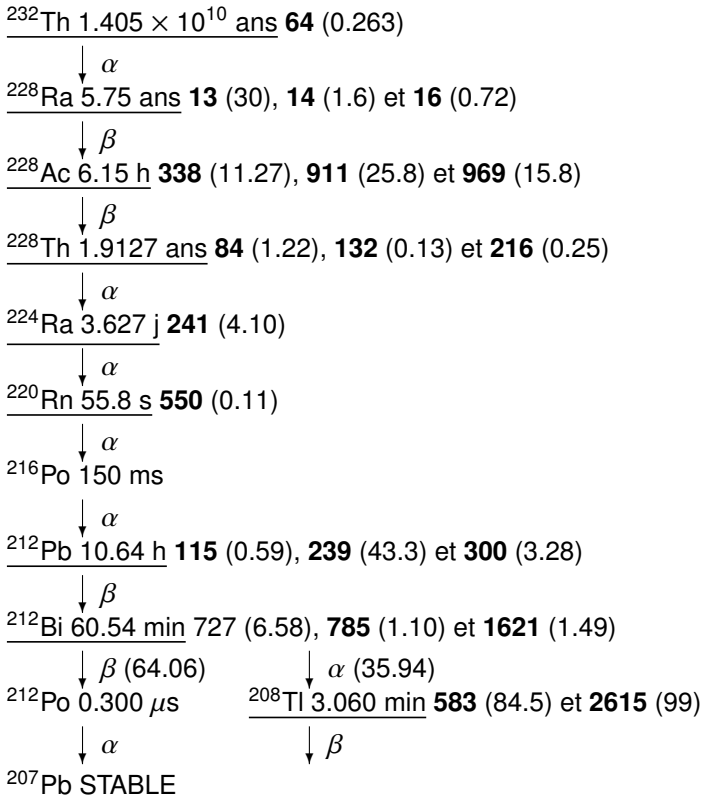


FIGURE 5.5 – Chaîne de désintégration de la famille : ^{232}Th

5.3.2 Les raies de la bibliothèque sont sélectionnées suivant un critère numérique

Les raies auparavant sélectionnées n'étaient que celles de plus haute intensité et dans la littérature aucun critère numérique n'est discuté. Dans le manuel de Genie2000 par exemple, la plage de recherche est déterminée par l'utilisateur (fixe ou variable) et une valeur de confiance est calculée. La librairie comporte de façon brutale toutes les raies des éléments. Dans le cadre de nos mesures, où rapidité et robustesse sont les maîtres mots, un critère de sélection des raies se basant sur les caractéristiques du détecteur et du bruit de fond de la mesure a été développé.

5.3.2.1 Construction d'un critère numérique de sélection

Pour qu'une raie soit détectée, plusieurs caractéristiques rentrent en compte :

1. le noyau : quelles sont les énergies d'émission et quelles sont les probabilités d'émission de ces raies ?
2. le détecteur : quelle efficacité a-t-il aux énergies correspondantes ?
3. le bruit de fond de la mesure : dans quel environnement est fait la mesure, et donc quelle est la limite de détection ?

Il faut prendre en compte ces trois aspects pour déterminer si une raie est plus facilement détectable qu'une autre. Un critère numérique va être construit.

La résolution du détecteur et son efficacité sont les deux caractéristiques matérielles qui nous intéressent. Les variations du bruit de fond vont déterminer la limite de détection (en coups). La raie du radionucléide qu'on veut détecter va agir par l'intermédiaire de son taux d'émission. L'efficacité en activité variant peu sur la plage d'énergie considérée, seule la LD en coups nous intéresse. La loi régissant l'efficacité (en coups) du détecteur utilisé dans toute cette étude est la suivante :

$$\varepsilon = \exp\left(a * x^3 + b * x^2 + c * x + d\right) \tag{5.10}$$

avec x =ln(E). Pour une énergie donnée, on calcule le critère de détectabilité suivant :

$$\Lambda = \frac{\varepsilon \cdot \text{Taux d'émission (\%)}}{\text{LD}} \tag{5.11}$$

On norme, pour chaque élément, ces critères de détectabilité Λ par rapport au maximum Λ_{max}. On peut faire la distinction entre raies Principales et Secondaires en fonction des valeurs suivantes :

$$0.4 \leq \frac{\Lambda_P}{\Lambda_{max}} \leq 1 \tag{5.12}$$

de même :

$$0.1 \leq \frac{\Lambda_S}{\Lambda_{max}} < 0.4 \tag{5.13}$$

Ces critères seront donc répartis entre 0 et 1. En dessous de $\Lambda/\Lambda_{max} = 0.1$, on ne considère pas la raie. Il est important de noter qu'aucune norme n'existe concernant la sélection des raies. Le critère présenté ici prend en compte les trois caractéristiques importantes en mesure gamma embarquée. Les bornes 0.1 et 0.4 sont à la discrétion de l'utilisateur.

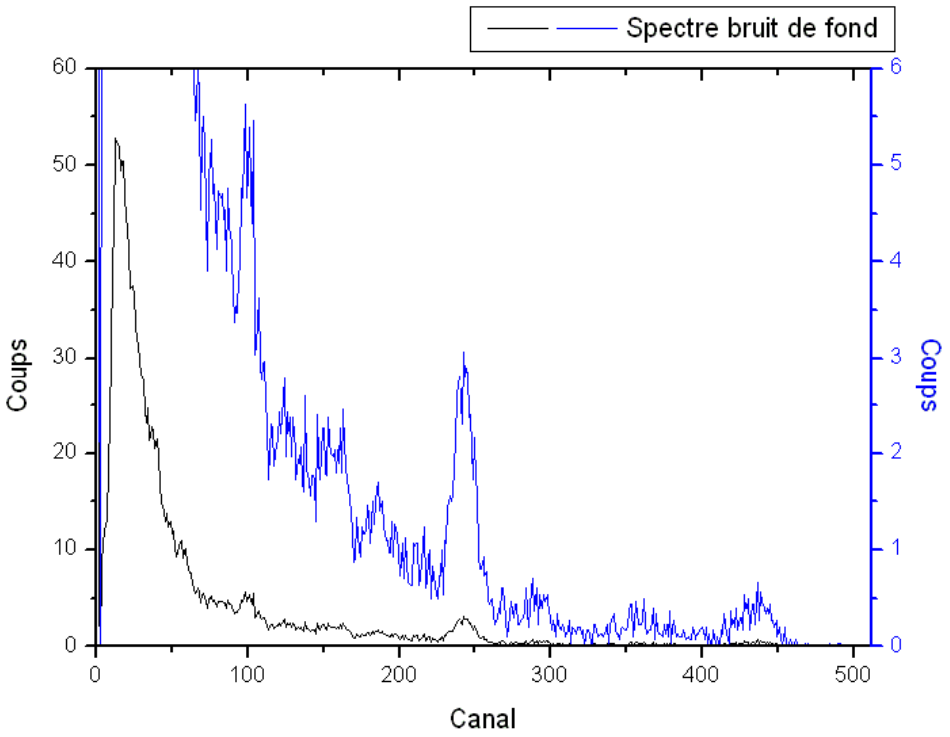


FIGURE 5.6 – Exemple de bruit de fond pour le calcul des critères de détectabilité des raies

Les raies Principales et Secondaires n'ont pas traitement différent en soi. On doit juste s'assurer que si une raie secondaire est vue, la principale est bien présente. Enfin, le critère de discrimination (Chapitre 5.4.2) va s'appuyer sur cette séparation pour attribuer une raie à un radionucléide plutôt qu'un autre.

5.3.2.2 Application à la bibliothèque

Les critères de sélection sont dynamiques : il est possible de les modifier en fonction du type de détecteur (loi d'évolution de la résolution et de l'efficacité). Si les mesures sont faites dans des environnements semblables, il n'est pas nécessaire de recalculer ces critères car ils évolueront peu. Par exemple, sur le bruit de fond représenté Fig.5.6, on va les calculer pour classer les raies en raies Principales (P) et Secondaires (S). La démarche est la suivante : pour chaque élément de la bibliothèque, on calcule le critère de détectabilité et on le normalise par rapport à son maximum. Les éléments sont classés suivant leur catégorie : 0=NORM ; 1=Médicaux ; 2=Industriels et 3=SNM. Le résultat est le suivant :

Catégorie	Eléments	Energie (keV)	Taux emission (%)	LD	Efficacité	Indice	Classification
0	^{232}Th	969	17	25,71	454,17	0,16	S
0		911	30	27,45	468,15	0,27	S
0		583	85	35,65	577,23	0,72	P
0		2615	99,8	16,19	308,82	1,00	P
0	^{238}U (^{214}Bi)	1121	14,8	23,31	423,03	0,37	S

Catégorie	Eléments	Energie (keV)	Taux emission (%)	LD	Efficacité	Indice	Classification
0		1766	15,2	15,39	346,44	0,47	P
0		610	45,2	35,39	565,99	1,00	P
0	^{40}K	1460	10,7	32,25	374,42	1,00	P
1	^{109}Cd	88	3,3	77,09	428,67	1,00	P
1	^{51}Cr	320	9,9	47,52	697,43	1,00	P
1	TEP	511	100	33,57	609,25	1,00	P
1	^{123}I	159	83,3	72,91	655,63	1,00	P
1	^{99m}Tc	140	89,6	77,70	618,68	1,00	P
1	^{131}I	365	81,2	42,34	678,75	1,00	P
1	^{154}Eu	996	10,7	24,48	448,09	0,28	S
1		873	11,3	25,43	478,04	0,30	S
1		123	40	83,21	572,97	0,39	S
1		1274	34,9	19,84	398,14	1,00	P
1		1005	17,6	24,61	446,12	0,46	P
1		723	19,7	27,71	523,62	0,53	P
1	^{201}Tl	167	10	71,37	667,53	0,41	P
1		71	49	71,31	329,52	1,00	P
1	^{67}Ga	185	20,9	66,55	687,93	0,86	P
1		93	37,8	76,75	454,08	0,89	P
1		393	4,7	36,86	665,75	0,34	S
1		300	16,8	47,15	704,14	1,00	P
1	^{134}Cs	605	97,6	36,92	568,04	0,93	P
1		796	85,5	26,49	500,05	1,00	P
1	^{153}Sm	103	29,2	82,19	499,86	1,00	P
1		47	12	45,59	163,99	0,24	S
2	^{241}Am	60	35,8	56,91	255,93	1,00	P
2	^{57}Co	122	85,5	78,03	569,85	1,00	P
2	^{192}Ir	468	47,8	34,63	629,57	0,72	P
2		317	83	48,24	698,52	1,00	P
2	^{192}Ir blindé	604	8	35,76	568,45	1	P
2	^{137}Cs	662	85,5	29,16	545,56	1,00	P
2	^{133}Ba	302	18,4	49,64	703,53	0,27	S
2		356	62,1	43,79	682,76	1,00	P
2	^{226}Ra (^{214}Bi)	1120	15	23,31	423,21	0,37	S
2		1765	15,6	15,31	346,52	0,48	P
2		609	46	35,39	566,40	1,00	P
2	^{152}Eu	122	28	78,03	569,85	0,50	P
2		779	13	27,01	505,29	0,59	P
2		1112	13,6	23,57	424,68	0,60	P
2		964	14,6	26,63	455,33	0,61	P
2		1408	21	28,33	380,44	0,69	P
2		344	27	45,35	687,93	1,00	P

Catégorie	Eléments	Energie (keV)	Taux emission (%)	LD	Efficacité	Indice	Classification
2	^{60}Co	1173	99,9	21,17	413,93	0,96	P
2		1333	99,9	19,09	389,93	1,00	P
2	^{75}Se	264	58,9	53,33	711,91	1,00	P
2		136	58,2	72,98	609,11	0,62	P
3	^{235}U	186	57,2	70,06	688,84	1,00	P
3	^{239}Pu	51	0,027	54,62	192,37	1,00	P

TABLE 5.2 – Critères de détectabilité des raies de la bibliothèque (0=NORM ; 1=Médicaux ; 2=Industriels ; 3=SNM)

5.3.3 Les raies sont détectées autour de leur valeur théorique

5.3.3.1 De la détection de photons à la modélisation du pic d'absorption

Après avoir localisé puis extrait les pics du spectre brut, il est nécessaire de calculer leurs caractéristiques spectrales (aire, position, résolution) et d'estimer leur validité (seuil de décision *SD* et limite de détection *LD*). Ces calculs sont effectués par des expressions adoptées en spectrométrie gamma [Tso95a]. Ces relations sont rassemblées dans le Tableau 5.3. avec :

Caractéristiques des pics d'absorption	Expression
Abscisse	$\bar{X} = \frac{\sum_{i=a}^{b} X(i)P(i)}{\sum_{i=a}^{b} P(i)}$
Variance associée à l'abscisse	$\sigma^2(X) = \frac{\sum_{i=a}^{b}\left[(X(i)-\bar{X})^2 P(i)\right]}{\sum_{i=a}^{b} P(i)}$
Résolution	$R(X) = 2.355\sigma(X)$
Seuil de détection	$SD(X) = 1.85 k_\alpha \sqrt{R(X)B}$
Limite de détection	$LD = k_\alpha^2 + 2\sqrt{2} k_\alpha \sigma(B)$

TABLE 5.3 – Expressions utilisées pour le calcul des caractéristiques des pics d'absorption

a, b canaux de début et de fin de pic,

P(X) nombre de coups sous le pic au canal X,

R(X) résolution au canal X,

k_α coefficient fonction du niveau de confiance α choisi, en relation avec l'hypothèse d'une loi normale (Tab. 5.4) utilisée pour régler le seuil de sensibilité de recherche des pics,

B nombre de coups dans le fond continu entre les canaux a et b,

σ_B écart-type associé dans le fond continu entre les canaux a et b.

Les obstacles se présentant sont donc à la fois de nature matérielle (résolution du détecteur qui définit la largeur du pic détecté, ie la densité de probabilité des photons) et statistique (tirage des photons

Probabilité de détection	k_α
68 %	1
90 %	1.64
95 %	1.96
99 %	2.58
99.73 %	3
99.9936 %	4
99.99994 %	5
99.999999 %	6
99.9999999997 %	7

TABLE 5.4 – Paramètre k_α en fonction de la probabilité de détection recherchée

Radionucléide	Catégorie	Raies principales (keV)	Taux d'émission (%)
^{241}Am	industriel	59.5	35.9
^{201}Tl	médical	72.3	95.9
^{133}Xe	médical	81	37.1
^{237}Np	mat. nucl.	94.5	4.6
^{239}Pu	mat. nucl.	121.9	0.006
^{57}Co	industriel	122	85.5
^{99m}Tc	médical	140.5	89
^{123}I	médical	159	83.3
^{67}Ga	médical	300.2	16.6
^{192}Ir	industriel	310.8	141.4
^{233}U	mat. nucl.	318	0.0107
^{51}Cr	médical	320	9.8

TABLE 5.5 – Extrait de la table des recouvrements potentiels pour le NaI(Tl)

suivant cette densité, et sur lequel on s'appuie pour l'ajustement de la gaussienne). Des recouvrements entre plusieurs pics peuvent donc se produire, par exemple ceux récapitulés dans le tableau 5.5.

Caractéristiques de la densité de photons Les photons associés à un pic d'absorption totale sont répartis suivant une gaussienne, dont le paramètre σ est lié à la résolution (Fig.5.7). On peut relier la FWHM au paramètre σ :

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \tag{5.14}$$

$$\text{FWHM} \approx 2.355\sigma \tag{5.15}$$

Tirage des photons Soit $\Phi_{\mu,\sigma}(x)$ la fonction cumulative (CDF) pour une variable aléatoire normale, de moyenne μ et d'écart-type σ.

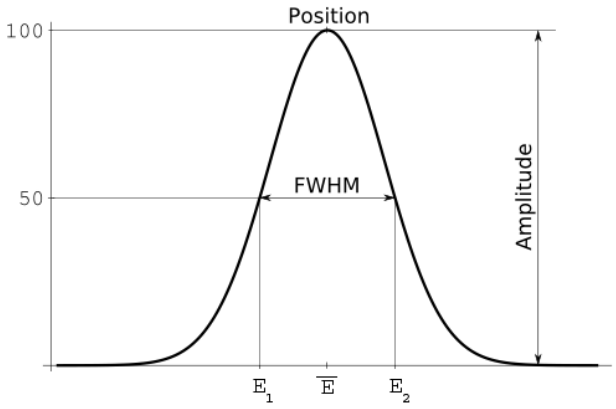


FIGURE 5.7 – Pic Gaussien centré en $\bar{E}$

$$\Phi_{\mu,\sigma}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{x} \exp\left(-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dt \tag{5.16}$$

On peut donc calculer la probabilité de tirer un photon à une distance donnée de sa valeur moyenne en fonction de la distance en nombre de FWHM. Il suffit de calculer $\Phi_{\mu,\sigma}(x_1) - \Phi_{\mu,\sigma}(x_2)$. Le graphique général est représenté en Fig. 5.8. Sa lecture est la suivante : entre -0.1 et 0 largeur à mi-hauteur du pic

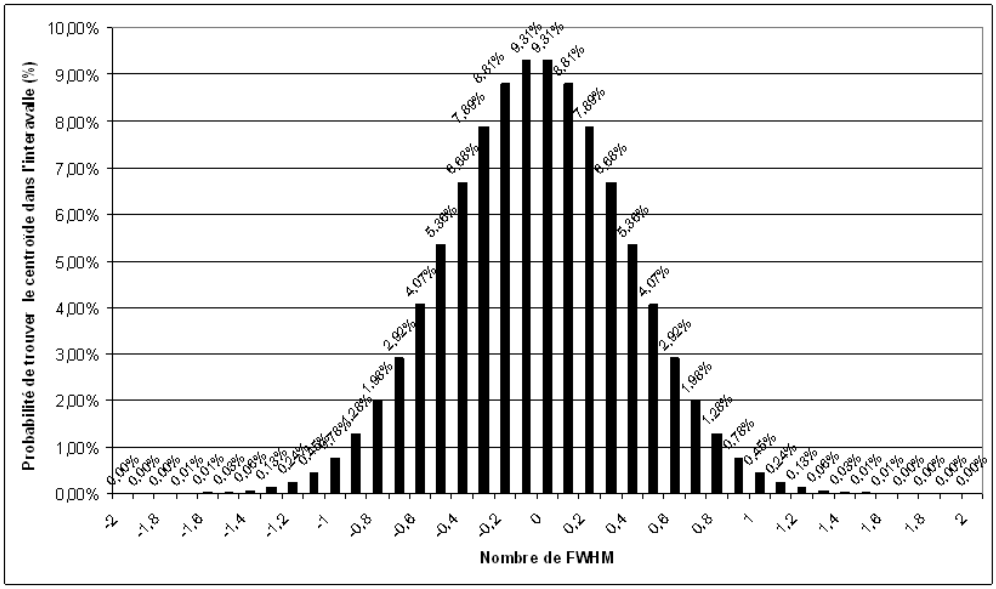


FIGURE 5.8 – Probabilité de trouver le photon dans un intervalle

considéré, la probabilité de tirer un photon est 9.31 %.

5.3.3.2 Ajustement de la gaussienne

Considérons un *modèle* que l'on va ajuster à des mesures, et qui est défini pour un jeu de M paramètres $a_1, .., a_M$ par :

$$y(x) = y(x, a_1, a_2, .., a_M) \tag{5.17}$$

Pour réaliser cet ajustement, la première méthode qui vient à l'esprit consiste à minimiser, dans l'espace vectoriel de dimension M des paramètres ajustables, la *distance métrique* entre le modèle et la mesure ; autrement dit, en supposant qu'on dispose de N points de mesure, il s'agit de trouver un jeu de paramètres $a_1, .., a_M$ qui minimise la quantité :

$$\sum_{i=1}^{N} [y_i - y(x_i, a_1, a_2, .., a_M)]^2 \tag{5.18}$$

Une courbe de Gauss est généralement utilisée pour représenter la forme du pic, à laquelle on ajoute une droite ou une parabole afin de tenir compte du fond :

$$Y(x) = A \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) + (\alpha x^2 + \beta x + \gamma) \tag{5.19}$$

Le calcul des coefficients inconnus $(A, \sigma, \bar{x}, \alpha, \beta, \gamma)$ est basé sur la méthode non linéaire des moindres carré [LM92]. La courbe de Gauss est linéarisée par un développement en série effectué pour des valeurs $A_0, \sigma_0, \bar{x_0}$ respectivement proches de $A, \sigma, \bar{x}$ ie, en notant G(x) la gaussienne :

$$D(x) = G(x) + \frac{\partial G(x)}{\partial A}(A - A_0) + \frac{\partial G(x)}{\partial \sigma}(\sigma - \sigma_0) + \frac{\partial G(x)}{\partial \bar{x}}(\bar{x} - \bar{x}_0) \tag{5.20}$$

Les dérivées partielles sont calculées en $A = A_0, \sigma = \sigma_0$ et $\bar{x} = \bar{x_0}$ donc :

$$Y(x) = D(x) + (\alpha x^2 + \beta x + \gamma) \tag{5.21}$$

Cette dernière expression, qui s'exprime alors linéairement en fonction des coefficients inconnus, est ajustée une première fois aux données expérimentales, engendrant de nouvelles valeurs $A_1, \sigma_1, \bar{x_1}$ qui à leur tour sont introduites dans le développement et servent à réitérer le calcul. Par approches successives, les coefficients inconnus sont déterminés jusqu'à ce que les écarts entre deux valeurs consécutives soient inférieurs aux incertitudes déduites du calcul des moindres carrés.
L'ajustement au moindre χ^2ou méthode du χ-carré va consister à minimiser la quantité suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{y_i - y(x_i, a_1, a_2, .., a_M)}{\sigma_i}\right]^2 \tag{5.22}$$

où σ_i sont les incertitudes connues sur chaque point de mesure $y_i(x_i)$. Comme précédemment, on peut définir la vraisemblance d'un modèle en remplaçant simplement σ par chaque σ_i. Si les erreurs sont, en chaque point de mesure, distribuées normalement, l'ajustement au moindre χ^2 sera équivalent à la méthode des moindres carrés.

On en déduit que le centroïde $\bar{x}$ après ajustement gaussien sera distribué suivant une loi de χ^2, avec N photons tirés suivant une statistique gaussienne. Il s'agit des conditions d'application de la *loi de Student*.

Un peu d'histoire pour se faire mousser en société Le calcul de la distribution de Student a été publié en 1908 par William Gosset (13 Juin 1876-16 Octobre1937) pendant qu'il travaillait à la brasserie Guinness à Dublin. Guinness était une entreprise agro-alimentaire moderne, et Gosset voulait appliquer ses connaissances en statistiques à la fois à la brasserie et dans les fermes afin de sélectionner les meilleures variétés de houblon.

Gosset acquit ses connaissances par étude, essai-erreur et deux travaux (1906-7) dans le laboratoire de Karl Pearson. Pearson aida Gosset dans la rédaction du papier de 1908, mais n'y accorda pas beaucoup d'importance. A la différence du statisticien pur (Pearson) qui travaille sur des effectifs de plusieurs centaines, le brasseur n'a que quelques échantillons à tester. Pearson ne voyait donc pas l'intérêt immédiat de développer des méthodes à faible échantillonnage. Un autre chercheur chez Guinness avait précédemment publié un papier contenant des secrets de fabrication de la brasserie. Afin de contenir toute fuite ultérieure, Guinness interdit à tous ses employés de publier, quelque soit le contenu de la recherche. Cependant, après avoir expliqué à la brasserie que le papier ne contenait aucune information susceptible d'être utilisée par d'autres brasseurs concurrents, Gosset fut autorisé à publier, sous le pseudonyme de *Student*.

Le *test-t* et la théorie sont devenus célèbres grâce aux travaux de Roland Fisher (cette fois, nous sommes à une lettre du monde de la bière), qui a qualifié cette distribution de *distribution de Student*.

5.3.3.3 Caractéristiques de la loi Student utilisée pour le calcul de la dispersion

La loi de Student est une loi de probabilité, faisant intervenir le quotient entre une variable suivant une loi normale centrée réduite et la racine carrée d'une variable distribuée suivant la loi du χ^2. Soit Z une variable aléatoire de loi normale centrée et réduite et soit U une variable indépendante de Z et distribuée suivant la loi du χ^2 à k degrés de liberté. Par définition la variable :

$$T = \frac{Z}{\sqrt{U/k}} \tag{5.23}$$

suit une loi de Student à k degrés de liberté. La densité de T, notée f_T, est donnée par :

$$f_T(k) = \frac{1}{\sqrt{k\pi}} \frac{\Gamma(\frac{k+1}{2})}{\Gamma(\frac{k}{2})} \frac{1}{(1+\frac{t^2}{k})^{\frac{k+1}{2}}} \text{ pour } k \geq 1 \tag{5.24}$$

où Γ est la fonction Gamma d'Euler :

$$\Gamma(\frac{n}{2}) = \int_0^{+\infty} t^{\frac{n}{2}-1} e^{-t} dt \tag{5.25}$$

$$\Gamma(x+1) = x\Gamma(x) \tag{5.26}$$

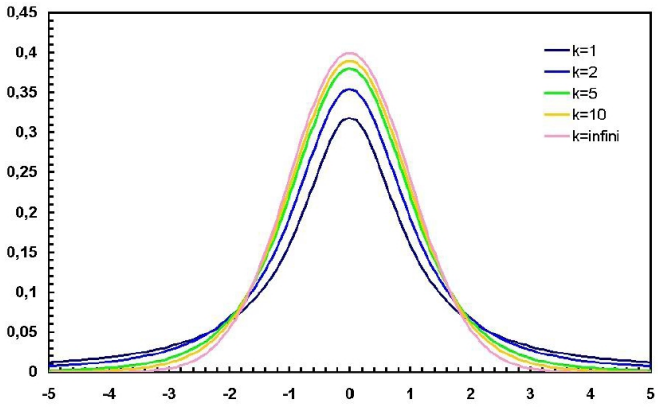


FIGURE 5.9 – Densité de probabilité de la loi de Student

La densité f_T associée à la variable T est symétrique, centrée sur 0, en forme de cloche (Fig.5.9). Son espérance ne peut pas être définie pour $k = 1$, et est nulle pour $k > 1$.
Sa variance est infinie pour $k \leq 2$ et vaut $\frac{k}{k-2}$ pour $k > 2$.

Intervalle de confiance associé à l'espérance d'une variable de loi normale de variance inconnue
Cette section présente une méthode pour déterminer l'intervalle de confiance de l'estimateur de l'espérance μ d'une loi normale dont la variance σ^2 est inconnue. L'intervalle de confiance de μ au seuil de confiance α est donné par :

$$\left[\bar{x} - t^{n-1}_{1-\alpha/2}\sqrt{\frac{S}{n}}\ ;\ \bar{x} + t^{n-1}_{1-\alpha/2}\sqrt{\frac{S}{n}}\right] \tag{5.27}$$

avec :

$\bar{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i$ l'estimateur de l'espérance

$S = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})^2$ l'estimateur non biaisé de la variance

t^k_γ le quantile d'ordre γ de la loi de Student à k degrés de liberté

Calcul des quantiles t^k_γ est le quantile d'ordre γ de la loi de Student à k degrés de liberté. Ils sont calculés pour obtenir la fonction de répartition (Fig. 5.10)

$$1 - \gamma = f(t^k_\gamma) \tag{5.28}$$

Tableau des valeurs du quantile Un tableau des valeurs du quantile en fonction de γ et k est fourni en Tab.5.6. Remarque : la dernière ligne du tableau correspond aux grandes valeurs de k. Il s'agit d'un cas limite pour lequel la loi de Student est équivalente à la loi centrée réduite.

5.3.3.4 Trois exemples d'application : ^{232}Th, ^{137}Cs et ^{241}Am

Un NORM : ^{232}Th Le ^{232}Th est présent dans toutes les mesures. Nous allons voir si l'optimisation de la plage de recherche fonctionne bien à haute énergie, en utilisant le pic à 2615 keV. Le détecteur utilisé

k	75%	80%	85%	90%	95%	97.5%	99%	99.5%	99.75%	99.9%	99.95%
1	1.000	1.376	1.963	3.078	6.314	12.71	31.82	63.66	127.3	318.3	636.6
2	0.816	1.061	1.386	1.886	2.920	4.303	6.965	9.925	14.09	22.33	31.60
3	0.765	0.978	1.250	1.638	2.353	3.182	4.541	5.841	7.453	10.21	12.92
4	0.741	0.941	1.190	1.533	2.132	2.776	3.747	4.604	5.598	7.173	8.610
5	0.727	0.920	1.156	1.476	2.015	2.571	3.365	4.032	4.773	5.893	6.869
6	0.718	0.906	1.134	1.440	1.943	2.447	3.143	3.707	4.317	5.208	5.959
7	0.711	0.896	1.119	1.415	1.895	2.365	2.998	3.499	4.029	4.785	5.408
8	0.706	0.889	1.108	1.397	1.860	2.306	2.896	3.355	3.833	4.501	5.041
9	0.703	0.883	1.100	1.383	1.833	2.262	2.821	3.250	3.690	4.297	4.781
10	0.700	0.879	1.093	1.372	1.812	2.228	2.764	3.169	3.581	4.144	4.587
11	0.697	0.876	1.088	1.363	1.796	2.201	2.718	3.106	3.497	4.025	4.437
12	0.695	0.873	1.083	1.356	1.782	2.179	2.681	3.055	3.428	3.930	4.318
13	0.694	0.870	1.079	1.350	1.771	2.160	2.650	3.012	3.372	3.852	4.221
14	0.692	0.868	1.076	1.345	1.761	2.145	2.624	2.977	3.326	3.787	4.140
15	0.691	0.866	1.074	1.341	1.753	2.131	2.602	2.947	3.286	3.733	4.073
16	0.690	0.865	1.071	1.337	1.746	2.120	2.583	2.921	3.252	3.686	4.015
17	0.689	0.863	1.069	1.333	1.740	2.110	2.567	2.898	3.222	3.646	3.965
18	0.688	0.862	1.067	1.330	1.734	2.101	2.552	2.878	3.197	3.610	3.922
19	0.688	0.861	1.066	1.328	1.729	2.093	2.539	2.861	3.174	3.579	3.883
20	0.687	0.860	1.064	1.325	1.725	2.086	2.528	2.845	3.153	3.552	3.850
21	0.686	0.859	1.063	1.323	1.721	2.080	2.518	2.831	3.135	3.527	3.819
22	0.686	0.858	1.061	1.321	1.717	2.074	2.508	2.819	3.119	3.505	3.792
23	0.685	0.858	1.060	1.319	1.714	2.069	2.500	2.807	3.104	3.485	3.767
24	0.685	0.857	1.059	1.318	1.711	2.064	2.492	2.797	3.091	3.467	3.745
25	0.684	0.856	1.058	1.316	1.708	2.060	2.485	2.787	3.078	3.450	3.725
26	0.684	0.856	1.058	1.315	1.706	2.056	2.479	2.779	3.067	3.435	3.707
27	0.684	0.855	1.057	1.314	1.703	2.052	2.473	2.771	3.057	3.421	3.690
28	0.683	0.855	1.056	1.313	1.701	2.048	2.467	2.763	3.047	3.408	3.674
29	0.683	0.854	1.055	1.311	1.699	2.045	2.462	2.756	3.038	3.396	3.659
30	0.683	0.854	1.055	1.310	1.697	2.042	2.457	2.750	3.030	3.385	3.646
40	0.681	0.851	1.050	1.303	1.684	2.021	2.423	2.704	2.971	3.307	3.551
50	0.679	0.849	1.047	1.299	1.676	2.009	2.403	2.678	2.937	3.261	3.496
60	0.679	0.848	1.045	1.296	1.671	2.000	2.390	2.660	2.915	3.232	3.460
80	0.678	0.846	1.043	1.292	1.664	1.990	2.374	2.639	2.887	3.195	3.416
100	0.677	0.845	1.042	1.290	1.660	1.984	2.364	2.626	2.871	3.174	3.390
120	0.677	0.845	1.041	1.289	1.658	1.980	2.358	2.617	2.860	3.160	3.373
∞	0.674	0.842	1.036	1.282	1.645	1.960	2.326	2.576	2.807	3.090	3.291

TABLE 5.6 – Tableau des valeurs du quantile

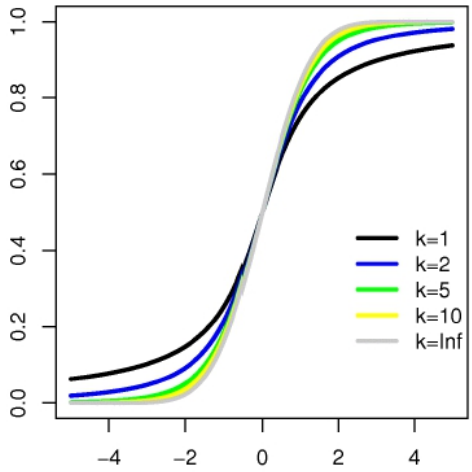


FIGURE 5.10 – Fonction de répartition de la loi de Student

est le RSX4, dont la courbe de résolution est :

$$\text{FWHM}(\%) = 196.88 \cdot E^{-0.477} \tag{5.29}$$

$$\text{FWHM}(keV) = 1.97 \cdot E^{0.523} \tag{5.30}$$

Auparavant, la plage de recherche était de ±5%, soit ±131 keV :

$$[2484 \text{ keV} \; ; \; 2746 \text{ keV}]$$

sur un fichier de 6861 spectres, il y a 6804 détections attribuées au ^{232}Th (99 % de détection).

Le minimum de coups (LD) sur lesquels le fit gaussien s'est appuyé vaut 30. Nous désirons un taux de confiance $\alpha = 5\%$. Donc

$$N = 30 \tag{5.31}$$

$$t^{30-1}_{1-0.05/2} = t^{29}_{0.975} = 2.045 \tag{5.32}$$

A 2615 keV :

$$\text{FWHM}(\%) = 4.61 \tag{5.33}$$

$$\text{FWHM}(keV) = 121\text{keV} \tag{5.34}$$

$$\sigma = 121/2.355 \tag{5.35}$$

$$\sigma = 51 \tag{5.36}$$

$$\frac{\sigma}{\sqrt{30}} = 9.31 \tag{5.37}$$

$$\text{FWHM} = 22\text{keV} \tag{5.38}$$

d'où :

$$2615 \pm 2.045 * 22$$

[2571 keV ; 2659 keV]

Dans le fichier, cela correspond à un taux d'identification de 98 %. La plage de recherche a été réduite de 262 keV à 90 keV pour des taux d'identification équivalents.

Un industriel à moyenne énergie : ^{137}Cs A 662 keV, l'ancienne plage de recherche s'étendait de 631 keV à 693 keV. La nouvelle plage de recherche s'étend de 640 à 684. On obtient alors 98% de bonne identification, contre 100% auparavant.

Un émetteur à basse énergie : ^{241}Am Pour l'américium, la nouvelle plage de recherche s'étend de 54 à 64 keV, contre 50 à 70 auparavant. On obtient des taux d'identification de 92% contre 94% avant.

Conclusion L'étape de réduction de la zone de recherche est rentable : on diminue les conflits potentiels tout en conservant les même taux d'identification.

5.4 Les étapes de fonctionnement de l'algorithme

La détection des pics se fait par le programme développé par [Gui96]. On peut spécifier le paramètre de confiance (gaussien). Plus celui-ci est haut, moins il y aura de pics détectés mais plus la chance que ceux-ci soit des vrais pics est élevée. Afin d'ajuster les paramètres de l'algorithme, on va d'abord se placer dans le cas k_{alpha} = 2 (95 %), avant de monter à k_{alpha} = 5 (99,9999 %), qui correspond au paramétrage d'une balise en fonctionnement 24h/24h et aux taux de fausse alarme explicités dans les normes.

5.4.1 Recherche des pics dans le spectre

Si on reprend le bruit de fond défini en Fig.5.6 et les raies déterminées en Tab.5.2, on calcule les dispersions à l'aide de la distribution de Student. On construit donc un spectre qui liste les éléments qui peuvent être détectés et les raies correspondantes. Vingt-quatre radionucléides et soixante raies gamma associées composent la bibliothèque de travail.

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
...	...	...
36		^{153}Sm
42	^{239}Pu	^{153}Sm
48	^{241}Am ; ^{239}Pu	^{153}Sm
54	^{241}Am	
60	^{201}Tl ; ^{241}Am	
66	^{201}Tl	
72	^{201}Tl	^{133}Ba
78	^{109}Cd	^{133}Ba

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
84	^{109}Cd ; ^{67}Ga	
90	^{153}Sm ; ^{67}Ga	
96	^{153}Sm	
102	^{153}Sm	
108	^{152}Eu ; ^{57}Co	
114	^{154}Eu ; ^{152}Eu ; ^{57}Co	
120	^{154}Eu ; ^{152}Eu ; ^{57}Co	
126	^{75}Se ; ^{99m}Tc	^{201}Tl
132	^{75}Se ; ^{99m}Tc	^{201}Tl ; ^{235}U
138	^{75}Se ; ^{99m}Tc	^{235}U
144	^{123}I	^{235}U
150	^{123}I	
156	^{123}I	^{201}Tl
162	^{123}I	^{201}Tl
168		^{201}Tl
174	^{67}Ga ; ^{235}U	
180	^{67}Ga ; ^{235}U	
186	^{67}Ga ; ^{235}U	
...	...	...
246	^{75}Se	
252	^{75}Se	
258	^{75}Se	
264	^{75}Se	
270	^{75}Se	
276		
282	^{67}Ga	^{133}Ba
288	^{67}Ga	^{133}Ba
294	^{67}Ga	^{133}Ba
300	^{67}Ga ; ^{51}Cr ; ^{192}Ir	^{133}Ba
306	^{67}Ga ; ^{51}Cr ; ^{192}Ir	^{133}Ba
312	^{51}Cr ; ^{192}Ir	
318	^{51}Cr ; ^{192}Ir	^{232}Th
324	^{152}Eu ; ^{51}Cr ; ^{192}Ir	^{232}Th
330	^{152}Eu	^{232}Th
336	^{152}Eu ; ^{133}Ba	^{232}Th
342	^{152}Eu ; ^{133}Ba	^{232}Th
348	^{152}Eu ; ^{131}I ; ^{133}Ba	
354	^{131}I ; ^{133}Ba	
360	^{131}I ; ^{133}Ba	
366	^{131}I	
372	^{131}I	^{67}Ga
378		^{67}Ga

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
384		^{67}Ga
390		^{67}Ga
396		^{67}Ga
402		^{67}Ga
...	...	...
444	^{192}Ir	
450	^{192}Ir	
456	^{192}Ir	
462	^{192}Ir	
468	^{192}Ir	
474	^{192}Ir	
480	^{192}Ir	
486	TEP511	
492	TEP511	
498	TEP511	
504	TEP511	
510	TEP511	
516	TEP511	
522	TEP511	
...	...	...
558		^{232}Th
564		^{232}Th
570		^{232}Th
576		^{232}Th ; ^{192}Ir
582	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{232}Th ; ^{192}Ir
588	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{232}Th ; ^{192}Ir
594	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{232}Th ; ^{192}Ir
600	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{192}Ir
606	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{192}Ir
612	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{131}I ; ^{192}Ir
618	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi) ; ^{134}Cs	^{131}I ; ^{192}Ir
624	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	^{131}I
630		^{131}I
636	^{137}Cs	^{131}I
642	^{137}Cs	^{131}I
648	^{137}Cs	^{131}I
654	^{137}Cs	^{131}I
660	^{137}Cs	
666	^{137}Cs	
672	^{137}Cs	
678	^{137}Cs	
684		

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
690		
696	^{154}Eu ; ^{131}I	
702	^{154}Eu ; ^{131}I	
708	^{154}Eu ; ^{131}I	
714	^{154}Eu ; ^{131}I	
720	^{154}Eu ; ^{131}I	
726	^{154}Eu ; ^{131}I	
732	^{154}Eu ; ^{131}I	
738	^{154}Eu ; ^{131}I	
744		
750	^{152}Eu	
756	^{152}Eu	
762	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
768	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
774	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
780	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
786	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
792	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
798	^{152}Eu ; ^{134}Cs	
804	^{134}Cs	
810	^{134}Cs	
816	^{134}Cs	
...	...	...
840		^{154}Eu
846		^{154}Eu
852		^{154}Eu
858		^{154}Eu
864		^{154}Eu
870		^{154}Eu
876	^{232}Th	^{154}Eu
882	^{232}Th	^{154}Eu
888	^{232}Th	^{154}Eu
894	^{232}Th	^{154}Eu
900	^{232}Th	
906	^{232}Th	
912	^{232}Th	
918	^{232}Th	
924	^{232}Th	
930	^{152}Eu ; ^{232}Th	
936	^{152}Eu ; ^{232}Th	
942	^{152}Eu ; ^{232}Th	
948	^{152}Eu ; ^{232}Th	

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
954	^{152}Eu ; ^{232}Th	
960	^{152}Eu ; ^{232}Th	^{154}Eu
966	^{154}Eu ; ^{152}Eu ; ^{232}Th	^{154}Eu
972	^{154}Eu ; ^{152}Eu ; ^{232}Th	^{154}Eu
978	^{154}Eu ; ^{152}Eu ; ^{232}Th	^{154}Eu
984	^{154}Eu ; ^{152}Eu ; ^{232}Th	^{154}Eu
990	^{154}Eu ; ^{232}Th	^{154}Eu
996	^{154}Eu	^{154}Eu
1002	^{154}Eu	^{154}Eu
1008	^{154}Eu	^{154}Eu
1014	^{154}Eu	^{154}Eu
1020	^{154}Eu	^{154}Eu
1026	^{154}Eu	
1032	^{154}Eu	
...	...	...
1074	^{152}Eu	
1080	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1086	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1092	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1098	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1104	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1110	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1116	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1122	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1128	^{152}Eu ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1134	^{152}Eu ; ^{60}Co ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1140	^{152}Eu ; ^{60}Co ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1146	^{60}Co ; ^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1152	^{60}Co	
1158	^{60}Co	
1164	^{60}Co	
1170	^{60}Co	
1176	^{60}Co	
1182	^{60}Co	
1188	^{60}Co	
1194	^{60}Co	
1200	^{60}Co	
...	...	...
1230	^{154}Eu	
1236	^{154}Eu	
1242	^{154}Eu	
1248	^{154}Eu	

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
1254	^{154}Eu	
1260	^{154}Eu	
1266	^{154}Eu	
1272	^{154}Eu	
1278	^{154}Eu	
1284	^{154}Eu ; ^{60}Co	
1290	^{154}Eu ; ^{60}Co	
1296	^{154}Eu ; ^{60}Co	
1302	^{154}Eu ; ^{60}Co	
1308	^{154}Eu ; ^{60}Co	
1314	^{60}Co	
1320	^{60}Co	
1326	^{60}Co	
1332	^{60}Co	
1338	^{60}Co	
1344	^{60}Co	
1350	^{60}Co	
1356	^{60}Co	
1362	^{60}Co	
1368	^{152}Eu ; ^{60}Co	
1374	^{152}Eu	
1380	^{152}Eu	
1386	^{152}Eu	
1392	^{152}Eu	
1398	^{152}Eu	
1404	^{152}Eu	
1410	^{152}Eu	
1416	^{152}Eu	
1422	^{152}Eu ; ^{40}K	
1428	^{152}Eu ; ^{40}K	
1434	^{152}Eu ; ^{40}K	
1440	^{40}K	
1446	^{40}K	
1452	^{40}K	
1458	^{40}K	
1464	^{40}K	
1470	^{40}K	
1476	^{40}K	
1482	^{40}K	
1488	^{40}K	
...	...	...
1704	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	

Energie (keV)	Raies P $\left(0.4 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 1\right)$	Raies S $\left(0.1 \leq \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}} \leq 0.4\right)$
1710	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1716	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1722	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1728	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1734	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1740	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1746	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1752	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1758	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1764	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1770	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1776	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1782	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1788	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1794	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1800	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1806	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
1812	^{238}U (^{214}Bi) ; ^{226}Ra (^{214}Bi)	
...	...	...
2544	^{232}Th	
2550	^{232}Th	
2556	^{232}Th	
2562	^{232}Th	
2568	^{232}Th	
2574	^{232}Th	
2580	^{232}Th	
2586	^{232}Th	
2592	^{232}Th	
2598	^{232}Th	
2604	^{232}Th	
2610	^{232}Th	
2616	^{232}Th	
2622	^{232}Th	
2628	^{232}Th	
2634	^{232}Th	
2640	^{232}Th	
2646	^{232}Th	
2652	^{232}Th	
2658	^{232}Th	
2664	^{232}Th	
2670	^{232}Th	

TABLE 5.7 – Spectre des recouvrements

On voit apparaître très clairement des îlots de conflits. Seuls quatre éléments (^{192}Ir, ^{232}Th, ^{75}Se et TEP511) ont au moins une raie P sans conflit, et aucun ne peut être identifié de façon sûre par une raie S. Cela traduit la complexité de la gestion d'une bibliothèque multiraie et la nécessité de développer un critère final se basant sur les raies détectées pour trancher.

5.4.2 Levée des conflits d'identification

Un élément a des raies P qui sont les plus facilement détectables. Les raies S le sont plus difficilement et peuvent être utilisées pour discriminer les éléments. Cependant, elles ne sont visibles que si l'activité du radionucléide est suffisante, et vu la fourchette (0,1 à 0,4) de détectabilité des raies S, on doit en voir plusieurs en même temps. Si une seule est vue alors que plusieurs sont dans la bibliothèque, c'est certainement une fluctuation statistique du spectre. Le critère de confiance sera donc construit à partir des indices de détectabilité Λ/Λ_{max} de la façon suivante (Eq.5.39) :

$$\Psi = \frac{\sum P_{\text{détectées}}}{\sum P_{\text{bibliothèque}}} - \frac{\sum S_{\text{bibliothèque}} - \sum S_{\text{détectées}}}{\sum P_{\text{bibliothèque}} + \sum S_{\text{bibliothèque}}} \tag{5.39}$$

Cet indice de confiance Ψ est borné entre 0 et 1. Si l'élément n'a que des raies P, seul le premier membre $\frac{\sum P_{\text{détectées}}}{\sum P_{\text{bibliothèque}}}$ rentre en compte. Plus il aura de raies P détectées, plus son indice monte.
Considérons maintenant un élément avec plusieurs raies S, dont les détections sont plus délicates. Si seules quelques raies S sont effectivement détectées en plus des raies P, l'indice est un peu diminué. Plus on détecte de raies S, moins il sera réduit, jusqu'à valoir 1 si toutes les P et toutes les S sont vues.

Lorsqu'un centroïde rentre dans la zone de dispersion commune à plusieurs radionucléides, on applique le critère Ψ, et on attribue la détection à l'élément qui a Ψ_{max}. Si plus d'un élément a son critère $\Psi = \Psi_{max}$, on les garde tous.

Un autre aspect pour les multipics est à prendre en compte. Lorsque plusieurs raies P ont leur indice de détectabilité normalisé proche de 1, cela signifie que ces raies doivent être vues en même temps. Dans un premier, on peut considérer que :

$$0.9 \leq \frac{\Lambda_P}{\Lambda_{max}} \leq 1 \tag{5.40}$$

est représentatif des raies censées être vues en même temps.

Cela nous mène à la réflexion suivante : si un centroïde est attribué à une raie d'un multipic qui satisfait le critère Eq.5.40, on fait le rapport de l'aire de la raie considérée par la somme des aires détectées et qui satisfont le critère défini en Eq.5.40 pour ce radionucléide :

$$\frac{\text{Aire}_{raie}}{\sum \text{Aires détectées}} \tag{5.41}$$

On va comparer ce rapport au rapport de l'embranchement théorique de la raie qui correspondrait et la somme des embranchements des raies satisfaisant le critère Eq.5.40. Si l'écart dépasse un seuil précisé

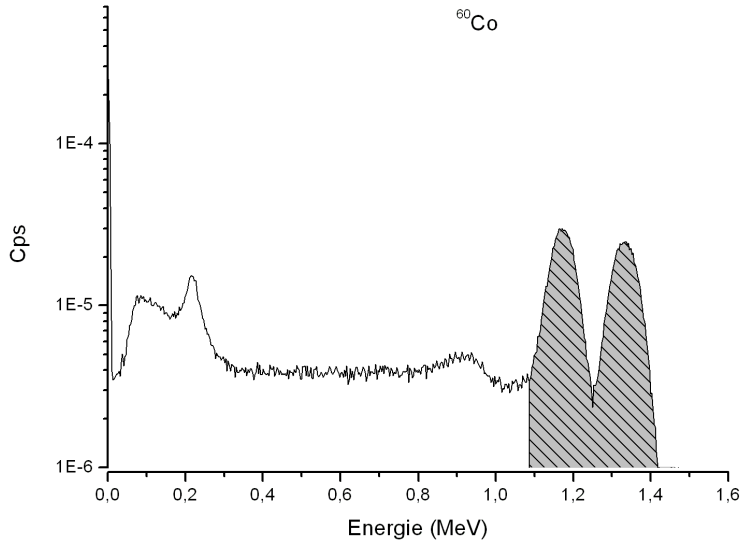


FIGURE 5.11 – Spectre MCNP de ^{60}Co

par l'utilisateur, l'identification est invalidée :

$$\left| \frac{\text{Aire}_{raie}}{\sum \begin{array}{l}\text{Aires des raies censées}\\ \text{être vues en même temps}\end{array}} - \frac{\text{embranchement}_{raie}}{\sum \begin{array}{l}\text{embranchements des raies}\\ \text{censées être vues en même temps}\end{array}} \right| \leq \text{écart autorisé} \quad (5.42)$$

Cela s'applique particulièrement au ^{60}Co (cf Fig.5.11) et aux Eu.

Par exemple pour ^{60}Co, deux pics sont détectables : 1173 keV (99,9 % ; Λ/Λ_{max} = 0,96) et 1333 keV (99,9 % ; Λ/Λ_{max} = 1). Une fluctuation spectrale induit un pic à 1160 keV (aire = 14) qui va donc être attribué au pic à 1173 keV. Le pic à 1333 ne sera pas détecté. Si on applique uniquement le critère de confiance (Eq.5.39), une identification ^{60}Co sera faite. Si on applique Eq.5.42 avec un écart autorisé de 20 %, cela donne :

$$\left| \frac{14}{14+0} - \frac{99.9}{99.9+99.9} \right| = |1 - 0.5| = 0.5 \quad (5.43)$$

$$0.5 > 0.2$$

Donc l'identification ^{60}Co est invalidée.

5.4.3 L'algorithme d'identification résumé

En résumé, le schéma de l'algorithme d'identification est représenté en Fig.5.12. Il permet de visualiser les différentes étapes construites précédemment. Le calcul de la dispersion du pic nécessite le calcul

d'une limite de détection, donc la considération d'une fenêtre énergétique. Celle-ci est définie dans le code en nombre de FWHM à l'énergie considérée. Un faible nombre de FWHM entraînera la prise en compte de moins de coups qu'un grand nombre de FWHM et donc autorisera le pic à se disperser plus autour de sa valeur théorique. Un seuil minimum de critère de confiance peut aussi être défini et l'écart pour le rapport des aires.

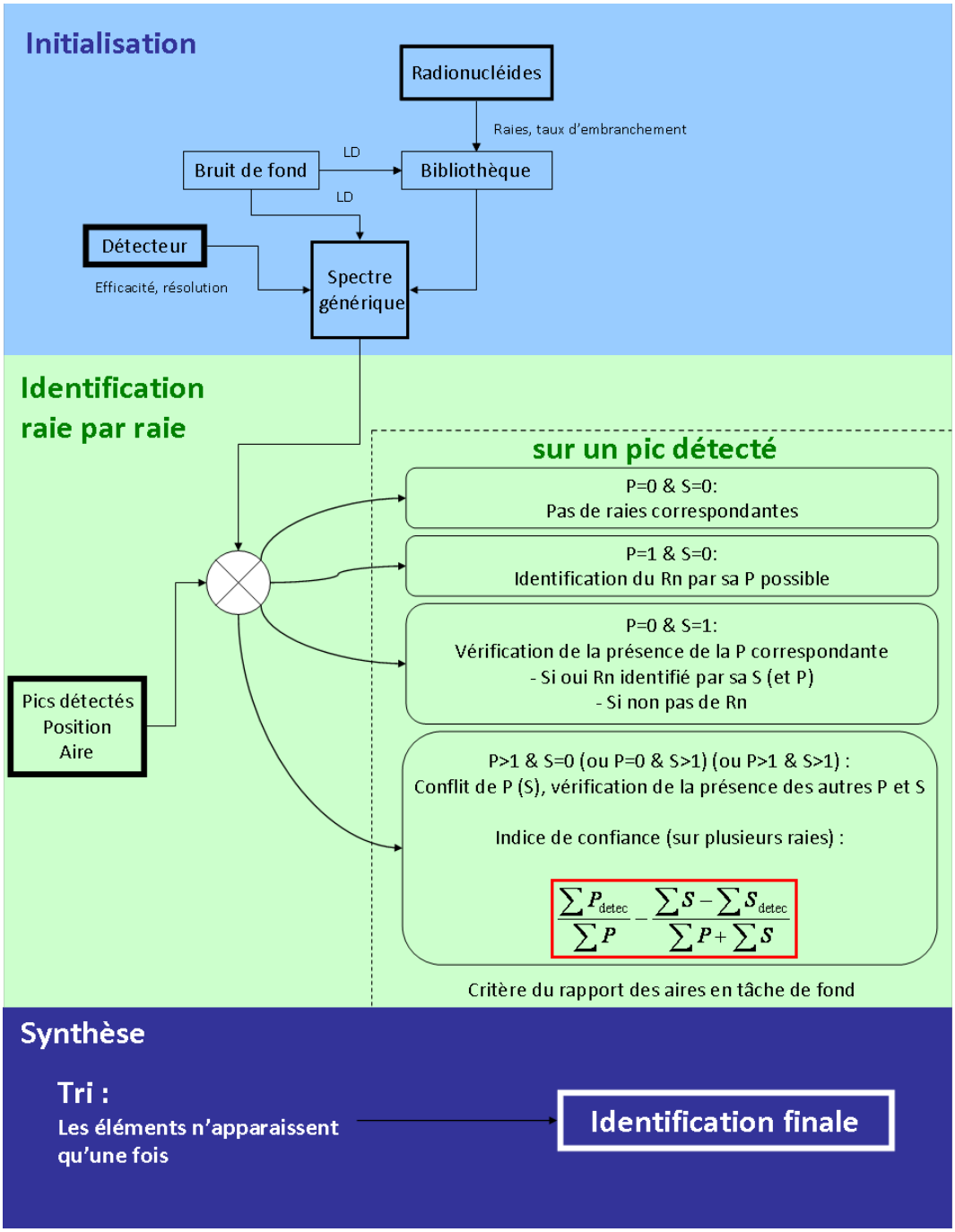


FIGURE 5.12 – Logigramme de l'algorithme d'identification multiraie

5.5 Paramétrage et résultats

Cet algorithme va maintenant être appliqué à des cas réels afin de régler les différents paramètres et de caractériser ses performances. Nous nous placerons dans le cas d'une surveillance de site avec une balise fixe. Plusieurs cas seront considérés : la mesure d'un bruit de fond, où il faut le plus faible taux de fausse identification possible et la mesure des éléments de la bibliothèque.

Le projet de recommandations de l'AIEA [IAEA10] spécifie les taux rassemblés en Tab.5.8 pour une activité minimale détectable et k_{alpha} = 2(95%).

Probabilité de détection (Nombre minimal d'alarmes)	Probabilité de fausse alarme (Nombre maximal d'alarmes)
0.9 (96 alarmes pour 100 essais)	0.0001 (6 pour 100000 essais) pour les portiques 0.001 (1 par heure) pour les autres instruments

TABLE 5.8 – Taux de détection et fausse détection recommandée par l'AIEA [IAEA10]

Dans la recherche des pics, nous utiliserons d'abord un faible paramètre de confiance (k_{alpha} = 2(95%)) afin d'avoir beaucoup de pics et de voir les effets des différents paramètres, puis nous utiliserons les paramètres adaptés à une surveillance fixe.

5.5.1 Minimisation des Fausses Identifications Positives

On se place dans un premier temps dans du bruit de fond, afin de limiter au maximum les cas de fausse identification positive. Pour rappel, les cas de fausse identification se présentent lorsque :

1. un élément est identifié alors qu'aucun élément s'est présent (cas de Fausse alarme),
2. un élément A est identifié alors que l'élément B est présent (Fausse identification positive, FIP).

Nous serons donc dans le premier cas : si nous identifions un élément autre qu'un NORM, ce sera une fausse alarme. C'est le cas le plus probable lors de la surveillance radiologique d'un site, ou lorsqu'on qualifie un détecteur ou un algorithme.

Afin de comparer les gains obtenus par l'algorithme multiraie par rapport au monoraie (même bibliothèque, raie la plus intense), comparons les taux d'identification sur une mesure d'une journée complète (86400 spectres). Cette mesure est uniquement constituée de bruit de fond naturel, sans passage d'anomalie. En fonction des paramètres de confiance k_α (6, 7 et 8), on détecte respectivement 30782, 21853 et 16453 pics. Ces pics correspondent aux NORM (puisque des k_α élevés éliminent normalement les fluctuations statistiques des spectres). Si des éléments autres que des NORM sont identifiés, ils seront considérés comme des fausses alarmes (un élément est identifié alors qu'aucun élément n'est présent). Le tableau 5.9 récapitule les taux de fausse alarme sur cette série de spectres

Les nombres d'identifications des deux méthodes sont rassemblés dans le tableau 5.10. Grâce au calcul de la dispersion des pics et surtout le module de levée des conflits, l'algorithme multiraie est capable d'associer quatre à cinq fois plus de pics aux radionucléides de la bibliothèque. L'algorithme monoraie en effet est incapable de choisir entre deux éléments dont les zones de dispersion se recouvrent.

k_α	Autres radionucléides identifiés (Mono raie)	Taux de Fausse alarme	Autres radionucléides identifiés (Multiraie)	Taux de Fausse alarme
6	^{109}Cd	5E-05	^{109}Cd	8,75E-05
	^{153}Sm	1,25E-05	^{153}Sm	1,25E-05
	^{133}Ba	1,25E-05	^{133}Ba	1,25E-05
	^{234}Pa	1,4E-04		
	^{154}Eu	1,25E-05		
Taux de FIP		**2,3E-04**		**1,1E-04**
7	^{109}Cd	2,5E-05	^{109}Cd	2,5E-05
	^{234}Pa	2,5E-05		
Taux de FIP		**5E-05**		**2,5E-05**
8	Aucun	0	Aucun	0
Taux de FIP		**0**		**0**

TABLE 5.9 – Résultats des algorithmes d'identification sur une journée

k_α	Monoraie	Multiraie
6	19750	55469
7	13313	49856
8	9106	43489

TABLE 5.10 – Nombre d'identifications sur une journée

Les taux de fausse identification sont divisés par deux avec l'utilisation de l'algorithme multiraie, sur une journée et avec les mêmes pics détectés. Concrètement, cela signifie que sur ce jeu de données particulier, il y a 9 fausses alarmes (contre 20) (0.3 par heure contre 0.8 par heure) pour k_α = 6. Le passage à k_α = 7 donne 2 fausses alarmes (contre 4) (0.08 par heure contre 0.16 par heure). Si k_α = 8, il n'y a plus de fausse alarme.

5.5.2 Taux de Vraies Identifications Positives

On s'assure que les données d'entrée sont comparables grâce à un critère quantitatif : l'activité minimale détectable, abrégée en AMD. L'activité minimale détectable correspond au niveau d'activité nécessaire pour obtenir un comptage égal à la limite de détection. La limite de détection est une caractéristique intrinsèque du détecteur et de l'environnement. C'est une donnée statistique calculée à partir du bruit de fond. Pour chaque élément, il a été réalisé une étude à 1,5 fois la limite de détection et une étude à 5 fois la limite de détection.

Dans le détail, chaque élément étudié a été simulé sous MCNPX4c, pour obtenir des spectres unitaires. Connaissant le bruit de fond de la mesure, la limite de détection a été calculée sur tout le spectre. Cette limite indique quel est le nombre minimal de photons détectables. Comme les éléments considérés ont des raies correspondant à des taux d'embranchement différents, on fait le lien entre activité de la source et photons émis :

$$N_\gamma = \frac{A \cdot \sum P}{d^2} \times \Delta t \tag{5.44}$$

Début	Fin	Radionucléide
1	30	BDF
31	130	^{241}Am
131	230	^{133}Ba
231	330	^{57}Co
331	430	^{60}Co
431	530	^{51}Cr
531	630	^{137}Cs
631	730	^{152}Eu
731	830	^{67}Ga
831	930	^{123}I
931	1030	^{131}I
1031	1130	^{111}In
1131	1230	^{192}Ir
1231	1330	^{239}Pu
1331	1430	^{99m}Tc
1431	1530	^{201}Tl

TABLE 5.11 – Enchaînement des radionucléides à xLD

où :

- A est l'activité de la source, exprimée en Bq,
- $\sum P$ est la somme des taux d'émission de la source,
- d la distance entre la source et le détecteur, en mètre,
- Δt la durée de la mesure, en seconde et enfin
- N_γ est le nombre de photons collectés par le détecteur.

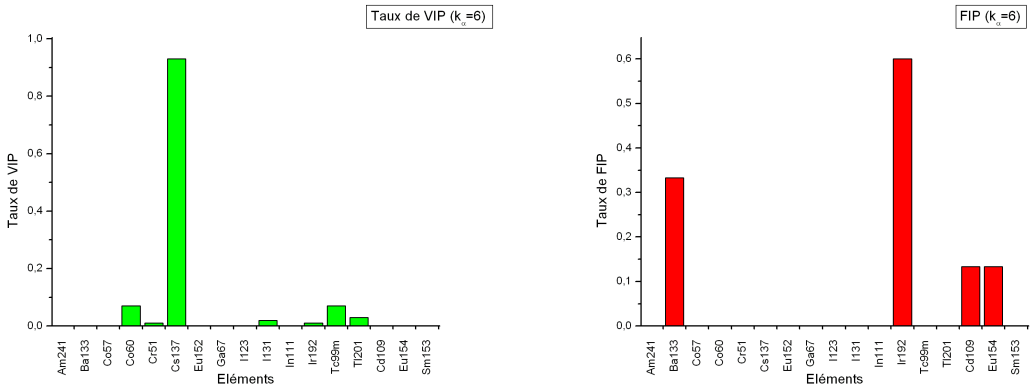
On multiplie le spectre unitaire par la LD pour obtenir le spectre représentatif de l'élément, caractéristique de l'activité minimale de celui-ci pour être détecté. On l'ajoute au bruit de fond, auquel on fait subir des fluctuations purement statistiques pour avoir une simulation complète du détecteur dans un environnement et qui voit passer plusieurs sources.

Les simulations présentées ci-après sont représentatives de la mesure d'une balise fixe équipée d'un cristal NaI(Tl) de 4L. Le temps de la mesure est de 1s, et les sources passent à 1m du cristal. Les taux k_α vont varier de 6 à 8.

Les fichiers tests ont été conçus de la sorte : trente secondes de bruit de fond, suivant de cent points de bruit de fond auquel à été ajouté un radionucléide simulé à une, une et demi et enfin cinq activités minimales. Cela fait trois fichiers, avec chacun les références du tableau 5.11. Ces configurations favorisent les FIP (A identifié alors que B présent) car on s'attend à voir des radionucléides autres que seulement des NORM dès lors qu'on a dépassé la plage uniquement constituée de bruit de fond. Tous les conflits d'identification sont rassemblés en Tab.E.1 de l'Annexe E.

5.5.2.1 Résultats de l'algorithme multiraie avec les radionucléides simulés à 1, 1.5 et 5 activité minimale détectable

A titre de comparaison, les taux de FIP et VIP pour k_α=6 pour l'algorithme monoraie (même bibliothèque, raie la plus intense) pour 1 AMD sont représentés Fig.5.13. Le monoraie a su attribuer 132 pics tandis que le multiraie a pu en attribuer 255. Une comparaison plus poussée sera menée au paragraphe 5.5.2.2. Pour 1 AMD (Fig.5.14), le ^{137}Cs est facilement identifié. Le spectre est relativement plat au-delà



(a) Vraies Identifications Positives

(b) Fausses Identifications Positives

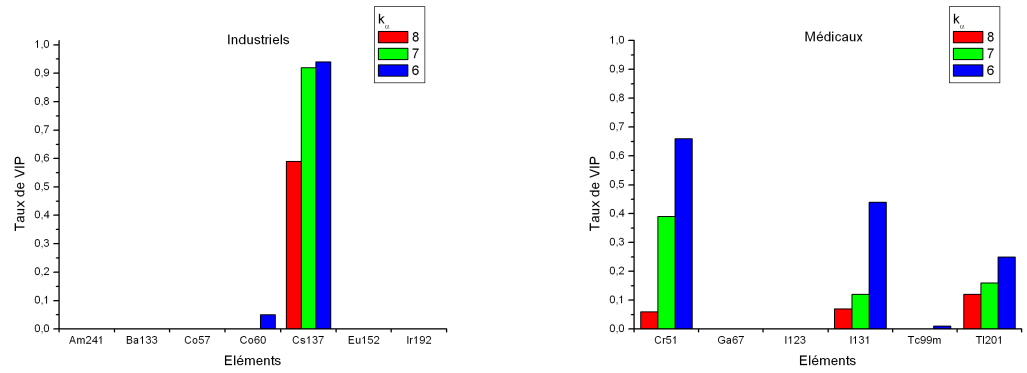
FIGURE 5.13 – Performances de l'algorithme monoraie pour 1 Activité Minimale Détectable

de 600 keV, donc un pic est plus facilement détectable. De plus, comme c'est un monoraie, il n'est jamais rejeté par le critère des aires. Pour le ^{60}Co, souvent un seul pic sur deux est détecté : ceci explique le faible taux de VIP. Le ^{51}Cr (320 keV) est bien vu aussi.
Les FIP dus à une mauvaise identification se rencontrent souvent pour le ^{133}Ba (356 keV et 81 keV) qui rentre en conflit avec ^{131}I (365 keV). Dans une moindre mesure, ^{109}Cd et ^{51}Cr sont dans des ilôts de conflit avec beaucoup d'éléments simulés (respectivement ^{67}Ga et ^{67}Ga, ^{192}Ir, ^{133}Ba, ^{232}Th, ^{152}Eu).

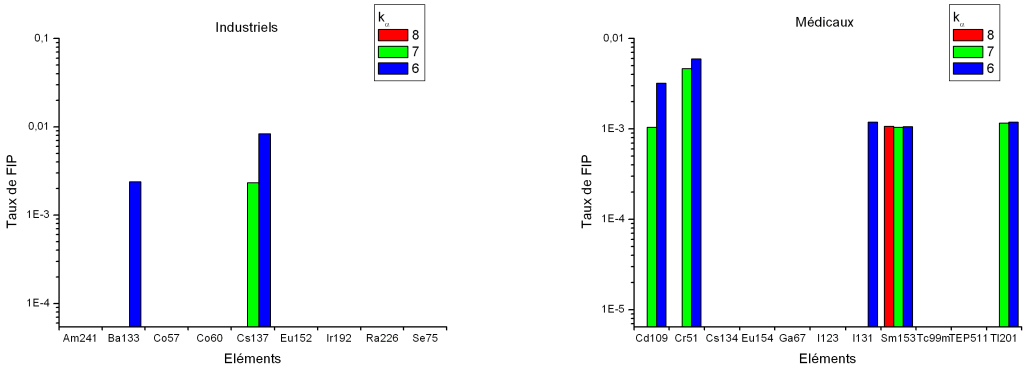
Comme on peut s'y attendre, monter les activités augmente les taux de VIP (Fig.5.15a), et un peu les FIP (Fig.5.15b) car plus de pics sont détectés. Les médicaux sont très bien identifiés, et les industriels, souvent multiraies, commencent à être détectés.

Enfin, les activités plus soutenues (5 AMD, Fig.5.16) rendent les éléments plus facilement détectables et finalement peu de mauvaises identifications (Fig.5.16b).

Précisions sur les FIP Il est important de noter que les FIP présentés précédemment sont très particuliers : le fichier test présente un grand nombre d'éléments qui s'enchaînent pour les besoins de l'étude et pour déterminer les cas de mauvaise identification. Dans la réalité, cela n'arrivera jamais. On sera presque toujours dans un bruit de fond ne présentant aucune anomalie, avec un événement, plus un long bruit de fond, un événement etc... Les FIP calculés sur un long bruit de fond sont donc plus représentatifs du comportement de l'algorithme (Fig.5.17).

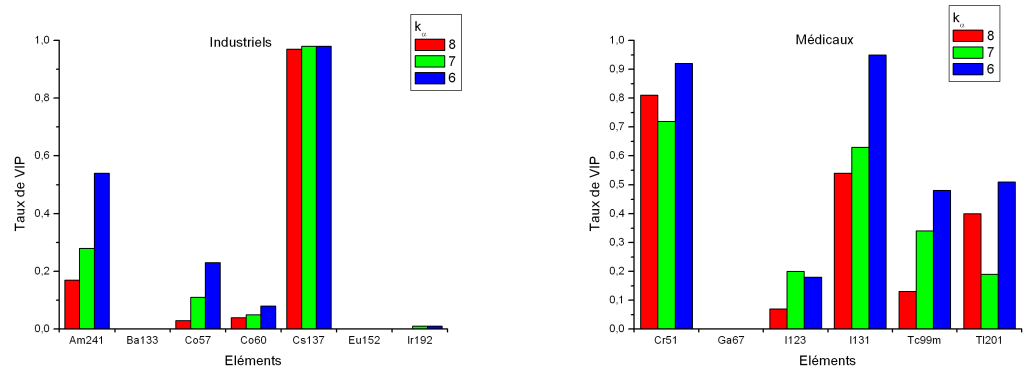


(a) Vraies Identifications Positives

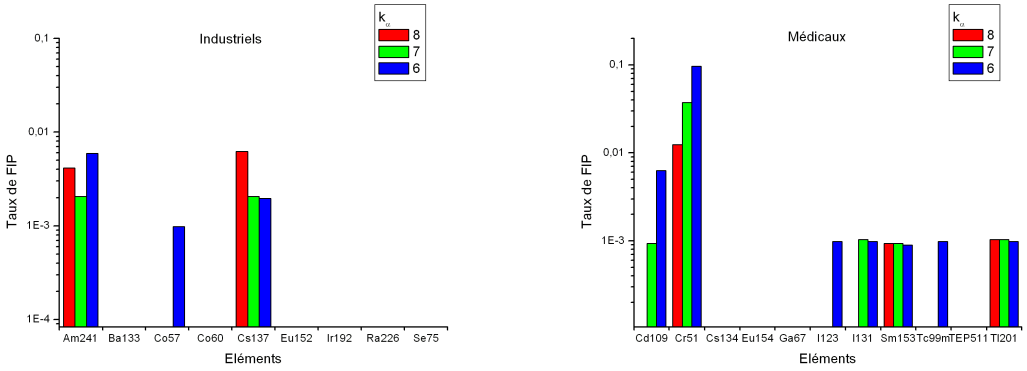


(b) Fausses Identifications Positives

FIGURE 5.14 – Performances de l'algorithme pour une présence de sources à 1 Activité Minimale Détectable

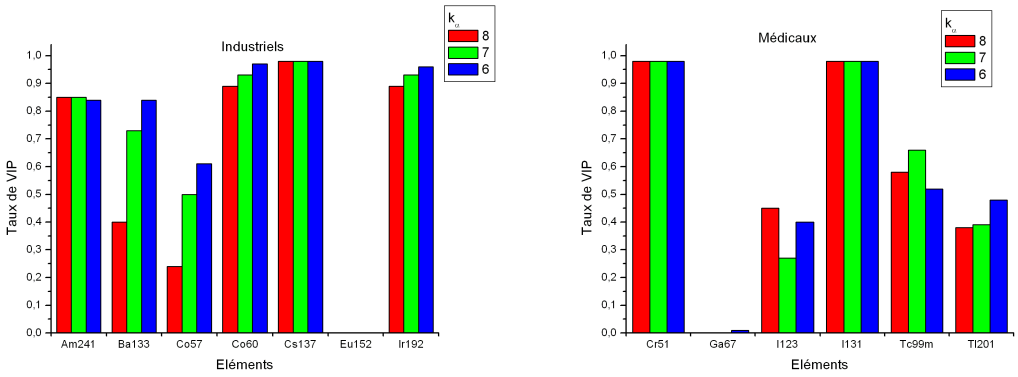


(a) Vraies Identifications Positives

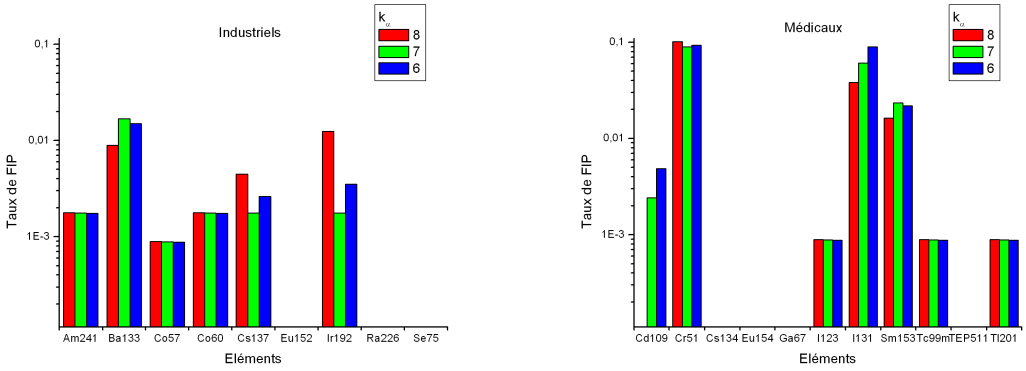


(b) Fausses Identifications Positives

FIGURE 5.15 – Performances de l'algorithme pour une présence de sources à 1.5 Activités Minimales Détectables



(a) Vraies Identifications Positives



(b) Fausses Identifications Positives

FIGURE 5.16 – Performances de l'algorithme pour une présence de sources à 5 Activités Minimales Détectables

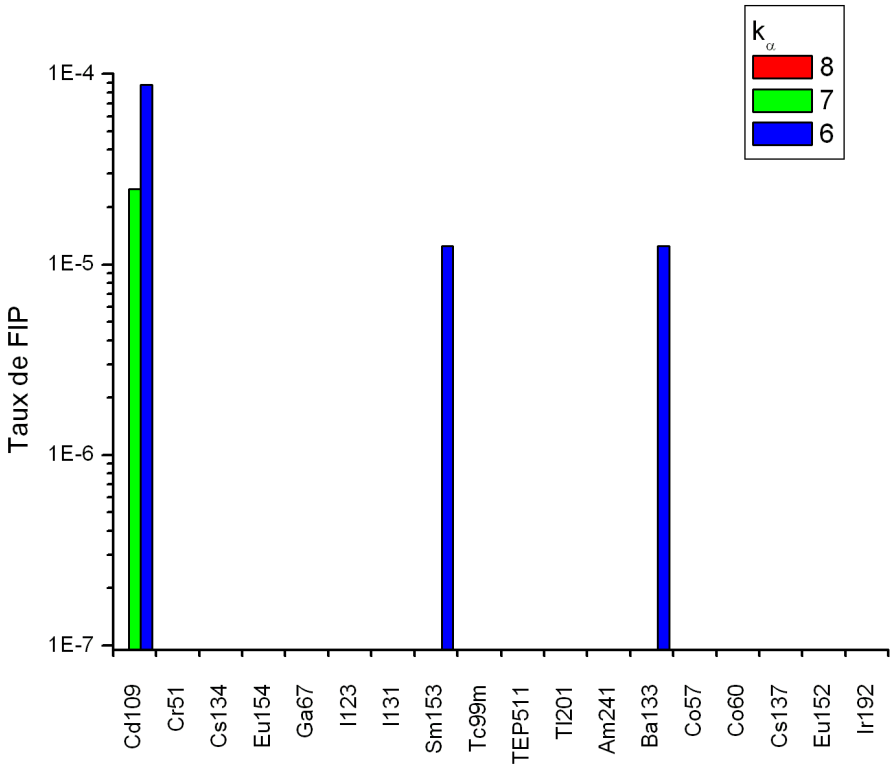


FIGURE 5.17 – Taux de FIP sur un bruit de fond de 24h

5.5.2.2 Etude détaillée des performances des algorithmes monoraie et multiraie

Les graphiques détaillent les taux de vraie identification positive pour les radionucléides industriels (Fig.5.18) et médicaux (Fig.5.19). On constate immédiatement que dans certains cas, l'algorithme mul-

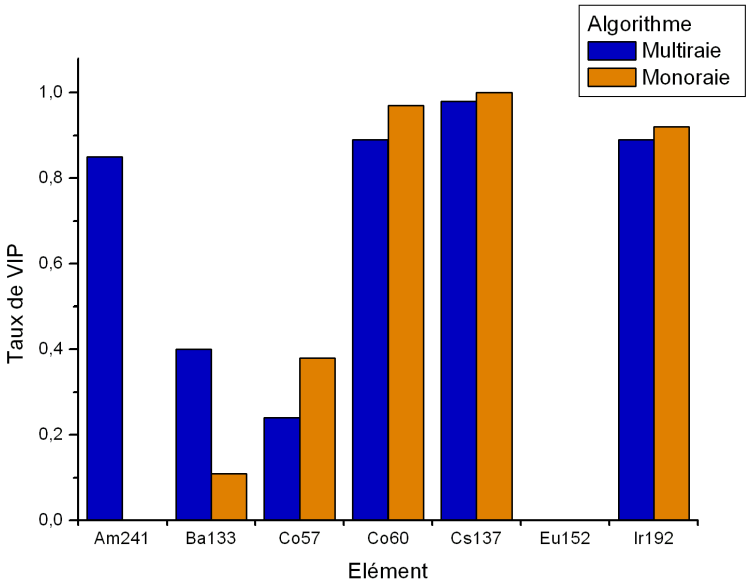


FIGURE 5.18 – Comparaison des taux de VIP pour à 5 AMD pour les industriels

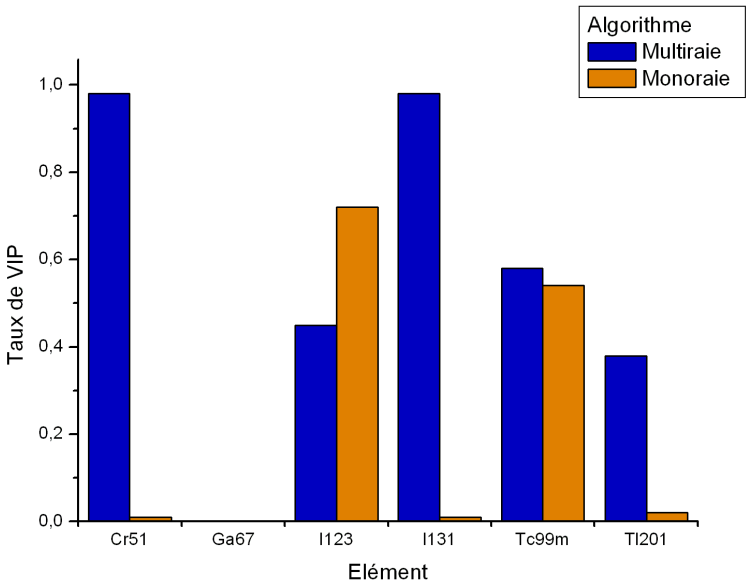


FIGURE 5.19 – Comparaison des taux de VIP pour à 5 AMD pour les médicaux

tiraie a des performances bien au-dessus de l'algorithme monoraie (^{241}Am : 0,85 contre 0 ; ^{51}Cr : 0,98 contre 0,01 et ^{131}I 0,98 contre 0,01 pour les cas les plus marquants). Dans d'autres cas, les performances sont équivalentes, ou légèrement en deçà pour le multiraie (^{60}Co et ^{137}Cs). C'est dû au critère des aires qui est quelques fois trop sélectif ou à la dispersion du pic. D'ailleurs, dans ce dernier cas, on reste dans la fourchette choisie par la distribution de Student : on voulait 95% du pic dans l'intervalle et on l'a 98% du temps.

A titre de comparaison sur les deux familles, les sommes des taux de VIP sont rassemblées dans le tableau 5.12.

	Multiraie	Monoraie
Industriel	4.25	3.38
Médicaux	3.37	1.3
Somme	7.62	4.68

TABLE 5.12 – Somme des taux de VIP

L'algorithme multiraie s'en sort mieux globalement sur les industriels (et surtout il les détecte tous) et beaucoup mieux sur les médicaux (trois fois plus de détection). Aucun algorithme n'a vu le ^{67}Ga. Ces performances, associées aux taux plus faibles de FIP permettent de conclure que l'algorithme multiraie apporte une réelle valeur ajoutée.

5.5.2.3 Expérimentations

Après avoir étudié des bruits de fond et des simulations d'éléments, attardons-nous sur deux cas réels : une expérimentation souterraine (Site 3) et une autre en sortie de site (Site 4). Les radionucléides rencontrés vont être différents. Le nombre de personnes ayant subi un traitement médical est important et seront rencontrés fréquemment dans la rue. Des colis de matière industrielle et quelques personnes avec des radionucléides médicaux dans le corps seront rencontrés sur le site de Site 4.

Les résultats sont présentés dans les tableaux 5.13 et 5.14. La notion d'événement abordée mérite quelques explications. Un événement est l'ensemble des spectres traduisant l'approche du colis, son passage devant la balise et enfin son éloignement jusqu'à être hors de vue.

Site 3 L'expérimentation a lieu dans un lieu public : on ne maîtrise pas la nature des radionucléides se présentant devant le détecteur, ni leur intensité, ni la distance détecteur-source. Les gens passent devant la balise qui fait une identification automatique (nombre d'événements identifiés), avec une expertise en base arrière (nombre d'événements). Cela permet de calculer les taux d'identification par événement (au moins un spectre de l'événement a correctement identifié l'élément) pour l'algorithme monoraie et le multiraie. Ces résultats sont dans le Tab.5.13.

L'algorithme multiraie a d'excellents résultats sur le ^{131}I et ^{99m}Tc. Les deux algorithmes ont vu le pic à 511 keV des TEP et ont les mêmes performances sur le pic à 159 keV de ^{123}I.

Radionucléide	Nombre d'événements	Nombre d'événements identifiés		Taux par événement (%)	
TEP511	8	8	8	100	100
^{123}I	2	1	1	50	50
^{131}I	22	6	21	27	95
^{99m}Tc	39	15	36	38	92
		Monoraie	Multiraie	Monoraie	Multiraie

TABLE 5.13 – Comparaison des performances de l'algorithme monoraie et multiraie sur le Site 3

Site 4 Au Site 4, la balise est en double d'un détecteur de radioactivité binaire OUI/NON commandant un sas. Si le détecteur se déclenche, le sas se ferme et un opérateur va faire une spectrométrie de poing pour identifier l'anomalie et contrôler les papiers de transport. Un seul événement de chaque type a eu lieu, mais il est plus long, rendant compte de l'approche, la détection, le contrôle et le passage du colis (Tab.5.14).

Radionucléide	Nombre de spectres dans l'évènement	Nombre de spectres identifiés	
^{241}Am	240	156	218
^{131}I	408	163 (+213 ^{133}Ba)	381 (+8 ^{133}Ba)
^{192}Ir blindé	138	35	39
^{99m}Tc	8	6	5
^{201}Tl	188	3 (+174 ^{241}Am)	21 (+156 ^{241}Am)
		Monoraie	Multiraie

TABLE 5.14 – Comparaison des performances de l'algorithme monoraie et multiraie au Site 4

Le multiraie voit un peu moins de ^{241}Am dans son événement, et fait la différence entre ^{131}I et ^{133}Ba. ^{131}I est identifié dans presque tous les cas, alors qu'avant le ^{133}Ba était préféré. Le multiraie a vu quatre fois de plus ^{192}Ir blindé, et le monoraie a vu une fois de plus ^{99m}Tc. C'est uniquement du à la dispersion du pic. Enfin ^{201}Tl qui est confondu avec ^{241}Am l'est moins avec le multiraie. Cependant, les taux de VIP ne sont pas fameux pour autant.

5.6 Conclusion

La problématique de l'identification des radionucléides présents dans un spectre gamma a été abordée en détail dans ce chapitre. Les notions de dispersion du pic et de détectabilité d'une raie ont été détaillées en fonction du bruit de fond de la mesure.

Un algorithme multiraie a été développé et caractérisé face à un algorithme monoraie dans différentes situations : éléments simulés à différentes activités, expérimentation maîtrisée et balise en autonomie totale. Les cas de conflit d'identification (dispersion d'un pic correspondant à plusieurs radionucléides de la bibliothèque) sont résolus par cette nouvelle méthode. Les taux de vraie identification positive sont meilleurs, surtout avec les médicaux. Les taux de fausse identification positive sont plus faibles.

La bibliothèque gérée regroupe pour l'instant une trentaine d'éléments. Les raies surveillées sont réparties sur tout le spectre, et l'extraction des pics revêt une importance capitale. En effet, si une fluctuation statistique est traduite comme un pic d'absorption totale, celui-ci a de grandes chances d'être attribuée à un élément, induisant une fausse identification. Différents critères ont été introduits pour limiter ce genre de cas. Ces critères fonctionnent bien pour les multiraies, mais les monoraies peuvent passer à travers.

D'un point de vue opérationnel, l'algorithme multiraie permet de diviser par deux le taux de fausse identification positive, tout en multipliant par un et demi les taux de VIP. Les taux de FIP sont en-dessous des normes (de l'ordre de 10^{-5} quand 10^{-4} est recommandé), et des taux de VIP approchant les 0.9 exigés suivant les radionucléides sont atteints.

Conclusion et Perspectives

Les travaux menés durant cette thèse ont permis d'améliorer les techniques d'analyse spectrale utilisées en spectrométrie γ embarquée : un algorithme dédié à l'extraction des signaux à basse énergie, un critère global permettant de détecter une anomalie dans un spectre sans supposer à priori de sa localisation énergétique et un nouveau module d'identification multiraie.

Extraction du signal à basse énergie

Tous les radionucléides émetteurs γ présents sur et dans le sol vont contribuer au spectre enregistré lors de la mesure embarquée. Le nombre important de pics, parfois en recouvrement engendre des spectres dont l'analyse est compliquée par les conditions opératoires spécifiques à la spectrométrie aéroportée ou embarquée de façon générale. Un spectre acquis sur un laps de temps très court (de l'ordre de la seconde) avec une grande distance source-détecteur présente un fond de diffusion très important : les pics d'absorption totale sont atténués et le rapport pic d'absorption sur fond diffusé diminue. Le temps d'acquisition est court afin d'avoir une bonne résolution spatiale (mesure mobile) ou temporelle (mesure fixe). Le prix à payer pour cette précision est la statistique de comptage faible, présentant de fortes fluctuations entre deux points de mesure. Ces fluctuations peuvent être supérieures aux pics d'absorption, surtout à basse énergie (< 400 keV) où le fond de diffusion est le plus intense.

Les trois radionucléides naturels (^{40}K, ^{238}U et ^{232}Th) et leurs descendants sont mesurés la plupart du temps. Peuvent s'ajouter éventuellement des radionucléides artificiels dont les produits de fission en cas d'accident sur une centrale (^{137}Cs, ^{134}Cs, ^{131}I, ^{60}Co...) ou d'accident d'arme (^{241}Am). Les méthodes développées jusqu'à présents fonctionnaient bien à moyenne et haute énergie, mais étaient peu précises à basse énergie.

La méthode des fenêtres, couramment utilisée en analyse spectrale pour des moyennes et hautes énergies, ne peut pas être appliquée à basse énergie : elle repose sur l'évaluation du taux de comptage dans une fenêtre en fonction du taux de comptage dans une fenêtre à plus haute énergie. Il faut cependant que les taux soient du même ordre de grandeur. A basse énergie, l'évaluation d'un fort taux de comptage par une fenêtre avec un faible nombre de coup n'est très performant. Deux algorithmes, appelés **2-fenêtres** et **3-fenêtres**, ont été développés afin d'avoir une estimation globale du fond de diffusion. Ces algorithmes dérivent certes de la méthode classique, mais au lieu de se focaliser sur un élément précis, ils considèrent l'ensemble du fond de diffusion.

Le choix des fenêtres est optimisé pour un radionucléide donné et ajusté pour minimiser les fluctuations du bruit de fond. La méthode 2W fonctionne bien quand un seul radionucléide artificiel est présent ou si les radionucléides ont une faible contribution à basse énergie. La méthode 3W est moins sensible à ces interférences. Si trop de radionucléides sont présents et si leurs activités sont très variables sur le

site, ces méthodes vont produire des faux positifs car aucune référence ne saura être représentative du site.

Les méthodes 2W et 3W peuvent être utilisées pour détecter des retombées localisées avec un bon rapport signal/bruit. Elles peuvent être étendues à moyenne énergie, pour détecter du ^{137}Cs par exemple. Des précautions doivent être prises car de nombreux radionucléides peuvent interférer dans cette zone spectrale.

Les coefficients de stripping S_{2W} et S_{3W} sont caractéristiques du site survolé et dépendant de l'altitude. Afin de minimiser les fausses détections dues à l'augmentation et la diminution soudaine de l'altitude de vol, une nouvelle méthode de calcul des coefficients a été développée.

Ces deux nouvelles méthodes ont permis d'abaisser les limites de détection à 5-10 kBq.m^{-2}. L'application des coefficients de stripping dépendant en altitude permet une localisation très précise du signal. Cette amélioration est d'un second ordre par rapport à la configuration des fenêtres.

Détection d'anomalie

De nos jours, une nouvelle thématique d'emploi de la spectrométrie gamma apparaît : la surveillance et la lutte contre le trafic de matière radioactive. Pour cela, il faut être capable de détecter dans le spectre total enregistré une anomalie, et par conséquent prendre en compte *tout* le spectre. Alors que précédemment une zone énergétique était spécialement traitée à l'aide d'un algorithme dédié, offrant de bonnes performances dans cette plage énergétique, des algorithmes doivent être sensibles sur tout le spectre. Cette problématique s'inscrit dans une politique de sécurité globale.

Deux grandes familles d'algorithmes permettant de détecter des anomalies ont été identifiées : stochastiques et σ. Les **algorithmes écart-type** sont adaptés à une mesure mobile, car ils sont moins sensibles aux variations du bruit de fond naturel. IPA et fuseau ont des comportements similaires. Fuseau permet de voir la source d'un peu plus loin mais est plus sensible aux variations d'altitude. Le rapport des fenêtres énergétiques optimal a été déterminé pour IPA. Fuseau ne nécessite pas de paramétrage. Une soustraction du bruit de fond moyen et un filtrage sont nécessaires avant la dérivation du spectre. Un seuil de décision est requis pour déterminer la présence d'un anomalie.

Les **algorithmes stochastiques** présentent le meilleur rapport signal/bruit et voient la source de très loin. Leur sensibilité au bruit de fond et aux conditions expérimentales les rendent inappropriés à une utilisation mobile. Ils déploient tout leur potentiel en surveillance fixe. Il faut réactualiser le bruit de fond pour suivre les variations naturelles du bruit de fond du site, afin de tenir compte de la montée du radon. Il peuvent être utilisés sur le comptage total ou par bande de 100 keV afin de localiser les anomalies.

Les notions de Figure Of Merit utilisées pour comparer les performances des deux types d'algorithmes entre eux et avec les méthodes dédiées à l'extraction de l'anomalie, dès que sa zone énergique a été identifiée. Il ressort de cette étude que si les méthodes généralistes sont performantes, les méthodes dédiées ont tout de même de meilleurs résultats d'extraction. Les méthodes de détection d'anomalie

(écart-type ou stochastiques) sont d'excellents indicateurs. Ils peuvent être utilisés en temps que premier niveau d'alarme, et la localisation énergétique de l'anomalie qu'ils produisent permettent de déclencher les algorithmes les plus efficaces.

Identification

L'identification des radionucléides présents dans un spectre est une étape primordiale dans l'analyse spectrale. Plusieurs angles d'approche existent. On peut considérer l'ensemble de la signature spectrale des éléments de la bibliothèque et effectuer une combinaison linéaire afin de recréer la mesure, ou seulement considérer les pics d'absorption totale des éléments de la bibliothèque. Cette seconde approche a été retenue pour ces travaux.

Les algorithmes monoraies étaient auparavant utilisés, et on ne regardait que la raie γ de plus haute intensité. Ces algorithmes fonctionnaient bien tant que peu d'éléments étaient considérés, par exemple en spectrométrie aéroportée où on ne cherche qu'un nombre restreint de radionucléides (les NORM, le ^{137}Cs, le ^{60}Co et ^{241}Am principalement). Le déploiement de moyens de mesure fixe dans le cadre de la lutte contre le traffic de matières radioactives nécessite une bibliothèque beaucoup plus fournie (une trentaine d'éléments). Suivant les raies considérées, on ne peut pas toujours séparer celles-ci en fonction de la résolution du détecteur.

Un algorithme multiraie a été développé et caractérisé face à un algorithme monoraie dans différentes situations : élément simulés à différentes activités, expérimentation maîtrisée et balise en autonomie totale. De nombreux cas de conflit d'identification (dispersion d'un pic correspondant à plusieurs radionucléides de la bibliothèque) sont résolus par cette nouvelle méthode. Les taux de vraie identification positive sont meilleurs, surtout avec les médicaux. Les taux de fausse identification positive sont plus faibles. Les taux de fausse identification sont divisés par deux et les taux de vraie identification sont multipliés par un et demi. Sur certains éléments, les gains apportés par l'algorithme multiraie sont très importants (surtout les médicaux), mais sur d'autres les performances sont équivalentes au monoraie. Des cas réels ont été étudiés et ont permis de démontrer l'avantage à employer l'algorithme multiraie.

La bibliothèque gérée regroupe pour l'instant une trentaine d'éléments. Les raies surveillées sont réparties sur tout le spectre, et l'extraction des pics revêt une importance capitale. En effet, si une fluctuation statistique est traduite comme un pic d'absorption totale, celui-ci a de grandes chances d'être attribué à un élément, induisant une fausse identification. Différents critères ont été introduits pour limiter ce genre de cas. Ces critères fonctionnent bien pour les multiraies, mais les monoraies peuvent être favorisés dans certains cas.

Perspectives

De multiples expérimentations ont permis de tester ces différents algorithmes en conditions réelles. Des améliorations notables en termes de limite de détection, d'indication plus marquée d'une anomalie et des meilleures identifications ont été apportées.

Les travaux exposés dans cette thèse peuvent être appliqués à la fois en mesure mobile ou aéroportée. Ils ont été testé avec des détecteurs NaI(Tl), avec de grands volumes de détection (16 L) ou plus faibles (4 L). Si d'autres détecteurs avec notamment une meilleure résolution (type LaBr3) sont amenés à être utilisés, les algorithmes peuvent toujours être utilisés an ajustant les paramètres idoines.
Pour les méthodes 2W et 3W, le travail sur les fenêtres dépend essentiellement du nombre de canaux à disposition. Il faut minimiser les résidus sur le bruit de fond, tout en intégrant suffisamment le signal dû au radionucléide recherché.
La détection d'anomalie est peu dépendante du détecteur. Les algorithmes stochastiques fonctionnent très bien avec le comptage total, donc peuvent être utilisés sans spectrométrie (donc des scintillateurs plastiques). Afin d'obtenir une localisation en énergie, les algorithmes stochastiques utilisent des bandes de comptage et les algorithmes écart-type mesurent la distance entre une mesure et sa moyenne attendue en unité écart-type. Il faut donc une spectrométrie, peu importe le type de détecteur initial.
Enfin, l'identification est l'étape la plus dépendante du type de technologie utilisée. Les paramètres de l'algorithme prennent en compte l'efficacité du détecteur et sa résolution, ce qui le rend transposable. S'il faut l'utiliser sur un système résolu, la démarche sera exactement la même. Comme il y aura moins de recouvrement des raies, moins de conflits auront à être résolus.
Les emplois de la théorie Bayésienne permettent d'automatiser la recherche d'une source à l'aide un drône. Ces algorithmes produisent des indices qui sont de bons candidats pour cette utilisation.

Les méthodes 2W, 3W et de détection d'anomalie ont été conçues pour être peu gourmandes en temps de calcul : les unités de calcul embarquées ne sont pas très puissantes.
L'algorithme d'identification nécessite quant à lui plus de ressources. Il a été codé de façon séquentiel, en python. Cela signifie que les étapes décrites au Chapitre 5 se déroulent successivement : si un paramètre change, il faut reconstruire le spectre de référence et lorsque les raies sont localisées faire l'étude des conflits. On pourrait gagner en taux de VIP et de FIP en jouant sur plusieurs tableaux en même temps : si une anomalie est détectée, alors on déclenche l'algorithme d'identification. Ensuite, lors de la résolution des conflits, même si le radionucléide identifié n'est pas le plus probable (critère de détectabilité) mais qu'il est dans la zone énergétique identifiée par l'algorithme d'anomalie, il est conservé.
De même, il est peu probable de voir sur un seul spectre, sorti de nul part, un radionucléide exotique. On peut imaginer un critère portant le nombre de fois qu'un radionucléide est aperçu sur un laps de temps donné. Ainsi, les FIP de type I (fausse alarme : rien n'est présent mais on détecte un radionucléide) sont réduits. On pourrait aussi imaginer un autre type de codage, utilisant un réseau de neurones, pour lui apprendre à distinguer plus efficacement deux radionucléides (en se basant sur d'autres indices du spectre).

ANNEXE A

Distributions

Ce chapitre n'a pas pour ambition d'être une introduction complète et exhaustive aux probabilités. Seuls quelques notions sont récapitulées, afin de se rappeler les bases nécessaires à la compréhension du Chapitre 4. Elles sont inspirées de [Tso95c].

A.1 Distribution binômiale

La distribution binômiale est une fonction densité de probabilité qui s'applique suivant les conditions suivantes :

1. l'expérience peut avoir deux résultats, A et B
2. la probabilité d'un résultat de type A ou de type B est constante, indépendante du nombre d'observations
3. les évènement A et B sont indépendants, c'est-à-dire que l'observation d'un évènement A n'affecte pas la probabilité de réalisation d'un évènement A ou B.

De telles expériences peuvent être : jouer à *pile ou face* (les évènements sont pile ou face), inspecter un nombre d'objets identiques pour défauts (les évènements sont défectueux ou non), prendre un objet d'une boîte en contenant deux types.

La distribution binômiale va être introduite avec cet exemple. Supposons que la boîte contienne un grand nombre d'objets de deux types : type A et type B.
Soit :

- p = probabilité qu'un objet tiré au hasard de cette boîte soit de type A
- 1-p = probabilité qu'un objet tiré au hasard de cette boîte soit de type B

Un expérimentateur tire N objets au hasard [1]. La distribution binômiale, donnant la probabilité P_n que n objets parmi les N tirés sont de type A est :

$$P_n = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n (1-p)^{N-n} \tag{A.1}$$

La moyenne μ vaut :

$$\mu = \overline{n} = \sum_{n=0}^{N} n P_n = pN \tag{A.2}$$

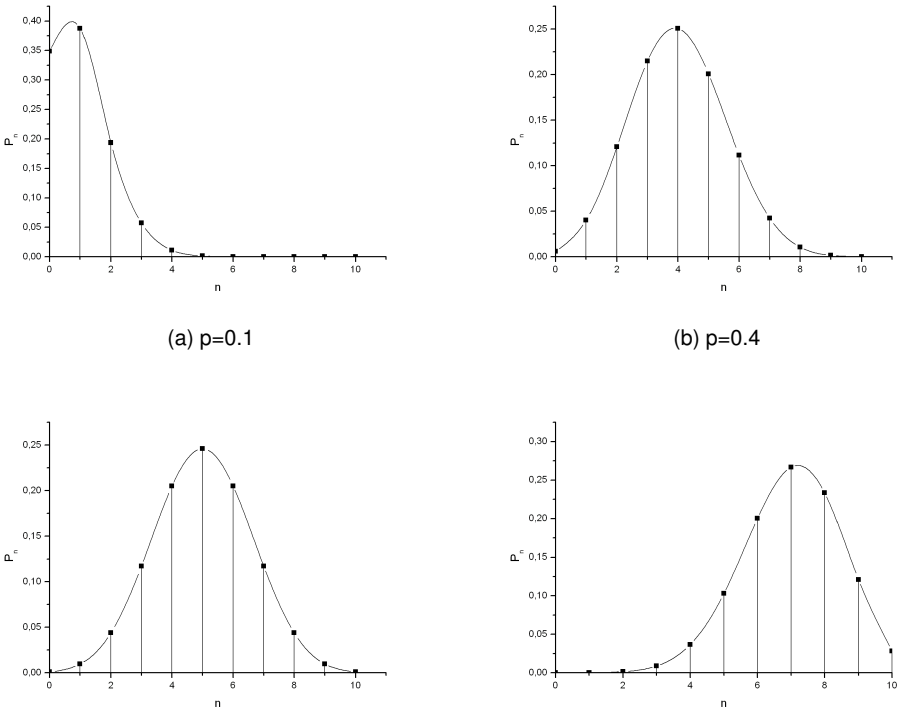
1. On suppose que la boîte a un très grand nombre d'objets des deux types, pour que le retrait de N objets ne change pas leur nombre de façon significative ; on peut aussi remettre l'objet tiré dans la boîte. Si le nombre total d'objets est petit, au lieu d'utiliser Eq. A.1, il faut utiliser une densité hypergémoétrique (voir. [Jae73] et [JL64]).

La variance V s'écrit alors :

$$V(n) = \overline{(\mu - n)^2} = \sum_{n=0}^{N} (\mu - n)^2 P_n = \mu(1-p) = pN(1-p) \tag{A.3}$$

Et l'écart-type σ :

$$\sigma = \sqrt{V(n)} = \sqrt{\mu(1-p)} = \sqrt{p(1-p)N} \tag{A.4}$$



(a) p=0.1 (b) p=0.4

(c) p=0.5 (d) p=0.7

FIGURE A.1 – Distributions binômiales avec N=10 et p=0.1 , 0.4, 0.5 et 0.7

Pour p=0.5, la distribution est symétrique autour de la moyenne μ.

A.2 Distribution de Poisson

La distribution poissonnienne s'applique pour les évènements dont la probabilité est faible et constante. Elle peut être dérivée de la distribution binômiale dans le cas :

$$\begin{cases} N & \to & \infty \\ p & \to & 0 \end{cases}$$

avec μ=Np constant. La distribution binômiale prend alors la forme :

$$P_n = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \tag{A.5}$$

où P_n est la probabilité d'observer n évènements quand la moyenne pour un grand nombre de tirages est μ.

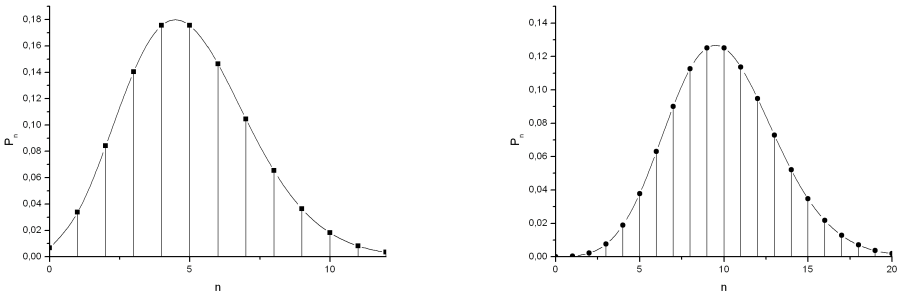
La distribution de Poisson a des applications très diverses, allant de la désintégration d'un noyau au nombre de personnes tuées par la foudre. Elle satisfait les propriétés suivantes :

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1 \tag{A.6}$$

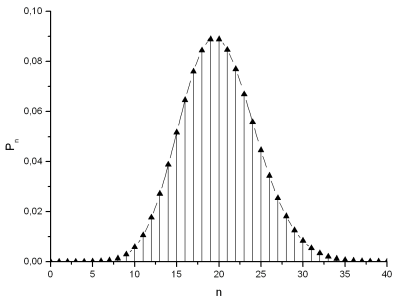
$$\overline{n} = \sum_{n=0}^{\infty} nP_n = \mu \tag{A.7}$$

$$V(n) = \overline{(\mu - n)^2} = \sum_{n=0}^{\infty} (\mu - n)^2 P_n = \mu \tag{A.8}$$

$$\sigma = \sqrt{V(n)} = \sqrt{\mu} \tag{A.9}$$



(a) μ=5 (b) μ=10



(c) μ=20

FIGURE A.2 – Distributions de Poisson avec μ=5, 10, et 20

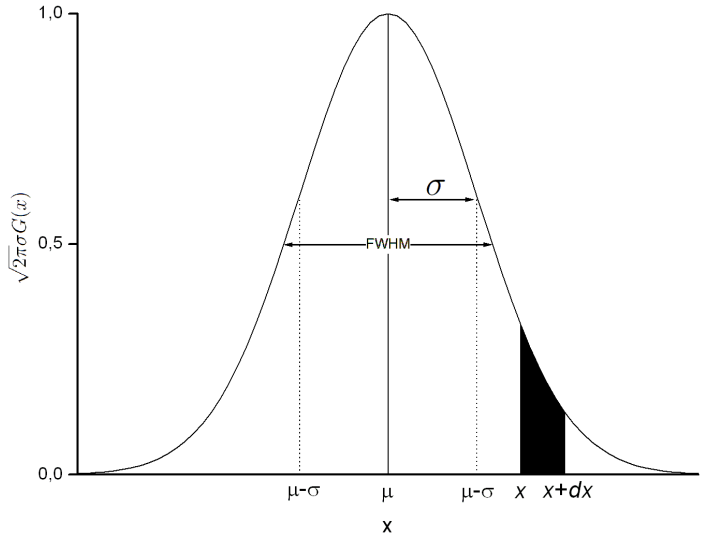


FIGURE A.3 – Distribution normale

La distribution de Poisson autour de trois valeurs de μ différentes (5, 10 et 20) est représentée en Fig. A.2. Plus la moyenne μ est grande, plus la distribution est symétrique autour de celle-ci. Pour μ=20, elle ressemble déjà la distribution normale (cf. A.3).

A.3 Distribution normale (Gaussienne)

Les distribution binomiale et poissonnienne s'applique à des variables discrètes, mais la plupart des variables aléatoires expérimentales sont continues. De plus, l'utilisation de distributions discrètes nécessite de longues ou infinies séries d'expérimentations pour le calcul de valeurs telles que la moyenne ou l'écart-type. (Eq. A.2, A.4, A.7 et A.9). Il serait bon d'avoir une densité de probabilité continue : il s'agit de la distribution normale, encore appelée gaussienne.
La distribution gaussienne $G(x)$ est donnée par :

$$G(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] dx \tag{A.10}$$

avec :

$G(x)dx$ = probabilité que la valeur x soit entre x et $x + dx$
μ = moyenne de la distribution
σ^2 = variance de la distribution

Cette distribution, représentée en Fig. A.3, possède un maximum en $x = \mu$, est symétrique par rapport à μ, et est uniquement définie par deux paramètres : μ et σ. Elle s'étend de $-\infty$ à $+\infty$. La probabilité que

la variable x soit entre deux valeurs x_1 et x_2 est :

$$G(x_1 \leq x \leq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} G(x)dx \tag{A.11}$$

La distribution gaussienne est normalisée :

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(x)dx = 1 \tag{A.12}$$

Sa moyenne et écart-type valent :

$$\overline{x} = \int_{-\infty}^{\infty} xG(x)dx = \mu \tag{A.13}$$

$$V(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (\mu - n)^2 G(x)dx = \sigma^2 \tag{A.14}$$

$$\sigma = \sqrt{V(x)} \tag{A.15}$$

Trois propriétés intéressantes sont associées à la distribution gaussienne :

1. la fonction cumulative :

$$E(x) = \int_{-\infty}^{x} G(x')dx' = \int_{-\infty}^{x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} exp\left[-\frac{(x'-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] dx' \tag{A.16}$$

2. l'aire entre $\mu - \sigma$ et $\mu + \sigma$:

$$A_\sigma = \int_{\mu-\sigma}^{\mu+\sigma} G(x)dx = 0.683 \tag{A.17}$$

3. la largeur à mi=hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM, souvent notée Γ), est légèrement plus large que 2σ : On peut relier la FWHM (notée ici Γ) au paramètre σ :

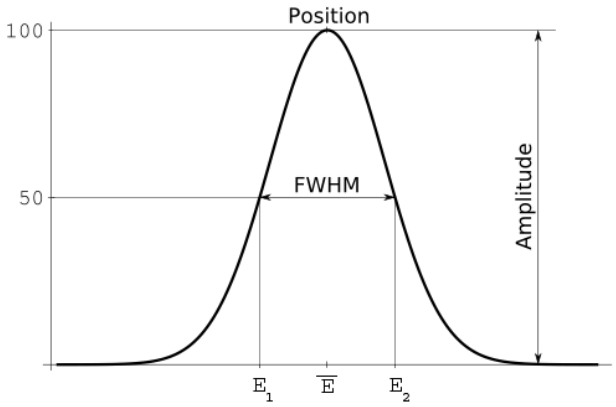


FIGURE A.4 – Pic Gaussien centré en $\bar{E}$

$$\begin{cases} \Gamma = E_2 - E_1 \\ E_1 = \overline{E} - \frac{\Gamma}{2} \\ E_2 = \overline{E} + \frac{\Gamma}{2} \end{cases}$$

d'où :

$$f(E_1) = f(E_2) = \frac{A}{2}$$

$$A \times e^{-\frac{(E_1-\overline{E})^2}{2\sigma^2}} = \frac{A}{2}$$

$$e^{-\frac{(\overline{E}-\frac{\Gamma}{2}-\overline{E})^2}{2\sigma^2}} = \frac{1}{2}$$

$$-\frac{1}{2\sigma^2}\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 = -\ln 2$$

$$\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 = 2\sigma^2 \ln 2$$

$$\Gamma^2 = 2^2\sigma^2 \times 2\ln 2$$

$$\Gamma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \quad (A.18)$$

$$\Gamma \approx 2.355\sigma \quad (A.19)$$

A.4 Distribution normale centrée réduite

L'évaluation des intégrales impliquant des gaussiennes requièrent de nombreuses intégrations numériques. Ces intégrations sont fonction de μ et σ, et doivent par conséquent être refaites à chaque changement de valeurs. Pour éviter ces désagréments, la distribution gaussienne est réécrite telle que : μ=0 et σ=1 La fonction obtenue est appelée *loi normale centrée réduite*. Avec l'aide d'une transformation très simple, il est facile d'obtenir les valeurs de l'intégrale pour toute valeur de μ et σ.

La distribution normale est obtenue avec la nouvelle variable :

$$t = \frac{x-\mu}{\sigma} \quad (A.20)$$

En substituant cette variable dans Eq.A.10, la densité de probabilité devient :

$$G(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp\left[\frac{-t^2}{2}\right] dt \quad (A.21)$$

La fonction cumulative devient :

$$E(x) = \int_{-\infty}^{x} G(t)dt = \int_{-\infty}^{x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-t^2/2} dt \tag{A.22}$$

Les valeurs de la fonction sont récapitulées dans la table (Tab. A.1).

$$\forall (x) \in \mathbb{R} \qquad E(-x) = 1 - E(x)$$

Exemple : $E(t = 1.73) = 0.95818$
Pour calculer l'aire entre 2 points dans le cas d'une distribution centrée réduite :

$$\forall (x_1, x_2) \in \mathbb{R}^2 \text{ tel que } x_1 \leq x_2 \qquad P(x_1 \leq T \leq x_2) = E(x_2) - E(x_1) \tag{A.23}$$

Remarques

- la densité $G(t)$ est paire
- elle est de classe C^∞ et vérifie

$$\forall (t) \in \mathbb{R} \qquad G'(t) = tG(t) \tag{A.24}$$

- Tous les moments de la densité de probabilité existent.

$$\forall (n) \in \mathbb{N} \qquad m_n = \int_{-\infty}^{\infty} t^n G(t)dt \tag{A.25}$$

- $m_2 = \sigma^2 = 1$
- $m_3 = 0$
- $m_4 = 3\sigma^4 = 3$
- l'asymétrie

$$\gamma_1 = \frac{m_3}{\sigma^3} \tag{A.26}$$

- la kurtosis (applatissement)

$$\gamma_2 = \frac{m_4}{\sigma^4} = 3 \tag{A.27}$$

0.	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0	50000	50399	50798	51197	51595	51994	52392	52790	53188	53586
0,1	53983	54380	54776	55172	55567	55962	56356	56749	57142	57535
0,2	57926	58317	58706	59095	59483	59871	60257	60642	61026	61409
0,3	61791	62172	62552	62930	63307	63683	64058	64431	64803	65173
0,4	65542	65910	66276	66640	67003	67364	67724	68082	68439	68793
0,5	69146	69497	69847	70194	70540	70884	71226	71566	71904	72240
0,6	72575	72907	73237	73565	73891	74215	74537	74857	75175	75490
0,7	75804	76115	76424	76730	77035	77337	77637	77935	78230	78524
0,8	78814	79103	79389	79673	79955	80234	80511	80785	81057	81327
0,9	81594	81859	82121	82381	82639	82894	83147	83398	83646	83891
1	84134	84375	84614	84849	85083	85314	85543	85769	85993	86214
1,1	86433	86650	86864	87076	87286	87493	87698	87900	88100	88298
1,2	88493	88686	88877	89065	89251	89435	89617	89796	89973	90147
1,3	90320	90490	90658	90824	90988	91149	91309	91466	91621	91774
1,4	91924	92073	92220	92364	92507	92647	92785	92922	93056	93189
1,5	93319	93448	93574	93699	93822	93943	94062	94179	94295	94408
1,6	94520	94630	94738	94845	94950	95053	95154	95254	95352	95449
1,7	95543	95637	95728	95818	95907	95994	96080	96164	96246	96327
1,8	96407	96485	96562	96638	96712	96784	96856	96926	96995	97062
1,9	97128	97193	97257	97320	97381	97441	97500	97558	97615	97670
2	97725	97778	97831	97882	97932	97982	98030	98077	98124	98169
2,1	98214	98257	98300	98341	98382	98422	98461	98500	98537	98574
2,2	98610	98645	98679	98713	98745	98778	98809	98840	98870	98899
2,3	98928	98956	98983	99010	99036	99061	99086	99111	99134	99158
2,4	99180	99202	99224	99245	99266	99286	99305	99324	99343	99361
2,5	99379	99396	99413	99430	99446	99461	99477	99492	99506	99520
2,6	99534	99547	99560	99573	99585	99598	99609	99621	99632	99643
2,7	99653	99664	99674	99683	99693	99702	99711	99720	99728	99736
2,8	99744	99752	99760	99767	99774	99781	99788	99795	99801	99807
2,9	99813	99819	99825	99831	99836	99841	99846	99851	99856	99861
3	99865	99869	99874	99878	99882	99886	99889	99893	99896	99900
3,1	99903	99906	99910	99913	99916	99918	99921	99924	99926	99929
3,2	99931	99934	99936	99938	99940	99942	99944	99946	99948	99950
3,3	99952	99953	99955	99957	99958	99960	99961	99962	99964	99965
3,4	99966	99968	99969	99970	99971	99972	99973	99974	99975	99976
3,5	99977	99978	99978	99979	99980	99981	99981	99982	99983	99983
3,6	99984	99985	99985	99986	99986	99987	99987	99988	99988	99989
3,7	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999
3,8	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999	99999
3,9	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

TABLE A.1 – Valeur de la fonction de répartition de la loi normale

ANNEXE B

Liste des radionucléides nécessitant une surveillance

L'AIEA recommande la surveillance particulière de plusieurs radionucléides, divisés en deux groupes ([IAEA10]). Cette prise en compte d'un radionucléide et classement se fait suivant deux critères principaux :

1. l'importance d'un matériau d'un point de vue sécurité nucléaire (matériau présentant une menace en cas de mauvais emploi)
2. fréquence/probabilité d'apparition à une frontière

B.1 Groupe A - Nucléides de grand intérêt

Les engins présentant une menace de sécurité nucléaire vont employer très vraisemblablement un ou plusieurs radionucléides de la liste [IAEA05], et/ou matériaux nucléaires spéciaux (ou *SNM*), ou encore du combustible usagé.

- SNM et associés :
  ^{232}U, ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{237}Np
- Industriels et médicaux de haute activité :
  ^{238}Pu, ^{90}Sr, ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{192}Ir, ^{75}Se, ^{241}Am
- Nucléides issus du retraitement du combustible usagé :
  ^{106}Ru/^{106}Rh, ^{134}Cs, ^{144}Ce/^{144}Pr, $^{152/154}$Eu

B.2 Groupe B - Nucléides de plus faible intérêt

Le groupe B, de faible risque, inclut les matériaux radioactifs rencontrés naturellement (NORM) dans le commerce ou dans la nature. On y ajoute aussi les radiopharmaceutiques et ceux que ne peuvent pas être produits en quantité suffisante pour provoquer blessures ou contamination de l'environnement en cas de dispersion par feu ou explosion ([IAEA05]).

- Industriels :
  ^{226}Ra, ^{109}Cd, ^{99}Mo, ^{57}Co, ^{133}Ba
- Radiopharmaceutiques, source scellée de faible dose, implants permanents :
  Sources de tomographie par émission de positron (TEP) (^{11}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{18}F), ^{51}Cr, ^{67}Ga, ^{99m}Tc, ^{123}I, ^{131}I, ^{133}Xe, ^{153}Sm, ^{201}Tl
- NORM :
  ^{40}K, autres radionucléides des séries ^{238}U- et ^{232}Th.

B.3 Principales raies des radionucléides surveillés

B.4 Groupe A

Les raies rassemblées ci-après sont classées en fonction de leur intensité.

	Radionucléide	Raies P (keV)	Intensité d'émission (%)	Raies S (keV)	Intensité d'émission (%)
SNM	^{235}U	186	57.2	-	-
	^{238}U (filière ^{234}Th)	1000	0.84	-	-
	^{238}U (filière ^{234m}Pa)	1001	0.84	-	-
	^{239}Pu	375	0.1	-	-
Indus. et Med. Haute activité	^{60}Co	1333	99.9	-	-
		1173	99.9	-	-
	^{137}Cs	662	85.5		
	^{192}Ir	317	82.6	296	29
		468	47.8		
	^{192b}Ir	604	8.2	884	0.3
				1061	0.05
	^{75}Se	264	58.9	-	-
		136	58.2	-	-
	^{241}Am	60	35.8	661	8E-4
Combustible Usagé	^{134}Cs	605	97.6	569	15.4
		796	85.5	-	-
	^{144}Ce	510	1.38	-	-
	^{152}Eu	40	30	245	7.6
		344	27		
		1408	21		
		964	14.6		
		1112	13.6		
		779	13		
		245	7.6		
	^{154}Eu	123	40	248	6.6
		1274	34.9		
		723	19.7		
		1005	17.6		
		43	13.1		
		873	11.3		
		996	10.7		

TABLE B.1 – Raies P et S des radionucléides du Groupe A

B.5 Groupe B

	Radionucléide	Raies P (keV)	Intensité d'émission (%)	Raies S (keV)	Intensité d'émission (%)
Industriels	^{226}Ra	609	46	1765 1120	15.6 15
	^{109}Cd	88	3.3	-	-
	^{57}Co	122	85.5	-	-
	^{133}Ba	356	62.1	81	32.9
Radiopharm., implants, sources scellées	TEP	511	100	-	-
	^{51}Cr	320	9.9		
	^{67}Ga	93 185 300	37.8 20.9 16.8	393	4.7
	^{99m}Tc	140	89.6		
	^{123}I	159	83.3	-	-
	^{131}I	365	81.2	637 80 284	7.3 6.7 6.4
	^{153}Sm	103	29.2	69	4.7
	^{201}Tl	71 167	49 10	135	2.6
NORM	^{40}K	1460	10.7		
	^{238}U (filière ^{214}Bi)	610	45.2	1766 1121	15.2 14.8
	^{232}Th (filière ^{208}Tl)	2615 583	99.8 85		
	^{232}Th (filière ^{228}Ac)	911 969	30 17	338	12

TABLE B.2 – Raies P et S des radionucléides du Groupe B

ANNEXE C

Filtres

C.1 Méthode des moindres carrés

Un signal $S(t)$ filtré par la méthode des moindres carrés sur l'intervalle $t_0 - A \leq t \leq t_0 + A$ est un produit de convolution entre la courbe d'origine $S(t)$ et une fonction filtre $h(t)$:

$$S_0(t) = \int_{-A}^{A} h(\tau) S(t-\tau) d\tau \tag{C.1}$$

La fonction $h(\tau)$ s'écrit de manière générale :

$$h(t) = \sum_{k=0}^{n} \frac{1}{C_k} P_k(0) P_k(t) \tag{C.2}$$

$P_k(t)$ étant des fonctions orthogonales :

$$\int_{-A}^{A} P_k(t) P_l(t) dt = \delta_{kl} C_k \tag{C.3}$$

Les spectres analysés sont des histogrammes, ie des valeurs discrètes. Les intégrales des expressions ci-dessus peuvent être approximées par une somme finie pour obtenir le filtrage discret :

$$S_0(t) = \sum_{j=-N}^{N} h(j) S(t-j) \tag{C.4}$$

$$h(j) = \sum_{k=0}^{n} \frac{1}{C_k^N} P_k^N(0) P_k^N(j) \tag{C.5}$$

$$\sum_{j=-N}^{N} P_k^N(j) P_l^N(j) = \delta_{kl} C_k^N \tag{C.6}$$

Les polynômes de Gram sont employés pour le système de fonctions orthogonales pour le lissage :

$$P_k^N(t) = \sum_{l=0}^{k} (-1)^{k+1} \frac{(k+l)^{(2l)} (N+t)^{(l)}}{(l!)^2 (2N)^{(l)}} \tag{C.7}$$

$$C_k^N = \frac{1}{2k+1} \frac{(2N+k+l)^{(k+l)}}{(2N)^{(k)}} \tag{C.8}$$

$$\text{avec la notation } x^{(n)} = x(x-1)(x-2)(x-3)\ldots(x-n+1) \tag{C.9}$$

Trois filtres de degré 0, 2, 4 ont été étudiés :

Moyenne locale (degré 0)
Ce filtre, le plus simple, est le produit de convolution entre une fonction créneau et la courbe. Sur la largeur du créneau (2N) la fonction filtre s'exprime :

$$h(t) = \frac{1}{2N+1} \tag{C.10}$$

Filtre quadratique (degré 2)
En remplaçant les expressions des polynômes de Gram dans Eq.C.5 on peut calculer les fonctions filtres pour des polynômes de degré supérieur à k=1 :

$$h(t) = \frac{3[(3N^2+3N-1)-5t^2]}{(2N+3)(2N+1)(2N-1)} \tag{C.11}$$

Filtre quartique (degré 4)
De même pour k=4 :

$$h(t) = \frac{15}{4}\frac{(15N^4+30N^3-35N^2-50N+12)-35(2N^2+2N-3)t^2+63t^4}{(2N+5)(2N+3)(2N+1)(2N-1)(2N-3)} \tag{C.12}$$

C.2 Filtre de Canny-Deriche

Ce filtrage est basé sur la détection d'un contour. Un profil gaussien est représenté par la fonction suivante (S > 0.1) :

$$C(x) = 1 - \frac{e^{-Sx}}{2} \text{ pour } x \geq 0 \tag{C.13}$$

$$C(x) = \frac{e^{Sx}}{2} \text{ pour } x < 0 \tag{C.14}$$

Le filtre recherché peut être défini à l'aide des critères suivants :

- Le rapport signal sur bruit (R.S.B.),
- Un critère de localisation caractérisant l'écart moyen entre la position du contour détecté et sa position moyenne (L),
- Un critère de suppression des réponses multiples parasites (M.R.C.).

La description de ces différents critères a été donnée par [Can86] et [PK91]. Pour calculer le filtre [BMF93] ont choisi de rendre maximal le produit (R.S.B. x L) sous la contrainte M.C.R. On obtient ainsi un filtre

dépendant de trois paramètres (α, ω, k) pour chaque S :

$$f(x) = ke^{\alpha x}\sin(\omega x) + \cos(\omega x) - e^{Sx} \tag{C.15}$$

$$\text{avec} \begin{cases} \alpha = mS \\ \omega \ll \alpha \\ m = 0,2152 \\ k = k_{max} = \frac{k_0 S}{\omega} \\ k_0 = -0.564 \end{cases} \tag{C.16}$$

Le filtre ainsi défini est impair or [TP86] ont montré la nécessité d'utiliser un filtre pair (de régularisation). On obtient ainsi à partir de f(x) la fonction d'adoucissement suivante :

$$h(x) = \frac{e^{-\alpha|x|}}{\alpha^2+\omega^2}\left[-(k\alpha+\omega)\sin(\omega|x|) + (\alpha - k\omega)\cos\omega|x|\right] - \frac{e^{-S|x|}}{S} \tag{C.17}$$

L'implantation récursive de la fonction d'adoucissement h(x) sur sept points (ordre 3) s'exprime par :

$$\begin{cases} y^+(i) &= a'x(i) + a'_1x(i-1) + a'_2x(i-2) + a'_3x(i-3) + a'_4y^+(i-1) - a'_5y^+(i-2) + a'_6y^+(i-3) \\ y^-(i) &= ax(i) + a_1x(i+1) + a_2x(i+2) + a_3y^-(i+1) - a'_4y^-(i+2) + a'_5y^-(i+3) \end{cases} \tag{C.18}$$

$$\Rightarrow y(i) = A'\left[y^+(i) + y^-(i)\right] \tag{C.19}$$

$$\begin{cases} a_1 &= A\left(ke^{-\alpha}\sin\omega + e^{-S} - e^{-\alpha}\cos\omega\right) \\ a_2 &= A\left(ke^{-(\alpha+S)}\sin\omega + e^{-(\alpha+S)}\cos\omega - e^{-2\alpha}\right) \\ a_3 &= 2e^{-\alpha}\cos\omega + e^{-S} \\ a_4 &= e^{-2\alpha} + 2e^{-(\alpha+S)} - \cos\omega \\ a_5 &= e^{-(2\alpha+S)} \end{cases} \tag{C.20}$$

C.3 Filtre transformée en ondelettes

Une fonction quelconque $f(x)$ va être représentée sous la forme d'une superposition d'ondelettes. Cela va contracter ou dilater l'axe des temps, introduisant la notion d'échelle ou de résolution. Les ondelettes sont générées à partir d'une fonction $\psi(x)$ par translation (b) et dilatation (a>0) :

$$\psi_{a,b}(x) = a^{-\frac{1}{2}}\psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \tag{C.21}$$

$$\text{tel que} \int \psi_{a,b}(x)dx = 0 \tag{C.22}$$

et les coefficients par :

$$C_{a,b} = \langle f, \psi_{a,b} \rangle = \int \psi_{a,b}(x) f(x) dx \tag{C.23}$$

$$f = \sum C_{a,b} \psi_{a,b} \tag{C.24}$$

La notion de multirésolution (dans notre cas résolution qui dépend de l'énergie), on définit une fonction de lissage ϕ aux mêmes propriétés que $\psi(x)$:

$$\phi_{a,b}(x) = a^{-\frac{1}{2}} \phi\left(\frac{x-b}{a}\right) \tag{C.25}$$

$$\text{sauf que} \int \phi_{a,b}(x) dx = 1 \tag{C.26}$$

La fonction qui représente la dilatation par un facteur d'échelle s s'écrit :

$$\xi_s(x) = \frac{1}{s} \xi\left(\frac{x}{s}\right) \tag{C.27}$$

On transforme alors le signal $f(x)$ par convolution de $f(x)$ avec une ondelette dilatée à l'échelle s :

$$W_s f(x) = f \otimes \psi_s(x) \tag{C.28}$$

et l'opérateur de lissage :

$$S_s f(x) = f \otimes \phi_s(x) \tag{C.29}$$

$s = 2^j, j \in \mathbb{Z}$ nous permet des transformées rapides en passant par les transformées de Fourier :

$$W_{2^j} f(\omega_x) = f\left(2^j \omega_x\right) \psi\left(2^j \omega_x\right) \tag{C.30}$$

$$S_{2^j} f(\omega_x) = f\left(2^j \omega_x\right) \phi\left(2^j \omega_x\right) \tag{C.31}$$

ϕ et ψ sont reliées par deux fonctions $H(x)$ et $G(x)$ $2-\pi$ périodiques :

$$\phi(2\omega) = e^{-\imath\omega\beta} H(\omega) \phi(\omega) \tag{C.32}$$

$$\psi(2\omega) = e^{-\imath\omega\beta} G(\omega) \psi(\omega) \tag{C.33}$$

H et G sont définies par :

$$H(\omega) = e^{\imath\omega\beta} \left(\cos\left(\frac{\omega}{2}\right)\right) \tag{C.34}$$

$$G(\omega) = 4\imath e^{\imath\omega\beta} \left(\sin\left(\frac{\omega}{2}\right)\right) \tag{C.35}$$

et donc les fonctions de lissage et d'ondelettes sont :

$$\phi(\omega) = \left(\frac{\sin\left(\frac{\omega}{2}\right)}{\frac{\omega}{2}} \right)^{2n+1} \tag{C.36}$$

$$\psi(\omega) = 4\imath \left(\frac{\sin\left(\frac{\omega}{4}\right)}{\frac{\omega}{4}} \right)^{2n+2} \tag{C.37}$$

Application : fonction de lissage de degré 3

$$H(z) = 0.125z^2 + 0.375z + 0.375 + 0.125z^{-1} \tag{C.38}$$

$$G(z) = 2z - 2 \tag{C.39}$$

C.4 Splines d'ajustement [Lau72]

Définition Soient X, Y, et Z trois espaces de Hilbert réels. On désigne par t un opérateur linéaire continu de X dans Y et a un opérateur linéaire continu de X dans Z. Etant donné un élément ($z \in \mathbb{Z}$), on cherche ($\sigma \in X$) tel que :

$$\|t(\sigma)\|_y^2 + \rho \|a(\sigma) - z\|_Z^2 = \min_{x \in X} \left(\|t(x)\|_y^2 + \rho \|a(x) - z\|_Z^2 \right) \tag{C.40}$$

Un tel élément est appelé fonction spline d'ajustement (relativement à t, a, z et $\rho > 0$).

Caractérisation des fonctions splines d'ajustement

Soient

$$X = H^q[a, b] \tag{C.41}$$

$$Y = H^0[a, b] \tag{C.42}$$

$$t = d^q (q \geq 1) \tag{C.43}$$

$$k_i \in H^q[a, b] \tag{C.44}$$

Si et seulement si les quatre conditions suivantes sont vérifiées, alors $\sigma \in H^q[a, b]$ est la fonction spline d'ajustement :

1. σ est formé de morceaux de polynômes de degré (2q-1) dans chacun des intervalles

$$[a, t_1, ..., t_i, ..., t_{n-1}, b], \quad i = 1..n-1$$

2. $\sigma^j(t_i^-) = \sigma^j(t_i^+), \quad j = 0..2q-2 \quad et \quad i = 1..n$
3. $\sigma^j(t_1^-) = \sigma^j(t_n^+) = 0 \quad j = 0..2q-1$
4. $(-1)^q \left(\sigma^{(2q-1)}(t_1^+) - \sigma^{(2q-1)}(t_1^-) \right) = \rho(z - \sigma(t_i))$

Application au filtrage des spectres En tout point (x_i, y_i) du spectre, recherchons la fonction spline d'ajustement sous la forme d'un polynôme de degré 3, soit q = 2 (i=1..N).
L'application des quatre conditions d'existence des fonctions splines permet de déduire les relations suivantes : Pour i = 2..N-1 et $h_i = x_i - x_{i-1}$:

$$P(x_i) = y_i - \frac{1}{\rho}\left(\frac{M_{i+1} - M_i}{h_{i+1}} - \frac{M_i - M_{i-1}}{h_i}\right) \tag{C.45}$$

$$\begin{aligned}\frac{M_{i-2}}{\rho h_i h_{i-1}} + M_{i-1}\left[\frac{h_i}{6} - \frac{1}{\rho h_{i+1} h_i} - \frac{2}{\rho h_i^2} - \frac{1}{\rho h_i h_{i-1}}\right] + M_i\left[\frac{h_{i+1} + h_i}{3} + \frac{2}{\rho h_{i+1}^2} + \frac{2}{\rho h_{i+1} h_i} + \frac{2}{\rho h_i^2}\right] \\ + M_{i+1}\left[\frac{h_{i+1}}{6} - \frac{1}{\rho h_{i+2} h_{i+1}} - \frac{2}{\rho h_{i+1}^2} - \frac{1}{\rho h_{i+1} h_i}\right] + \frac{M_{i+2}}{\rho h_{i+1} h_{i+2}} = \frac{y_{i+1} - y_i}{h_{i+1}} - \frac{y_i - y_{i-1}}{h_i}\end{aligned} \tag{C.46}$$

On obtient l'algorithme de filtrage suivant :

- $M_0 = M_1 = M_N = M_{N+1} = 0$,
- La résolution du système d'équations formé par les N-2 équations (Eq.C.46) permet de déterminer les inconnues de M_2 à M_{N-1},
- Le calcul de la valeur lissée s'effectue à l'aide de l'équation (C.45).

L'intensité du filtrage est fixée par le degré d'ajustement ρ depuis le nuage initial (ρ important) jusqu'à la droite de régression (ρ petit).

ANNEXE D

Survol des Anomalies

D.1 TAG Taux de comptage

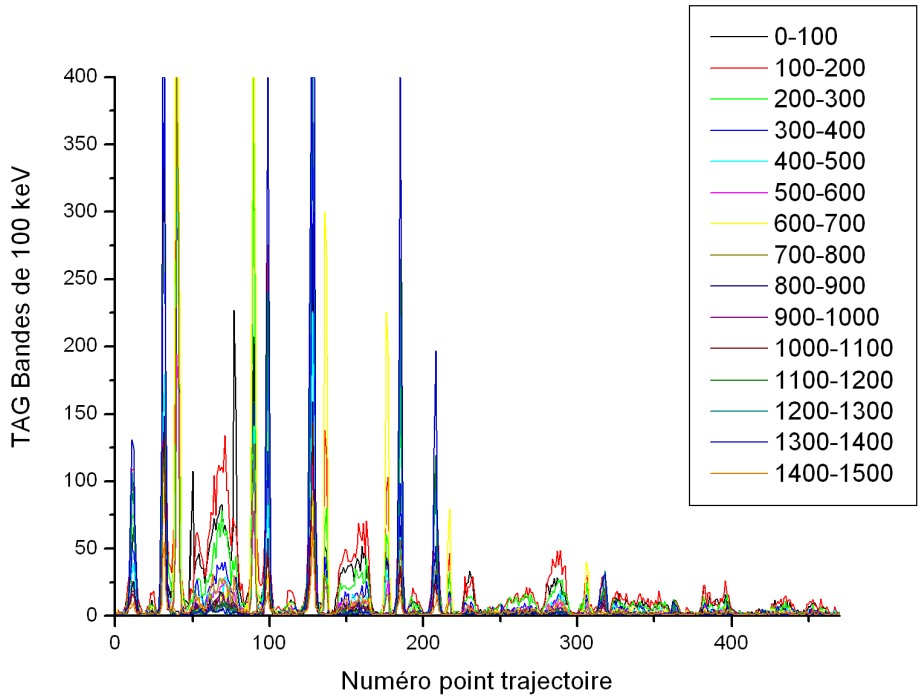


FIGURE D.1 – Résultats de TAG pour les 15 bandes

Au virage, la source de ^{60}Co est bien vue (Fig.D.2) et identifiée par sa raie à plus haute énergie (1333 keV). On peut noter que le front Compton se situe à 1333-214 = 1119 keV. Il est donc dans la même fenêtre que le pic à 1173 keV. Cependant, il n'est pas assez important pour produire un indice supérieur à celui de la bande 1300-1400 keV.
En survol direct, les deux bandes concernées par les deux pics du ^{60}Co (1100-1200 keV et 1300-1400 keV), ainsi la bande intermédiaire (1200-1300 keV) produisent les indices maximums. La localisation est donc effectuée sur 5 points (Fig.D.3).
De même, le ^{137}Cs est précisément localisé (5 points) (Fig.D.4).
^{241}Am quant à lui est localisé, mais l'indice produit est relativement plus faible (Fig.D.5). Cela vient du fait que le nombre de coups à basse énergie dans le spectre est important. Or le calcul se base sur une distribution poissonnienne, qui est faite pour les faibles taux de comptage. Dès que la moyenne est

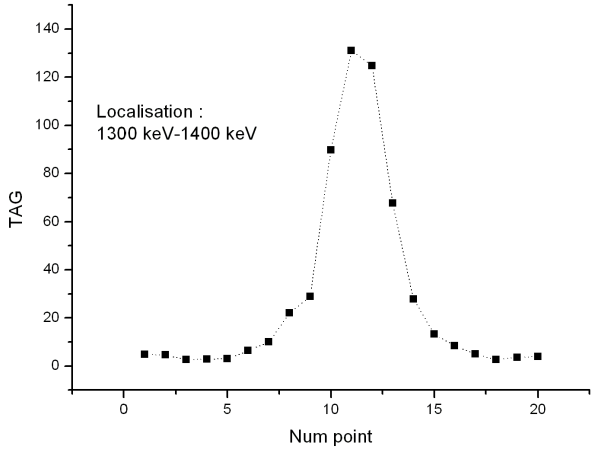


FIGURE D.2 – Virage au loin de de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV

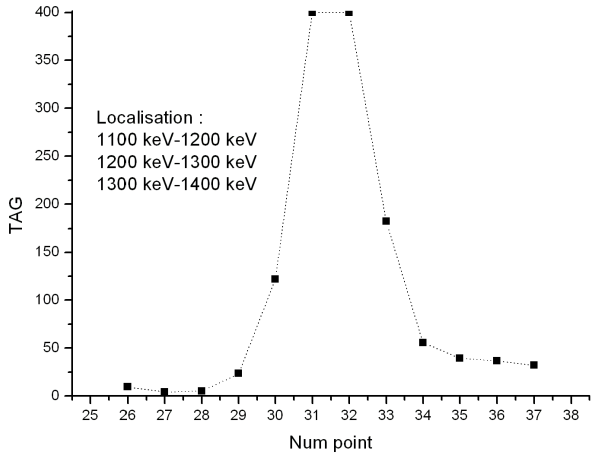


FIGURE D.3 – Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV

grande, elle tend vers une gaussienne, plus large.

En passant à des fenêtres de 300 keV de large, les résultats sont proches mais la localisation énergétique est moins précise : la fenêtre comportant le front Compton produit un indice maximal avec la fenêtre du ou des pics d'absorption totale (Fig.D.8). De plus, l'anomalie au virage n'est plus du tout attribuée au ^{60}Co (Fig.D.6).

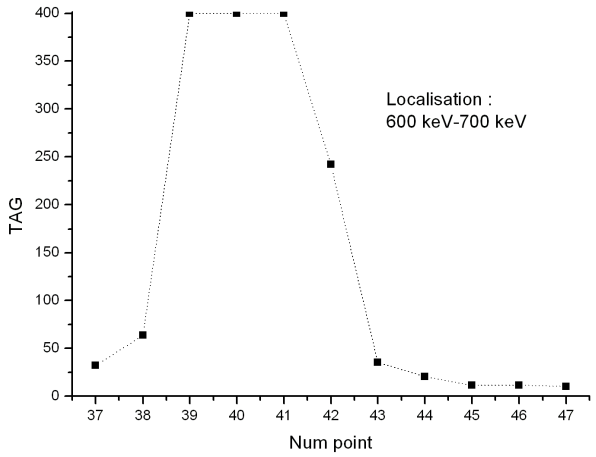


FIGURE D.4 – Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 100 keV

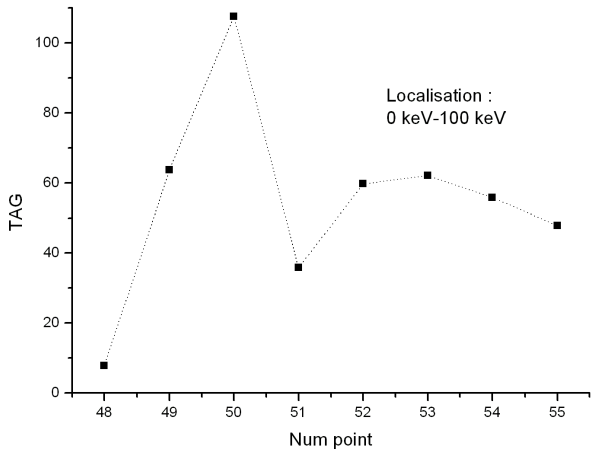


FIGURE D.5 – Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 100 keV

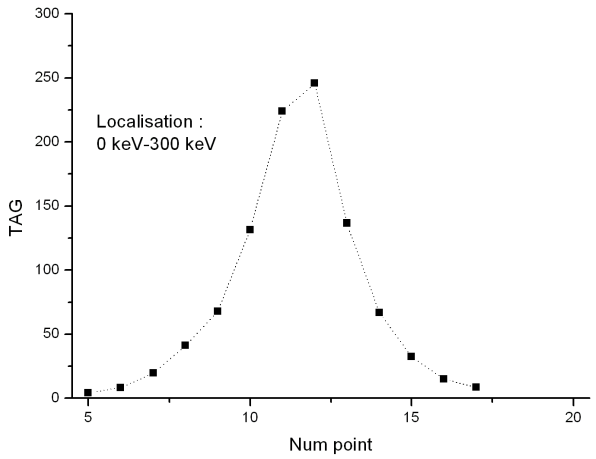


FIGURE D.6 – Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV

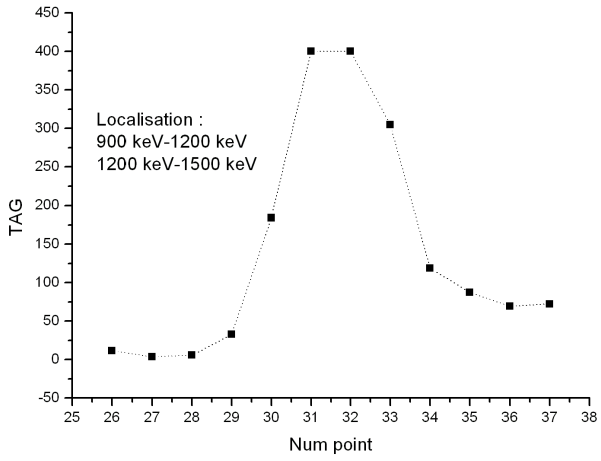


FIGURE D.7 – Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV

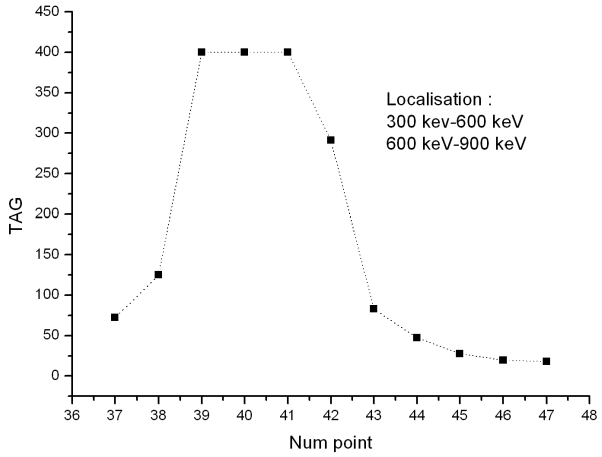


FIGURE D.8 – Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 300 keV

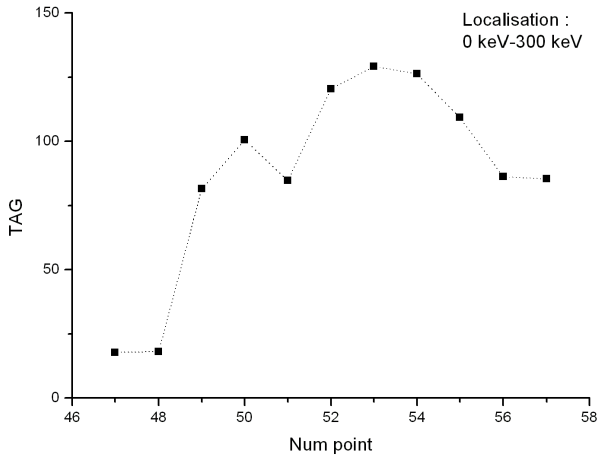


FIGURE D.9 – Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 300 keV

D.2 TAG Rapport de taux de comptage

De même, on peut reprendre le calcul de TAG pour des bandes énergétiques :

1. **Man-made / 1500-3000** Les indices produits sont très faibles. La source de ^{60}Co n'est pas vue au niveau du virage (Fig.D.10) alors qu'elle l'était précédemment. Même son survol direct n'est pas concluant (Fig.D.11). Seul le ^{137}Cs (Fig.D.12) est visible (TAG_{max}=12). ^{241}Am ne fait même pas sursauter TAG (Fig.D.13).

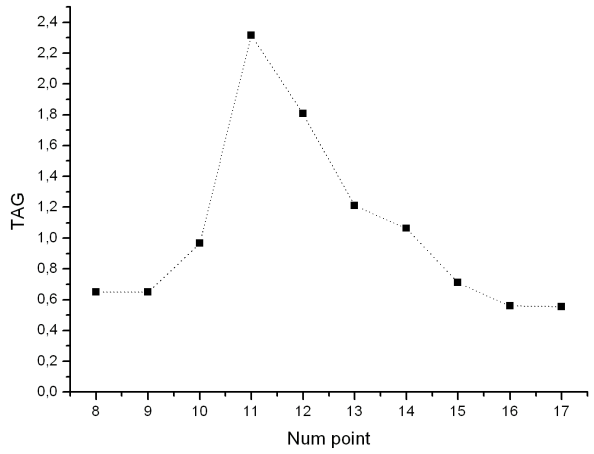


FIGURE D.10 – Virage au loin de ^{60}Co ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV

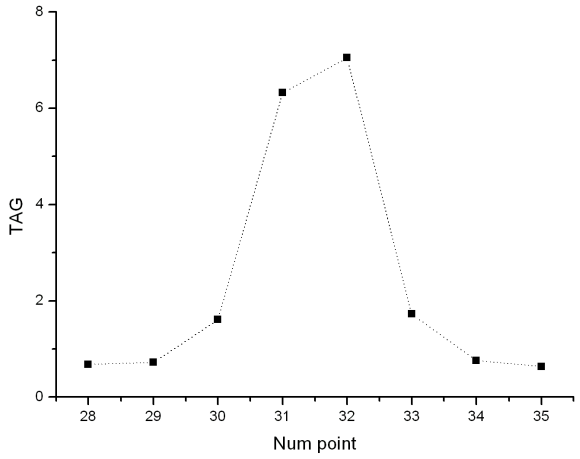


FIGURE D.11 – Survol de ^{60}Co ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV

2. **bandes de 100 keV / 1500-3000** Les résultats s'améliorent avec ce paramétrage. La source de ^{60}Co est vue au niveau du virage (Fig.D.14) et de son survol (Fig.D.15). ^{137}Cs (Fig.D.16) reste

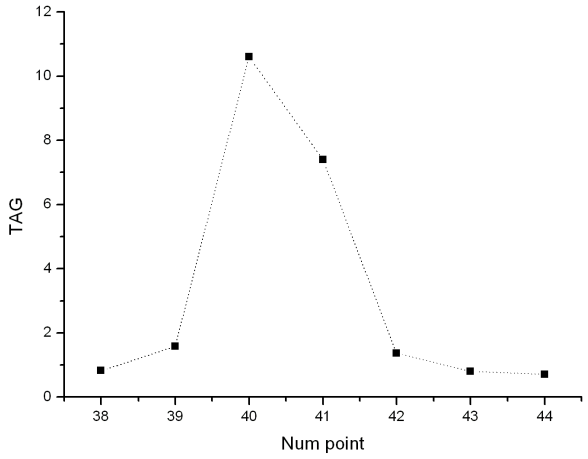


FIGURE D.12 – Survol de ^{137}Cs ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV

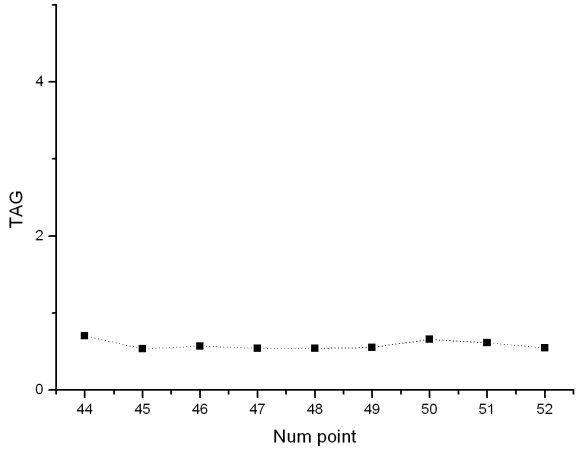


FIGURE D.13 – Survol de ^{241}Am ; TAG 0-1500keV / 1500-3000 keV

visible (TAG_{max}=120). ^{241}Am fait réagir TAG (Fig.D.17). On a gagné un facteur 10 environ, et la localisation énergétique est bonne.

3. **bandes de 300 keV** / **1500-3000** On gagne encore un facteur 2 par rapport aux bandes de 100 keV pour ^{60}Co (Fig.D.18, Fig.D.19) et ^{137}Cs (Fig.D.20), mais on perd le signal ^{241}Am (Fig.D.21).
4. **bandes de 300 keV** / **reste du spectre** On peut essayer de diviser les bandes énergétiques par le reste du spectre, afin de diminuer la quantité évaluée et se rapprocher d'une distribution de Poisson plus étroite. Il va en résulter des performances semblables pour les sources à moyenne et haute énergie. ^{60}Co est toujours visible au virage (Fig.D.22), mais ^{241}Am disparaît encore (Fig.D.25). Le ^{60}Co est localisé avec un fort indice (Fig.D.23) car 300 keV recouvre pratiquement les deux pics (1173 et 1333 keV) et la fenêtre de référence est assez stable (il n'y a plus que les NORM, peu

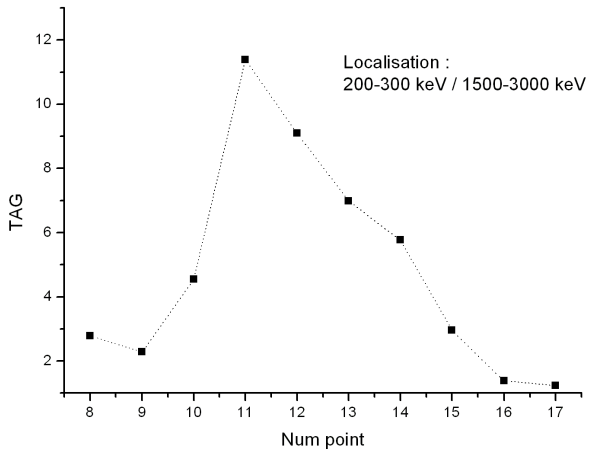


FIGURE D.14 – Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV

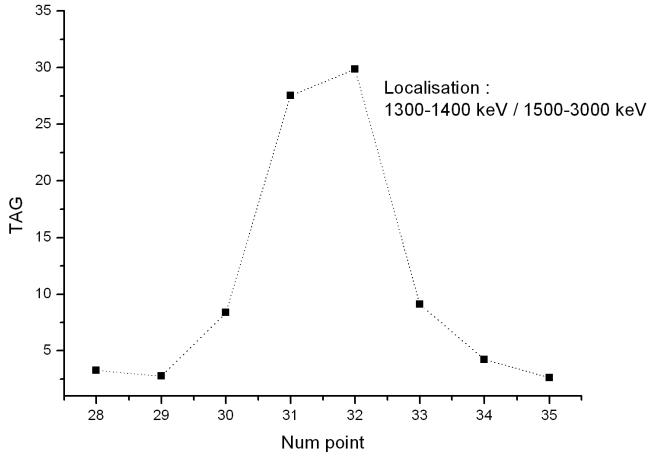


FIGURE D.15 – Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV

variables). Par contre, ^{137}Cs est un peu moins bien vu (Fig.D.24).

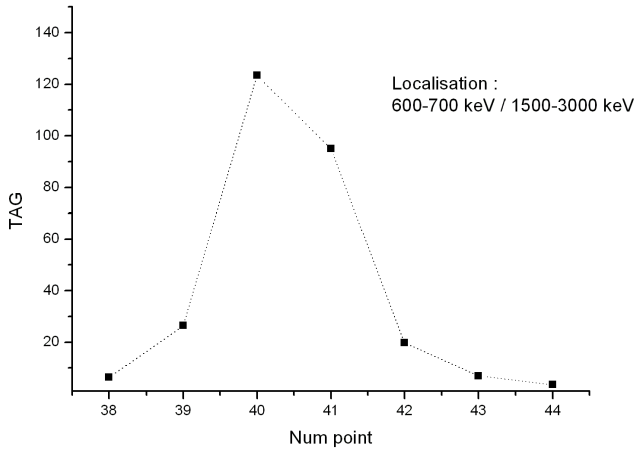


FIGURE D.16 – Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV

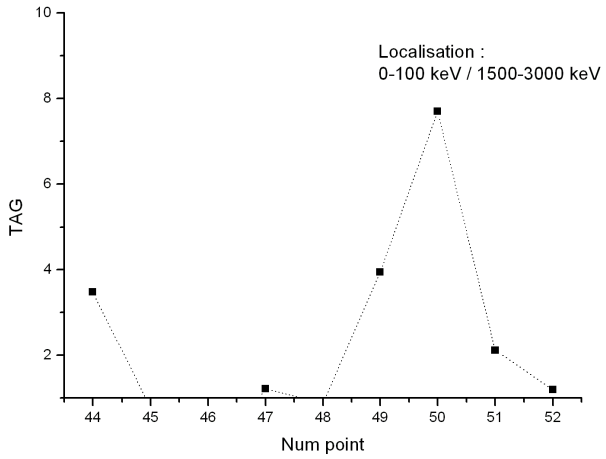


FIGURE D.17 – Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 100 keV / 1500-3000 keV

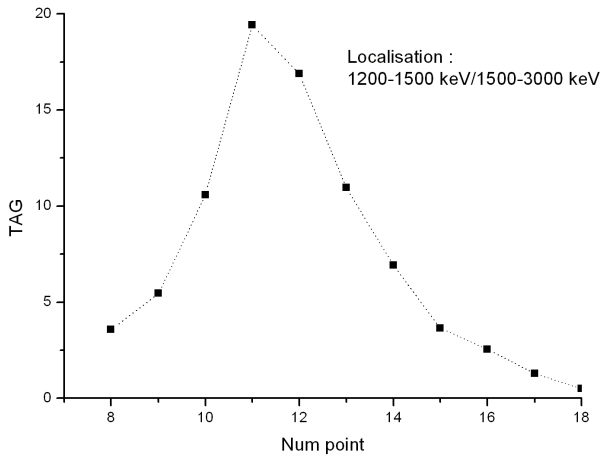


FIGURE D.18 – Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV

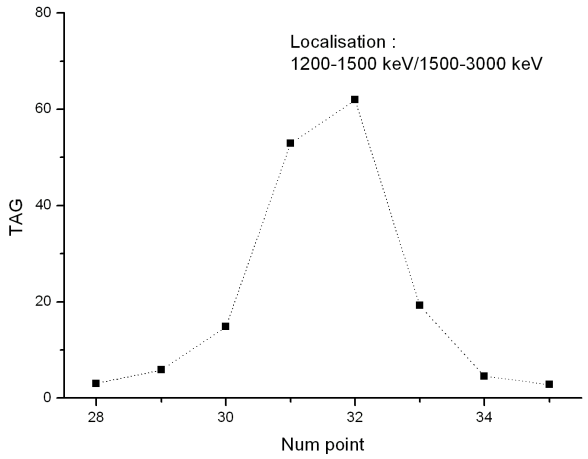


FIGURE D.19 – Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV

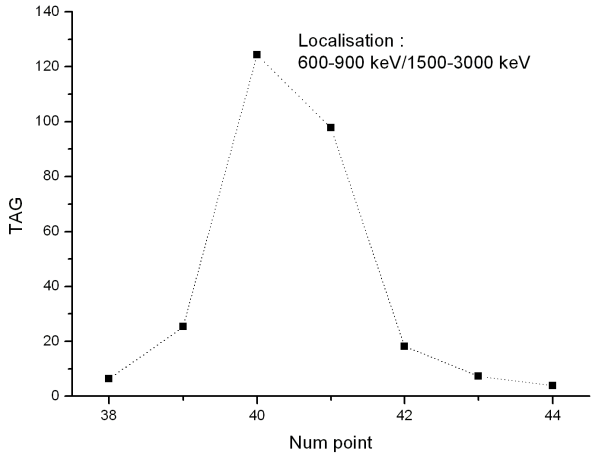


FIGURE D.20 – Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV

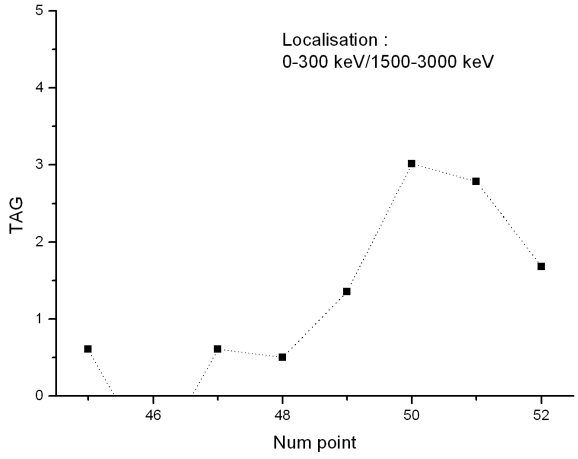


FIGURE D.21 – Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 300 keV / 1500-3000 keV

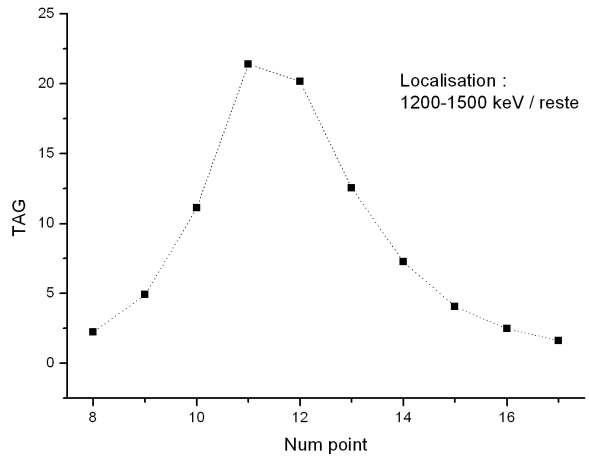


FIGURE D.22 – Virage au loin de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / reste

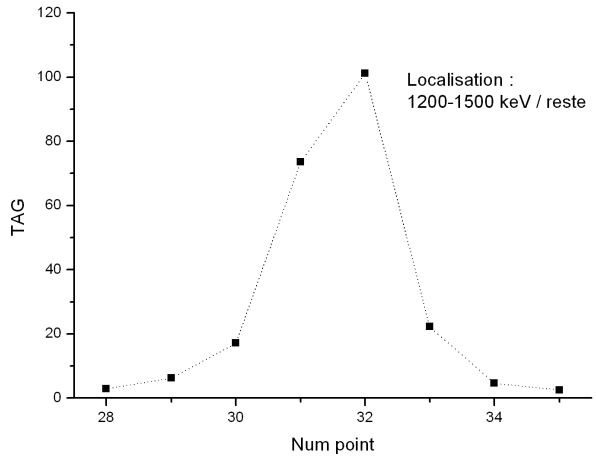


FIGURE D.23 – Survol de ^{60}Co ; TAG bandes 300 keV / reste

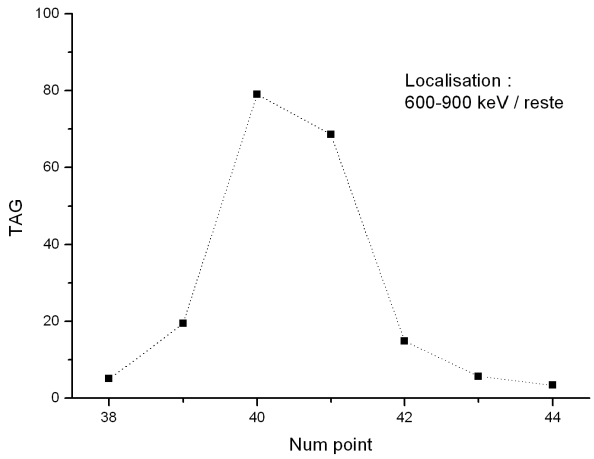


FIGURE D.24 – Survol de ^{137}Cs ; TAG bandes 300 keV / reste

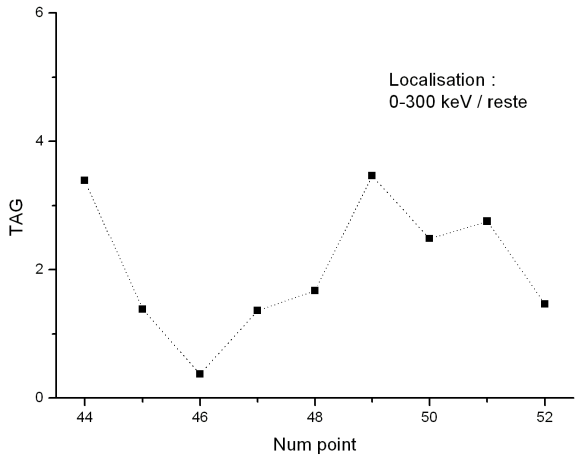


FIGURE D.25 – Survol de ^{241}Am ; TAG bandes 300 keV / reste

ANNEXE E

Conflits d'identification possibles pour les fichiers tests

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
3															0
9															0
15															0
21															0
27															0
33															0
39															0
45												1			1
51	1											1			2
57	1														1
63	1													1	2
69														1	1
75		1												1	2
81		1													1
87								1							1
93								1							1
99															0
105															0
111			1				1								2
117			1				1								2
123			1				1								2

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
129													1	1	2
135													1	1	2
141													1		1
147									1						1
153									1						1
159									1					1	2
165									1					1	2
171														1	1
177								1							1
183								1							1
189								1							1
195															0
201															0
207															0
213															0
219															0
225															0
231															0
237															0
243															0
249															0
255															0
261															0
267															0
273															0
279															0
285		1						1							2
291		1						1							2

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
297		1						1							2
303		1			1			1			1				4
309		1			1			1			1				4
315					1						1				2
321					1						1				2
327					1		1				1				3
333							1								1
339		1					1								2
345		1					1								2
351		1					1			1					3
357		1								1					2
363		1								1					2
369										1					1
375								1		1					2
381								1							1
387								1							1
393								1							1
399								1							1
405								1							1
411															0
417															0
423															0
429															0
435															0
441															0
447											1				1
453											1				1
459											1				1

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
465											1				1
471											1				1
477											1				1
483											1				1
489															0
495															0
501															0
507															0
513															0
519															0
525															0
531															0
537															0
543															0
549															0
555															0
561															0
567															0
573															0
579											1				1
585											1				1
591											1				1
597											1				1
603											1				1
609											1				1
615										1	1				2
621										1	1				2
627										1					1

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
633	1									1					2
639	1					1				1					3
645	1					1				1					3
651	1					1				1					3
657	1					1				1					3
663	1					1									2
669	1					1									2
675	1					1									2
681	1					1									2
687															0
693															0
699										1					1
705										1					1
711										1					1
717										1					1
723										1					1
729										1					1
735										1					1
741										1					1
747															0
753							1								1
759							1								1
765							1								1
771							1								1
777							1								1
783							1								1
789							1								1
795							1								1

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
801							1								1
807															0
813															0
819															0
825															0
831															0
837															0
843															0
849															0
855															0
861															0
867															0
873															0
879															0
885															0
891															0
897															0
903															0
909															0
915															0
921															0
927															0
933							1								1
939							1								1
945							1								1
951							1								1
957							1								1
963							1								1

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
969							1								1
975							1								1
981							1								1
987							1								1
993															0
999															0
1005															0
1011															0
1017															0
1023															0
1029															0
1035															0
1041															0
1047															0
1053															0
1059															0
1065															0
1071															0
1077							1								1
1083							1								1
1089							1								1
1095							1								1
1101							1								1
1107							1								1
1113							1								1
1119							1								1
1125							1								1
1131							1								1

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
1137				1			1								2
1143				1			1								2
1149				1											1
1155				1											1
1161				1											1
1167				1											1
1173				1											1
1179				1											1
1185				1											1
1191				1											1
1197				1											1
1203				1											1
1209															0
1215															0
1221															0
1227															0
1233															0
1239															0
1245															0
1251															0
1257															0
1263															0
1269															0
1275															0
1281															0
1287				1											1
1293				1											1
1299				1											1

Energie (keV)	^{241}Am	^{133}Ba	^{57}Co	^{60}Co	^{51}Cr	^{137}Cs	^{152}Eu	^{67}Ga	^{123}I	^{131}I	^{192}Ir	^{239}Pu	^{99m}Tc	^{201}Tl	Nb. de Rn
1305				1											1
1311				1											1
1317				1											1
1323				1											1
1329				1											1
1335				1											1
1341				1											1
1347				1											1
1353				1											1
1359				1											1
1365				1											1
1371				1			1								2
1377							1								1
1383							1								1
1389							1								1
1395							1								1
1401							1								1
1407							1								1
1413							1								1
1419							1								1
1425							1								1
1431							1								1
1437							1								1
1443															0
Total	12	12	3	27	5	8	51	16	4	21	20	2	3	8	192

TABLE E.1 – Table des conflits

Bibliographie

[All94] J.D. Allyson. *Environmental Gamma Ray Spectrometry : Simulation of Absolute Calibration of In-Situ and Airborne Spectrometers for Natural and Anthropogenic Sources*. PhD thesis, University of Glasgow, Scotland, 1994. (p. **10**)

[AS01] J.D Allyson and D.C.W Sanderson. Spectral deconvolution and operational use of stripping ratios in airborne radiometrics. *Journal of Environmental Radioactivity*, (53) :351–363, 2001. (pp. **51 et 52**)

[BBGL58] J. Berbezier, J. Blangy, J. Guiton, and C. Lallemant. Methods for carborne and airborne prospecting : the technique of radiation prospecting by energy discrimination. *Proc. 2nd U.N. Int. Conf. Peaceful Use of Atomic Energy, Genova, Switzerland, United Nations*, 1958. (p. **1**)

[BC] J.M. Boone and A.E. Chavez. *Med. Phys.*, 23. (p. **22**)

[BMF93] E. Bourennane, Paindavoine M., and Truchetet F. Amélioration du filtre de canny-deriche pour la détection des contours sous forme de rampe. *Traitement du signal*, 10(4), 1993. (p. **180**)

[Bou98] Christian Bourgeois. *Interaction particules-matière*. Technique de l'ingénieur, Dossier : AF3532. 1998. (pp. **13 et 17**)

[Bri78] Q. Bristow. The application of airborne gamma-ray spectrometry in the search for radioactive debris from the russian satellite cosmos 954 (operation "morning light"). *Geological Survey of Canada*, pages 151–162, 1978. (pp. **2 et 45**)

[Can86] J Canny. A computational approach to edge detection. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, 8(6) :679–698, 1986. (p. **180**)

[CS09] A.J Cresswell and D.C.W Sanderson. The use of difference spectra with a filtered rolling average background in mobile gamma spectrometry measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (607) :685–694, 2009. (p. **35**)

[Cur68] L.A. Currie. Limits for qualitative detection and quantitative determination. application to radiochemistry. *Anal. Chem.*, 40 :586–593, 1968. (p. **29**)

[Dic04] Bruce L. Dickson. Recent advances in aerial gamma-ray surveying. *Journal of Environmental Radioactivity*, (76) :225–236, 2004. (p. **35**)

[FJJ69] Robert S. Foote and Claiborne H. Johnson Jr. Method and apparatus for aerial radioactivity surveying for surface mineral deposits which compensates for the radioactive decay products in the atmosphere of the earth. United States Patent 3825751, 1969. (p. **1**)

[Gil08] Gordon Gilmore. *Practical gamma-ray spectrometry*. Wiley, 2nd edition, 2008. (p. **32**)

[Gui96] Ludovic Guillot. *Spectrométrie Gamma Aéroportée : Etudes de nouvelles méthodes de traitement spectral et de calibration permettant une interprétation qualitative et quantitative des mesures*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 1996. (pp. **10, 11, 25, 34, 119 et 140**)

[Gui01] Ludovic Guillot. Extraction of full absorption peaks in airborne gamma-spectrometry by filtering techniques coupled with a study of the derivatives. Comparison with the windows method. *Journal of Environmental Radioactivity*, 53 :381–398, 2001. (pp. **34 et 63**)

[Hen75] Thane J. Hendricks. Extraction of point source signals from aerial survey data taken over a Las-Vegas, Nevada, residential area. Technical report, Remote Sensing Laboratory, 1975. (p. **45**)

[Hof48] Robert Hofstadter. Alkali halide scintillation counters. *Physical Review*, 74 :100, 1948. (p. **21**)

[Hov97] Jens Hovgaard. A new processing technique for airborne gamma-ray spectrometry data (Noise adjusted singular value decomposition). In *American nuclear society symposium on emergency preparedness and response, San Francisco*, 1997. (p. **35**)

[IAEA79] International Atomic Energy Agency. *Gamma-rays surveys in uranium exploration*. Technical Report Series, 1979. (p. **33**)

[IAEA91] International Atomic Energy Agency. *Airborne gamma-ray spectrometer surveying*. IAEA-TECDOC-323, 1991. (pp. **33 et 63**)

[IAEA03] International Atomic Energy Agency. *Guidelines for radioelement mapping using gamma-ray spectrometry data*. IAEA-TECDOC-1363, 2003. (p. **63**)

[IAEA05] International Atomic Energy Agency. *Categorization of radioactive sources*. Safety standards series no. RS-G-1.9. IAEA, 2005. (pp. **123 et 175**)

[IAEA10] International Atomic Energy Agency. *Technical and functional specifications for borders monitoring equipment*. Nuclear security series no.1. IAEA, 2nd edition, 2010. (pp. **123, 151 et 175**)

[ICR89] ICRU. *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement*. ICRU Report 44. 1989. (p. **15**)

[ICR94] ICRU. *Gamma-Ray Spectrometry in the Environnement*. ICRU Report 53. Report Committee : Jacob P., (GSF Germany), Debertin K. (PTB), Miller K. (EML, USA), Sanderson D.C.W. (SURRC, UK), Roed, J. (Riso, Denmark), Saito (JAERI, Japan)., 1994. (pp. **10, 13 et 125**)

[Jae73] J. L. Jaech. *Statistical Methods in Nuclear Material Control*. U.S. Atomic Energy Commission, 1973. (p. **167**)

[JL64] N. L. Johnson and F. C. Leone. *Statistics and Experimental Design*, chapter 3. Wiley, New York, 1964. (p. **167**)

[JRAP08] Kenneth D. Jarman, Robert C. Runkle, Kevin K. Anderson, and David M. Pfund. A comparison of simple algorithms for gamma-ray spectrometers in radioactive source search applications. *Applied Radiation and Isotopes*, (66) :362–371, 2008. (p. **82**)

[KFN+10] Peder Kock, Robert R. Finck, Jonas M.C. Nilsson, Karl Ostlund, and Samuelsson Christer. A deviation display method for visualising data in mobile gamma-ray spctrometry. *Applied Radiation and Isotopes*, (68) :1832–1838, 2010. (p. **35**)

[KH70] W. B. Kaufman, R. G. Hadley and H. N. Hersh. The scintillation mechanism in thallium doped alkali halides. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 17 :82, 1970. (p. **22**)

[Lau72] P.J. Laurent. *Approximation et optimisation*. Hermann, 1972. (p. **183**)

[LHB+88] E. A. Lepel, W. E. Hensley, J. F. Boatman, K. M. Busness, D. E. Robertson, and W. G. N. Slinn. Airborne gamma ray measurements from the tchernobyl plume. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 123(7), 1988. (p. **1**)

[LM92] Marie-Christine Lepy and Jean Morel. *Traitement de l'information en spectrométrie gamma ou X*. INSTN, 3rd edition, 1992. (p. **135**)

[Mar79] K. V. Mardia. *Multivariate analysis*. London Academic Press, 1979. (p. **35**)

[MBGNa] Nicolas Martin-Burtart, Ludovic Guillot, and Abdel-Mjid Nourreddine. Airborne spectrometry : extraction of low energy γ-rays using two or three spectral windows. *Applied radiations and isotopes*, (70) :1784–1791. doi:10.1016/j.apradiso.2012.03.019. (p. **45**)

[MBGNb] Nicolas Martin-Burtart, Ludovic Guillot, and Abdel-Mjid Nourreddine. Airborne spectrometry : Extraction of low energy γ-rays using two or three spectral windows. In *2011 IEEE International Conference on Technologies for Homeland Security*, pages 313–318. doi:10.1109/THS.2011.6107889. (p. **45**)

[MBGNc] Nicolas Martin-Burtart, Ludovic Guillot, and Abdel-Mjid Nourreddine. Algorithmes d'analyse spectrale en spectrométrie gamma embarquée. *Proceedings Journées rencontres jeunes chercheurs 2011*. (pp. **5 et 75**)

[Mel89] H. Mellander. Airborne gamma spectrometric measurements of the fallout over Sweden after the nuclear reactor accident at Tchernobyl, USSR. *AIEA, Vienna*, 1989. (p. **1**)

[Mur70] R. B. Murray. Energy transfert in alkali halide scintillators by electron-hole diffusion and capture. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 22 :54–57, 1970. (p. **22**)

[Pig05] Benoît Pigeon. Recensement et quantification des incertitudes entachant la spectrométrie gamma aéroportée (système HELINUC), 2005. (pp. **66 et 71**)

[PK91] M. Petrou and J Kittler. Optimal edge detectors for ramp edges. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, 13(5) :1483–1491, 1991. (p. **180**)

[PRB50] R. W. Prinkle, K. I. Roulston, and G. M. Brownell. Ultrasensitive portable gamma-ray spectrometer. *Science*, (165), 1950. (p. **1**)

[Ram86] Michel Louis Rambaut. Détection d'un rayonnement corpusculaire et information. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, pages 471–482, 1986. (p. **93**)

[Sa97] D.C.W Sanderson and al. An airborne and vehicular gamma survey of Greenham Common, Newbury District and surroundings area. Technical report, Report for Newbury District Council, 1997. (p. **44**)

[SBS89] D. C. W Sanderson, M.S. Baxter, and E.M. Scott. The use and potential of radiometrics for monitoring environmental radioactivity. In *COGER, Lancaster Conference*, 1989. (p. **33**)

[TP86] V. Torre and T. Poggio. On edge detection. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, 8(2) :147–163, 1986. (p. **181**)

[Tso95a] Nicholas Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*, chapter 11. Taylor and Francis, 2nd edition, 1995. (pp. **29 et 132**)

[Tso95b] Nicholas Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*, chapter 2, pages 62–73. Taylor and Francis, 2nd edition, 1995. (p. **57**)

[Tso95c] Nicholas Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*, chapter 2, pages 35–46. Taylor and Francis, 2nd edition, 1995. (p. **167**)

[UNGA78] United Nations General Assembly. Note verbale dated 3 march 1978 from the permanent representative of canada addressed to the secretary-general. 1978. (p. **2**)

[War78] D. L. Ward. Construction of calibration pads facility, Walker Field, Grand Jonction, Colorado. Technical report, Bendix Field Engineering Corporation, 1978. (p. **33**)

Frank Turner

To the east to the east
The road beneath my feet
To the west to the west
I haven't got there yet
And to the north to the north
Never to be caught
To the south to the south
My time is running out.

in **The Road**

Résumé :

Jusqu'au début des années 1980, la spectrométrie gamma aéroportée a avant tout été utilisée pour des applications géophysiques et ne concernait que la mesure des concentrations dans les sols des trois radionucléides naturels (^{40}K, ^{238}U et ^{232}Th). Durant les quinze dernières années, un grand nombre de dispositifs de mesures a été développé, la plupart après l'accident de Tchernobyl, pour intervenir en cas d'incidents nucléaires ou de surveillance de l'environnement.

Les algorithmes développés ont suivi les différentes missions de ces systèmes. La plupart sont dédiés à l'extraction des signaux à moyenne et haute énergie, où les radionucléides naturels (^{40}K, les chaînes ^{238}U et ^{232}Th) et les produits de fission (^{137}Cs et ^{60}Co principalement) sont présents. A plus basse énergie (< 400 keV), ces méthodes peuvent toujours être utilisées mais les particularités du fond de diffusion, très intense, les rendent peu précises. Cette zone énergétique est importante : les SNM émettent à ces énergies. Un algorithme, appelé 2-fenêtres (étendu à 3), a été développé permettant une extraction précise et tenant compte des conditions de vol.

La surveillance du traffic de matières radioactives dans le cadre de la sécurité globale a fait son apparition depuis quelques années. Cette utilisation nécessite non plus des méthodes sensibles à un élément particulier mais des critères d'anomalie prenant en compte l'ensemble du spectre enregistré. Il faut être sensible à la fois aux radionucléides médicaux, industriels et nucléaires. Ce travail a permis d'identifier deux familles d'algorithmes permettant de telles utilisations.

Enfin, les anomalies détectées doivent être identifiées. La liste des radionucléides nécessitant une surveillance particulière, recommandée par l'AIEA, contient une trentaine d'émetteurs γ. Un nouvel algorithme d'identification a été entièrement développé, permettant de s'appuyer sur plusieurs raies d'absorption par élément et de lever les conflits d'identification.

Mots clés : spectrométrie gamma embarquée, analyse spectrale, basse énergie, détection d'anomalie, identification

Embedded gamma spectrometry : algorithms for low energy, anomaly detection and identification

Abstract :

Airborne gamma spectrometry was first used for mining prospection. Three main families were looked for : ^{40}K, ^{238}U and ^{232}Th. The Chernobyl accident acted as a trigger and for the last fifteen years, a lot of new systems have been developed for intervention in case of nuclear accident or environmental purposes.

Depending on their uses, new algorithms were developed, mainly for medium or high energy signal extraction. These spectral regions are characteristics of natural emissions (^{40}K, ^{238}U- and ^{232}Th- decay chains) and fissions products (mainly ^{137}Cs and ^{60}Co). Below 400 keV, where special nuclear materials emit, these methods can still be used but are greatly imprecise. A new algorithm called 2-windows (extended to 3), was developed. It allows an accurate extraction, taking the flight altitude into account to minimize false detection.

Watching radioactive materials traffic appeared with homeland security policy a few years ago. This particular use of dedicated sensors require a new type of algorithms. Before, one algorithm was very efficient for a particular nuclide or spectral region. Now, we need algorithm able to detect an anomaly wherever it is and whatever it is : industrial, medical or SNM. This work identified two families of methods working under these circumstances.

Finally, anomalies have to be identified. IAEA recommend to watch around 30 radionuclides. A brand new identification algorithm was developed, using several rays per element and avoiding identifications conflicts.

Keywords : embedded gamma spectrometry, spectral analysis, low energy, anomaly detection, identification