

Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie

Igor Bessières

▶ **To cite this version:**

Igor Bessières. Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112016 . tel-00801314

HAL Id: tel-00801314

https://theses.hal.science/tel-00801314

Submitted on 15 Mar 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 PARIS SUD

Comprendre le monde, construire l'avenir®

FROM RESEARCH TO INDUSTRY cea tech

Thèse

en vue de l'obtention du

Doctorat de l'Université Paris-Sud XI

Discipline : Physique

École doctorale : MIPÈGE

Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie

Soutenue le 15 février 2013 par

Igor Bessières

Jury

Jean-Marc Bordy	Directeur de thèse
Jean-Pierre Manens	Rapporteur
Costel Petrache	Examinateur
Bénédicte Poumarède	Encadrante de thèse (invitée)
Michel Roger	Examinateur
Jean-Claude Rosenwald	Examinateur
Francesc Salvat	Rapporteur

Thèse préparée au *CEA LIST, DCSI, LM2S*
Laboratoire Modélisation, Simulation et Systèmes

« *Alle Dinge sind Gift, und nichts ist ohne Gift. Allein die Dosis macht, dass ein Ding kein Gift ist.* »

Paracelsus, médecin suisse de la Renaissance.

Avant-propos et remerciements

L'aboutissement de ces travaux est le fruit de riches rencontres et de soutiens indéfectibles. J'aimerais ici rendre hommage à tous ceux qui ont compté durant ces trois dernières années.

En premier lieu, je tiens à remercier Bénédicte et Mehdi de m'avoir accordé leur confiance en m'accueillant au sein de leur équipe. Merci Bénédicte d'avoir défendu ma candidature avec détermination. Je remercie également Jean-Marc pour sa disponibilité et sa patiente au cours de ces trois années.

J'adresse mon plus profond respect aux membres du jury pour leur investissement dans la lecture et l'évaluation de mes travaux. Merci Messieurs Manens, Salvat, Rosenwald, Roger et Petrache.

J'aimerais également témoigner ma reconnaissance envers tous ceux qui ont permis de mener à bien la partie expérimentale de mes travaux : Romuald pour avoir découpé mes poumons (*sic*), Marc et Eric aux RX, Line et Aimé au Saturne, Fabien au cobalt, Lucie de Caen et enfin le WG9 d'Eurados.

J'adresse un large sourire à ceux que j'ai côtoyé quotidiennement au CEA : Rachel (merci pour le soutien et la boite magique), Juan (Fania hasta siempre, merci pour tout), Mathieu (pour l'indépendance du Rouergue), Delphine (pour la sangria sans alcool), Cindy (pour les taches de sangria avec alcool), Régis (pour le CEA vu du ciel), Eric (pour les discussions jazzistiques), Sylvain (pour les bagarres dans le bureau), David (mon premier rapporteur !) et également Fanny, Adrien, Michele, Isabelle, Mercedes, Thierry, Thomas, François, Fabrice, les Fred...

De façon plus personnelle, j'aimerais témoigner de ma profonde affection envers ma proche famille : Maman, Papa et Youyou qui s'étonnent encore qu'il y ait un "scientifique" parmi eux ! J'ai également une pensée pour ma famille de Paris, de Toulouse, d'Aveyron, de Bordeaux, du Congo et d'Ukraine.

J'adresse une spéciale dédicace à tous ceux avec qui j'ai vécu durant ces trois années : Fab (pour la jam George Michael), Walker (pour les bols d'air matinaux), Coco (pour les onomatopées et la night), Noichy (pour ses *kidnapping*), Robert (pour la sauge et l'initiation chamanique), Francky et Valérie.

J'aimerais ne pas oublier le reste de LA Famille : Cham (pour les attaques dans les côtes et les AAAAA), Rabi (pour la puff et l'ambiance Kitzbühel 1989), Brunch (pour avoir eu le même courage que moi en Sierra de Guara...), Doubich (pour le Dakar argentin et les baby beef), Daddeur (pour les secousses), les frangins Leroy (pour beaucoup, tous les deux), Silvio (pour sa confiance et son Léon), Paulette, Mag, Barbazoo, Fred, Hector...

J'ai également une pensée pour mes amis de longue date : Jibus (Je t'expliquerai...), Bouboune (pour Fuerte et Utrecht), Bénin (pour le calice et le tabernacle), Bazoo (pour les Pomerol), Paupiette (pour les soirées cultes), Saco (pour les conseils anti-transpirants) et les autres...

J'ai envie d'associer aussi ceux que la thèse ou les aléas de la vie m'ont forcé à moins croiser : Maestro (pour le très sérieux rotary club des Sables), Geo (pour les nuits liégeoises), Mika (pour les dégustations à los bordeles), Nico (pour l'effervescence), Cha (pour Buenos Aires), Cha (pour m'avoir aidé à grandir), Flo (pour une sombre histoire de dosage au New Morning), Lili (pour la désinvolture et les souvenirs), Alex (Pimmel, du bist dass beste was mir jehe passiert ist), Stolli, Amadou, JiPi, Yassine...

Enfin, j'ai une dernière pensée pour ceux qui m'ont permis de continuer à "jouer" : Paulette, Karim, Brice, le Patron, los Katchetos, le Débit, Mathieu B. et Jean G.

Table des matières

Avant-propos et remerciements **v**

Table des matières **ix**

Liste des acronymes et des abréviations **xi**

Liste des figures **xvii**

Introduction générale **1**

1 Dose périphérique en radiothérapie **3**
1.1 Présentation de la problématique 3
1.1.1 Effets iatrogènes de la radiothérapie à moyen et long termes . . 3
1.1.2 Radiothérapie externe : de la conformation optimale aux rayonnements indésirables 4
1.2 Dose périphérique : définition et état de l'art 7
1.2.1 Origines de la dose périphérique 7
1.2.2 Etudes dosimétriques expérimentales : caractérisation de la DP due aux photons 9
1.2.3 Prédiction de la DP 15
1.2.4 Rayonnement neutronique 17
1.3 Bilan de l'état de l'art et objectifs de l'étude 21
1.3.1 Alternative proposée et démarche de l'étude 22
1.3.2 Conclusions de l'état de l'art 23

2 Estimation de la DP par simulation Monte Carlo **25**
2.1 Technique MC 25
2.1.1 Principe fondamental 25
2.1.2 Transport des photons 26
2.1.3 Transport des électrons et des positons 27
2.1.4 Incertitude et efficacité du calcul MC 29
2.2 Technique MC en physique médicale 30
2.2.1 Codes et systèmes de planification MC 30
2.2.2 *PENELOPE* 32
2.3 Évaluation de l'estimation la DP avec le code *PENELOPE* 36
2.3.1 Configuration et paramètres de simulation 36
2.3.2 Résultats et analyses 37
2.3.3 Introduction de la réduction de variance 39
2.3.4 Utilisation de la réduction de variance 41

2.4 Conclusion et justification de l'accélération 47

3 Accélération du code *PENELOPE* 49
3.1 Choix de la technique 49
3.2 Technique du transport pseudo-déterministe 50
3.2.1 Principe général 50
3.2.2 Détails du suivi de la particule non-déterministe 51
3.2.3 Détails du suivi de la particule déterministe 52
3.3 Techniques complémentaires au processus du transport pseudo-déterministe pour réduire le temps de calcul 54
3.3.1 Roulette russe (énergie de coupure du transport pseudo-déterministe) 54
3.3.2 Contrôle du poids de la particule déterministe 55
3.4 Évaluation de la technique *DXTRAN* du code *MCNPX* 55
3.4.1 Configuration 56
3.4.2 Résultats 56
3.5 Implémentation du transport pseudo-déterministe 58
3.5.1 Cadre de l'implémentation 58
3.5.2 Architecture de l'implémentation 59
3.5.3 Bilan de l'implémentation 65
3.5.4 Tests intrinsèques de fonctionnement 67
3.5.5 Tests globaux de fonctionnement 67
3.6 Conclusion des travaux d'accélération 73

4 Mesure de la dose hors-champ 75
4.1 Configurations expérimentales de validation 75
4.1.1 Configuration métrologique et la mesure ionométrique 76
4.1.2 Configuration pré-clinique et la mesure OSL 76
4.2 Dosimétrie par chambre d'ionisation 77
4.2.1 Fonctionnement de la chambre d'ionisation 77
4.2.2 Modèle utilisé : la chambre d'ionisation NE-2571 79
4.3 Dosimétrie par OSL 79
4.3.1 Fonctionnement de l'OSL 79
4.3.2 OSL *nanoDot* et lecteur *microStar* de *Landauer* 82
4.4 Caractérisation expérimentale de l'OSL *nanoDot* 84
4.4.1 Etalonnage du lecteur *microStar* 84
4.4.2 Influence de la relecture sur la réponse de l'OSL *nanoDot* 85
4.4.3 Réponse des OSL d'un même lot 86
4.4.4 Linéarité de la réponse en fonction du kerma dans l'air 86
4.4.5 Réponse en fonction du débit de kerma dans l'air 87
4.4.6 Réponse en fonction de l'orientation de l'OSL *nanoDot* 87
4.4.7 Réponse en fonction de l'énergie des photons 88
4.4.8 Conclusion sur l'étude de caractérisation 89
4.5 Validation de l'OSL *nanoDot* pour la mesure de la DP dans l'eau . . . 90
4.5.1 Correction de la différence d'absorption entre l'eau et l'air . . . 90
4.5.2 Correction de la dépendance en énergie 90
4.5.3 Du signal lu à la DP absorbée dans l'eau 94
4.6 Incertitude sur les mesures 94
4.6.1 Méthodologie pour l'estimation de l'erreur sur la mesure 94
4.6.2 Incertitudes sur la mesure ionométrique 95

4.6.3 Incertitudes sur la mesure OSL 95
4.7 Conclusions sur la démarche de validation du code 98

5 Validation expérimentale du calcul de la DP 99
5.1 Configuration métrologique 99
5.1.1 Configuration suivant le protocole TRS–398 de l'AIEA 99
5.1.2 Cuve à eau spécifique 100
5.1.3 Acquisition des données par chambre d'ionisation 101
5.1.4 Acquisition des données de simulation MC 102
5.1.5 Comparaison des résultats sur les profils de dose 102
5.1.6 Application du transport pseudo-déterministe à la configuration métrologique 104
5.1.7 Bilan de la validation métrologique 106
5.2 Configuration pré-clinique 106
5.2.1 Description des faisceaux d'irradiation 106
5.2.2 Description du fantôme « maison » 107
5.2.3 Acquisition des données TPS 108
5.2.4 Acquisition des données MC 110
5.2.5 Acquisition des données OSL 111
5.2.6 Comparaison des résultats selon les axes de mesure 112
5.2.7 Application du transport pseudo-déterministe à la configuration pré-clinique 115
5.2.8 Bilan de la validation pré-clinique 116

Conclusions et perspectives 117

A Relations entre la dose et ses effets 119

B Interactions rayonnement-matière 121
B.1 Interaction du photon avec la matière 121
B.1.1 Effet Rayleigh 122
B.1.2 Effet photoélectrique 122
B.1.3 Effet *Compton* 122
B.1.4 Création de paire 123
B.2 Interactions de l'électron avec la matière 123
B.2.1 Diffusion élastique 123
B.2.2 Diffusion inélastique 124

C Simulations autour de la dose due aux neutrons 125
C.1 Configuration 125
C.2 Dose due aux neutrons 125

D Comparaison entre *PENELOPE* et *MCNPX* 129

Bibliograhie 131

Liste des publications et communications 143

Liste des acronymes et des abréviations

AAPM American Association of Physicists in Medecine
AIEA Agence Internationale pour l'Energie Atomique
BEIR Biological Effects of Ionizing Radiation
CEA Commissariat à l'Energie Atomique
CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CIRS Computerized Imaging Reference System
CLCC Centre de Lutte Contre le Cancer
CMS Computerized Medical Systems
CPU Central Processing Unit
DCSI Département Capteurs, Signal et Information
DP Dose Périphérique
DPM Dose Planning Method
DXTRAN Deterministic X-TRANsport
EBR Efficacité Biologique Relative
EGS Electron Gamma Shower code
ETRAN Electron TRANsport code
GATE Geant4 Application for Tomographic Emission code
GEANT GEometry ANd Tracking code
ICRP International Commission on Radiological Protection
ICRU International Commission on Radiation Units & Measurements
IGR Institut Gustave Roussy
IMAT Intensity Modulated ArcTherapy
INSERM Institut National de la Santé Et de la Recherche Médicale
INSPIRA INformatique pour la Surêté des Procédés et Installations en RAdiothérapie
ISO International Organization for Standardization
KERMA Kinetic Energy Released per unit MAss
LIST Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies
LMD Laboratoire de Métrologie de la Dose
LNHB Laboratoire National Henri Becquerel

MC Monte Carlo
MCNPX Monte Carlo Neutron-Particle eXtended code
MLC Multif-Leaf Collimator (Collimateur Multi-Lames)
MOCA MOnte CArlo code
MORSE Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment code
MOSFET Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor
NIST National Institute of Standards and Technology
OSL Optically Stimulated Luminescence
PENELOPE PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons code
PMMA PolyMethyl MethAcrylate
PSF Phase Space File - fichier de l'espace des phases
RCMI Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité
RPL RadioPhotoLuminescence
TEP Tomographie par Emission de Positons
TEMP Tomographie d'Emission MonoPhotonique
TG Task Group
TLD Thermo-Luminescent Dosimeter
TPS Treatment Planning System
TRS Technical Reports Series
VMC Voxel Monte Carlo code

Table des figures

1.1 Schéma représentatif d'un accélérateur linéaire médical. 5
1.2 Comparaison des zones périphériques touchées pour le traitement de la prostate entre la tomothérapie et la radiothérapie conventionnelle. . . . 6
1.3 Schéma représentatif des différentes composantes du rayonnement secondaire à l'origine de la DP. 8
1.4 Schéma représentatif des trois configurations expérimentales utilisées par [Kase 83] pour séparer les composantes : mesure de la DP totale (a) ; mesure de la diffusion et des fuites de la tête du *linac* (b) ; mesure de la composante de fuite (c). 9
1.5 Résultats de mesures de la DP en fonction de la profondeur pour différentes tailles de champ à 5 cm (a) et 20 cm (b) du bord du champ pour des qualités de faisceaux correspondant à 10 MV et de Cobalt 60 (tirés de [Fraa 83]). 10
1.6 Schémas d'un modèle de *linac* des principaux fabricants tirés de [Mijn 01]. 12
1.7 Fluences neutroniques pour des qualités de faisceau correspondant à 15 MV et 18 MV pour des traitements conventionnels et par RCMI mesurés à l'isocentre et à 40 cm de l'isocentre (tirées de [Howe 06]). . . 19
1.8 « *Neutronic dose equivalent* ». Pour un champ 10×10 cm^2 et une qualité de faisceau correspondant à 18 MV en μSv.UM^{-1} (calculé par [Kry 07]). 21

2.1 Diagramme de flux du programme principal `penmain.f` de *PENELOPE*. 34
2.2 Simulation de l'effet global des collisions élastiques entre deux collisions « catastrophiques » par la méthode *Random Hinge*. 35
2.3 Visualisation du modèle *PENELOPE* de l'accélérateur linéaire *GE SATURNE 43* à la qualité de faisceau correspondant à 12 MV en mode photon à l'aide du programme *gview*. 37
2.4 Profil de dose relative à 10 cm de profondeur dans le parallélépipède d'eau, à une distance de 100 cm de la source. L'irradiation est faite à 12 MV avec une taille de champ de 10×10 cm^2 et 10^9 histoires simulées. . . . 38
2.5 Incertitude sur le profil de dose à 10 cm de profondeur d'eau pour 10^9 histoires simulées avec le faisceau de 12 MV pour un champ de 10×10 cm^2. 38
2.6 Principe du *splitting* du *bremsstrahlung*. L'angle θ est l'orientation de l'électron par rapport à l'axe Z avant l'interaction par rayonnement de freinage. Si $\theta \in [0, \alpha_B]$, `FBREM` est activé. 40
2.7 Redistribution spatiale aléatoire circulaire d'une particule selon le principe du *splitting* circulaire. 40
2.8 Définition des ouvertures testées pour l'optimisation des paramètres du *splitting* du *bremsstrahlung*. 41

2.9 Influence de l'ouverture du cône paramétré dans le *splitting* du *bremsstrahlung* par rapport à une simulation analogue sur l'incertitude statistique relative. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour les simulations non-analogues et analogue. 42

2.10 Détails du schéma *gview* du *GE SATURNE 43* représentant le *body* utilisé dans le `REVSYM`. Schéma 1 : représentation par matériau. Schéma 2 : représentation par *body*. 44

2.11 Influence du *splitting* circulaire sur l'incertitude statistique relative du profil de dose par rapport à la simulation analogue. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour la simulation non-analogue et analogue. 44

2.12 Impact des deux techniques de réduction de variance sur l'incertitude statistique relative comparativement à la simulation analogue. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour la simulation non-analogue et analogue. 46

2.13 Comparaison des profils de dose associés à la simulation analogue et à celle avec les deux procédés de réduction de variance. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour la simulation non-analogue et analogue. . 47

3.1 Schéma du principe de la technique de réduction de variance du *bremsstrahlung* sphérique. 50

3.2 Schéma représentatif du principe de la technique pseudo-déterministe appliquée aux photons subissant une interaction *Compton*. 51

3.3 Schéma détaillé de la technique pseudo-déterministe appliquée aux photons avec la définition des grandeurs utiles à chaque processus. 53

3.4 Schéma de la configuration *DXTRAN* testée dans *MCNPX* à partir d'un modèle du *linac SATURNE 43*. 56

3.5 Rapport de l'efficacité du calcul de dose avec et sans *DXTRAN* selon l'éloignement de la sphère de l'axe principal du faisceau. 58

3.6 Diagramme de flux du programme principal simplifié `penmain_simple.f` utilisant les fonctions de `penelope.f` et de `pengeom.f` avec l'insertion des appels à la fonction `PSEUDO_DETERM()` du transport pseudo-déterministe. 60

3.7 Diagramme de flux de la fonction `PSEUDO_DETERM()` initialisant le traitement pseudo-déterministe et faisant appel aux fonctions réalisant l'échantillonnage déterministe et le traitement non-déterministe. 61

3.8 Diagramme de flux de la fonction `NON_DETERM()` appelée par la fonction `PSEUDO_DETERM()` et réalisant le transport de la particule non-déterministe. 62

3.9 Diagramme de flux de la fonction `DETERM()` appelée par la fonction `PSEUDO_DETERM()` et réalisant l'échantillonnage de la particule déterministe. Les fonctions `DIRECT()` et `GCOaD()` viennent de `penelope.f`. Pour une déviation donnée en entrée, la fonction `KNOCK_COMPTON()` donne l'énergie du photon ainsi que la direction et l'énergie de l'électron *Compton* secondaire. 63

3.10 Diagramme de flux du traitement des étapes suivies par la particule déterministe suite à son échantillonnage par `DETERM()` : transport jusqu'à l'entrée de la sphère d'intérêt et contrôle de son poids. 64
3.11 Diagramme de flux de la fonction `RUSSIAN_ROULETTE()` de la roulette russe. La variable `d_rr` est un double aléatoirement tiré dans l'intervalle $[0; 1]$. 65
3.12 Diagramme de flux de la fonction `ATTENUATION_CONTROL()` réalisant le contrôle de l'atténuation de la particule déterministe le long du chemin optique dans le processus pseudo-déterministe. La fonction `STEP_VACUU()` est une modification de la fonction `STEP()` permettant de connaître également la longueur de vide parcourue. 66
3.13 Schéma de la configuration simple de test de l'implémentation du processus pseudo-déterministe avec `penmain_simple.f`. 68
3.14 Énergie de l'électron *Compton* en fonction de l'angle de déviation d'un photon incident d'énergie initiale 1 MeV. 70

4.1 Schéma descriptif d'une chambre d'ionisation. 78
4.2 Photographie de la chambre d'ionisation NE-2571. 79
4.3 Transitions électroniques lors de l'irradiation. 1 : pièges peu profonds, 2 : pièges « dosimétriques », 3 : pièges profonds et 4 : Recombinaison d'une paire électron-trou. 80
4.4 Schéma de la procédure globale de lecture de l'OSL. 81
4.5 Libération des pièges « dosimétriques » lors de la lecture du dosimètre OSL. 81
4.6 Le dosimètre OSL *nanoDot* de *Landauer* successivement fermé et ouvert avec la pastille d'alumine sortie. 83
4.7 Le lecteur *microStar* pour OSL *nanoDot* de *Landauer* et son dispositif informatique. 83
4.8 Influence de la lecture sur la déplétion du signal enregistré par l'OSL *nanoDot* 85
4.9 Linéarité de la réponse de l'OSL *nanoDot* en fonction du kerma dans l'air. 87
4.10 Influence du débit de kerma sur la réponse de l'OSL *nanoDot*. 88
4.11 Réponse de l'OSL pour différentes qualités de faisceaux rapportée à celle du cobalt 60 et représentée en fonction de l'énergie du faisceau. 89
4.12 Rapport des coefficients d'absorption massiques entre l'eau et l'air (données tirées du NIST). 91
4.13 Spectres en énergie dans un *voxel* d'eau de 1 cm^3 à différentes distances de l'axe du faisceau principal obtenus pour une qualité de faisceau correspondant au 12 MV et restreint entre 0 et 1 MeV. 92
4.14 Comparaison des profils de dose dans l'eau de la chambre d'ionisation, de l'OSL non corrigé et de l'OSL corrigé sous le faisceau 12 MV du *SATURNE 43*. Le calcul des incertitudes représentées est détaillé dans la partie 4.6 93

5.1 Schéma de la cuve vue depuis le faisceau avec la fenêtre d'entrée traversée par le faisceau (les dimensions sont données en mm). 100
5.2 Photographie de la cuve à eau spécifique lors de son assemblage. 101
5.3 Photographie de la cuve à eau positionnée dans l'axe du faisceau de l'accélérateur *GE SATURNE 43*. 101

5.4 Comparaison des profils de dose dans l'eau de la mesure ionométrique et de *PENELOPE* sous le faisceau **6 MV** du *SATURNE 43* pour un champ 10×10 cm^2. 103
5.5 Comparaison des profils de dose dans l'eau de la mesure ionométrique et de *PENELOPE* sous le faisceau **12 MV** du *SATURNE 43* pour un champ 10×10 cm^2. 103
5.6 Comparaison des profils de dose dans l'eau de la mesure ionométrique et de *PENELOPE* sous le faisceau **20 MV** du *SATURNE 43* pour un champ 10×10 cm^2. 104
5.7 Vue d'un des deux champs latéraux définis par les lames du MLC. 107
5.8 Schéma de la cuve modifiée vue depuis le faisceau antérieur. Les poumons sont représentés en rose. Entre les deux poumons, on distingue successivement le tube correspondant à celui de l'axe de la prostate et le cylindre représentatif de la colonne vertébrale (en jaune). 108
5.9 Schéma de la cuve modifiée vue depuis le faisceau latéral gauche. On observe un des poumons (en rose) et son tube porteur ainsi que la colonne vertébrale (en jaune). 108
5.10 Le fantôme « maison » dans le tomodensitomètre *Philips Brillance Big Bore*. 109
5.11 Vue du TPS pour le faisceau antérieur. 109
5.12 Vue du TPS pour le premier faisceau latéral. 109
5.13 Vue du TPS pour le second faisceau latéral. 109
5.14 Schéma du modèle *PENELOPE* de l'accélérateur *Artiste* de *Siemens* représenté à l'aide du programme *gview* de *PENELOPE*. 110
5.15 Photographie de la cuve placée sous le faisceau latéral droit défini par le MLC de l'*Artiste*. 111
5.16 Rapport des coefficients d'absorption massiques entre un matériau équivalent poumon et l'air (données du NIST). 112
5.17 Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL selon **l'axe de la prostate**. 113
5.18 Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL selon **l'axe du poumon gauche**. La zone pulmonaire est signalée en rose. 114
5.19 Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL selon **l'axe du poumon droit**. La zone pulmonaire est signalée en rose. 114
5.20 Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL à **la surface de la colonne vertébrale**. 115

A.1 Modèles qualitatifs de relation entre la dose équivalente et l'induction de cancers (inspirés de [Hall 04]). 119

B.1 Sections efficaces des différentes interactions des photons dans l'eau obtenues à partir des données du NIST. 121

C.1 Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose de l'ensemble des particules (photons et photoneutrons). L'unité est arbitraire. 126
C.2 Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose pour l'ensemble des photoneutrons. L'unité est arbitraire. 126

C.3 Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose pour l'ensemble des photoneutrons de la tête de l'accélérateur. L'unité est arbitraire. . . . 127
C.4 Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose pour l'ensemble des photoneutrons du fantôme. L'unité est arbitraire. 127

D.1 Profils de dose relative calculés avec *PENELOPE*, *MCNPX* et mesuré avec une chambre d'ionisation à 10 cm de profondeur dans un parallélépipède d'eau, à une distance de 100 cm de la source. L'irradiation est faite à une qualité de faisceau correspondant à 12 MV avec une taille de champ de 10×10 cm^2. 129

Introduction générale

Aujourd'hui, le cancer est une des maladies les plus étudiées. Les développements relatifs aux trois principales techniques de traitement (la chirurgie, la chimiothérapie et la radiothérapie) ont significativement augmenté le pourcentage de curabilité de plusieurs cancers. Cependant, la forte augmentation de l'espérance de vie depuis plus d'un siècle a entraîné un accroissement rapide de la fréquence des cancers puisque celle-ci augmente avec l'âge. Aujourd'hui, en France, le cancer est la cause d'un tiers des décès chez l'homme et d'un quart chez la femme [Tubi 09b]. Dans ce contexte, la place de la radiothérapie est conséquente puisque près de 47% des patients pris en charge pour une lésion maligne ont été traités par cette technique en France durant l'année 2010 [Situ 12].

Après la découverte des rayons X et de la radioactivité, les physiciens et les médecins ont rapidement constaté les deux pouvoirs antagonistes des rayonnements ionisants : ils peuvent à la fois provoquer et guérir les cancers. Avec l'amélioration des techniques de radiothérapie et l'augmentation de la durée de vie après un premier traitement, la problématique des cancers secondaires devient un enjeu de la radiothérapie de demain. Les radiothérapeutes et les physiciens médicaux traitent de mieux en mieux les premiers cancers, ils doivent maintenant veiller à ne pas provoquer des tumeurs radio-induites à moyen ou long terme.

Cette étude doctorale s'inscrit dans la problématique des cancers secondaires. L'objectif est de mettre en place un outil de calcul fondé sur la méthode Monte Carlo (MC) permettant de déterminer précisément la dose aux organes sains éloignés de la zone tumorale et non exposés au champ d'irradiation de la radiothérapie. L'estimateur de dose permettra au clinicien de faire le choix de la technique de traitement et de la balistique associée la plus adaptée en vue d'une réduction de la dose aux organes sains les plus sensibles mais aussi de constituer une base de données dosimétriques indispensable aux études épidémiologiques.

Les travaux réalisés sont présentés et développés selon cinq chapitres.

Tout d'abord, dans le premier chapitre, nous explicitons la problématique de la dose périphérique (DP) en radiothérapie en détaillant l'origine, les caractéristiques et les effets de ce dépôt d'énergie. Le cœur de cette partie présente un état de l'art des études expérimentales et numériques menées autour de la dose hors-champ.

Dans un deuxième temps, nous présentons les travaux de simulation et de développement MC produits principalement à partir du code *PENELOPE*. Ceux-ci ont pour but de mettre en évidence la capacité du code *PENELOPE* à calculer des valeurs de DP avec une incertitude statistique basse et un temps de calcul réduit.

Ensuite, nous développons, dans le chapitre trois, les travaux réalisés en vue de l'accélération du code *PENELOPE* pour le calcul des doses en dehors du champ. Dans cet objectif, nous avons implémenté une technique de réduction de variance permettant d'améliorer la convergence des simulations.

Le quatrième chapitre résume les travaux expérimentaux menés autour de la mesure

de la dose hors-champ en radiothérapie. Dans cette partie, nous définissons deux configurations expérimentales qui permettront de valider le calcul de la dose hors-champ à l'aide de *PENELOPE*. Dans ce but, nous élaborons, notamment, un protocole d'utilisation des dosimètres OSL pour la mesure de la dose hors-champ.

Enfin, le dernier chapitre permet de confronter les données expérimentales aux données numériques simulées et, ainsi, de valider les résultats obtenus avec *PENELOPE*. Cette étape permet également de valider les travaux de développement réalisés sur l'accélération du code.

Cette étude doctorale s'inscrit dans le cadre du projet INSPIRA qui vise à améliorer la sécurité et la qualité du traitement en radiothérapie. Il est mené en partenariat avec la société *DOSIsoft*, l'Institut Gustave Roussy (IGR), l'INSERM et le CEA LIST.

Chapitre 1

Dose périphérique en radiothérapie

1.1 Présentation de la problématique

1.1.1 Effets iatrogènes de la radiothérapie à moyen et long termes

Dans un article publié en 2009 et intitulé *Can we reduce the incidence of second primary malignancies occuring after radiotherapy ?* [Tubi 09a], le cancérologue Maurice Tubiana fait état du caractère cancérogène de certaines particules et plus particulièrement de la survenue de nouveaux cancers suite à l'exposition thérapeutique aux rayonnements ionisants. Maurice Tubiana assure en effet, que les taux de guérison de plus en plus élevés associés au suivi à long terme des patients (sur plus de dix ans), ont mis en évidence un taux de seconds cancers pouvant dépasser 5% pour atteindre 20% dans certains cas [Tubi 09b, Tubi 09a]. Les jeunes populations sont particulièrement vulnérables puisque le risque de nouveau cancer est 5 à 10 fois plus élevé chez l'enfant [Heal 06].

La notion de second cancer ou de cancer radio-induit a été initialement définie par l'équipe de Cahan [Caha 48] puis précisée par celle de d'Arlen [Arle 71]. Une tumeur est dite secondaire si elle possède l'ensemble des caractéristiques suivantes :

- la tumeur secondaire doit se situer dans ou en périphérie de la zone initialement irradiée ;
- l'histologie de la tumeur doit être différente de celle de la tumeur initiale ;
- une période de latence de plusieurs années doit s'être écoulée depuis le cancer initial ;
- la seconde tumeur ne devait pas être présente lors du traitement initial ;
- le patient ne doit pas être atteint d'un syndrome de prédisposition à certains cancers.

Malgré les derniers progrès technologiques en radiothérapie externe permettant un traitement plus efficace des tumeurs, une partie du rayonnement atteint des régions périphériques de la zone tumorale. Les lésions provoquées par ces particules indésirables sont susceptibles d'engendrer des nouveaux cancers à long terme.

De nombreuses études épidémiologiques témoignent des effets iatrogènes et plus spécifiquement de la relation faibles doses–risques tardifs de cancer radio-induit. Citons les travaux de Brenner [Bren 03] rapportant qu'une exposition relativement faible aux rayonnements ionisants, de l'ordre de 50 à 100 mSv, augmenterait le risque de cancer secondaire de la prostate. Certains groupes de recherche [Trav 03, Chat 07] expliquent

qu'au delà de trente ans après un premier traitement, il existe un risque considérable de développer un cancer dû au traitement initial. Le risque de développer un cancer longtemps après l'irradiation, même pour un niveau faible de dose, est donc bien réel.

Plus globalement, l'incidence et le risque de lésions malignes pour de nombreuses localisations du corps humain sont résumés par le BEIR VII [Heal 06]. Ce rapport suggère une relation linéaire entre la dose et le cancer induit. Pour des doses comprises entre 0,05 et 5 Gy, la plupart des données de la littérature sont en accord avec le modèle linéaire [Fran 02, Han 79, Heye 04, Eval 01]. Cependant, pour des doses inférieures à 0,1 Gy, les conclusions des différents travaux divergent (voir l'annexe A). La commission BEIR VII et la publication 103 de l'ICRP [ICRP 07] recommandent un modèle linéaire sans seuil pour des doses inférieures à 0,1 Gy. Or, la question de l'effet des rayonnements ionisants à très faible dose reste à ce jour toujours ouverte. De plus, la majorité des modèles de risque donnés par le rapport 103 de l'ICRP [ICRP 07] est fondée sur des statistiques établies à partir des survivants des bombes nucléaires de Hiroshima et Nagasaki de la seconde guerre mondiale. Une forte incertitude accompagne ces valeurs du fait de leur spécificité à un type d'exposition et un type de population. Les estimateurs de risque sont donc peu fiables. Néanmoins, l'ensemble des études épidémiologiques s'accorde à dire que des cancers secondaires apparaissent pour des seuils de dose relativement bas.

Les cancers secondaires ne sont pas les seuls effets à long terme de la radiothérapie. Les études épidémiologiques rapportent également l'apparition de troubles cardiaques. L'excès de pathologies cardiaques chez les patients traités par radiothérapie a été mis en évidence, en particulier pour les cancers pédiatriques [Gree 99, Mert 01, Möl 01] et les cancers du sein [Pasz 07, Corr 08]. Cependant, la relation entre la dose de rayonnements ionisants déposée au cœur durant le traitement et le risque de pathologie cardiaque n'a fait l'objet que de rares publications [Guld 06]. Enfin, une récente étude a montré l'apparition de diabète après un premier traitement abdominal chez l'enfant et le jeune adulte [Vath 12].

1.1.2 Radiothérapie externe : de la conformation optimale aux rayonnements indésirables

Depuis plus d'un siècle et la découverte des rayons X par Wilhelm Röntgen, l'usage des rayonnements ionisants en cancérologie pour le traitement des lésions malignes n'a cessé de se développer. Dans les années 1960, l'introduction du rayonnement haute énergie et l'apparition des accélérateurs linéaires ont donné un élan considérable à la radiothérapie externe. Chaque année, près de 175 000 patients sont traités par radiothérapie en France [Situ 12].

L'accélérateur linéaire, communément appelé *linac*, est l'unité de traitement de radiothérapie externe la plus utilisée de nos jours. À l'intérieur du guide d'onde du *linac* (représenté sur la figure 1.1), des ondes électromagnétiques hyperfréquences sont envoyées et transmettent leur énergie aux électrons issus du canon. Tout se passe comme si on appliquait une tension variant de 4 à 25 MV pour accélérer les électrons. Le faisceau d'électrons peut être directement utilisé, principalement pour des traitements peu profonds, ou bien être converti en faisceau de photons par l'intermédiaire d'une cible de conversion qui génère des photons de *bremsstrahlung* à partir des électrons primaires. Le système de collimation du *linac*, composé de mâchoires et de lames, confère au faisceau les dimensions adaptées à la localisation, la forme et la taille de la tumeur.

Le défi en radiothérapie est d'irradier l'ensemble des cellules cancéreuses tout en

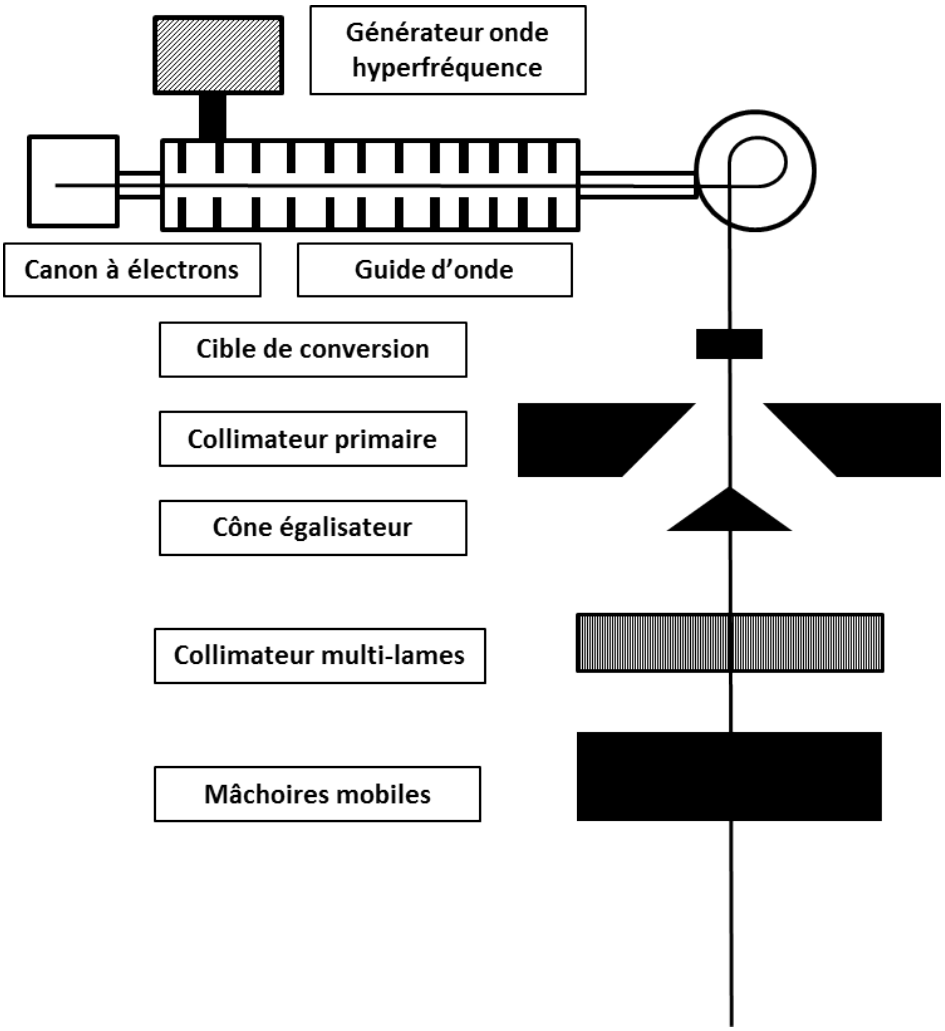


FIGURE 1.1 – Schéma représentatif d'un accélérateur linéaire médical.

épargnant les tissus sains. Il s'agit donc de conformer la dose déposée par l'intermédiaire des faisceaux à l'ensemble du volume tumoral.

Depuis deux décennies, les développements techniques avec l'avènement des collimateurs multi-lames (MLC) vont dans ce sens. Certaines utilisations du MLC permettent non seulement de moduler l'intensité du faisceau, par superposition statique ou dynamique de champs, mais également de reproduire une infinité de formes de champ.

Les MLC ont ainsi permis de développement d'un certain nombre de techniques de traitement regroupées sous le nom de radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI). La modulation de l'intensité est largement utilisée de nos jours sous ses différentes formes (*step and shoot*, *sliding window*, *intensity modulated arctherapy* (IMAT) *etc.*).

Plus récemment encore, des unités de traitement telles que la tomothérapie ou les techniques dites de radiochirurgie ont vu le jour. Ces techniques apportent une conformation encore meilleure de la dose à la lésion.

La tomothérapie commercialisée par *TomoTherapy*® permet une irradiation hélicoïdale en fines coupes et modulée en intensité. L'irradiateur est installé sur un tunnel similaire à celui d'un tomodensitomètre permettant de guider l'irradiation et d'optimiser la conformation de la dose à la tumeur. Les documents des équipes de Mackie [Mack 93] et de Jeraj [Jera 04] détaillent le fonctionnement et les caractéristiques de cette modalité

de traitement.

Les techniques radiochirurgicales sont représentées par le *CyberKnife*® et le *GammaKnife*®. Ces unités de traitement délivrent, avec une extrême précision à l'aide de mini-faisceaux, une forte dose de radiation (10 à 20 Gy) à la lésion en une seule fraction. Ce type de thérapie existe depuis les années 1950 pour des traitements intracrâniens. Cependant, des améliorations récentes (conformation du faisceau, technologie de guidage par l'image) permettent leur utilisation pour de nombreuses localisations. Le *GammaKnife*® se compose de près de 200 faisceaux issus de sources de Cobalt 60. Il est exclusivement réservé au traitement de la zone cérébrale. Le *Cyberknife*® possède une précision inférieure au millimètre. Il est conçu pour soigner des tumeurs présentes dans tout le corps.

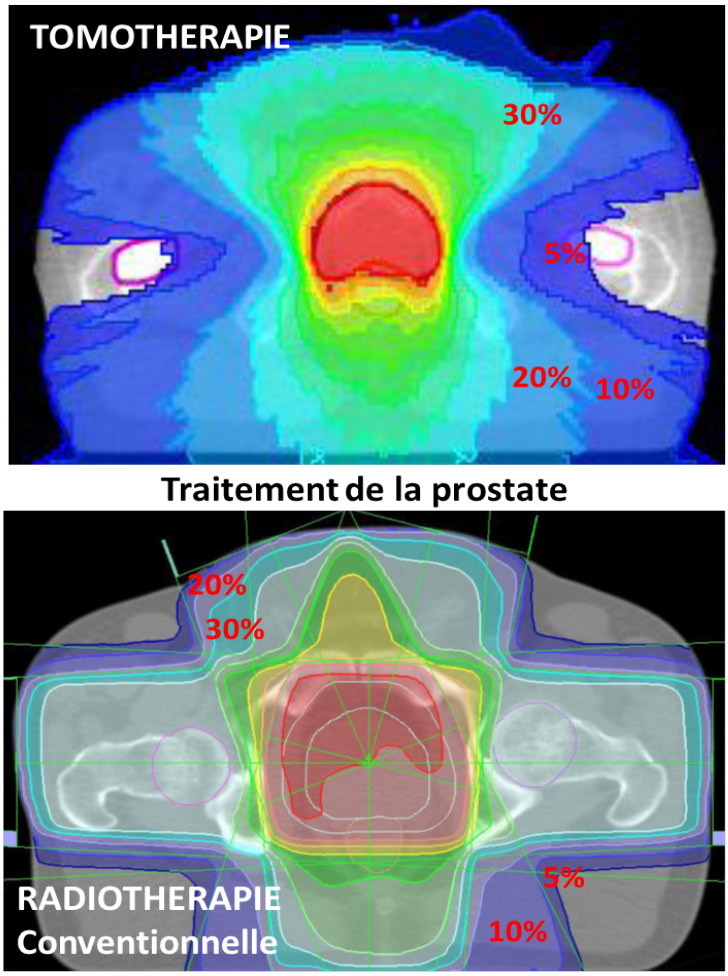


FIGURE 1.2 – Comparaison des zones périphériques touchées pour le traitement de la prostate entre la tomothérapie et la radiothérapie conventionnelle.

Grâce à ces nouveaux procédés thérapeutiques, les lésions malignes sont mieux traitées et les taux de survie à long terme augmentent considérablement. Mais, en contrepartie, la probabilité de développer un second cancer devient plus importante. La dose est effectivement mieux délivrée à la tumeur mais le volume de tissu recevant des faibles doses (de l'ordre de la dizaine de cGy) augmente. La prise en compte de ces faibles DP devient indispensable, d'autant plus que ce phénomène n'est pas atténué avec les développements technologiques. Par exemple, des fuites entre les lames du

MLC contribuent au dépôt de la dose hors de la zone tumorale et, comme on l'observe sur la figure 1.2, la multiplication des orientations de tir pour un même traitement en tomothérapie ou en radiochirurgie augmente considérablement le volume de tissus sains touché par des faibles doses.

1.2 Dose périphérique : définition et état de l'art

1.2.1 Origines de la dose périphérique

Malgré la présence de nombreuses structures collimatrices optimisant la forme du faisceau du *linac* médical, des particules atteignent des régions périphériques à la zone de traitement. Ces particules sont issues principalement d'un rayonnement dit secondaire par opposition au rayonnement primaire du faisceau de traitement. Ce sont ces rayonnements parasites qui sont à l'origine du dépôt de dose en dehors du champ de traitement. Dans notre étude, la dose est considérée comme périphérique dès lors qu'elle est déposée en dehors du champ de traitement. Toutefois, différentes définitions pourraient être proposées selon un seuil de dose ou encore la limite géométrique des réponses des logiciels de planification de traitement clinique. Le rayonnement secondaire peut être séparé en trois composantes [Xu 08] :

- le rayonnement diffusé par la tête de l'accélérateur, par les tissus du patient et, dans une moindre mesure, par la table de traitement ;
- le rayonnement de fuite traversant la tête de l'accélérateur sans interagir ;
- le rayonnement neutronique généré à partir d'une énergie seuil dans certains matériaux.

Le *rayonnement diffusé* a deux origines principales. Il provient soit de l'interaction des photons primaires avec les composants de la tête de l'accélérateur comme les mâchoires ou le collimateur primaire, soit de leur interaction avec les tissus du patient diffusant les particules en dehors de la zone tumorale. C'est principalement par diffusion Compton que les photons sont diffusés et dans une moindre mesure, par création de paire ou diffusion élastique (voir l'annexe B).

Le *rayonnement de fuite* regroupe les photons du rayonnement primaire qui auraient dus être arrêtés par les composants de la tête de l'accélérateur linéaire (car leur direction les dirigeait hors du champ) mais qui ont finalement réussi à traverser le système de collimation sans être arrêtés ou déviés.

Le *rayonnement neutronique* provient de l'activation de certains isotopes de noyaux présents dans la tête de l'accélérateur (tungstène, plomb...), dans le corps du patient (carbone 13, oxygène 18...) et dans les murs de la pièce.

L'existence des deux composantes photoniques a été mise en évidence en 1983 par l'équipe de Kase [Kase 83]. Grâce à plusieurs dispositifs expérimentaux singuliers, les composantes de fuite, de diffusion d'un fantôme d'eau et celle de diffusion du système de collimation ont pu être isolées et mesurées dans un fantôme d'eau.

La figure 1.4 présente les trois configurations utilisées. La configuration (a) permet une mesure de la DP totale. Dans la configuration (b), le fantôme d'eau a été déplacé de façon à sortir du faisceau principal. Ce déplacement permet de ne plus générer la composante de diffusion dans l'eau. Par conséquent, dans la configuration (b), seules la composante de diffusion de la tête de l'accélérateur et celle de fuite sont mesurées.

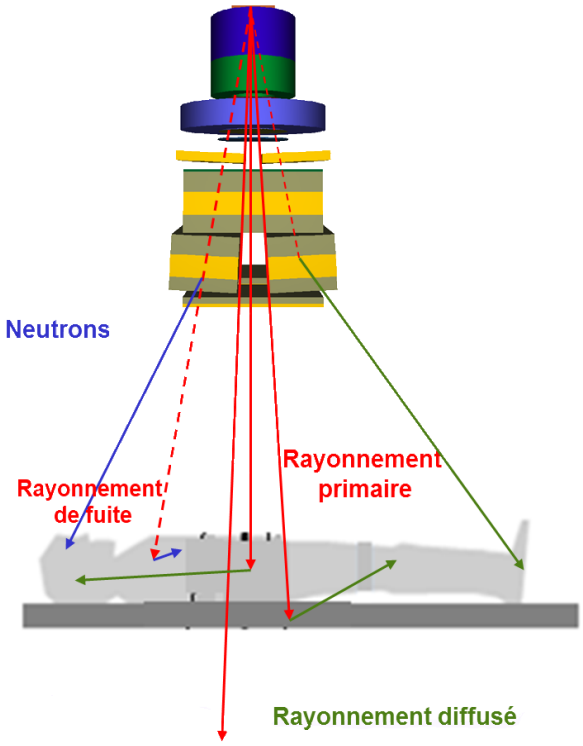


FIGURE 1.3 – Schéma représentatif des différentes composantes du rayonnement secondaire à l'origine de la DP.

Enfin, dans la configuration (c), les mâchoires ont été fermées et un volume de plomb a été ajouté de façon à obstruer le faisceau. Ces modifications permettent de filtrer la composante de diffusion du système de collimation. Le fantôme d'eau est toujours en dehors de l'axe du faisceau. Dans la configuration (c), nous mesurons ainsi uniquement la composante de dose due aux fuites à l'intérieur du système de collimation.

Les mesures ont été réalisées pour des qualités de faisceau correspondant à des tensions accélératrices de 4 et 8 MV, à deux profondeurs (5 et 10 cm) et pour plusieurs tailles de champ (5×5 cm^2, 15×15 cm^2, 25×25 cm^2). Les valeurs de dose mesurées varient de façon importante selon la taille de champ utilisée, cependant, les résultats montrent globalement que 20% à 40% de la dose totale hors-champ est déposée par des particules diffusées dans le système de collimation du *linac*. Kase [Kase 83] constate que, près du champ (< 20 cm), la composante de dose due à la diffusion dans le fantôme d'eau est systématiquement plus importante que celle due à la diffusion dans le système de collimation. En revanche, en s'écartant de l'axe principal du faisceau, la composante de dose due à la diffusion dans le fantôme d'eau diminue plus rapidement que la composante de diffusion dans le système de collimation, qui devient alors prédominante. D'autre part, la composante de dose due aux fuites dans la tête de l'accélérateur est beaucoup plus faible que les deux autres composantes. Néanmoins, elle augmente avec la distance et devient significative pour des positions très lointaines (par exemple 50 cm pour une taille de champ de 15×15 cm^2).

Ces résultats résument clairement l'origine de la dose délivrée en périphérie lors d'un traitement en radiothérapie externe. L'ensemble des composantes du rayonnement secondaire est à l'origine du dépôt de dose périphérique à la zone de traitement. Tout au long de cette étude, nous considérerons la DP dans sa globalité sans détailler chacune des

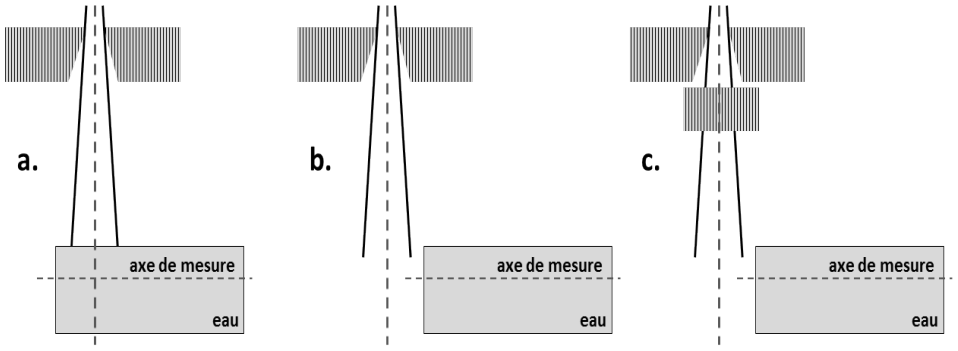


FIGURE 1.4 – Schéma représentatif des trois configurations expérimentales utilisées par [Kase 83] pour séparer les composantes : mesure de la DP totale (a) ; mesure de la diffusion et des fuites de la tête du *linac* (b) ; mesure de la composante de fuite (c).

composantes. Notons également que la composante neutronique ne sera que brièvement traitée et de façon indépendante.

1.2.2 Etudes dosimétriques expérimentales : caractérisation de la DP due aux photons

La connaissance des doses délivrées aux tissus sains et aux organes à risque et distants des faisceaux de radiothérapie est fondamentale. Dans cet objectif, de nombreuses études, pour la majorité expérimentale, ont été menées dès les années 1970. Avant les années 1970, l'attention portée sur les seconds cancers était limitée, seules quelques études ont traité de la DP et essentiellement d'un point de vue radioprotection du personnel [Laug 51, Mart 59, Kell 51]. Ces études gardent de l'intérêt malgré l'évolution des technologies : en effet, des personnes anciennement exposées sont toujours impliquées dans des études épidémiologiques. C'est réellement à partir des années 1980 que la dose hors-champ a suscité un grand intérêt et que les études dosimétriques sont devenues importantes.

Pour l'évaluation du risque de second cancer, les études épidémiologiques menées utilisent les résultats des études dosimétriques c'est à dire la dose absorbée en un point ou dans un organe pour une modalité de traitement spécifique. La majorité de ces études s'est fondée sur la mesure et la caractérisation expérimentale de la composante de DP.

Dans ce but, deux types de dosimètre sont principalement utilisés pour la mesure de la DP : les chambres d'ionisation et les dosimètres thermoluminescent (TLD). De façon marginale, les dosimètres de type semi-conducteur appelé MOSFET pour *Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor* et mesurant des charges ont été utilisés par l'équipe de Butson [Buts 05]. Ils ont montré que les performances de ce type de dosimètre pour les faisceaux de qualité médicale sont proches de celles d'une chambre d'ionisation.

Les études dosimétriques sont habituellement réalisées dans un fantôme d'eau ou dans un fantôme anthropomorphe et plus rarement *in vivo*. La chambre d'ionisation de par sa taille et son dispositif est exclusivement utilisée pour les mesures dans l'eau. En revanche, les TLD sont utilisés pour les trois configurations.

Dans les prochains paragraphes, nous analyserons l'influence des paramètres d'irradiation sur la DP à travers différentes études dosimétriques expérimentales rapportées dans la littérature.

1.2.2.1 Variation de la DP avec la distance par rapport au champ de traitement

La DP absorbée suit une décroissance exponentielle avec la distance au bord du champ de traitement. On observe cette variation sur l'ensemble des études expérimentales quels que soient les paramètres d'irradiation (qualité de faisceau, taille de champ, *etc.*) et quel que soit le milieu irradié (eau, fantôme anthropomorphe ou *in vivo*) [Sher 85]. Selon la distance, les niveaux de DP peuvent varier de quelques cGy à environ 200 cGy pour une dose de traitement de l'ordre de 50 ou 60 Gy. Par conséquent, les valeurs de DP peuvent représenter entre 0,1% et 3% de la dose de prescription [Fraa 83].

1.2.2.2 Variation de la DP avec la taille de champ

Lors d'un traitement par radiothérapie externe, les tailles et les formes de champ varient en fonction des dimensions et de la localisation de la tumeur. La dose hors-champ augmente avec la taille de champ. L'augmentation de la taille de champ implique l'écartement des mâchoires et donc une augmentation de la surface de diffusion des particules primaires sur les bords des mâchoires du système de collimation. Par conséquent une quantité plus importante du rayonnement est diffusée et est susceptible d'atteindre des zones périphériques. La figure 1.5 tirée de l'étude de Fraass [Fraa 83] illustre bien la variation de la DP avec la taille de champ. Cette variation est surtout significative pour les positions les plus proches du bord de champ. Par exemple, à 5 cm du bord du champ et pour des profondeurs moyennes de l'ordre de 10 cm, la DP est 5 fois plus élevée pour une taille de champ de 30×30 cm^2 que celle engendrée par une taille de champ de 6×6 cm^2 (de 2% à 10% de la dose de prescription). L'équipe de van der Giessen a également montré que la variation de la DP au voisinage du faisceau primaire est proportionnelle à celle de la taille de champ [Gies 94].

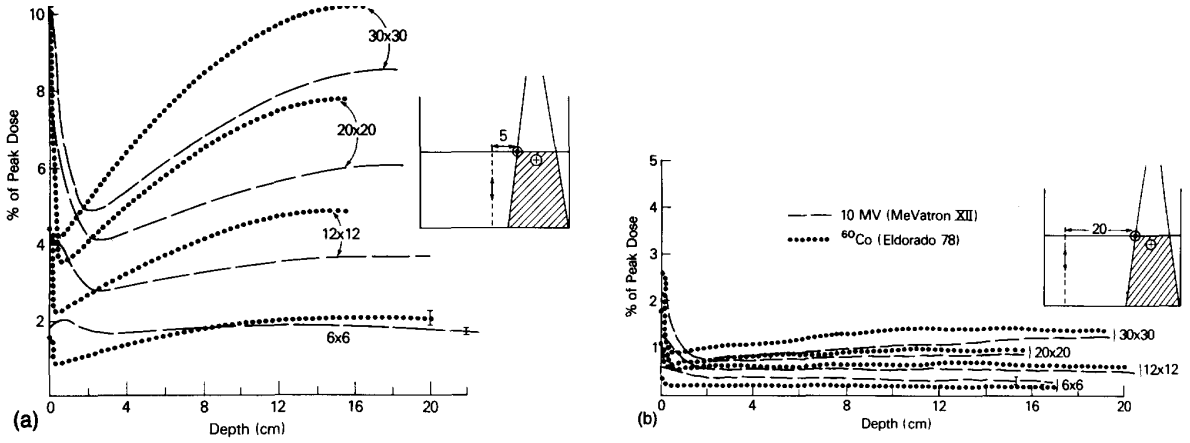


FIGURE 1.5 – Résultats de mesures de la DP en fonction de la profondeur pour différentes tailles de champ à 5 cm (a) et 20 cm (b) du bord du champ pour des qualités de faisceaux correspondant à 10 MV et de Cobalt 60 (tirés de [Fraa 83]).

1.2.2.3 Variation de la DP avec la qualité de faisceau

L'énergie des particules du faisceau primaire dépend, entre autres, de la qualité du faisceau utilisé. L'élévation de la tension accélératrice associée au faisceau augmente la

valeur de l'énergie la plus probable des photons du faisceau primaire. La DP va donc varier en fonction de la qualité du faisceau, puisque le parcours des particules sera plus ou moins important selon leur énergie.

Les études réalisées ne font ressortir aucune tendance significative de l'influence de la qualité de faisceau sur la DP. En effet, l'équipe de Fraass [Fraa 83] a mesuré, pour différentes qualités de faisceau (Cobalt 60, 4 MV, 6 MV et 10 MV), des DP de plus en plus faibles en bord de champ avec l'augmentation de l'énergie du faisceau. À l'inverse, l'équipe de Butson [Buts 05] mesure une augmentation de la DP en bord de champ entre un faisceau de 6 et de 18 MV. Pour les distances les plus éloignées du champ, les variations de la DP deviennent minimes en fonction de l'énergie. Le phénomène est observé sur la figure 1.5 de l'étude de Fraass et également dans l'étude de Butson.

Il est probable que les différences géométriques entre les accélérateurs utilisés masquent, en bord de champ, les variations dues uniquement à la qualité de faisceau. Une étude particulière à chaque modèle de *linac* est donc nécessaire afin de connaître la variation de la DP en fonction de la qualité de faisceau.

1.2.2.4 Variation de la DP avec la profondeur

L'influence de la profondeur peut être évaluée expérimentalement dans une cuve à eau. La figure 1.5 de l'étude de Frass [Fraa 83] permet d'observer cette variation. En premier lieu, on remarque que la dose à la surface représente une part importante de la DP globale (jusqu'à 10% pour une taille de champ de 30×30 cm^2). Cet effet est dû aux dépôts d'énergie par les électrons issus de leurs interactions dans la tête de l'accélérateur. Puis, la DP diminue rapidement pour atteindre un minimum à une profondeur proche du maximum de dose du rendement en profondeur. Finalement, elle augmente légèrement à nouveau avec la profondeur pour atteindre une valeur relativement constante avec la profondeur. Les résultats montrent également que l'augmentation de la DP après le minimum est beaucoup plus marquée pour un positionnement proche de l'axe du faisceau ($\sim$ 5 cm du bord de champ) que pour des positions plus éloignées ($\sim$ 20 cm du bord de champ). L'influence de la profondeur est donc significative uniquement pour des positions très proches du bord du champ ($<$ 10 cm).

1.2.2.5 Variation de la DP en fonction du modèle du *linac*

Trois principaux fabricants se partagent le parc mondial des accélérateurs médicaux : *Varian Medical Systems*, *Elekta* et *Siemens* (qui vient d'arrêter sa production de *linac*). De façon plus marginale, il reste quelques accélérateurs fabriqués par *General Electric Medical Systems*. Les accélérateurs suivent une géométrie propre à chaque industriel. La figure 1.6 illustre ces différences. Remarquons chez *Siemens* que le MLC se substitue à une paire de mâchoires alors que chez *Varian*, le MLC est un dispositif additionnel aux deux paires de mâchoires. Du fait des nombreuses différences, la DP varie entre les modèles. L'étude de Wiezorek [Wiez 09a] a mesuré une DP 30% à 50% plus élevée avec un accélérateur *Siemens* 6 MV qu'avec un modèle *Elekta* à la même qualité de faisceau. Kry [Kry 05a] mesure une DP plus élevée jusqu'à un facteur deux pour un *linac Siemens* comparativement à un *linac Varian*. Le niveau de DP mesuré pour un modèle de *linac* ne peut en aucun cas refléter le niveau de DP pour l'ensemble des modèles. Une étude particulière à chaque modèle est donc nécessaire.

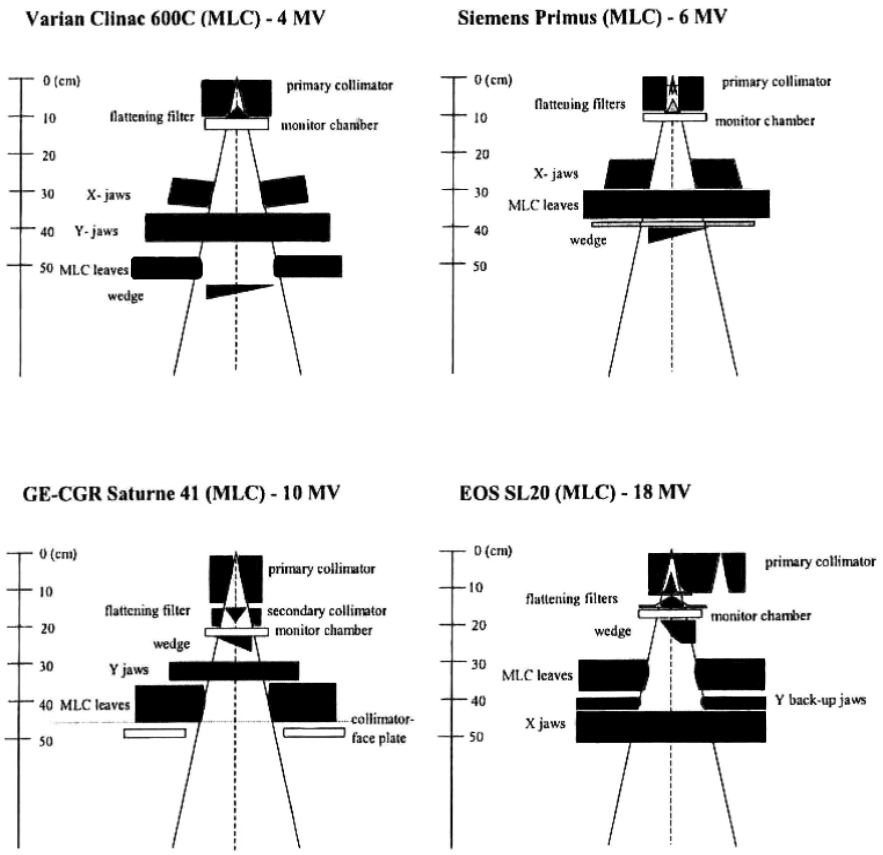


FIGURE 1.6 – Schémas d'un modèle de *linac* des principaux fabricants tirés de [Mijn 01].

1.2.2.6 Variation de la DP en présence d'accessoires propres à la radiothérapie conventionnelle

Lors d'un traitement en radiothérapie conventionnelle, il est possible d'ajouter au système de collimation un filtre en coin ou des caches permettant de moduler l'intensité du faisceau ou tout simplement de modifier la forme du champ (cache en cerrobend pour la maladie de *Hodgkin* par exemple). La présence de ces accessoires n'a pas uniquement une influence sur le faisceau principal mais aussi sur les rayonnements secondaires. L'utilisation des filtres en coin a plusieurs conséquences :

- Le filtre agit comme un nouveau volume de diffusion plus ou moins important selon la taille de champ et la distance entre le filtre et le patient ;
- Le filtre peut atténuer une partie des diffusions venant des mâchoires ;
- En présence de filtre, il faut délivrer un nombre d'unité moniteur (UM) [1] plus important pour déposer la dose souhaitée dans un milieu. Ce changement accroît la diffusion dans le système de collimation.

1. Le nombre d'UM correspond à une dose de référence dans des conditions de référence, soit 1 UM=1 cGy pour un champ 10×10 cm^2 à une distance source/détecteur de 100 cm et à la profondeur du maximum de dose.

Selon les travaux de Sherazi [Sher 85], l'ensemble de ces accessoires augmente globalement la DP. L'étude expérimentale publiée montre un facteur d'augmentation de deux à quatre selon les paramètres d'irradiation (qualité du faisceau, type de filtre, *etc.*). Près du champ, la dose provenant de la diffusion du milieu irradié et celle du filtre en coin sont équivalentes. La dose induite par la diffusion du milieu décroît exponentiellement, alors que celle due au filtre, décroît moins rapidement. Par conséquent, la dose en présence d'un filtre est environ dix fois plus importante aux positions éloignées du champ. L'étude similaire de McParland [McPa 90] rapporte une augmentation du même ordre de grandeur selon l'orientation du filtre et la taille de champ. Mutic [Muti 02] associe l'augmentation de la DP principalement à l'allongement du temps d'irradiation nécessaire pour délivrer un nombre d'UM plus important.

Certains types de cache peuvent augmenter la dose hors-champ mais leur effet est moins important que celui des filtres en coin. Sherazi [Sher 85] a mesuré des facteurs d'augmentation inférieurs à deux. Leur épaisseur, plus importante que celle des filtres, permet d'arrêter une grande partie du diffusé du collimateur. L'influence des caches sur la DP est moins importante que celle observée avec des filtres en coin. Chofor [Chof 10] a mesuré une forte réduction de la DP jusqu'à 25 cm du champ en présence de caches. Pour des positions plus lointaines, les caches n'ont plus d'influence sur la DP.

Dans certains cas, ces accessoires sont également utilisés en vue d'une réduction directe la DP. En 1995, Stovall dirige la rédaction du rapport TG-36 de l'AAPM [Stov 95] sur la dose au fœtus. Un certain nombre de recommandations est décrit dans le cas du traitement de femmes enceintes. Par exemple, dans le cas d'un traitement du sein, l'ajout éventuel de caches permet de réduire de 50% la dose au fœtus. Dans une étude similaire, Mazonakis [Mazo 03] montre qu'un cache de plomb de 5 cm d'épaisseur permet de réduire la dose à l'embryon à 10 cGy alors qu'elle est de 40 Gy à la tumeur.

1.2.2.7 Influence de la RCMI sur la DP

Lors de traitements en RCMI, de nouveaux paramètres sont à prendre en compte par rapport à la radiothérapie conventionnelle. Nous allons voir que ces paramètres ont un impact supplémentaire sur la DP.

Nombre de faisceaux

Tout d'abord, la multiplication du nombre de faisceaux coplanaires augmente logiquement le volume de tissu sain exposé aux faibles doses et donc la DP globale. Typiquement, pour un traitement de la prostate, quatre faisceaux sont nécessaires en radiothérapie conventionnelle alors qu'on peut utiliser jusqu'à sept faisceaux différents en RCMI [Wang 07]. En conséquence, l'équipe de Wang mesure, par exemple, une dose de l'ordre de 0,25 $mSv.Gy^{-1}$ de prescription à la thyroïde en RCMI alors qu'elle était nulle en traitement conventionnel.

Nombre d'unité moniteur

Le nombre d'UM à délivrer est beaucoup plus important en RCMI. En effet, la présence du MLC dans le faisceau augmente le nombre d'UM nécessaires pour respecter la prescription de dose à délivrer à la tumeur. L'augmentation du nombre d'UM à délivrer a pour conséquence d'augmenter les diffusions et les fuites dans le système de collimation [Hall 03, Foll 97]. Plus précisément, Chofor [Chof 10] estime que la

composante de fuite est proportionnelle au nombre d'UM. Pour une configuration de traitement de la prostate, les équipes de Kry et de Wang relèvent un nombre d'UM 3,5 à 4,9 fois plus élevé en RCMI par rapport à celui utilisé pour un traitement conventionnel [Kry 05a, Wang 07]. C'est pour les faisceaux d'énergie plus faible et les profondeurs de localisation les plus importantes que le nombre d'UM augmente le plus. En augmentant le nombre d'UM, on augmente la dose aux distances les plus éloignées en RCMI par rapport aux traitements conventionnels.

Variation de la DP entre différents modes de la RCMI

La dépôt de DP varie profondément entre les différentes techniques utilisées en RCMI. L'équipe de Sharma [Shar 06] a, par exemple, mesuré la DP pour sept différents traitements de la tête et du coup à 6 MV en comparant principalement la technique du *step and shoot* avec celle du *sliding window*. Le procédé du *sliding window* nécessite deux à quatorze fois plus d'UM que le mode *step and shoot*, pour délivrer la même dose à l'isocentre. Il existe donc une grande disparité entre les différents procédés de la RCMI complexifiant encore plus les dépendances du comportement de la DP.

Conséquences globales

Dans une étude sur le traitement de la prostate, Howell [Howe 06] note que la DP totale en RCMI est plus faible qu'en radiothérapie conventionnelle. Cependant, il existe une variation sensible de la façon dont la DP est répartie. Par rapport à un traitement conventionnel, la dose en RCMI est plus élevée à des distances lointaines du champ (au-delà de 25 cm) et plus faible près du champ. À 35 cm du champ, elle est supérieure d'un facteur 1,6. Ainsi, du fait de la meilleure conformation du faisceau, un traitement par RCMI aura tendance à mieux protéger les organes proches de la zone de traitement mais les organes les plus lointains seront plus irradiés que lors d'un traitement de radiothérapie conventionnelle.

L'augmentation de la DP par RCMI dans certaines configurations requiert une attention toute particulière notamment pour les cas pédiatriques compte tenu de la longue durée de vie potentielle des enfants après un traitement. L'équipe de Klein [Klei 06] a comparé des traitements à 6 MV conventionnels et délivrés par RCMI pour des lésions du cerveau de l'enfant à l'aide de mesures sur fantôme pédiatrique. Leurs conclusions rapportent que la dose délivrée aux organes vitaux peut être d'une part, plus importante pour les enfants par RCMI que pour des adultes et d'autre part plus importante vis-à-vis d'un traitement conventionnel. L'étude similaire de Mansur [Mans 07] compare des traitements par RCMI à des traitements conventionnels de tumeurs crâniennes. Systématiquement la RCMI permet une meilleure conformation de la dose et donc d'épargner les tissus sains proches (comme la thyroïde). Cependant, pour les autres organes vitaux plus éloignés du crâne, la dose est systématiquement plus élevée en RCMI. De façon plus explicite, pour une dose de 54 Gy délivrée à l'isocentre, la thyroïde reçoit 25 cGy en RCMI contre 37 cGy en traitement conventionnel et les organes génitaux reçoivent environ 2 cGy en RCMI contre 0,35 cGy en traitement conventionnel. La question de la dose aux organes lointains est donc encore plus préoccupante en RCMI.

1.2.2.8 Travaux réalisés sur les techniques de tomothérapie et de radiochirurgie

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1.2, il existe d'autres unités de traitement de radiothérapie externe encore peu répandues mais pour lesquelles la problématique de la DP a déjà été abordée. Plusieurs études sur la DP dans le cadre de la sécurité des professionnels [Robi 00, Jera 04, Balo 05] et de la dose au patient [Muti 00, Meek 02] ont été publiées pour les techniques de tomothérapie et de radiochirurgie.

En tomothérapie statique, les équipes de Mutic [Muti 00] et de Meeks [Meek 02] ont mesuré, pour un traitement de la tête, une dose hors-champ plus élevée qu'en radiothérapie conventionnelle. L'augmentation est essentiellement due à l'amplification des fuites en raison du nombre plus important d'UM à délivrer. Plus récemment, l'équipe de Wiezorek [Wiez 09b] a comparé la DP d'une RCMI segmentée avec celle de la tomothérapie dynamique. Les valeurs de dose hors-champ pour la tomothérapie sont plus élevées jusqu'à un facteur deux près de la zone de traitement. En s'éloignant du bord du champ, les valeurs de DP des deux techniques tendent à s'équilibrer. Elles deviennent similaires au-delà de 25 cm. L'importante largeur du champ en tomothérapie et la composante de basse énergie plus importante dans le spectre des photons peuvent expliquer le fait qu'il y ait plus de particules diffusées et, par conséquent, une DP plus élevée.

Pour les techniques dites de radiochirurgie, l'étude de Petti [Pett 06] rapporte des résultats comparant ces techniques à la RCMI. Deux localisations ont été explorées : le cerveau et le thorax. La DP du *CyberKnife*® est deux à cinq fois supérieure à celle du *GammaKnife*® et quatre fois supérieure à celle mesurée pour une qualité de faisceau correspondant à 6 MV par RCMI.

1.2.3 Prédiction de la DP

D'après notre recherche bibliographique, il n'existe actuellement aucun outil fiable permettant de prédire de façon précise le dépôt de dose hors-champ. En milieu hospitalier, la prédiction de la dose en dehors des champs de traitement n'existe pas, celle-ci n'étant pas explicitement incluse dans les logiciels de planification du traitement (TPS). Les physiciens médicaux sont obligés de réaliser des mesures sur fantômes anthropomorphes ou *in vivo* pour chaque technique et chaque configuration afin de connaître les niveaux de DP. En recherche, des modèles empiriques de reconstruction et de prédiction ont été développés sans pour autant faire référence. Les travaux autour de la simulation MC de la dose hors-champ sont peu nombreux, le champ d'exploration reste encore large.

1.2.3.1 Outils empiriques

Plusieurs modèles empiriques de prédiction de la dose hors-champ ont été développés ou sont en cours de développement. Ils s'appuient sur des bases de données expérimentales permettant par extrapolation de déterminer une cartographie de la dose corps entier. En raison de la complexité du développement d'un modèle de prédiction complet, de nombreuses études se sont focalisées sur la prédiction de la dose aux organes environnants pour un type de localisation. L'équipe de Stovall [Stov 89] en collaboration avec des épidémiologistes a combiné des mesures sur des fantômes d'eau, sur fantômes anthropomorphes et des calculs MC pour déterminer la dose reçue par quatorze organes périphériques pour différents protocoles de traitement du cancer de l'utérus. Ils ont pu

reconstituer une cartographie de dose de 20 000 patientes traitées entre 1916 et 1975. Certes, ce modèle n'est plus adapté aux machines utilisées de nos jours mais il présente un intérêt pour le suivi épidémiologique des femmes traitées à cette époque.

L'équipe de van der Giessen [Gies 01] a développé un logiciel appelé *Peridose* calculant la dose hors-champ pour différentes qualités de faisceau à partir de mesures au Cobalt 60 [Gies 93] et aux qualités de faisceau correspondant à 6 MV, 10 MV et 23 MV [Gies 94]. La base de données expérimentales prend en compte les champs tangentiels et la présence de caches. Le logiciel permet le calcul de la DP par composante (fuite et diffusion du collimateur) ainsi que la contribution par faisceau. Une comparaison avec des mesures donne un rapport moyen entre les mesures et le calcul de 0,92 avec un écart-type de 35% pour l'ensemble des techniques classiques de traitement et, respectivement, de 1,12 et 26% pour des faisceaux tangentiels. L'utilisation du programme est surtout utile dans le cas de traitement de femmes enceintes. On considère que l'erreur moyenne globale des résultats obtenus est de 60% sur la dose. Compte tenu de l'incertitude des facteurs évaluant le risque de second cancer à partir de la DP et des niveaux de dose observés, l'auteur soutient que cette erreur reste acceptable. Cependant, ce logiciel présente plusieurs limites :

- Les résultats ne sont pas fiables dans le cas de traitement non-coplanaires ;
- Il n'est pas utilisable pour des traitements par RCMI ;
- Aucune comparaison avec des calculs MC ou un autre logiciel n'a été faite ;
- Il n'est pas applicable aux faisceaux d'électrons.

Une équipe commune à l'IGR et à l'INSERM développe actuellement un modèle expérimental [Dial 09]. Cet outil fait appel à un module comprenant une base de modèles de patients à faire correspondre à des images tomodensitométrique. Les modèles anatomiques (enfant, adulte, sexe, âge) sont adaptables aux images tomodensitométriques par déformation et interpolation. Un module multi-sources permet le calcul de la dose dans le modèle. Des sources en dehors du faisceau principal ont été adaptées pour une meilleure prise en compte des différentes composantes de diffusion. À ce jour, aucun résultat n'a été publié sur les performances de cet outil de prédiction.

1.2.3.2 Outils Monte Carlo

Une des alternatives aux modèles empiriques est le développement des outils MC. La précision de ces méthodes de calcul n'est plus à démontrer. En contrepartie, elles nécessitent un temps de calcul important pour converger.

Il faut attendre l'année 2006 et les travaux qui font référence de Kry [Kry 06] pour obtenir un modèle MC complet d'un accélérateur calculant à la fois la dose photon et neutron en dehors du champ. À la suite des études expérimentales menées sur des accélérateurs de type RCMI, Kry et son équipe ont développé des modèles MC de calcul de la DP qu'ils ont pu comparer à leurs mesures. Un accélérateur Varian a été modélisé aux qualités de faisceau correspondant à 6 MV [Kry 06] et 18 MV [Kry 07] à l'aide du code MC *MCNPX* pour trois tailles de champ (4×4 cm^2, 10×10 cm^2 et 20×20 cm^2). Des écarts moyens de 16% sont obtenus entre les mesures et la simulation MC. Les incertitudes statistiques associées aux calculs sont de 3%, 10% et 20% lorsque la dose vaut, respectivement, 1%, 0,1% et 0,001% du maximum de dose. Les niveaux de dose les plus faibles sont obtenus à 50 cm du bord de champ. L'incertitude sur les mesures est partout égale à 1,9%. Étant données les faibles doses observées et la distance importante

au champ, une incertitude statistique autour de 20% est acceptable.

Bednarz et Xu [Bedn 09] ont développé un modèle similaire d'un accélérateur Varian et simulé le dépôt de dose dans et en dehors du champ. Leur modèle a été validé à partir des calculs et des mesures de Howell [Howe 05] et de Kry [Kry 07]. Les performances sont relativement similaires à celles du modèles de Kry, ils obtiennent des différences locales moyennes entre les mesures et le modèle de 14% et 16%, respectivement pour le 6 MV et le 18 MV pour des incertitudes statistiques (1σ) inférieures ou égales à 20%.

Les modèles de Kry restent, à ce jour, les outils MC de prédiction les plus avancés. Les écarts avec les mesures et les incertitudes statistiques obtenues sont raisonnablement faibles. Cependant, les modèles n'ont pas encore été validés sur un fantôme anthropomorphe permettant de tester leur utilisation clinique et les temps de calcul restent importants. Kry évoque 900 heures de calcul sur un processeur (soit environ 1 mois et une semaine) pour 400 millions de particules transportées pour atteindre les niveaux d'incertitude précédents.

1.2.4 Rayonnement neutronique

1.2.4.1 Origine et problématique de la dose due aux neutrons

Les études présentées précédemment ne considéraient que les composantes de DP dues au rayonnement photonique. Cependant, sous certaines conditions, il existe également une composante provenant d'un rayonnement neutronique. En effet, le faisceau d'irradiation peut contenir des photons ayant une énergie cinétique supérieure au seuil de production de neutrons (γ,n) dans certains matériaux. De ce fait, des photoneutrons et des photons de capture neutronique (n,γ) sont générés et contribuent à la DP.

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.1, le rayonnement neutronique a plusieurs origines. Une grande partie est générée dans la tête de l'accélérateur au niveau de la cible, du cône égalisateur et du collimateur (détaillés sur la figure 1.1 de la partie 1.1.2). Les matériaux de ces structures (essentiellement du tungtène et du plomb) ont une section efficace importante pour les réactions (γ,n). Néanmoins, d'autres éléments tels que le fer, le cuivre ou l'aluminium sont présents dans ces structures, même si leur probabilité de production neutronique est plus faible. Les énergies seuils de production de photoneutrons pour le tungstène, le plomb, le cuivre et le fer sont respectivement de 6,74 MeV, 6,19 MeV, 9,91 MeV et 7,65 MeV [Nase 10].

Les neutrons produits dans la tête de l'accélérateur peuvent être séparés en deux groupes :

- Les neutrons dits « directs » venant de la tête de l'accélérateur. Leur fluence décroît en inverse carré de la distance. On estime qu'ils représentent 60% des neutrons et qu'ils contribuent à 95% de la dose due aux neutrons [Kry 05b].
- Les neutrons diffusés depuis les murs de béton de la salle de traitement, qui perdent une grande partie de leur énergie lors de multiples interactions. Leur fluence est approximativement constante dans la salle de traitement [McCa 79]. Suite au grand nombre d'interactions, ces neutrons peuvent être thermalisés (*i.e.* leur énergie cinétique devient inférieure à 0,0253 eV). La fluence des neutrons thermalisés est également quasi-constante dans la pièce.

Il peut aussi exister des neutrons pouvant être créés par réaction (γ,n) dans les tissus du corps humain où sont présents certains noyaux comme le deutérium, le carbone 13,

l'oxygène 17 qui ont des seuils énergétiques de production plus faibles (2,2 MeV, 4,9 MeV et 4,1 MeV, respectivement pour les noyaux ^{2}H, ^{13}C et ^{17}O [Alle 88]).

La production de photoneutrons s'observe à partir d'une qualité de faisceau supérieure à 8 MV pour des matériaux de numéro atomique élevé [Neut 84]. On considère, cependant, que la production de neutrons est négligeable en dessous d'une qualité de faisceau correspondant à 10 MV.

C'est à partir des années 1970, lorsque les qualités de faisceau ont évolué vers des niveaux plus élevés que ceux du cobalt et du bêtatron, que la question de la création des neutrons en radiothérapie s'est posée. L'étude des neutrons est d'autant plus fondamentale que leur effet biologique est plus important que celui des photons (forte efficacité biologique relative [2] (EBR)). Cette propriété impacte la valeur du facteur de pondération (w_R) de la dose pour le rayonnement neutronique qui varie entre 5 et 20 en fonction de l'énergie du neutron, alors qu'il vaut 1 pour le photon.

Cependant, la dose due aux neutrons n'est jamais calculée lors de la planification du traitement en radiothérapie, elle est systématiquement négligée. Des études expérimentales ont cependant été menées pour évaluer cette dose due aux neutrons en dehors du champ.

Deux principaux procédés expérimentaux sont utilisés en radiothérapie pour la mesure des neutrons :

- L'activation d'un matériau émettant un rayonnement photonique détectable qui permet de déduire une fluence neutronique puis de calculer une dose ;
- Les détecteurs à bulles dans lesquels des gouttelettes d'un liquide surchauffé sont dispersées dans un polymère. Quand un neutron entre en collision avec une gouttelette, elle se vaporise immédiatement, formant une bulle de gaz emprisonnée dans le gel. Le nombre de gouttelettes créées est directement proportionnel à la dose équivalente due aux neutrons [Ing 97].

1.2.4.2 Estimation du signal neutron

Exemple de mesure de la fluence neutronique par activation et calcul de la dose due aux neutrons

Quelles que soient la qualité du faisceau au dessus du seuil de création des neutrons et la localisation de la mesure, les distributions en fluence mesurées par activation ont la même forme. Howell [Howe 06] a, en effet, mesuré de faibles écarts entre des fluences neutroniques de deux qualités de faisceaux (15 MV et 18 MV) que l'on peut observer sur la figure 1.7. Swanson [Swan 79] et d'Errico [dErr 01] ont également mesuré cette indépendance. L'énergie moyenne des neutrons est comprise entre 0,5 MeV et 0,8 MeV avec une énergie la plus probable voisine de 1 MeV. Par conséquent, les neutrons entrant dans les tissus du patient suivent une distribution énergétique similaire quels que soient les paramètres d'irradiation.

À l'aide des facteurs de qualité du rapport 74 de l'ICRP [Conv 96], Howell remonte à l'équivalent de dose ambiant, puis, grâce à des corrections de profondeur obtenues à partir de rendements en profondeur neutrons, il calcule la dose due aux neutrons. Howell estime des valeurs de dose équivalente due aux neutrons par gray de prescription de l'ordre de 2,3 mSv.Gy^{-1} à 40 cm de l'isocentre. Cet ordre de grandeur est en accord avec l'ensemble des études menées de ce type. Par exemple, Vanhavere [Vanh 04] mesure une

2. L'EBR d'un rayonnement est le rapport de sa dose absorbée par rapport à celle d'un rayonnement de référence pour atteindre le même effet biologique.

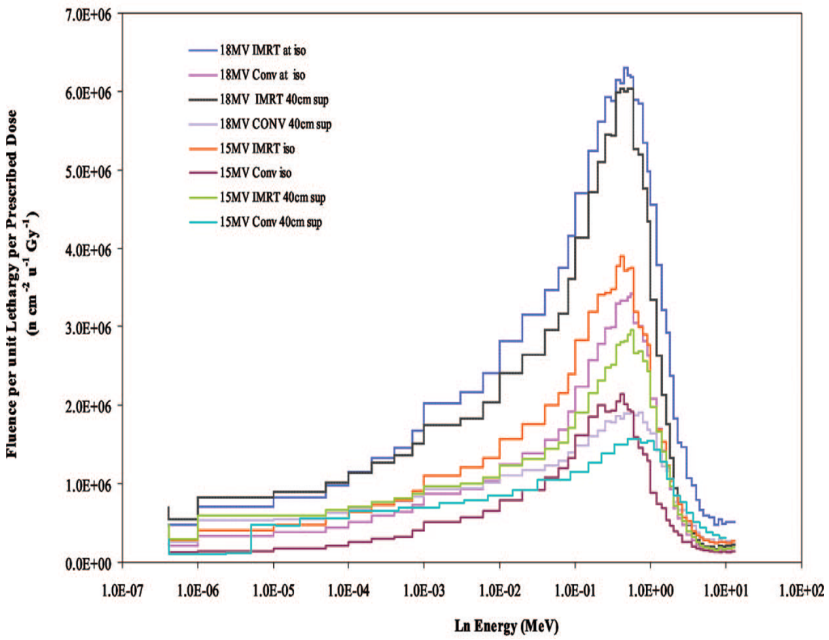


FIGURE 1.7 – Fluences neutroniques pour des qualités de faisceau correspondant à 15 MV et 18 MV pour des traitements conventionnels et par RCMI mesurés à l'isocentre et à 40 cm de l'isocentre (tirées de [Howe 06]).

dose équivalente due au neutron de 2,3 mSv.Gy^{-1} à 50 cm de l'isocentre et le rapport 79 du NCRP [Neut 84] donne des valeurs variant de 0,8 à 2,5 mSv.Gy^{-1}.

Influence des paramètres classiques sur la dose due aux neutrons

Il existe une forte dépendance des intensités de fluence neutronique en fonction de la *qualité du faisceau*. Kry [Kry 05b] estime que la fluence neutronique est minimale à 10 MV, 14 fois plus élevée à 15 MV et 28 fois plus à 18 MV. Howell mesure la même augmentation de la fluence entre 15 MV et le 18 MV. Or, la dose due aux neutrons est proportionnelle à la fluence. Vanhavere et Verellen [Vere 99] ont en effet montré qu'entre les qualités de faisceau correspondant à 6 MV et 18 MV, le débit de dose du aux neutrons augmente de 6 μSv.h^{-1} à 1,5 mSv.h^{-1}, soit une multiplication par un facteur 250.

Contrairement à la dose due aux photons, la dose due aux neutrons diminue peu avec la *distance au champ* [Kry 05b]. Nous observons, en effet, sur la figure 1.7 de Howell que la fluence neutronique varie peu entre la position de mesure dans le champ et celle hors du champ. Par conséquent, la distribution de dose due aux neutrons ne varie pas significativement avec la distance au champ.

En revanche, il y a une forte atténuation de la fluence neutronique et donc de la dose avec la *profondeur* [Vanh 04].

La variation de la fluence neutronique est faible avec la *taille de champ* [Kry 07].

De la même façon que pour la dose due aux photons, il existe de grandes disparités entre les *modèles d'accélérateur*. Kry [Kry 05b] a mesuré une fluence neutronique deux fois plus importante sur un *linac* Varian que sur un accélérateur Siemens. La dose due aux neutrons dépend donc aussi de l'accélérateur.

Comparaison entre la RCMI et la radiothérapie conventionnelle

Toujours dans l'étude [Howe 06], Howell mesure une augmentation d'un facteur deux de la dose due aux neutrons entre des mesures sur une configuration conventionnelle et sur une configuration RCMI à 40 cm de l'isocentre. Dans une étude précédente, Howell [Howe 05] avait déjà déterminé l'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons à 21 cm du champ pour un traitement 18 MV RCMI et conventionnel. Elle l'évalue à 5,17 mSv.Gy^{-1} par RCMI contre 1,85 mSv.Gy^{-1} en configuration conventionnelle, soit un facteur d'augmentation de 2,8. Dans des travaux similaires, Reft [Reft 06] mesure une augmentation jusqu'à un facteur trois de l'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons par gray photon en RCMI comparativement à un traitement conventionnel. Dans l'ensemble de ces études le facteur d'augmentation de la dose due aux neutrons est corrélé à celui du nombre d'UM.

Proportion de dose due aux neutrons en comparaison de celle due aux photons

La contribution relative de la dose due aux neutrons est minimale aux positions les plus proches [Ing 82b] et augmente en s'éloignant du champ. Nous avons vu que la fluence neutronique reste relativement constante en s'éloignant du bord du champ alors que la dose due aux photons diminue rapidement. Vanhavere [Vanh 04] affirme que la composante de dose due aux neutrons est majoritaire au delà de 30 cm du bord du champ. Cette prédominance de la composante de dose due aux neutrons n'est vraie que pour des faibles profondeurs puisqu'elle diminue très rapidement avec la profondeur.

Etudes Monte Carlo

Il est délicat de comparer expérimentalement la dose due aux neutrons à celle due aux photons, notamment parce que la mesure de la dose due aux neutrons n'est pas directe. Pour estimer la composante neutronique, l'alternative à la mesure est la simulation Monte Carlo. En effet, *MCNP* est le code MC le plus utilisé pour les études dosimétriques des neutrons. Les codes majeurs de la radiothérapie, *PENELOPE* et *EGS*, ne transportent pas les neutrons.

Les premières études MC traitant de la dose hors-champ datent du début des années 1980. L'équipe de Ing [Ing 82b, Ing 82a] a modélisé un simple faisceau mono-énergétique simulant la trajectoire des neutrons et des photons, respectivement, à l'aide des codes *MORSE* et *EGS*. Ils définissent deux régions de calcul de la dose (dans le champ et hors du champ) et calculent une dose due aux photons 10 fois plus importante dans le champ et une dose due aux neutrons approximativement équivalente dans les deux régions. Le rapport entre la dose due aux neutrons et celle due aux photons est de l'ordre de 0,05%. Plus récemment, l'équipe d'Ongaro [Onga 00] a calculé la dose due aux neutrons à partir de deux modèles 15 MV d'un accélérateur *Siemens* et d'un *Elekta*. Il rapporte une composante due aux neutrons variant entre 1,0 mSv.Gy^{-1} et 4,8 mSv.Gy^{-1} pour l'accélérateur *Siemens* et une valeur deux fois plus élevée pour la machine *Elekta*. Ce résultat confirme la forte variation de la dose entre les modèles de *linac*. L'équipe de Kry [Kry 07] a simulé une grille de dose à l'intérieur d'un fantôme d'eau. La figure 1.8 résume ces résultats de simulation. On y retrouve notamment la faible variation de la dose due aux neutrons avec la distance à l'axe et sa forte variation avec la profondeur. Globalement, les tendances des résultats de simulation MC rejoignent celles des études expérimentales.

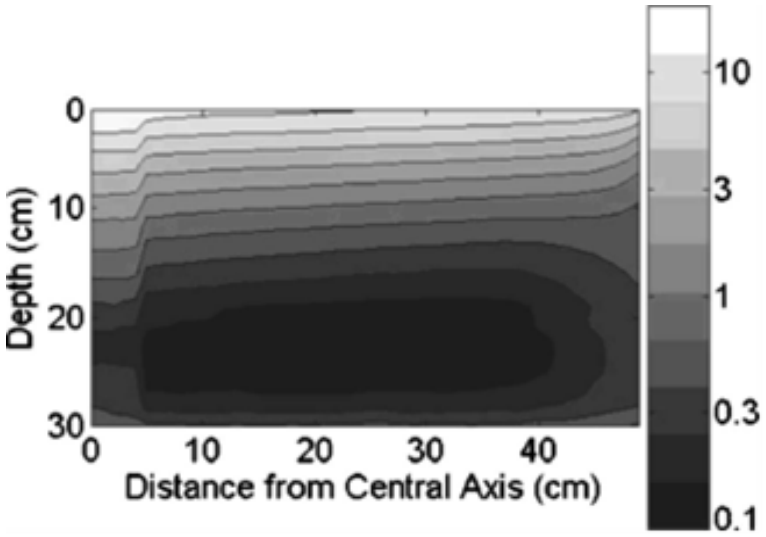


FIGURE 1.8 – « *Neutronic dose equivalent* ». Pour un champ 10×10 cm^2 et une qualité de faisceau correspondant à 18 MV en μSv.UM^{-1} (calculé par [Kry 07]).

Conclusions sur la dose due aux neutrons

Lors de la planification d'un traitement, la composante de dose due aux neutrons, qu'elle soit périphérique ou non, est systématiquement négligée. Son ordre de grandeur est le même directement sous le faisceau ou en dehors du champ. Proportionnellement à la dose due aux photons, la composante de dose due aux neutrons est négligeable dans et en bordure du faisceau. En revanche, elle devient du même ordre de grandeur ou supérieure à la composante de DP due aux photons hors du champ au delà de 30 cm. L'ensemble des études avance un niveau de dose due aux neutrons de l'ordre de quelques mSv.Gy^{-1} de prescription. Cet ordre de grandeur est relativement faible mais n'est pas négligeable pour certaines localisations ou pour les cas pédiatriques. Il serait donc nécessaire d'estimer la dose due aux neutrons pour des traitements faisant appel à des qualités de faisceau correspondant à des tensions accélératrices supérieures à 10 MV. Néanmoins, les traitements par RCMI se font majoritairement pour des qualités de faisceaux inférieures à 10 MV permettant de s'affranchir en grande partie de la composante de dose neutronique.

En parallèle de cette étude doctorale, nous avons également débuté des travaux de simulation de la dose due aux neutrons présentés dans l'annexe C. Nous retrouvons des ordres de grandeurs similaires à ceux que l'on vient de voir dans l'état de l'art.

1.3 Bilan de l'état de l'art et objectifs de l'étude

Le dépôt d'une DP reste aujourd'hui inévitable pour tout type de traitement en radiothérapie externe. Les diverses études à ce sujet montrent que les origines de la DP sont multiples et qu'un grand nombre de paramètres l'influence. Du fait de cette multi-dépendance, il est difficile de limiter efficacement la DP. La variation de DP est complexe car elle dépend à la fois des techniques de traitement utilisées mais également de la balistique définie pour l'irradiation.

1.3.1 Alternative proposée et démarche de l'étude

La fréquence des cancers secondaires est amenée à augmenter considérablement à l'avenir, notamment du fait de l'augmentation de la DP aux organes lointains en RCMI et de l'amélioration des taux de guérison des premiers cancers. Dans ce contexte, l'enjeu est conséquent et il serait dommageable de limiter le traitement de la DP à des suggestions de jeux de paramètres.

À ce jour, il n'existe aucun outil clinique précis de prédiction de la dose hors-champ pour la planification du traitement. Le seul moyen d'estimer la DP pour les cliniciens est de la mesurer pour chaque configuration de traitement. Cependant, la méthode expérimentale est lourde à mettre en place et coûteuse en temps.

Le but de ces travaux est de développer un outil permettant de calculer précisément et dans un temps raisonnable, la dose absorbée à un organe à risque distant de la zone de traitement. Une fois finalisé, cet outil permettra au physicien médical ou au radiothérapeute de vérifier la dose à un organe sensible pour, soit modifier les paramètres ou la technique du traitement afin de la réduire, soit enregistrer cette valeur afin de compléter les bases de données dosimétriques.

1.3.1.1 Outil de calcul MC et accélération

Nous avons pu mettre en évidence la dépendance multiple de la DP et surtout la complexité de sa variation qui en découle. La méthode MC permet la prise en compte de l'ensemble de la géométrie de traitement et des paramètres associés afin d'effectuer une estimation complète de la DP. De plus, cette méthode est reconnue comme étant la technique de calcul la plus exacte pour la prédiction de résultats dosimétriques [Roge 06]. Par conséquent, nous avons orienté notre choix vers ce type de méthode pour le développement de l'outil. L'expertise acquise depuis plusieurs années sur le code MC *PENELOPE*, au sein du laboratoire, et sa validation pour la radiothérapie, nous a incité à utiliser ce code comme base de l'outil futur. La simulation MC étant une méthode statistique, il est nécessaire d'utiliser un nombre élevé d'évènements pour obtenir une statistique correcte. Or, dans les zones que nous souhaitons explorer, le nombre de particules est faible comparativement à une exploration dans le faisceau primaire. Nous allons voir que les temps de calcul sont très importants et que l'accélération du code est indispensable pour une éventuelle utilisation clinique. À ce jour, dans *PENELOPE*, aucune technique de réduction de variance n'est spécifiquement dédiée au calcul de la DP. De ce fait, une étape fondamentale de ces travaux, est l'amélioration de la convergence du code par l'implémentation d'une nouvelle technique de réduction de variance.

1.3.1.2 Procédé expérimental de validation

Le code *PENELOPE* n'a jamais été utilisé pour le calcul de la DP. Par conséquent, il est indispensable de vérifier la validité des résultats de simulation pour les estimations réalisées en dehors du champ. Dans ce but, nous avons définis deux configurations expérimentales de validation :

- Une configuration métrologique : l'irradiation est faite dans une cuve à eau spécifiquement large sur le *GE Saturne 43* du laboratoire national Henri Becquerel (CEA, LIST, LNHB). Le dosimètre utilisé est une chambre d'ionisation.
- Une configuration pré-clinique : l'irradiation suit un protocole de traitement de la prostate sur un fantôme hétérogène à l'aide de dosimètres OSL sur le *linac*

Siemens Artiste du Centre de Lutte Contre le Cancer (CLCC) François Baclesse de Caen.

1.3.2 Conclusions de l'état de l'art

Ce premier chapitre nous a permis de développer la problématique de la DP liée à notre étude. Grâce à l'état de l'art, nous avons notamment pu mettre en évidence un déséquilibre entre le grand nombre d'études expérimentales et les quelques études numériques menées autour de la dose hors-champ. Les outils fiables de prédiction de la dose hors-champ sont rares alors que le phénomène de cancers secondaires semble prendre de l'importance. Cet état de fait nous a conforté dans l'intérêt du développement d'un outil précis de prédiction de la DP.

Chapitre 2

Estimation de la DP par simulation Monte Carlo

L'objectif de ce chapitre est de présenter les travaux réalisés autour de la simulation de la DP avec le code MC *PENELOPE*. Tout d'abord, nous consacrons la première partie de ce chapitre (partie 2.1) à expliquer le principe des méthodes MC. La seconde partie (partie 2.2) dresse un bilan de l'utilisation de ces méthodes dans le monde de la physique médicale et s'attarde plus particulièrement sur le fonctionnement du code *PENELOPE*. La troisième partie du chapitre (partie 2.3) expose les résultats des premières simulations de la DP réalisées avec *PENELOPE* ainsi que les travaux d'optimisation associés.

Pour exécuter nos calculs MC, le Département Capteurs, Signal et Information (DCSI) du CEA, LIST met à disposition de ses laboratoires un ensemble de 348 processeurs de 2 GHz. Ils sont répartis sur 19 machines de la façon suivante : 7 nœuds de 12 processeurs et 11 nœuds de 24 processeurs.

2.1 Technique MC

2.1.1 Principe fondamental

Le procédé MC est une méthode probabiliste, développée à partir des années 1940, entre autres, par Nicholas Metropolis, permettant l'estimation d'intégrales à grandes dimensions. En physique des particules, cette méthode a initialement été utilisée pour le transport des neutrons de haute énergie, et plus particulièrement, pour la simulation des mécanismes nucléaires impliqués dans l'élaboration des bombes atomiques.

Pour la simulation du transport des particules, l'utilisation des méthodes MC repose sur la connaissance des densités de probabilité régissant toutes les interactions possibles entre les particules et la matière. La physique du rayonnement décrit, pour chaque particule pénétrant un milieu, une trajectoire possible résultant d'une série d'interactions et de pas rectilignes associés. À partir des densités de probabilité, appelées sections efficaces différentielles, le processus MC transporte une à une les particules en échantillonnant chaque évènement stochastique c'est-à-dire chaque pas et chaque interaction. La trajectoire est construite sur une série de pas et d'interaction, c'est pourquoi elle peut également être assimilée à un évènement stochastique. Le transport des particules s'apparente à un processus de Markov puisque chaque évènement stochastique échantillonné est indépendant des évènements précédant. Il est donc possible d'arrêter arbitrairement le suivi des particules puis de relancer la simulation sans introduire de

biais.

La simulation MC estime l'espérance de grandeurs associées à l'évènement « trajectoire ». L'espérance est calculée par une intégrale et peut être approchée par le calcul d'une moyenne. Par conséquent, c'est en transportant un grand nombre de particules que la méthode MC permet d'estimer la valeur moyenne de grandeurs macroscopiques d'intérêt mesurables telle que la dose absorbée. Typiquement, le résultat d'une simulation est une estimation de la moyenne d'une grandeur dans un volume d'intérêt accompagnée de son incertitude statistique.

En définitive, un code MC est un ensemble regroupant trois principaux modules [Roge 02] :

- un premier contenant les modèles permettant l'expression des différentes sections efficaces différentielles des interactions. On peut retrouver ces grandeurs sous forme de bases de données ;
- un second contenant l'algorithme de transport ;
- un dernier contenant les modalités de définition de la géométrie de la simulation.

Dans l'algorithme de transport, la progression de la particule est échantillonnée à l'aide d'un générateur de nombres aléatoires [Hell 98]. Plusieurs sous-algorithmes de l'algorithme principal de transport sont appelés au cours de la simulation, notamment pour l'échantillonnage de la distance de libre parcours, le transport à travers les surfaces géométriques ainsi que des techniques visant à accélérer le calcul. Nous allons maintenant nous attarder sur la façon dont l'algorithme principal transporte les photons et les électrons.

2.1.2 Transport des photons

Au cours de son parcours dans la matière, un photon peut être soumis à différentes interactions (l'effet photoélectrique, l'effet Rayleigh, l'effet Compton ou la création de paire (voir l'annexe B)). La probabilité que le photon interagisse avant de parcourir une distance x dans un milieu de masse volumique ρ est donnée par :

$$P(x) = \exp(-\frac{\mu}{\rho}\rho x), \tag{2.1}$$

où $\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'atténuation massique total du milieu exprimé en $\mathrm{cm}^2.\mathrm{g}^{-1}$. La détermination du lieu d'interaction se fait par tirage d'un premier nombre aléatoire $R1$ uniformément distribué entre 0 et 1 puis par échantillonnage de la fonction de densité de probabilité $P'(x)$ à l'aide de la méthode des transformations inverses [Salv 11] :

$$x = \frac{1}{\rho}\frac{-\ln[R1]}{\frac{\mu}{\rho}}. \tag{2.2}$$

Pour déterminer le type d'interaction ayant lieu en x, un second nombre aléatoire $R2$ entre 0 et 1 est tiré puis les sections efficaces relatives cumulatives sont calculées :

$$P_0 = 0; \tag{2.3}$$

$$P_1 = \frac{\tau}{\mu}; \tag{2.4}$$

$$P_2 = P_1 + \frac{\sigma_{Ray}}{\mu}; \tag{2.5}$$

$$P_3 = P_2 + \frac{\sigma}{\mu}; \tag{2.6}$$

$$P_4 = P_3 + \frac{\pi}{\mu}. \tag{2.7}$$

Dans ces équations, τ, σ_{Ray}, σ et π sont respectivement les sections efficaces de l'effet photoélectrique, de l'effet Rayleigh, de l'effet Compton et de la création de paire. Le type d'interaction j est choisi de façon à ce que :

$$\sum_{i=0}^{j-1} p_i = P_{j-1} \leq R2 \leq \sum_{i=1}^{j} p_i = P_j, \tag{2.8}$$

où p_i est la section efficace relative de l'interaction j et P_j est la section efficace cumulative.

Chaque photon est suivi jusqu'à son absorption, c'est à dire, jusqu'à ce que son énergie soit inférieure à une valeur limite, généralement précisée par l'utilisateur.

L'échantillonnage selon les lois physiques est appliqué aux autres aspects de la simulation. Par exemple, dans le cas des interactions par effet Compton, on échantillonne les déviations et les énergies de l'électron secondaire et du photon diffusé à l'aide de l'équation de Klein-Nishina [Klei 29].

2.1.3 Transport des électrons et des positons

La transport des électrons, détaillé dans cette partie, est également valable pour les positons. En effet, les propriétés similaires de ces deux particules permettent une méthode de suivi identique dans les codes MC.

Les électrons ont une probabilité d'interaction beaucoup plus importante que les photons. C'est en grande partie par diffusion élastique (voir l'annexe B) que les électrons interagissent. Leur section efficace élastique est proportionnelle au rapport $\frac{Z^2}{E^2}$ où Z est le numéro atomique de l'atome et E est l'énergie de l'électron. La probabilité de diffusion élastique est donc très importante pour des électrons de faibles énergies et l'échantillonnage de chacune des interactions, dont l'effet sur l'énergie cinétique et la direction de l'électron est souvent minime, nécessite un temps de calcul prohibitif. C'est pourquoi un traitement par diffusion multiple est indispensable pour diminuer les temps de simulation. La diffusion multiple regroupe, sous un évènement discret, l'effet de nombreuses interactions sur la déviation angulaire de l'électron. La faible perte d'énergie n'est pas prise en compte dans ce processus. Cette technique est très efficace pour des énergies de l'ordre de quelques dizaines de keV. Cependant, pour des énergies plus importantes, de l'ordre de plusieurs centaines de keV, le nombre de processus élastiques augmente considérablement et la variation en énergie n'est plus négligeable. Berger [Berg 89] estime, par exemple, qu'un électron subit 4000 diffusions élastiques pour passer d'une énergie de 500 à 250 keV dans l'aluminium. Compte tenu du nombre élevé d'interactions, il est important de ne pas négliger la perte d'énergie puisque celle-ci aura un impact sur les sections efficaces des interactions et donc sur la diffusion multiple. Les algorithmes de transport des électrons font alors appel à la technique d'histoire condensée, initialement proposée par Hebbard et Wilson [Hebb 55] puis développée par

Berger [Berg 63]. Cette technique, utilisée dans la majorité des codes MC, s'appuie sur la diffusion multiple tout en prenant en compte la perte d'énergie et la production d'électrons secondaires. Deux types d'histoire condensée, nommés classe I et II, ont été développés.

Histoire condensée de classe I

Dans l'algorithme de classe I, toutes les interactions subies par l'électron sont regroupées. La production de particules secondaires est prise en compte globalement après chaque pas. La perte d'énergie de l'électron primaire est définie à l'aide d'un modèle de perte continue de l'énergie le long de la trajectoire (*Continuous Slowing Down Approximation* (CSDA)). Souvent, un modèle prenant en compte le *straggling* est ajouté. Le *straggling* intègre les fluctuations de la perte d'énergie ignorées par le modèle CSDA. Le dépôt d'énergie et le pas sont calculés à partir du pouvoir d'arrêt. L'angle de diffusion est déterminé par la théorie de la diffusion multiple. L'énergie perdue par l'électron lors d'un pas (sans le *straggling*) est donnée par :

$$E = E_0 - Sl, \tag{2.9}$$

où E_0 est l'énergie au début du pas, E l'énergie à la fin du pas, S le pouvoir d'arrêt linéaire et l la longueur du pas.

L'électron secondaire est échantillonné indépendamment de l'énergie perdue le long du pas. Finalement, l'énergie déposée par l'électron le long du pas est égale à :

$$E_{dep} = Sl - E_\delta, \tag{2.10}$$

où E_δ représente l'énergie de la particule secondaire créée. Dans cet algorithme, il n'y a pas de corrélation directe entre l'électron secondaire et l'électron primaire.

Histoire condensée de classe II

Dans l'algorithme de classe II, seules les interactions avec une faible perte d'énergie et une faible déviation sont regroupées (à l'instar de la classe I). Les interactions dites « catastrophiques », pour lesquelles la perte d'énergie et la déviation sont trop importantes, sont échantillonnées de façon conventionnelle. Le seuil entre les deux types de traitement est fixé par l'utilisateur. Ce traitement mixte permet de prendre en compte le dépôt d'énergie éloigné du site de création par les électrons secondaires susceptibles de quitter la trace principale. Comme les algorithmes de classe I, le processus du *straggling* est souvent utilisé. L'énergie de l'électron à la fin du pas et celle déposée au voisinage de son parcours (sans le *straggling*) sont données par :

$$E = E_0 - lL_{col}^{AE} - E_\delta, \tag{2.11}$$

et

$$E_{dep} = lL_{col}^{AE}, \tag{2.12}$$

où E_0 est l'énergie de l'électron au début du pas, E est son énergie à la fin du pas, L_{col}^{AE} représente le pouvoir d'arrêt restreint aux interactions avec une perte d'énergie inférieure à AE, l est la longueur du pas et E_δ est l'énergie de la particule secondaire créée. Un électron n'est créé que si son énergie est supérieure à AE.

Les algorithmes de classe II sont plus précis que ceux de classe I car ils prennent en compte la corrélation entre les particules primaires et secondaires. Ils permettent également un traitement plus précis aux interfaces entre les matériaux.

2.1.4 Incertitude et efficacité du calcul MC

Chaque résultat de simulation est donné avec une incertitude permettant d'évaluer son degré de précision. Des incertitudes systématiques (dite de type B) sont parfois répertoriées pour la simulation MC. Elles peuvent être dues à une incertitude « physique » sur les valeurs des sections efficaces. Cependant, elle n'est que très rarement prise en compte. L'utilisateur peut également introduire une incertitude sur la précision de la géométrie modélisée. Néanmoins, dans la grande majorité des cas, l'incertitude donnée par un code MC reste uniquement d'ordre statistique (incertitude dite de type A). La méthode MC permet d'estimer la valeur moyenne d'une variable aléatoire d'intérêt. Pour notre étude, la variable aléatoire correspond à la dose absorbée par particule primaire issue de la source. Lors du calcul, N évènements indépendants, appelés histoires ou particules primaires, sont simulés. Le résultat est une dose moyenne $\bar{X}$ par histoire donnée avec son écart-type $\sigma_{\bar{X}}$ par histoire assimilé à l'incertitude statistique. Ces grandeurs sont respectivement données par les relations suivantes [Walt 02] :

$$\bar{X} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} X_i, \tag{2.13}$$

et

$$\sigma_{\bar{X}} = \sqrt{\frac{1}{N-1}(\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} X_i^2 - \bar{X}^2)}, \tag{2.14}$$

où X_i est la dose absorbée dans le volume d'intérêt par la i^{eme} histoire.

Un test simple permet de s'assurer de la stabilité de l'incertitude statistique associée à l'estimation de la simulation MC. Il consiste à vérifier qu'en augmentant uniquement le nombre d'histoires simulées de N_1 à N_2 entre deux simulations identiques, la valeur du rapport des écarts-types (incertitudes) σ_1 et σ_2 des deux simulations est proche de la valeur de la racine carré du rapport des deux nombres d'histoires, soit :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \approx \sqrt{\frac{N_2}{N_1}}. \tag{2.15}$$

La convergence d'une simulation MC requiert le suivi d'un grand nombre d'histoires, augmentant considérablement le temps de calcul. C'est pourquoi une deuxième grandeur a été définie permettant de prendre en compte le temps de calcul dans l'évaluation de la simulation. Il s'agit de l'efficacité ϵ du calcul, définie comme :

$$\epsilon = \frac{1}{\sigma_{\bar{X}}^2 \tau}, \tag{2.16}$$

où τ est le temps de calcul (en seconde). L'optimisation d'une simulation MC passe par la maximisation de cette quantité. En effet, plus les valeurs du couple incertitude statistique/temps de calcul sont faibles, plus l'efficacité augmente.

2.2 Technique MC en physique médicale

Les premiers articles traitant du transport des photons et des électrons sont ceux de Schneider et Cormack en 1959 [Schn 59] et de Bruce en 1962 [Bruc 62]. Depuis ces premiers travaux jusqu'à l'implémentation de systèmes pseudo-MC de planification de traitement cliniques à la fin des années 1990, les techniques MC sont devenues omniprésentes en physique médicale. Les applications s'étendent du calcul de dose pour la curiethérapie, au calcul de facteurs de correction pour la dosimétrie avec chambre d'ionisation, à la modélisation des faisceaux de radiothérapie, jusqu'à la planification de traitement [Roge 02].

2.2.1 Codes et systèmes de planification MC

2.2.1.1 Codes MC généralistes utilisés en physique médicale

Plusieurs codes MC généralistes sont régulièrement utilisés en physique médicale pour les études dosimétriques numériques. Les codes les plus utilisés sont les suivants :

***ETRAN* (code de classe I)**
Il s'agit du code issu des premiers travaux sur le transport du couple photon/électron de Berger [Berg 63]. Il a été développé au *National Institute of Standards and Technology* aux Etats-Unis. Le procédé de suivi des électrons initialement implémenté dans *ETRAN* et développé par Berger est à la base de l'ensemble des codes suivants.

***EGSnrc* (code de classe II)**
Ce code, dédié aux applications de la physique médicale, a été développé au *National Research Council* du Canada. À l'origine, en parallèle des travaux de Berger et de façon indépendante, des développements sur le transport du couple photon/électron, ont eu lieu au *Stanford Linear Accelerator Center*. Ces développements ont donné naissance aux différentes versions du code *EGS* : *EGS3* [Ford 78], *EGS4* [Nels 85], *EGS4/PRESTA* [Biel 87] et maintenant *EGSnrc* [Kawr 00a, Kawr 00b, Kawr 00d].

***GEANT4* (code de classe II)**
Ce code a été développé au CERN pour une première diffusion en 2001 [Agos 03]. *GEANT4* était initialement conçu pour la physique des hautes énergies. Un module dédié aux applications de l'imagerie médicale (TEP et TEMP) appelé *GATE* a été développé par la suite [Jan 04].

***MCNP* (code de classe I)**
Ce code est élaboré au *Los Alamos National Laboratory* aux Etats-Unis depuis près de soixante ans. Il a initialement été développé pour le transport des neutrons et des photons dans les réacteurs [Brow 03]. Il inclut la physique du code *ETRAN* pour le transport des électrons. À partir de 1994, des travaux parallèles ont abouti au code *MCNPX* permettant le transport de toutes les particules et améliorant la simulation aux basses énergies.

***PENELOPE* (code de classe II)**

Il s'agit du code utilisé pour ces travaux et qui a été développé à l'*Universitat de Barcelona* en Espagne au début des années 1990 [Baro 95, Salv 96, Semp 01]. Sa description est faite dans la partie 2.2.2.

La prise en compte quasi-exacte de la physique de l'interaction rayonnement/matière permet aux méthodes MC d'atteindre un niveau élevé de précision. En physique médicale, cette méthode est reconnue comme étant la technique de calcul la plus juste pour la prédiction de résultats dosimétriques dans des situations les plus complexes [Roge 06]. En effet, les systèmes de planification de traitement analytiques utilisés actuellement sont limités dans le cas des milieux hétérogènes. Les cas critiques sont rencontrés en présence d'interfaces où il existe un fort gradient de densité. L'exemple typique est celui du poumon, dont la complexité dosimétrique est au cœur de nombreuses études [Pael 05].

La principale limitation de la simulation Monte Carlo est le temps nécessaire pour que le calcul converge. Le temps de calcul important, beaucoup plus long que celui nécessaire pour les méthodes analytiques, est principalement du au suivi individuel indispensable d'un grand nombre de particules. Selon la complexité des configurations, le nombre d'histoires et surtout la puissance de calcul à disposition, l'ordre de grandeur des temps de calcul en MC peut atteindre plusieurs jours alors qu'il est de l'ordre de la dizaine de minutes pour les méthodes conventionnelles. Néanmoins, les améliorations récentes et l'utilisation de bases de données précalculées par Monte Carlo ont permis l'implémentation en routine clinique de certains TPS MC.

2.2.1.2 Codes MC rapides destinés à une utilisation clinique

Au fil des développements, l'utilisation des techniques MC pour la prédiction de la dose devient possible en milieu hospitalier, notamment grâce à une meilleure accessibilité aux puissances de calcul. Les principaux TPS fondés sur des calculs MC sont les suivants :

- *PEREGRINE* : Ce TPS s'appuie sur des calculs similaires à ceux d'*EGS4*. Les simulations sont réalisées sur des processeurs multiples et font appel à des techniques de réduction de variance diminuant suffisamment les temps de calculs pour une utilisation clinique [Hart 01].
- *VMC* : Dans un premier temps, ce code était dédié aux calculs rapides pour des faisceaux d'électrons [Kawr 96, Flip 97] puis il a été étendu aux faisceaux de photons [Flip 99, Kawr 00c]. *VMC*$^{++}$ [Kawr 01] est une version améliorée et encore plus rapide. À configuration égale, *VMC*$^{++}$ est 50 à 100 fois plus rapide que le code classique *EGSnrc*.
- *eMC* : Cet algorithme utilise la méthode *macro MC* [Neue 92] s'appuyant sur des données MC pré-calculées avec *EGS4/PRESTA* et plus récemment avec le code *EGSnrc* [Neue 02].
- *DPM* : Ce code fait appel à des précalculs réalisés à l'aide de *PENELOPE* [Semp 00].
- *MCDOSE* : *MCDOSE* est un autre code s'appuyant sur *EGS4* [Ma 02].

Il est intéressant de remarquer que certaines techniques analytiques, comme les techniques de convolution/superposition font appel à des *kernels*[1] de dépôt d'énergie

1. Le *kernel* est une modélisation de la diffusion des particules secondaires et de la perte d'énergie utilisée dans de nombreux TPS.

également calculés par MC [Ahne 87, Mach 88, Main 05].

L'utilisation du calcul MC en milieu hospitalier ne cesse de se développer depuis vingt ans. Les améliorations à venir dans la puissance de calcul des ordinateurs devraient peu à peu rendre cette technique incontournable en routine clinique.

2.2.2 *PENELOPE*

Dans cette partie, nous justifions le choix du code et détaillons, la structure et le fonctionnement de *PENELOPE*. Ces précisions sont importantes, notamment, en vue d'une meilleure compréhension de la partie traitant de l'accélération du code (partie 3).

2.2.2.1 Justification de l'utilisation du code *PENELOPE*

L'outil que nous développons est fondé sur le code *PENELOPE*. Notre choix s'est porté sur ce code car il est reconnu pour le réalisme des modèles de la physique des basses énergies implémentés. Or cette caractéristique est un atout pour l'estimation de la DP, surtout engendrée par des particules de faibles énergies. De plus, l'utilisation de ce code dans des configurations de radiothérapie a déjà été validé, notamment, dans notre laboratoire [Habi 09]. Notre choix a également été motivé par le fait que de nombreux développements sur le code *PENELOPE* ont été entrepris au sein de notre équipe (voir la partie 2.2.2.5). Par ailleurs, nous avons pu mettre en évidence les manques d'un code de classe I tel que *MCNPX* pour l'estimation des faibles doses en dehors d'un champ de traitement d'une configuration de radiothérapie (voir l'annexe D).

2.2.2.2 Description du code *PENELOPE*

Le code *PENELOPE* est un ensemble de routines écrites en fortran 77 permettant le transport des photons et des électrons sur une large gamme d'énergie (du dixième de keV au GeV) à l'intérieur d'une grande variété de matériaux (élémentaires ou mixtes). Son architecture générale se compose d'un programme principal `penmain.f` faisant appel à deux bibliothèques principales de fonctions : `penelope.f` et `pengeom.f`. Leur rôle est le suivant :

- Les fonctions de la bibliothèque `pengeom.f` rendent possible la modélisation de géométries complexes sous forme de volumes homogènes appelés *body* ou *module* et délimités par des surfaces quadratiques. Elles permettent également le calcul de différentes distances à l'intérieur de la géométrie.
- Les fonctions de la bibliothèque `penelope.f` permettent principalement le transport des particules par échantillonnage de leur déplacement selon les lois de la physique.

Le programme principal s'appuie, successivement, sur trois fichiers d'entrée écrits par l'utilisateur et définissant la configuration de la simulation :

- un fichier d'entrée principal ayant pour extension « `.in` » contenant les paramètres de la source, ceux de l'absorption et de la diffusion multiple pour chaque matériau et ceux des techniques de réduction de variance utilisées ;
- un fichier matériaux ayant pour extension « `.mat` » contenant les données utiles à la simulation des interactions pour chacun des matériaux, notamment les sections efficaces ;

– un fichier géométrie ayant pour extension « `.geo` » contenant la définition géométrique de la configuration. Celle-ci peut être visualisée à l'aide du programme *gview* accompagnant *PENELOPE*.

En pratique, le programme `penmain.f` détermine la trajectoire d'une particule en échantillonnant sa succession de pas à l'aide des routines `STEP` (issue de `pengeom.f`) et `JUMP` (issue de `penelope.f`). La routine `JUMP` détermine la longueur `DS` du pas jusqu'à la prochaine interaction. La routine `STEP` déplace géométriquement la particule le long de sa direction jusqu'à la distance `DS` échantillonnée par `JUMP`. Cependant, si une surface délimitant le *body* est traversée le long de `DS` (la variable `NCROSS` indiquant le nombre de surfaces croisées), la particule est arrêtée et positionnée juste après cette surface. Afin de terminer le pas dans le nouveau *body*, les routines `JUMP` puis `STEP` sont appelées une nouvelle fois. Après chaque pas, une interaction est réalisée à l'aide de la routine `KNOCK` de `penelope.f`. Cette routine confère à la particule des nouvelles énergie et direction. Selon le type d'interaction échantillonné (type défini par `ICOL`), une particule secondaire peut être créée et stockée par l'intermédiaire de la routine `STORES` dans la pile des particules secondaires pour un traitement ultérieur. Les particules sont ainsi suivies jusqu'à leur absorption dans le milieu. Les paramètres d'absorption sont définis par les variables `EABS`.

La figure 2.1 est un diagramme de flux illustrant les appels successifs des différentes routines dans le programme principal `penmain.f`. Le rôle des routines supplémentaires apparaissant sur le diagramme de flux est détaillé ci-dessous :

– La routine `PEINIT` initialise l'ensemble des variables d'entrée à partir du fichier utilisateur « `.in` ».
– La routine `GEOMIN` initialise la géométrie en s'appuyant sur le fichier utilisateur « `.geo` ».
– La routine `LOCATE` permet la localisation de la particule dans la géométrie définie par le fichier « `.geo` ».
– La routine `CLEANS` initialise la pile des particules secondaires.
– La routine `START` ajuste les variables de transport des électrons et des positrons primaires ou sortis de la pile secondaire de façon à ce que leur suivi ne commence pas au milieu d'une diffusion multiple.
– La routine `SECPAR` sort la particule secondaire de la pile et initialise son état.

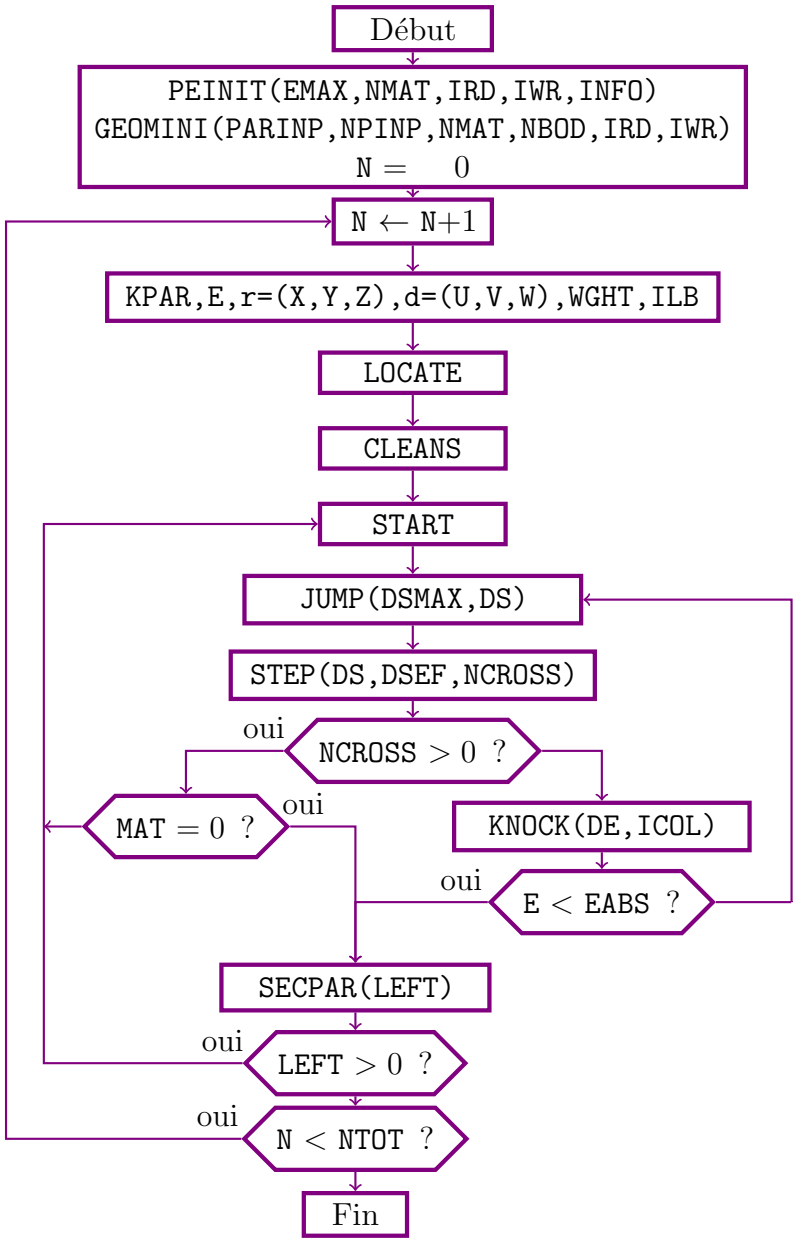


FIGURE 2.1 – Diagramme de flux du programme principal `penmain.f` de *PENELOPE*.

2.2.2.3 Spécificité du code *PENELOPE* : la méthode du *random hinge*

Une des particularités du code *PENELOPE* pour le suivi des électrons est l'utilisation de la méthode *random hinge* en complément de la technique d'histoire condensée de classe II (voir la partie 2.1.3).

Entre deux interactions « catastrophiques » de la méthode de l'histoire condensée, le *random hinge* simule l'ensemble des faibles déviations angulaires et des pertes d'énergie par un unique évènement artificiel [Fern 93]. L'électron est d'abord transporté selon sa direction initiale jusqu'à une certaine distance τ échantillonnée sur l'intervalle $[0, S]$ où S est la distance entre les deux interactions « catastrophiques ». Puis, l'électron subit une déviation angulaire χ et est déplacé d'une distance $S - \tau$. La figure 2.2 illustre le fonctionnement de la méthode *random hinge*.

Cette technique complémentaire à celle de l'histoire condensée permet une meilleure prise en compte des déplacements latéraux et de la déviation angulaire pour un dépôt

d'énergie plus réaliste. C'est en partie grâce à ce procédé que le code *PENELOPE* permet le suivi des particules de faible énergie de façon très réaliste.

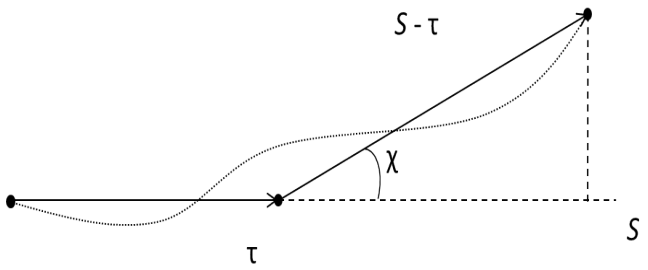


FIGURE 2.2 – Simulation de l'effet global des collisions élastiques entre deux collisions « catastrophiques » par la méthode *Random Hinge*.

2.2.2.4 Modèle de diffusion et énergie d'absorption

Pour chaque matériau, les paramètres propres au modèle de diffusion des électrons et positons, présentés ci-dessus, ainsi que les énergies d'absorption associées à chaque particule sont donnés sous l'entête `SIMPAR` dans le fichier d'entrée « `.in` ». Nous les détaillons ci-dessous :

- `EABS(KPAR,M)` est le seuil énergétique en dessous duquel la particule de type `KPAR` est absorbée dans le matériau `M`. Il est défini pour chaque matériau et type de particule ;
- `C1(M)` est la deflexion angulaire moyenne produite par la diffusion multiple sur un pas équivalent au libre parcours moyen entre deux évènements élastiques « catastrophiques » dans le matériau `M`. `C1` varie de 0 pour une simulation purement détaillée à 0,2 correspondant à une déviation moyenne de 37 ° ;
- `C2(M)` est la fraction moyenne maximale d'énergie perdue entre deux évènements élastiques « catastrophiques » dans le matériau `M`. Sa valeur maximale autorisée est 0,2 ;
- `WCC(M)` est la perte d'énergie seuil en eV pour les collisions « catastrophiques » inélastiques dans le matériau `M` ;
- `WCR(M)` est la perte d'énergie seuil en eV pour l'émission de rayonnement de freinage dans le matériau `M`.

Ces paramètres jouent un rôle important sur la précision et le temps des simulations. Ils doivent être choisis avec précaution et en connaissant les phénomènes physiques mis en jeu.

2.2.2.5 Développements dans le laboratoire

Parallélisation du code

Un projet de recherche mené dans le laboratoire a permis de développer une version parallélisée de *PENELOPE–2006*. En effet, l'indépendance de chaque histoire simulée permet leur traitement en parallèle. Le code *PENELOPE–2006* a été parallélisé en utilisant l'interface MPI [Tola 06]. Ces travaux ont permis d'accélérer considérablement la convergence des simulations.

Implémentation de diverses techniques de réduction de variance

Nos équipes ont implémenté plusieurs techniques de réduction de variance dans la version parallélisée de *PENELOPE*. Il s'agit des techniques du *splitting* angulaire, du *splitting* du rayonnement de freinage et enfin du *splitting* circulaire [Poum 08]. Certaines de ces techniques vont être utilisées pour le calcul de la dose hors-champ.

Implémentation du transport des protons

Des travaux sont en cours sur l'implémentation du transport des protons dans le code *PENELOPE* dans le cadre du projet PROUESSE de développement d'un logiciel de planification de traitement pour la protonthérapie.

2.3 Évaluation de l'estimation la DP avec le code *PENELOPE*

Le but de ces premiers travaux de simulation est de vérifier que le code *PENELOPE* est capable d'estimer la DP avec une incertitude statistique raisonnablement faible. Dans cet objectif, nous avons observé l'influence de plusieurs paramètres de simulation sur la fiabilité de l'estimation de la DP.

2.3.1 Configuration et paramètres de simulation

Nous avons réalisé les premières simulations à partir d'un modèle *PENELOPE* de l'accélérateur linéaire *GE Saturne 43* pour une qualité de faisceau correspondant à 12 MV. Cet accélérateur est installé au laboratoire national Henri Becquerel (CEA, LIST, LNHB). Le modèle a été validé et utilisé lors de précédents travaux [Mazu 99]. La modélisation du *linac* s'étend de la cible de conversion jusqu'à la dernière paire de mâchoires. La figure 2.3 est une visualisation du modèle à l'aide du programme *gview* du code *PENELOPE*. Les principaux composants de la tête de l'accélérateur y sont représentés. Les sections d'accélération et de déviation des électrons ne sont pas géométriquement modélisées. Des paramètres de distributions énergétique et spatiale du faisceau d'électrons, définis dans le fichier d'entrée « `.in` », permettent de les prendre en compte. Nous avons fixé l'ouverture des mâchoires de façon à définir la taille de champ de référence de 10×10 cm^2 à 1 m de la source.

En sortie du modèle du *linac*, nous avons modélisé un parallélépipède d'eau de dimensions $30 \times 60 \times 30$ cm^3 centré sur l'axe principal du faisceau et dont la surface d'entrée est placée à 90 cm de la cible de conversion. Ce dispositif permet d'explorer des zones éloignées à 30 cm de la direction principale du faisceau selon l'axe Y.

Le code *PENELOPE* permet de diviser en *voxels* les *body* « détecteurs » dans lesquels l'estimation de la dose est demandée. Cette « voxelisation » se fait en définissant un quadrillage dans les trois dimensions de l'espace. L'estimation de la dose est donnée pour chaque *voxel* et est associée aux coordonnées de son centre. Dans notre cas la grille recouvre le volume d'eau défini et est composée de *voxels* de dimensions $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ cm^3. Pour cette première simulation, 10^9 électrons primaires ont été simulés sans qu'aucune technique de réduction de variance ne soit utilisée [2].

2. Le concept de la réduction de variance est détaillé dans la partie 2.3.3.

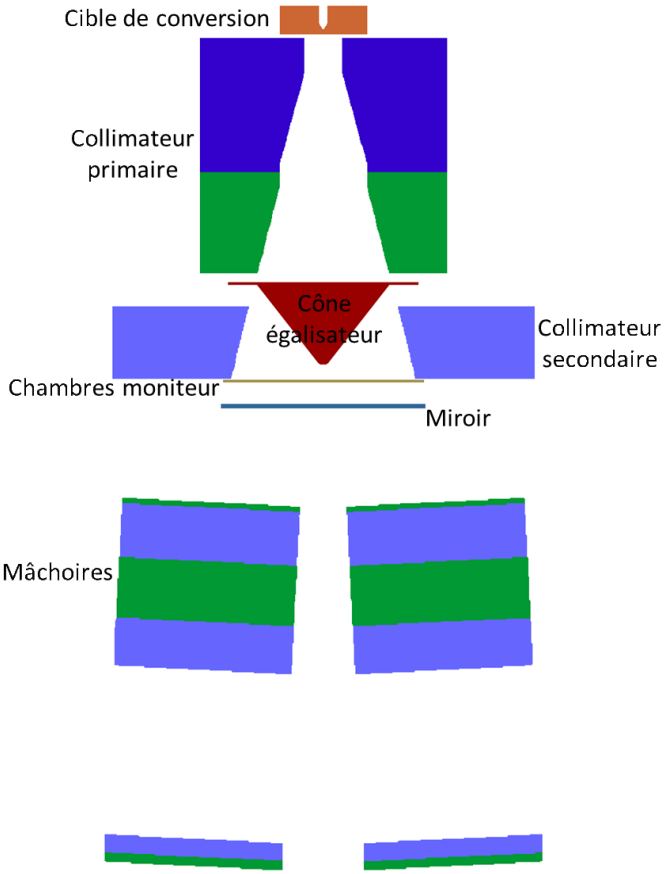


FIGURE 2.3 – Visualisation du modèle *PENELOPE* de l'accélérateur linéaire *GE SATURNE 43* à la qualité de faisceau correspondant à 12 MV en mode photon à l'aide du programme *gview*.

2.3.2 Résultats et analyses

La figure 2.4 présente le profil de dose selon l'axe Y à 10 cm de profondeur dans l'eau, soit à une distance de 100 cm de la source. En raison de la symétrie de la configuration, le profil n'est représenté que d'un côté du champ. Les niveaux de dose donnés sur cette courbe sont normalisés à la dose maximale dans le champ. Celle-ci est calculée en moyennant les valeurs de dose des points situés autour de l'axe central du champ, soit entre –3 et +3 cm.

Dans l'axe du faisceau, on constate que la simulation reproduit fidèlement le plateau typique d'un profil de dose avec la largeur de 10 cm définie.

En dehors du champ, on observe logiquement des niveaux de dose dix à mille fois inférieurs par rapport à ceux calculés dans le faisceau. Ce résultat s'explique par le faible nombre de particules qui atteignent ces zones. Logiquement, il en résulte une grande dispersion des valeurs de doses dues à une incertitude statistique élevée. En effet, le faible nombre d'évènements détectés ne permet pas au calcul de converger. Cette tendance s'accentue logiquement avec l'éloignement du bord du champ par l'augmentation de l'incertitude statistique.

Il est intéressant de remarquer la forte décroissance quasi-exponentielle de la DP avec l'éloignement du champ comme elle avait été observée dans l'état de l'art (partie 1.2.2.1). En effet, le niveau de dose est de l'ordre de 1% de la dose maximale dans le faisceau à 10 cm du bord du champ et elle diminue à 0,1% à 20 cm.

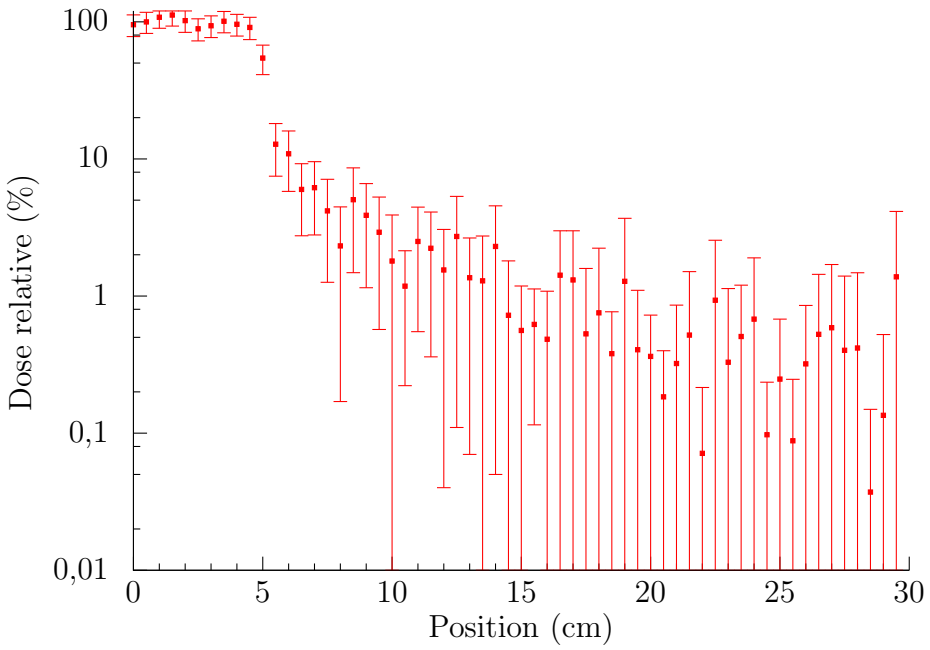


FIGURE 2.4 – Profil de dose relative à 10 cm de profondeur dans le parallélépipède d'eau, à une distance de 100 cm de la source. L'irradiation est faite à 12 MV avec une taille de champ de 10×10 cm^2 et 10^9 histoires simulées.

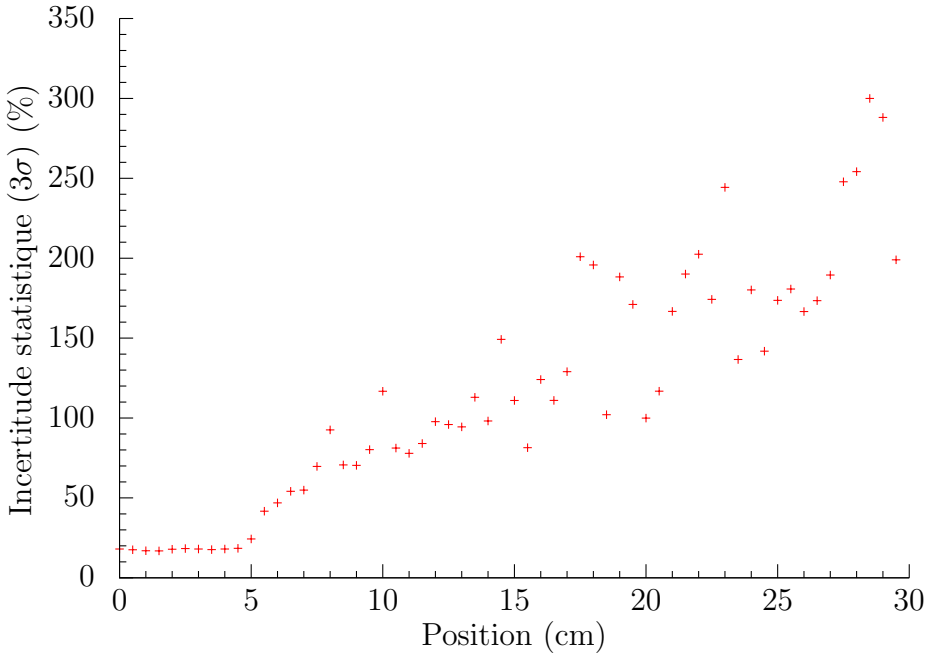


FIGURE 2.5 – Incertitude sur le profil de dose à 10 cm de profondeur d'eau pour 10^9 histoires simulées avec le faisceau de 12 MV pour un champ de 10×10 cm^2.

Les niveaux d'incertitude statistique (donnés à 3σ) associés à ce calcul sont représentés sur la figure 2.5. Dans le faisceau, le niveau d'incertitude statistique est relativement élevé, il est de l'ordre de 15%. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord du champ, l'incertitude statistique augmente fortement. Elle est de l'ordre de 100% à 15 cm de l'axe principal du faisceau et atteint rapidement 200% au-delà. Plusieurs *voxels* atteignent

des niveaux d'incertitude statistique proches de 300%.

Les résultats de cette première simulation ont été obtenus avec 10^9 électrons primaires pour un temps de calcul de près de 13 jours sur 10 processeurs. Malgré le nombre élevé d'histoires simulées, les niveaux d'incertitude statistique obtenus restent trop importants. La solution est de faire appel à des techniques permettant d'accélérer la convergence.

2.3.3 Introduction de la réduction de variance

Certaines simulations MC peuvent nécessiter des heures, des semaines, voire des mois pour converger. Pour accélérer le calcul, la simulation MC permet l'utilisation de techniques dites de réduction de variance qui améliorent l'efficacité de la simulation (voir la partie 2.1.4). Par l'introduction d'un biais, ces méthodes favorisent certaines interactions, certaines directions ou le suivi de certaines particules afin de concentrer l'effort de calcul sur les trajectoires utiles à la contribution de l'estimation visée. Le biais introduit est compensé par l'ajustement du poids des particules suivies. Contrairement aux paramètres de la simulation, comme les énergies de coupure, qui impactent également le temps de la simulation, les techniques de réduction de variance, correctement utilisées, ne biaisent pas la simulation. Des augmentations d'efficacité de l'ordre de 10^3 peuvent être typiquement observées avec certaines techniques de réduction de variance.

Les simulations MC se font rarement de façon analogues [3]. Le recours aux procédés de réduction de variance est souvent indispensable. En effet, dans la partie 2.3.2, nous avons vu qu'en simulant un nombre conséquent d'histoires de façon analogue, il est difficile de faire converger le calcul, même pour des positions situées dans le champ (15% d'incertitude statistique pour 10^9 histoires, voir la figure 2.5). Par conséquent, pour une configuration géométrique incluant un *linac*, nous faisons systématiquement appel à des techniques de réduction de variance. Dans le cadre du développement de notre outil de prédiction, nous cherchons à diminuer l'incertitude statistique sur la dose dans les zones périphériques au champ d'irradiation. Il s'agit donc de transporter une plus grande partie du rayonnement diffusé de façon à suivre d'avantage de particules susceptibles de sortir du faisceau principal et d'améliorer l'échantillonnage de ces régions. Pour atteindre cet objectif, nous avons testé et utilisé deux des techniques de réduction de variance généralement utilisées : le *splitting* du *bremsstrahlung* et le *splitting* circulaire.

2.3.3.1 Principe du *splitting*du *bremsstrahlung*

Cette technique est appelée par l'intermédiaire de la commande `FBREM` dans le fichier d'entrée « `.in` ». Elle permet de relancer plusieurs fois un photon issu d'une interaction *bremsstrahlung* dont la direction est contenue dans un cône de demi-angle `ALPHAB` par rapport à l'axe principal du faisceau source. La configuration est représentée sur la figure 2.6. Cette technique n'est valable que pour une source cônique dont l'axe principal est parallèle à l'axe Z de la géométrie du code *PENELOPE*. Le paramètre `BNUM` définit le nombre de relance du photon secondaire *bremsstrahlung* qui sera émis pour chaque électron subissant une interaction *bremsstrahlung*. Les photons émis naturellement au delà de l'angle `ALPHAB` joueront une roulette russe qui est un processus permettant de « tuer » une particule avec une probabilité définie.

3. Une simulation est dite analogue lorsque le transport se fait sans utiliser de technique de réduction de variance

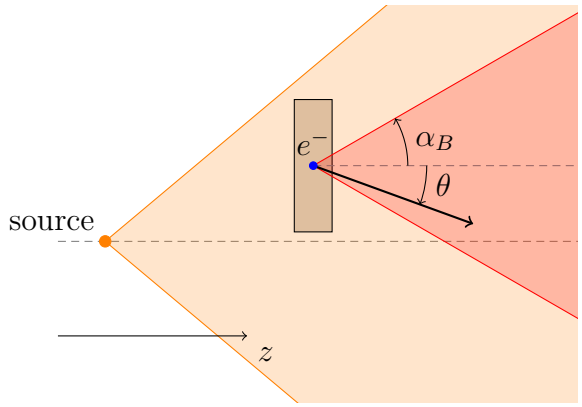


FIGURE 2.6 – Principe du *splitting* du *bremsstrahlung*. L'angle θ est l'orientation de l'électron par rapport à l'axe Z avant l'interaction par rayonnement de freinage. Si $\theta \in [0, \alpha_B]$, `FBREM` est activé.

2.3.3.2 Principe du *splitting* circulaire

Cette technique peut être utilisée si la source et la géométrie de la configuration possèdent des symétries circulaires autour de l'axe Z de `PENELOPE`. Si une particule de type `KPAR` et de poids `WGHT` > `WGHTCS` sort du *body* ou du *module* `KBCS`, elle est « splittée » en `NSPLTCS` particules équivalentes de poids `WGHT/NSPLTCS` distribuées aléatoirement sur plusieurs portions équivalentes d'un cercle du plan XY. Le rayon de ce cercle est défini par la position de la particule par rapport à l'axe Z (voir la figure 2.7). Avant le *body* `KBCS`, l'ensemble de la géométrie a une symétrie circulaire autour de l'axe Z. Dans le fichier d'entrée « `.in` », l'entête `REVSYM` fait appel au jeu de paramètres propres à cette technique : `KPAR`, `KBCS`, `NSPLTCS`, `WGHTCS`.

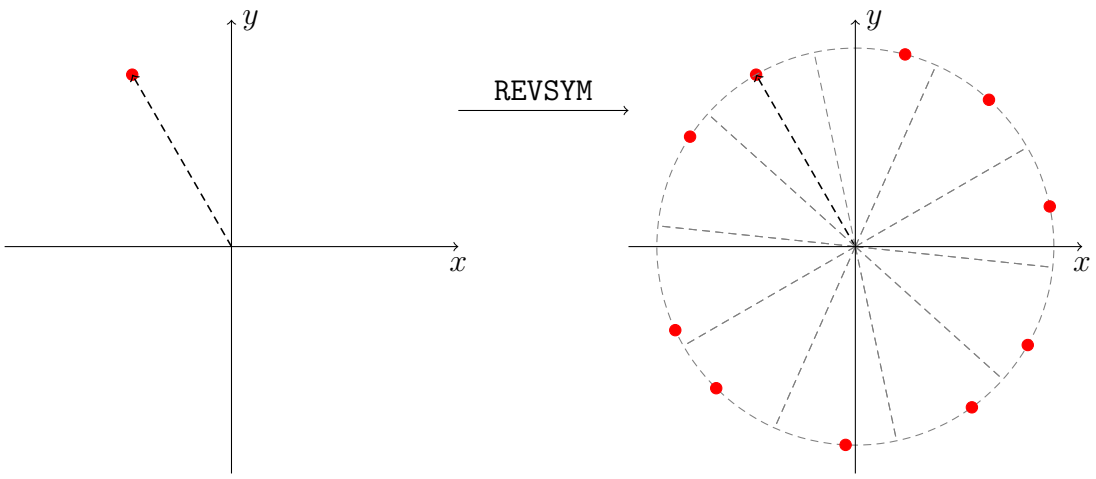


FIGURE 2.7 – Redistribution spatiale aléatoire circulaire d'une particule selon le principe du *splitting* circulaire.

2.3.4 Utilisation de la réduction de variance

2.3.4.1 Influence du *splitting* du *bremsstrahlung* sur le calcul de la DP

Les photons ayant une direction pointant en dehors du faisceau principal ont un intérêt majeur en raison de leur forte probabilité de contribuer au dépôt de la DP. Par conséquent, il serait pertinent d'utiliser le *splitting* du *bremsstrahlung* en prenant soin de paramétrer une ouverture `ALPHAB` favorisant le *splitting* des photons vers les zones éloignées du champ. Une ouverture standard choisie pour cette technique dans le cadre d'un calcul de dose dans le champ d'irradiation correspond à l'ouverture angulaire du collimateur primaire, soit 12 ° dans le cas du *GE Saturne 43*. Cependant, cette ouverture n'est pas suffisante pour que cette technique de réduction de variance soit efficace sur le calcul de la DP. Afin d'optimiser l'utilisation de ce processus de réduction de variance, une augmentation de l'ouverture angulaire permettant d'inclure les zones éloignées du champ s'impose. Par conséquent, nous avons défini et testé trois ouvertures : 15 °, 18,5 ° et 20 °. La valeur 18,5 ° correspond à l'angle maximal de diffusion pour qu'un photon issu de la cible de conversion atteigne l'extrémité du parallélépipède d'eau selon l'axe Y, soit 30 cm de l'axe du faisceau. La valeur 15 ° est une valeur intermédiaire et l'ouverture d'angle 20 ° permet de tester l'intérêt d'utiliser une ouverture permettant de suivre des particules déviées au-delà du parallélépipède d'eau. La figure 2.8 est un schéma représentatif de ces différentes ouvertures.

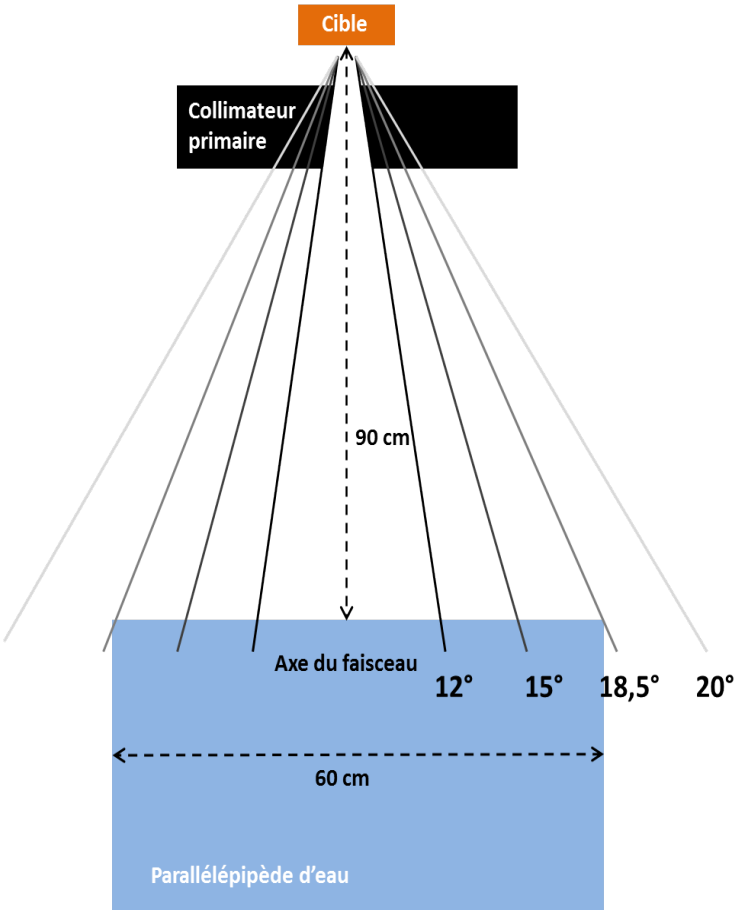


FIGURE 2.8 – Définition des ouvertures testées pour l'optimisation des paramètres du *splitting* du *bremsstrahlung*.

Nous avons simulé l'influence des différents angles d'ouverture de cette technique de réduction de variance sur le calcul de la dose en utilisant la même configuration géométrique que celle de la première simulation analogue. Le nombre de photons de rayonnement de freinage créés par les électrons primaires (défini par `BNUM`) a été fixé à 100. Cette valeur correspond au meilleur compromis pour l'efficacité de cette technique [Habi 09]. Par rapport à la simulation analogue, nous avons utilisé le même jeu de paramètres à l'exception du nombre de particules primaires que nous avons réduit à 10^8. Les résultats de l'incertitude sur le profil de dose, présentés sur la figure 2.9, montrent tout l'intérêt de cette technique : seulement 10^8 particules primaires ont été simulées (contrairement à 10^9 en analogue) et l'incertitude a été réduite jusqu'à un facteur trois. En effet, le *splitting* du *bremsstrahlung* permet d'atteindre des niveaux moyens d'incertitude statistique stables, inférieurs à 50% jusqu'à 15 cm de l'axe du faisceau et inférieurs à 100% au-delà. Dans le champ, le niveau d'incertitude moyen est réduit à 8%.

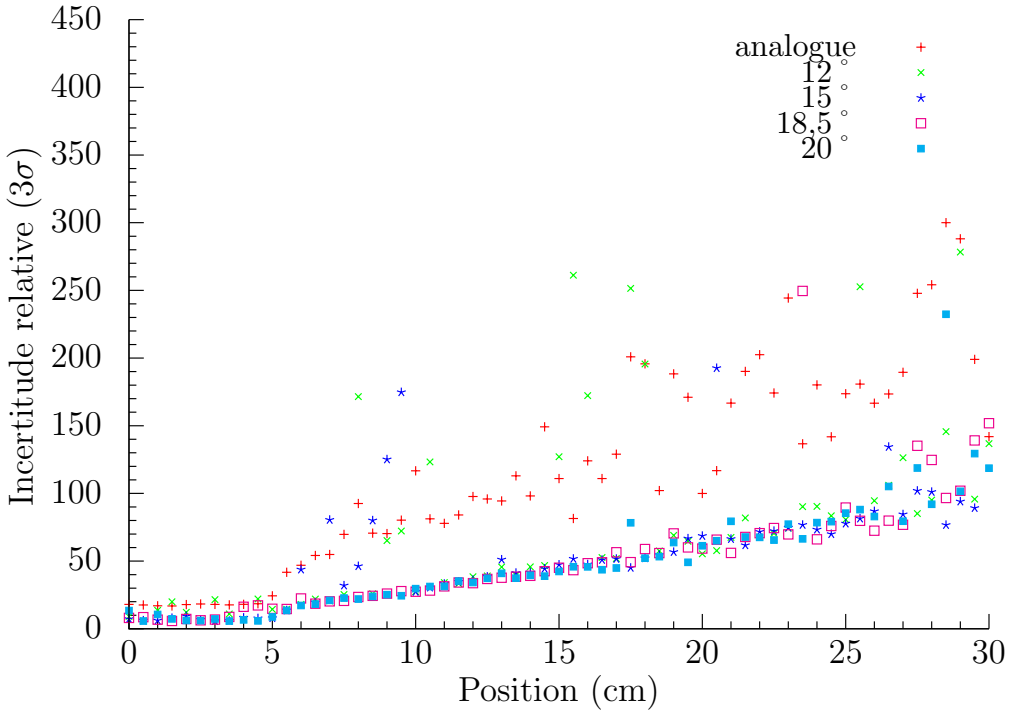


FIGURE 2.9 – Influence de l'ouverture du cône paramétré dans le *splitting* du *bremsstrahlung* par rapport à une simulation analogue sur l'incertitude statistique relative. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour les simulations non-analogues et analogue.

Qualitativement, l'influence de la technique sur le comportement de l'incertitude statistique en fonction des différentes ouvertures est globalement semblable. Cependant, pour les ouvertures à 12 ° et à 15 °, on observe de nombreux pics de variance dus à l'instabilité de l'incertitude. Ces pics disparaissent en quasi-totalité aux ouvertures à 18,5 ° et 20 °.

En complément du calcul de dose voxelisé, nous avons étudié l'influence de cette technique sur l'efficacité du calcul du dépôt de dose à l'intérieur d'un *voxel* de dimensions plus importante ($2 \times 2 \times 2$ cm^3) centré à 25 cm de l'axe principal du faisceau et toujours à 10 cm de profondeur. Nous avons volontairement choisi un plus gros *voxel*

FBREM	Analogue	12 °	15 °	**18,5 °**	20 °
# histoires	10^9	10^8	10^8	**10^8**	10^8
Incert. (3σ)	54%	98%	91%	**15%**	24%
Efficacité	1,7	1,4	1,3	**37,9**	13,6

TABLE 2.1 – Résultats de l'influence du *splitting* du *bremsstrahlung* sur l'efficacité du calcul de dose à l'intérieur d'un *voxel* de $2 \times 2 \times 2$ cm^3 centré à 25 cm de l'axe principal du faisceau de 12 MV.

que précédemment de façon à faciliter la convergence du calcul et à avoir une meilleure estimation de l'efficacité. Cette dimension permet également de se rapprocher de l'ordre de grandeur de la taille d'un organe. Une analyse de l'efficacité sur la cuve entière d'eau aurait été plus directe mais elle n'aurait pas mis en évidence l'influence de la technique sur le calcul de la dose hors-champ.

Les résultats sur l'efficacité à l'intérieur du *voxel* sont présentés dans le tableau 2.1. En raison du fort éloignement du *voxel* de l'axe du faisceau, on remarque que les ouvertures à 12 ° et 15 ° n'améliorent pas l'efficacité du calcul car elles sont insuffisantes pour inclure le *voxel* dans leur angle solide. Dans les deux cas, la valeur de l'efficacité ne varie presque pas par rapport à la simulation analogue. D'une part, l'incertitude statistique augmente considérablement (∼90% pour les deux ouvertures contre 54% en analogue). Cette augmentation est due au fait qu'un grand nombre de photons susceptibles d'atteindre le *voxel* est « tué » avant d'avoir pu contribuer à l'estimation de la dose. D'autre part, l'introduction du cône, limitant le suivi de nombreuses particules, et la réduction du nombre d'histoires primaires permettent de diminuer considérablement le temps de calcul. Globalement, ces effets équilibrent l'impact sur l'efficacité. En revanche, l'ouverture à 18,5 ° augmente l'efficacité d'un facteur 22. Cette fois-ci, le *voxel* est contenu dans l'angle solide permettant de l'échantillonner convenablement et ainsi d'augmenter considérablement l'efficacité. On observe logiquement une forte diminution de l'incertitude statistique à 15%. Pour la dernière ouverture à 20 ° définissant un angle solide au-delà du *voxel*, le gain en efficacité est moins important, il est de l'ordre d'un facteur 8. Dans cette situation, un plus grand nombre de particules est suivi sans pour autant contribuer au dépôt de dose dans le *voxel*. Par conséquent, le temps de simulation augmente significativement sans améliorer l'incertitude statistique, entraînant une diminution de l'efficacité.

Cette étude montre qu'il est indispensable de choisir une ouverture permettant de recouvrir l'ensemble de la zone à explorer. En revanche, le choix d'une ouverture encore plus importante ne permet pas d'obtenir une meilleure efficacité. Compte tenu de ces résultats, nous avons choisi l'ouverture de 18,5 ° correspondant à une couverture totale de la zone explorée.

2.3.4.2 Influence du *splitting* circulaire sur le calcul de la DP

La technique du *splitting* circulaire permet une meilleure répartition des particules dans un plan perpendiculaire à la direction de la source primaire en appliquant un *splitting* par symétrie de révolution en sortie d'un *body* judicieusement choisi. Dans un *linac*, une majorité de photons est diffusée dans le cône égalisateur. Ces diffusions peuvent potentiellement orienter les photons vers les zones périphériques. De plus, l'ensemble de la géométrie modélisée jusqu'au cône égalisateur possède une symétrie de

révolution. Pour ces raisons, nous avons décidé d'appliquer le *splitting* circulaire au *body* 13 représentant un disque en entrée du cône égalisateur (voir la figure 2.10). Chaque photon est « splitté » 25 fois (nombre maximal conseillé). Nous avons fixé `WGHTCS` à 0,001. Cette faible valeur permet d'appliquer le *splitting* à la quasi-totalité des photons. En résumé, `KPAR`= 2, `KBCS`= 13, `NSPLTCS`= 25 et `WGHTCS`= 0,001.

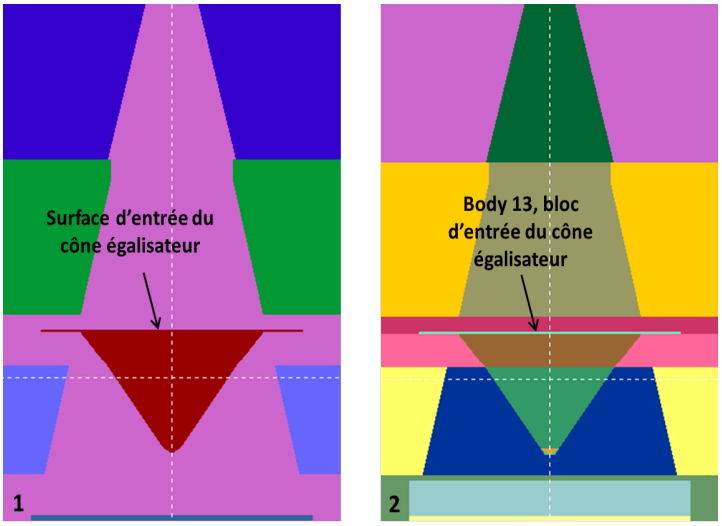


FIGURE 2.10 – Détails du schéma *gview* du *GE SATURNE 43* représentant le *body* utilisé dans le `REVSYM`. Schéma 1 : représentation par matériau. Schéma 2 : représentation par *body*.

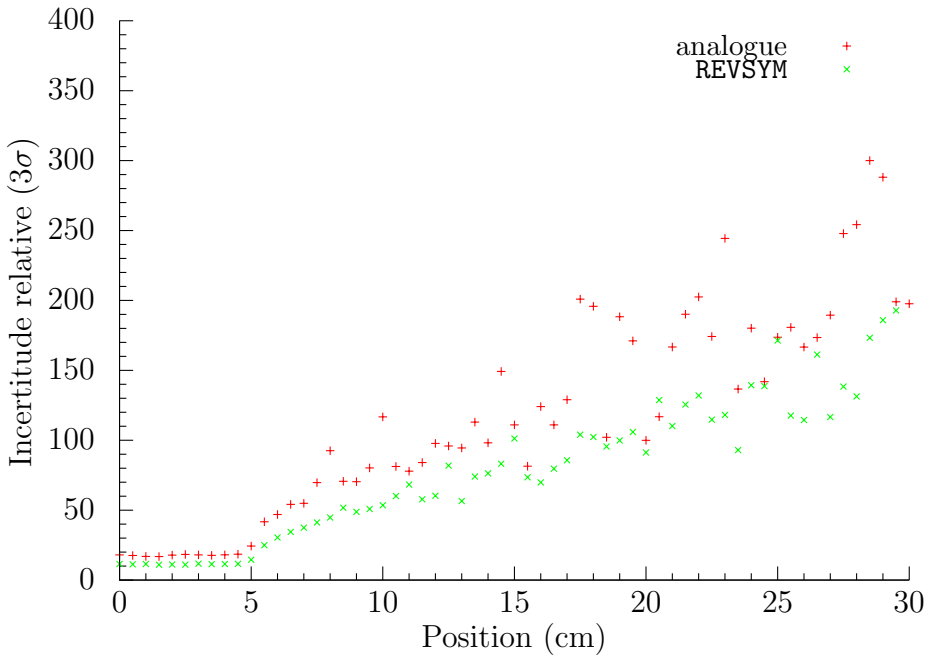


FIGURE 2.11 – Influence du *splitting* circulaire sur l'incertitude statistique relative du profil de dose par rapport à la simulation analogue. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour la simulation non-analogue et analogue.

La figure 2.11 représente l'influence, sur l'incertitude statistique du profil de dose, de

l'utilisation du *splitting* circulaire par rapport à la simulation analogue. Les conditions de simulation sont identiques à celles définies pour le test de la technique du *splitting* du *bremsstrahlung*. Dans le champ, le niveau moyen de l'incertitude est réduit à 11% (contre 15% en analogue). À l'extérieur du champ, l'utilisation permet de stabiliser l'incertitude statistique et surtout de la réduire considérablement par rapport à la simulation analogue. Contrairement à la simulation avec le `FBREM`, aucun pic de variance important ne persiste. L'incertitude atteint des niveaux de l'ordre de 75% à 15 cm de l'axe du faisceau et de l'ordre de 125% à 25 cm (contre respectivement 100% et 200% en analogue). L'impact du *splitting* circulaire est conséquent mais moins important que celui du *splitting* du rayonnement de freinage.

De façon identique à l'étude sur l'ouverture du cône du *splitting* du *bremsstrahlung*, nous avons calculé l'impact de cette technique sur l'efficacité du calcul de dose à l'intérieur d'un *voxel* de $2 \times 2 \times 2$ cm^3 placé à 25 cm de l'axe du faisceau. Les résultats, résumés dans le tableau 2.2, montrent un gain en efficacité plus important que pour le `FBREM`, de l'ordre d'un facteur 32. La réduction de l'incertitude statistique est considérable (29% contre 54% en analogue) mais reste moins importante que pour le `FBREM` (15%). Cette technique est donc moins coûteuse en temps que le `FBREM` mais son impact sur l'incertitude statistique est moins fort. Néanmoins l'influence que cette technique possède sur l'efficacité du calcul de la DP est conséquent et nous incite à la retenir pour le calcul de la dose hors-champ.

	Analogue	`FBREM` 18,5 °	`REVSYM`
# histoires	10^9	10^8	$\mathbf{10^8}$
Incert. (3σ)	54%	15%	**29%**
Efficacité	1,7	37,9	**54,7**

TABLE 2.2 – Résultats de l'influence du *splitting* du *bremsstrahlung* et du *splitting* circulaire sur l'efficacité du calcul de dose à l'intérieur d'un *voxel* de $2 \times 2 \times 2$ cm^3 centré à 25 cm de l'axe principal du faisceau de 12 MV.

2.3.4.3 Influence de l'association des deux techniques sur le calcul de la DP

Les deux techniques de réduction de variance améliorent considérablement la convergence du calcul de la dose hors-champ. Dans cette partie, nous cherchons à observer l'impact de l'utilisation cumulée des deux techniques sur l'incertitude statistique. Pour la même configuration géométrique que précédemment et avec le même jeu de paramètres, nous avons simulé le dépôt de dose en activant le *splitting* du *bremsstrahlung* à 18,5 ° et le *splitting* circulaire.

Les résultats de l'incertitude statistique sur le profil de dose sont présentés sur la figure 2.12. L'utilisation conjointe des effets des deux techniques permet une forte réduction de l'incertitude statistique. Elle est réduite à moins de 2% dans le champ. Jusqu'à 30 cm de l'axe du faisceau, l'incertitude statistique dans la majorité des *voxels* est inférieure à 20%. Quelques pics de variance persistent pour certains *voxels* qui pourraient être éliminés en augmentant leurs dimensions. Rappelons que nous avons défini des *voxels* de dimensions relativement faibles ($0,5 \times 0,5 \times 0,5$ cm^3).

De la même façon que dans les études individuelles de chaque technique, nous avons observé l'influence de l'association des deux techniques de réduction de variance sur

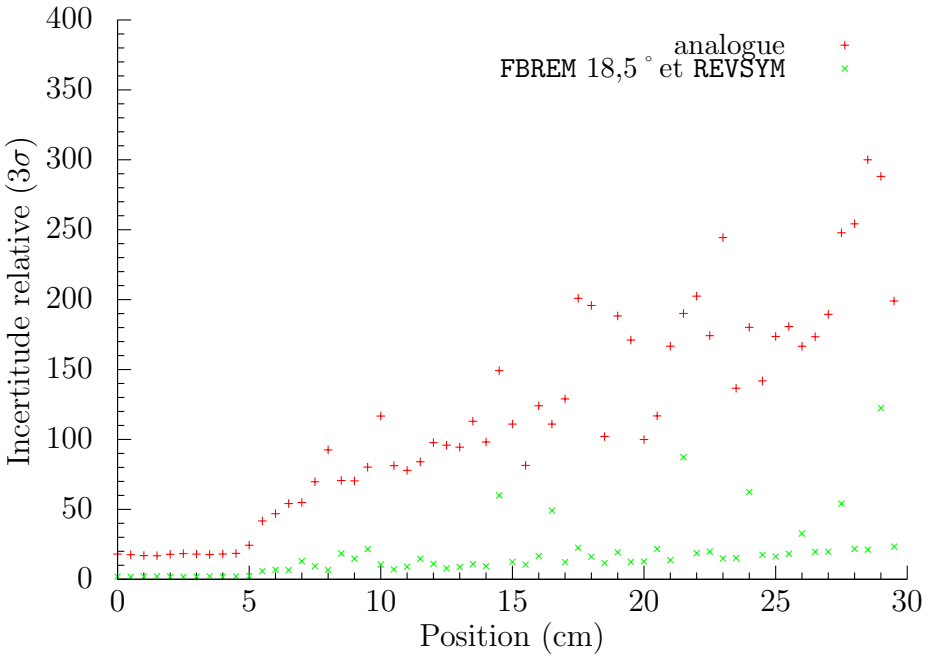


FIGURE 2.12 – Impact des deux techniques de réduction de variance sur l'incertitude statistique relative comparativement à la simulation analogue. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour la simulation non-analogue et analogue.

l'efficacité du calcul de dose à l'intérieur du *voxel* de $2 \times 2 \times 2$ cm^3 centré à 25 cm de l'axe du faisceau. Les résultats sont résumés dans le tableau 2.3. L'utilisation simultanée des deux techniques permet un gain d'un facteur 56 sur l'efficacité du calcul et une réduction de l'incertitude statistique à 7%.

	Analogue	FBREM 18,5 °	REVSYM	FBREM **18,5 °** & REVSYM
# histoires	10^9	10^8	10^8	**10^8**
Incert. (3σ)	54%	15%	29%	**7%**
Efficacité	1,7	37,9	54,7	**95,0**

TABLE 2.3 – Résultats de l'influence du *splitting* du *bremsstrahlung* et du *splitting* circulaire et de leur association sur l'efficacité du calcul de dose à l'intérieur d'un *voxel* de $2 \times 2 \times 2$ cm^3 centré à 25 cm de l'axe principal du faisceau de 12 MV.

La figure 2.13 représente les profils de dose relative associés à la simulation analogue ainsi que ceux associés à l'utilisation simultanée des deux techniques de réduction de variance. L'utilisation des réductions de variance ne biaisent pas le résultat. Les valeurs obtenues en analogue et avec réduction de variance sont contenues dans les intervalles d'incertitude statistique. Grâce aux techniques de réduction de variance, nous avons stabilisé le profil de dose et sommes en mesure de calculer la DP avec une grande fiabilité.

Compte tenu des très faibles doses rencontrées dans ces régions, les niveaux d'incertitude statistique atteints sont suffisamment bas. Dans une étude similaire réalisée avec le code *MCNP*, Kry [Kry 06] obtient des valeurs d'incertitudes statistiques supérieures (de l'ordre de 20%) qu'il juge suffisantes.

Il est important de remarquer que le temps de calcul pour obtenir les résultats de

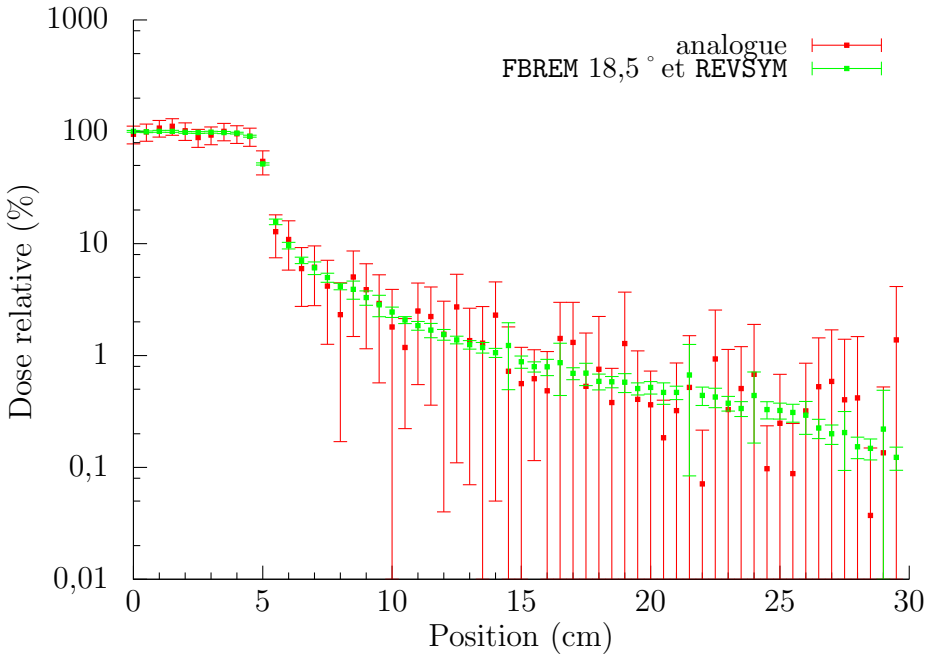


FIGURE 2.13 – Comparaison des profils de dose associés à la simulation analogue et à celle avec les deux procédés de réduction de variance. L'irradiation est faite à 12 MV avec un champ de 10×10 cm^2 et avec 10^8 et 10^9 histoires simulées, respectivement, pour la simulation non-analogue et analogue.

cette dernière configuration à 10^8 particules est sensiblement le même que celui que nous avions relevé pour la simulation analogue à 10^9 histoires primaires, soit 13 jours sur 10 processeurs.

Cette étude montre qu'il est possible avec le code *PENELOPE* d'estimer avec fiabilité la DP. Le code *PENELOPE* est donc adapté au développement de notre outil de prédiction de la dose hors-champ.

2.4 Conclusion et justification de l'accélération

Tout d'abord, au travers de ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence la capacité du code *PENELOPE* à calculer des DP. Les optimisations du modèle réalisées grâce à l'utilisation des techniques de réduction de variance (le *splitting* du *bremsstrahlung* et le *splitting* circulaire) ont permis de réduire considérablement l'incertitude statistique et d'augmenter l'efficacité de la simulation. Cependant, les temps de calcul nécessaires pour obtenir les résultats présentés restent rédhibitoires pour une utilisation clinique. De nos jours, les TPS calculent le dépôt de dose dans le champ d'irradiation en quelques minutes. Par conséquent, pour que l'outil soit utilisable ponctuellement pour des cas critiques ou particuliers, il est primordial que les physiciens médicaux ou les radiothérapeutes puissent obtenir une valeur de DP en quelques heures. Dans cet objectif, l'accélération du code est une étape indispensable au développement de l'outil prédictif.

Dans le but d'accélérer le code, nous avons entrepris l'implémentation d'une nouvelle technique de réduction de variance : le transport pseudo-déterministe, d'avantage adapté aux calculs de grandeurs éloignées du faisceau principal. Les travaux liés à cette accélération font l'objet du chapitre suivant.

Nous pouvons rappeler que le code *PENELOPE* ne permet pas le transport des neutrons. De façon à estimer, l'importance de la composante de DP due aux neutrons, nous avons, en parallèle de ces travaux, réalisé une étude numérique à l'aide du code *MCNPX* sur l'impact des neutrons. Nous la présentons dans l'annexe C de ce document.

Chapitre 3

Accélération du code *PENELOPE*

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les temps de simulation requis par *PENELOPE* pour estimer la DP avec une faible incertitude statistique sont rédhibitoires. Par conséquent, nous avons entrepris des travaux d'accélération du code *PENELOPE*. Les étapes de ce travail sont décrites et expliquées dans ce chapitre. Elles concernent principalement l'implémentation de la technique de réduction de variance du transport pseudo-déterministe.

3.1 Choix de la technique

Le code *PENELOPE* ne propose aucune technique de réduction de variance permettant de favoriser directement l'échantillonnage d'une zone d'intérêt distante de l'axe principal d'un faisceau de radiothérapie. Le *bremsstrahlung* sphérique, intitulé `BSPHR` dans le fichier d'entrée « `.in` », est le seul procédé de réduction de variance que l'on pourrait juger adapté. À l'instar de la technique du *splitting* du *bremsstrahlung* (voir la partie 2.3.3.1), ce procédé s'applique aux électrons. Il favorise l'orientation des photons de fluorescence et ceux de l'effet *bremsstrahlung* vers une sphère d'intérêt de rayon `R` centrée en (`Xc`, `Yc`, `Zc`). Au cours de chacune de ces interactions, une quantité `IBNUM` de photons est échantillonnée avec une probabilité adaptée et orientée vers la sphère d'intérêt. De façon à ne pas biaiser la simulation, pour chaque photon produit, un second photon est échantillonné avec un poids complémentaire et une direction extérieure au cône définie entre le point d'interaction et la sphère. La figure 3.1 schématise le principe global de cette technique.

Cette technique est efficace lorsqu'elle s'applique à des régions relativement proches du faisceau. En revanche, comme elle ne transporte pas la particule jusqu'à la zone d'intérêt, son effet est moindre, voire inexistant, pour les zones d'intérêt éloignées de l'axe du faisceau. De plus, le *bremsstrahlung* sphérique s'applique aux photons *bremsstrahlung* et de fluorescence mais ne traite pas les photons *Compton* qui pourtant sont majoritairement générés aux énergies rencontrées en radiothérapie.

Il existe cependant une autre technique implémentée dans les codes *MCNPX* et *MOCA* appelée « transport pseudo-déterministe ». Nous allons voir que cette technique est spécialement adaptée au calcul dans des régions éloignées de l'axe principal de la source. Après une étude bibliographique sur les techniques possibles et des tests de performances à l'aide du code *MCNPX* (présentés dans la partie 3.4), nous avons décidé d'implémenter cette technique dans le code *PENELOPE*.

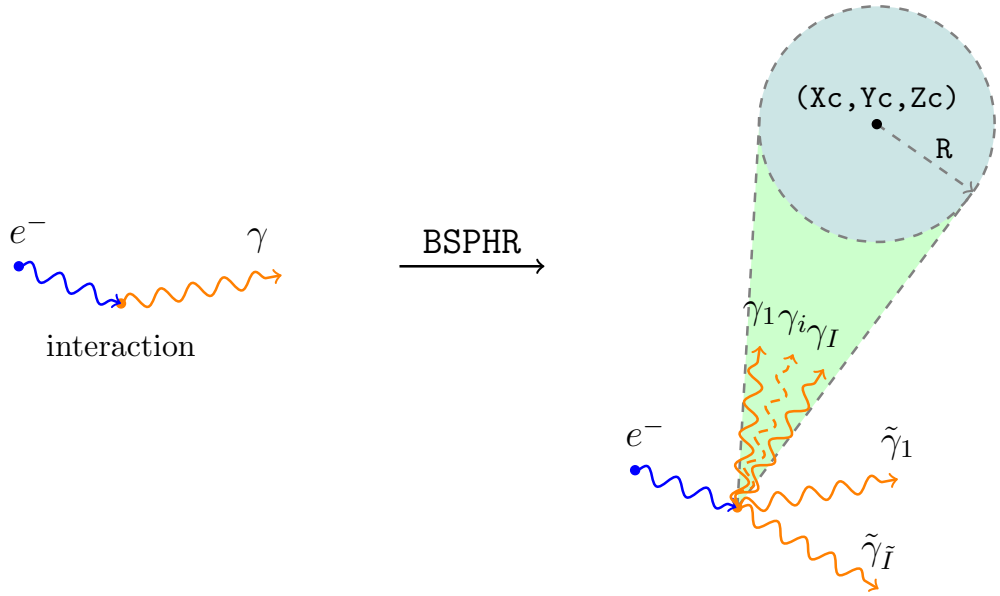


FIGURE 3.1 – Schéma du principe de la technique de réduction de variance du *bremsstrahlung* sphérique.

3.2 Technique du transport pseudo-déterministe

3.2.1 Principe général

La transport pseudo-déterministe est appliqué lorsqu'une région est insuffisamment échantillonnée car les particules ont une très faible probabilité d'être diffusées vers cette région et de l'atteindre. Une sphère (rayon de l'ordre du centimètre pour notre application) entourant la région d'intérêt est définie par l'utilisateur. Au cours du transport, le processus pseudo-déterministe a lieu pour tous les photons situés hors de la sphère et subissant une interaction *Compton*. Comme nous l'avons déjà évoqué, la probabilité de cette interaction aux énergies de la radiothérapie est largement majoritaire. Par exemple, un photon de 1 MeV transporté dans l'eau aura une probabilité 1000 fois supérieure d'interagir par effet *Compton* plutôt que de subir une diffusion *Rayleigh*. Par conséquent, il est pertinent de réaliser un traitement pseudo-déterministe uniquement sur les photons soumis à l'effet *Compton*. L'interaction photoélectrique et la création de paire conduisent à une absorption totale du photon incident rendant inutile l'application du transport pseudo-déterministe.

Lors du processus pseudo-déterministe, le photon est divisé en deux particules :
- un photon dit réel ou non-déterministe ;
- un photon dit virtuel ou déterministe.

Le photon non-déterministe (assimilé au photon produit si le processus pseudo-déterministe n'avait pas lieu) est échantillonné de façon normale et est suivi sur un pas sans modification de poids. Cependant, il est « tué » s'il atteint ou traverse la sphère d'intérêt au cours de ce pas. Pour les deux particules (déterministe et non-déterministe), un électron secondaire *Compton* est également échantillonné puis stocké. Le transport de ces électrons est indépendant du processus pseudo-déterministe.

Pour le photon déterministe, une direction pointant vers la sphère est spécialement échantillonnée puis l'énergie associée et la probabilité d'être diffusé selon cette direction sont calculées. Ensuite, la particule est transportée sans collision jusqu'à l'entrée de la

sphère d'intérêt en considérant l'atténuation dans les matériaux traversés. Cette prise en compte de l'atténuation entraîne une réduction du poids associé à la particule.

La figure 3.2 illustre cette subdivision du photon. En définitive, le poids supplémentaire créé pour la particule virtuelle est rééquilibré par le poids éliminé en « tuant » les particules réelles qui atteignent la sphère d'intérêt. À l'intérieur de la sphère d'intérêt, la simulation reprend un transport sans réduction de variance.

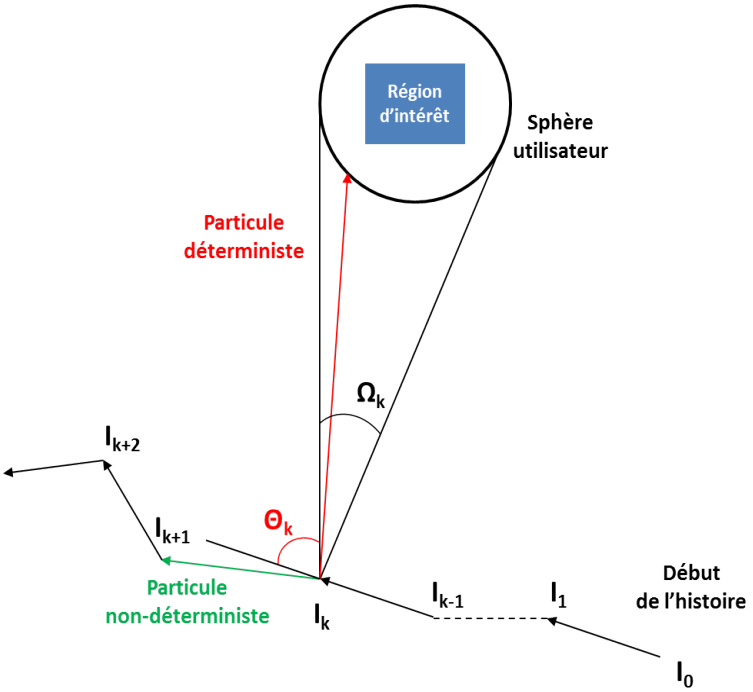


FIGURE 3.2 – Schéma représentatif du principe de la technique pseudo-déterministe appliquée aux photons subissant une interaction *Compton*.

3.2.2 Détails du suivi de la particule non-déterministe

Soit w_0 le poids de la particule avant le processus pseudo-déterministe. Si p_1 et p_2 sont, respectivement, la probabilité que la particule n'entre pas dans la sphère et la probabilité qu'elle y entre au cours du pas suivant, alors $p_1 + p_2 = 1$. Par conséquent, $w_1 = p_1 \times w_0$ correspond au poids de la particule n'entrant pas dans la sphère lors du pas suivant l'interaction. Il s'agit du poids porté par le photon non-déterministe. Cependant, la particule non-déterministe est suivie sans modification de poids, c'est-à-dire avec son poids original w_0. Cette apparente incohérence est compensée par le fait que la particule non-déterministe subit implicitement une roulette russe [1]. En effet, une proportion p_2 des particules est éliminée puisqu'elle atteint la sphère. Il ne reste ainsi qu'une proportion p_1 des particules avec un poids w_0. Cette façon implicite de réaliser une roulette russe est indispensable car la détermination directe du poids p_1 est impossible. Finalement, $w_2 = p_2 \times w_0$ correspond au poids complémentaire envoyé vers la sphère qui sera échantillonné pour la particule déterministe.

1. La roulette russe est un processus de réduction de variance permettant de « tuer » des particules de faibles poids. Cette technique est détaillée dans la partie 3.3.1

3.2.3 Détails du suivi de la particule déterministe

Le traitement de la particule déterministe commence par l'échantillonnage d'une direction $\Omega(\theta, \phi)$ [2] pointant vers la sphère d'intérêt définie par l'utilisateur et dans le même temps par l'échantillonnage de l'énergie associée. L'orientation Ω est échantillonnée en utilisant la densité de probabilité relative à l'interaction *Compton*. On échantillonne alors avec la densité de probabilité conditionnelle d'être dévié vers la sphère d'intérêt S, $P(\Omega|\Omega \in S)$ qui est définie par :

$$P(\Omega|\Omega \in S) = \frac{P(\Omega \cap \Omega \in S)}{\int_{\Omega' \in S} P(\Omega') d\Omega'}. \tag{3.1}$$

Le poids de la particule doit être ensuite multiplié par la probabilité totale de tirer une direction vers la sphère qui est définie par $P(\Omega \in S) = \int_{\Omega' \in S} P(\Omega') d\Omega'$.

Cependant, le calcul de cette intégrale pour chaque appel du processus pseudo-déterministe est très coûteux en temps. Par conséquent, il est préférable de réaliser l'échantillonnage de la direction à partir d'une densité de probabilité conditionnelle arbitraire connue et notée $P_{arb}(\Omega|\Omega \in S)$. La manœuvre consiste à choisir une densité de probabilité conditionnelle facilement calculable. Le poids de la particule est ensuite corrigé par un facteur obtenu par la multiplication, d'une part, du rapport des probabilités conditionnelles :

$$\frac{P(\Omega|\Omega \in S)}{P_{arb}(\Omega|\Omega \in S)} = \frac{P(\Omega \cap \Omega \in S)}{P_{arb}(\Omega|\Omega \in S) \int_{\Omega' \in S} P(\Omega') d\Omega'}, \tag{3.2}$$

avec, d'autre part, $\int_{\Omega' \in S} P(\Omega') d\Omega'$, la probabilité globale de tirer sur la sphère.

Finalement, le facteur corrigeant l'échantillonnage par $P_{arb}(\Omega|\Omega \in S)$ au lieu de $P(\Omega|\Omega \in S)$ est donné par l'expression :

$$\frac{P(\Omega \cap \Omega \in S)}{P_{arb}(\Omega|\Omega \in S)}. \tag{3.3}$$

Précisons que si μ est le cosinus de l'angle entre la direction de diffusion et la direction initiale du photon, alors $P(\Omega \cap \Omega \in S) = \frac{P(\mu)}{2\pi}$ car la diffusion possède une isotropie azimutale. Si η est le cosinus de l'angle θ de la figure 3.3 et si l'angle azimutal autour de l'axe du cône est échantillonné uniformément, alors $P_{arb}(\Omega|\Omega \in S) = \frac{P_{arb}(\eta)}{2\pi}$. Par conséquent, le poids du photon déterministe est corrigé par le facteur $\frac{P(\mu)}{P_{arb}(\eta)}$.

Comme on peut le voir sur la figure 3.3, une deuxième sphère concentrique et incluse dans la première sphère peut être définie lors du processus du transport pseudo-déterministe. La sphère externe définit la zone d'intérêt et la sphère interne définit un angle solide sous lequel un poids plus important est donné au photon déterministe. Les particules déterministes sont toujours transportées jusqu'à la sphère extérieure et celle interne ne définit que la limite d'une zone de tir « favorisé ». On définit, alors, η_i et η_o, respectivement, les cosinus des angles associés aux orientations extrêmes tangentes à la sphère interne et à la sphère externe (voir la figure 3.3). Après avoir échantillonné η,

2. Par souci de confort de lecture, on simplifiera l'écriture de $\Omega(\theta, \phi)$ par Ω dans la suite de l'explication.

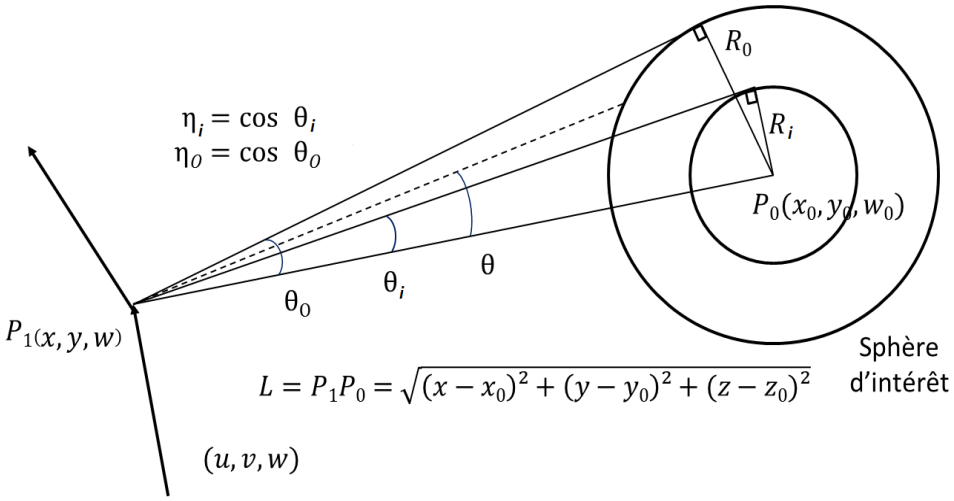


FIGURE 3.3 – Schéma détaillé de la technique pseudo-déterministe appliquée aux photons avec la définition des grandeurs utiles à chaque processus.

l'angle azimutal ϕ est échantillonné uniformément sur $[0, 2\pi[$. Ensuite, l'atténuation est prise en compte en multipliant le poids de la particule par l'exponentielle négative de l'atténuation le long du chemin optique séparant le point d'interaction de la surface de la sphère externe.

En observant la figure 3.3, on déduit :

$$\eta_i = \cos(\theta_i) = \frac{\sqrt{L^2 - R_i^2}}{L}, \tag{3.4}$$

$$\eta_o = \cos(\theta_o) = \frac{\sqrt{L^2 - R_o^2}}{L}. \tag{3.5}$$

Afin de simplifier les calculs, la densité de probabilité conditionnelle arbitraire choisie est uniforme. Avec la probabilité globale $\frac{Q(1-\eta_i)}{Q(1-\eta_i)+\eta_i-\eta_o}$, on échantillonne $\eta = \eta_i + \xi(1-\eta_i)$ uniformément sur $(\eta_i, 1)$ avec $\xi \in [0; 1]$ et avec la probabilité globale complémentaire $\frac{(\eta_i-\eta_o)}{Q(1-\eta_i)+\eta_i-\eta_o}$ on échantillonne $\eta = \eta_o + \xi(1-\eta_o)$ uniformément sur (η_o, η_i) avec $\xi \in [0; 1]$. Le facteur Q augmente le poids de l'échantillonnage des directions selon l'angle solide formé par la sphère interne (zone de tir « favorisé »). Sa valeur est définie par l'utilisateur.

Finalement, les échantillonnages de η et de ϕ permettent de définir la direction de la particule déterministe que l'on note (u', v', w').

Si $\eta_i \leq \eta \leq 1$, le poids est multiplié par le facteur :

$$\frac{P(\mu)(Q(1-\eta_i) + \eta_i - \eta_o) \exp\left(-\int_{P_1}^{P_s} \sigma_t(s)ds\right)}{Q}. \tag{3.6}$$

Si $\eta_o \leq \eta \leq \eta_i$, le poids est multiplié par le facteur :

$$P(\mu)(Q(1-\eta_i) + \eta_i - \eta_o) \exp\left(-\int_{P_1}^{P_s} \sigma_t(s)ds\right). \tag{3.7}$$

Avec,

– $\mu = uu' + vv' + ww'$, il s'agit donc du produit scalaire entre les directions initiale et échantillonnée de la particule ;

– $P(\mu)$ est la probabilité de diffuser la particule selon l'angle $cos^{-1}\mu$ dans le système du laboratoire pour l'évènement échantillonné en (x, y, z) ;
– $\exp(-\int_{P_1}^{P_s} \sigma_t(s)ds)$ est l'atténuation le long du chemin optique P_1P_s. P_s est le point d'intersection entre la direction échantillonnée et la surface de la sphère d'intérêt.

En définitive, l'échantillonnage de la direction au point d'interaction à l'aide de la densité de probabilité uniforme et la prise en compte de l'atténuation le long du chemin optique permettent de définir l'ensemble des caractéristiques de la particule déterministe à l'entrée de la sphère avec un poids et une énergie adaptée.

3.3 Techniques complémentaires au processus du transport pseudo-déterministe pour réduire le temps de calcul

Le suivi des particules dont le poids est faible ralentit considérablement la convergence du calcul associé au transport pseudo-déterministe. En effet, ces particules n'apportent qu'une petite contribution à la grandeur observée dans la sphère d'intérêt alors que leur transport requiert autant de temps qu'une particule dont le poids est élevé. Dans le but de contrer cet effet, deux techniques viennent s'associer au processus pseudo-déterministe afin d'éliminer les particules apportant une contribution non significative à la sphère d'intérêt. Ces techniques permettent de limiter l'augmentation du temps de calcul qui peut dégrader l'efficacité de la simulation.

3.3.1 Roulette russe (énergie de coupure du transport pseudo-déterministe)

À l'aide de la technique de la roulette russe, si le poids w de la particule testée est inférieur à un poids seuil w_{C2}, alors cette particule « joue » une roulette russe. La particule survit à la roulette russe avec une probabilité $\frac{w}{w_{C1}}$ et est « tuée » avec la probabilité complémentaire. Si la particule survit, un nouveau poids w_{C1}, nécessairement supérieur à son poids original w, lui est associé.

Dans le cadre du processus pseudo-déterministe, la roulette russe est utilisée à deux reprises :

– Le premier point d'utilisation se situe à l'entrée de la sphère externe (avant la reprise du suivi analogue). Pour cet appel, le poids de survie w_{C1} et la valeur seuil du poids w_{C2} sont définis par l'utilisateur. Par défaut, on choisira $w_{C2} = \frac{w_{C1}}{2}$.
– Le deuxième point d'utilisation apparaît lors du contrôle de la particule déterministe le long du chemin optique qui la sépare du point d'interaction à la sphère externe. Cette fois-ci, les poids sont définis intrinsèquement au processus et détaillés dans la partie 3.3.2 qui suit.

La roulette russe est un procédé que l'on retrouve dans de nombreux codes MC. Elle y est utilisée seule ou en complément d'autres techniques de réduction de variance.

3.3.2 Contrôle du poids de la particule déterministe

La prise en compte de l'atténuation se fait en plusieurs pas en cumulant les contributions entre chaque interface le long du chemin optique. Au fur et à mesure de la prise en compte de l'atténuation entre le point d'interaction et le point d'entrée sur la sphère d'intérêt, cette technique contrôle la réduction du poids de la particule déterministe et déclenche la roulette russe en dessous d'un seuil prédéfini.

Un paramètre k, défini par l'utilisateur, permet la détermination de w_c, le poids seuil de la roulette russe ($k = 0,1$ est la valeur conseillée). Le poids de la particule déterministe est comparé à k fois la contribution moyenne des particules déterministes des histoires précédentes. Le photon déterministe subit une roulette russe lorsque son poids devient inférieur à w_c.

- Si $k < 0$, $w_c = -k$;
- Si $k = 0$, $w_c = 0$;
- Si $k > 0$ et $N \leq N_{prem}$, $w_c = 0$;
- Si $k > 0$ et $N > N_{prem}$, $w_c = \frac{k}{N} \sum_i^I \phi_i$.

Où,

- N est le nombre d'histoires réalisées ;
- N_{prem} est le nombre d'histoires à partir duquel la comparaison du poids à lieu. Il est défini par l'utilisateur ;
- I est le nombre de particules déterministes transportées jusqu'à présent ;
- $\phi_i = w\frac{P(\mu)}{2\pi R_o}\exp(-\lambda A)$ est la contribution de la $i^{ème}$ particule déterministe à la sphère d'intérêt. A est le coefficient d'atténuation.

Lorsqu'une particule déterministe est générée, w, $P(\mu)$ et R_o sont connus avant le suivi de la particule le long du chemin optique λ. Si $w\frac{P(\mu)}{2\pi R_o} < w_c$, la contribution ϕ_i de la particule déterministe sera nécessairement inférieure au poids de comparaison. Donc, appliquer la roulette russe à toutes les particules déterministes pour lesquelles $\phi_i < w_c$ permet d'éviter le calcul de leur parcours le long du chemin optique. Une partie des particules déterministes aura dès le départ un poids trop faible et ne sera pas suivie. D'autres seront suivies mais subiront la roulette russe dès que λA aura atteint une valeur pour laquelle $w\frac{P(\mu)}{2\pi R_o}\exp(-\lambda A) < w_c$. Le fait d'appliquer la roulette russe aux particules déterministes dont la contribution attendue est faible présente l'avantage de donner un poids plus élevé au particules survivant à la roulette russe. Cet effet a pour conséquence de réduire les disparités en poids entre les particules et ainsi d'améliorer la convergence en limitant les pics de variance.

3.4 Évaluation de la technique *DXTRAN* du code *MCNPX*

La technique du transport pseudo-déterministe existe dans le code MC *MCNPX* sous le nom de *DXTRAN*. Avant d'entreprendre l'implémentation de cette technique dans *PENELOPE*, nous avons tout d'abord testé les performances de *DXTRAN* en évaluant son influence sur l'efficacité du calcul.

3.4.1 Configuration

Les tests ont été réalisés à partir d'un modèle 12 MV du *linac GE SATURNE 43* validé lors d'études précédentes [Gour 06]. Ce modèle est similaire à celui utilisé avec le code *PENELOPE* et présenté dans la partie 2.3.1. Nous avons modélisé un parallélépipède d'eau en sortie de l'accélérateur (à 90 cm de la source) dans lequel nous avons placé une sphère *DXTRAN* d'intérêt (de rayon 0,5 cm) à 10 cm de profondeur d'eau selon la figure 3.4. Nous avons fait varier la position de la sphère et, plus particulièrement, la distance entre son centre et l'axe principal du faisceau. Six positions ont été testées : 0, 15, 20, 25, 35 et 40 cm.

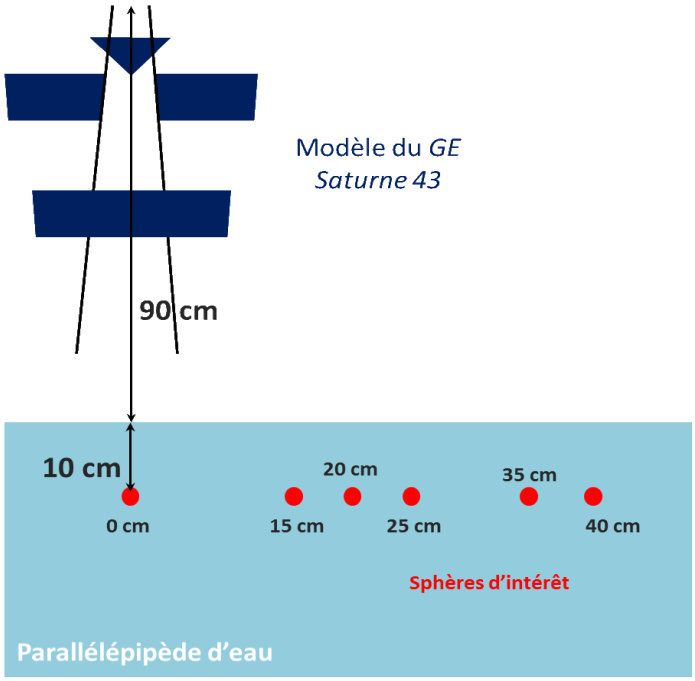


FIGURE 3.4 – Schéma de la configuration *DXTRAN* testée dans *MCNPX* à partir d'un modèle du *linac SATURNE 43*.

Un paramétrage simple du processus *DXTRAN* a été choisi. En effet, aucune sphère interne n'a été définie, par conséquent, il n'y a pas de zone privilégiée d'échantillonnage sur la sphère. Pour le contrôle de l'atténuation, le paramètre k a été fixé à 0,1 (valeur recommandée dans *MCNPX*) et *Nprem* a été fixé à 200 (valeur par défaut dans *MCNPX*).

3.4.2 Résultats

Le tableau 3.1 regroupe les résultats de l'effet de la technique *DXTRAN* sur le calcul de la dose pour des placements de la sphère d'intérêt à différentes distances de l'axe principal du faisceau. L'efficacité d'une simulation MC avait été définie dans la partie 2.1.4. La figure 3.5 représente la valeur du facteur de gain sur l'efficacité pour chacune des positions de la sphère (rapport des efficacités des simulations avec et sans *DXTRAN*).

Le gain sur l'efficacité augmente avec la distance du centre de la sphère à l'axe du faisceau. La courbe semble suivre un comportement asymptotique. Il s'explique par le

Analogue

Distance de l'axe (cm)	Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	Incert. (1σ) (%)	Efficacité (ϵ)
0	$2,3580$	0,47	1,3
15	$2,3692 \cdot 10^{-2}$	2,75	0,093
20	$1,5076 \cdot 10^{-2}$	3,57	0,055
25	$1,1481 \cdot 10^{-2}$	0,12	0,036
35	$5,1420 \cdot 10^{-3}$	4,84	0,03
40	$5,3946 \cdot 10^{-3}$	5,53	0,023

Avec *DXTRAN*

Distance de l'axe (cm)	Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	Incert. (1σ) (%)	Efficacité (ϵ)	**Gain**
0	$2,4443$	0,03	327	**187**
15	$2,3480 \cdot 10^{-2}$	0,11	34	**365**
20	$1,4878 \cdot 10^{-2}$	0,11	26	**472**
25	$1,1218 \cdot 10^{-2}$	0,12	18	**500**
35	$5,1673 \cdot 10^{-3}$	0,18	14	**547**
40	$4,9613 \cdot 10^{-3}$	0,18	13	**565**

TABLE 3.1 – Influence de l'utilisation du processus *DXTRAN* sur l'efficacité d'un calcul de dose en dehors du champ avec *MCNPX*.

fait que les poids des particules déterministes échantillonnés sont de plus en plus faibles en éloignant la sphère. Par conséquent, la probabilité que ces particules atteignent la sphère est de plus en plus faible. La contribution à l'estimation du dépôt de dose est donc réduite et la convergence du calcul ralentie.

En écartant la sphère de l'axe du faisceau, le gain vaut 365, 472, 500, 547 et 565, respectivement, pour les positions 15, 20, 25, 35 et 40 cm. En positionnant la sphère sur l'axe du faisceau, le gain est beaucoup plus faible, de l'ordre de 187. Cette réduction du gain s'explique par le fait que la sphère est déjà suffisamment échantillonnée puisque positionnée dans la direction principale de la source.

L'utilisation du processus *DXTRAN* augmente significativement l'efficacité de la simulation quelle que soit la position de la sphère (gain moyen de l'ordre de 500). Par conséquent, *DXTRAN* permet de réduire le temps de calcul d'une simulation d'un facteur 500 pour atteindre un même niveau d'incertitude qu'une simulation analogue. Notons que ces tests ont été effectués avec un paramétrage réduit de *DXTRAN*. En effet, l'utilisation d'une sphère interne permettrait d'améliorer d'avantage la convergence du calcul, notamment dans le cas où le rayon serait plus important.

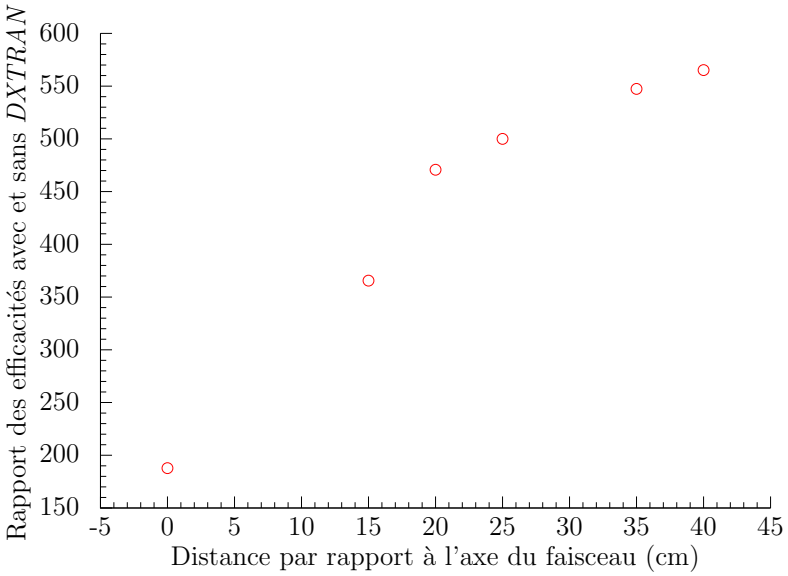


FIGURE 3.5 – Rapport de l'efficacité du calcul de dose avec et sans *DXTRAN* selon l'éloignement de la sphère de l'axe principal du faisceau.

Ces résultats sont encourageants quant à la capacité de la technique à améliorer l'efficacité du calcul et, par conséquent, à réduire les temps de calcul. Après les travaux d'implémentation de la technique pseudo-déterministe dans *PENELOPE*, nous comptons également obtenir des gains significatifs sur l'efficacité des simulations.

3.5 Implémentation du transport pseudo-déterministe

3.5.1 Cadre de l'implémentation

Le processus pseudo-déterministe va être implémenté sous la forme d'une macro-fonction appelée, sous certaines conditions, à l'intérieur du programme principal de *PENELOPE*. En effet, dans la partie 2.2.2, nous avions vu que le programme principal `penmain.f` de *PENELOPE* fait appel à une succession de fonctions permettant de transporter les particules. Or, le processus pseudo-déterministe (tout comme une grande partie des techniques de réduction de variance) peut être apparenté à une forme particulière de transport des particules. En ce sens, il est logique que l'appel de ce procédé se fasse à l'intérieur du programme principal.

Par conséquent, nous devrons vérifier la justesse de l'implémentation en contrôlant la réponse du programme principal lorsque le processus de réduction de variance est activé. Néanmoins, le programme principal `penmain.f` est relativement complexe sous sa forme actuelle. En effet, une grande partie du programme est consacrée à la gestion en parallèle de différents processus ainsi qu'à l'exécution de l'ensemble des techniques de réduction de variance déjà implémentées. Dès lors, afin de tester notre implémentation de façon plus directe et avec une meilleure lisibilité, nous avons choisi de contrôler le fonctionnement de l'implémentation de la technique du transport pseudo-déterministe à partir d'un programme principal simplifié.

Dans ce but, nous avons écrit un programme allégé nommé `penmain_simple.f` qui

suit scrupuleusement le diagramme de flux de la figure 2.1 se limitant aux instructions indispensables au transport analogue des particules sur un processeur. Le programme `penmain_simple.f` a été validé en confrontant sa réponse à celle du programme principal complet `penmain.f`. Il est important de préciser que le choix de passer par un programme simplifié nous contraint d'utiliser la technique du transport pseudo-déterministe seule, sans pouvoir l'associer à d'autres techniques de réduction de variance.

3.5.2 Architecture de l'implémentation

L'articulation de l'implémentation de la technique de réduction de variance est représentée à l'aide de plusieurs diagrammes de flux. Ces diagrammes sont des représentations graphiques illustrant la succession d'instructions d'un programme informatique. Pour mener à bien ce travail d'implémentation, nous avons notamment fait appel à certaines fonctions des bibliothèques `pengeom.f` et `penelope.f` de *PENELOPE*. La plupart de ces fonctions a été décrite dans la partie 2.2.2.

Deux principales fonctions ont été écrites pour le traitement du processus déterministe. D'une part, les instructions propres au traitement de la particule non-déterministe et à l'échantillonnage de la particule déterministe ont été regroupées dans une fonction appelée `PSEUDO_DETERM()`. D'autre part, les instructions propres au transport de la particule déterministe et au contrôle de son poids lors de la prise en compte de l'atténuation sont regroupées dans la fonction appelée `ATTENUATION_CONTROL()`. Le lancement du processus pseudo-déterministe implique successivement l'appel de la fonction `PSEUDO_DERTERM()`, de la fonction `ATTENUATION_CONTROL()` et éventuellement celui de la `RUSSIAN_ROULETTE()` qui permet de « jouer » une roulette russe sur la particule suivie à l'entrée de la sphère.

Nous avons défini deux points d'appel du processus pseudo-déterministe dans le programme principal simplifié. Ils apparaissent sur le diagramme de flux du programme `penmain_simple.f` illustré par la figure 3.6. Ces deux points d'appel peuvent être explicités de la façon suivante :

- Premièrement, le processus peut avoir lieu en parallèle de l'appel de la fonction `KNOCK()`, si l'état de la particule répond aux critères requis pour le lancement du processus : elle doit être un photon et doit se trouver hors de la sphère d'intérêt.
- Deuxièmement, le processus peut être lancé suite à l'appel de la fonction `SECPAR()`, si la particule sortie de la pile est un photon issu d'un précédent processus pseudo-déterministe et stocké lors du traitement non-déterministe. En effet, au cours d'un suivi analogue, les particules secondaires sont stockées lors de la réalisation de l'interaction, c'est-à-dire, au moment de l'appel de la fonction `KNOCK()`. En revanche, pendant le processus pseudo-déterministe, le photon non-déterministe peut être stocké à la fin d'un pas, c'est-à-dire, après l'appel de la fonction `STEP()`. C'est pourquoi, une fois sortie de la pile, cette particule doit nécessairement subir une interaction. Cependant, elle possède toutes les caractéristiques pour suivre, à son tour, le processus pseudo-déterministe. En effet, cette particule est nécessairement un photon positionné en dehors de la sphère d'intérêt.

En définitive, on s'aperçoit que, lorsque les conditions sont remplies, le processus pseudo-déterministe remplace la fonction `KNOCK()`. Cependant, les deux fonctions ne sont pas équivalentes puisque le processus implémenté traite également le déplacement des particules déterministes et non-déterministes.

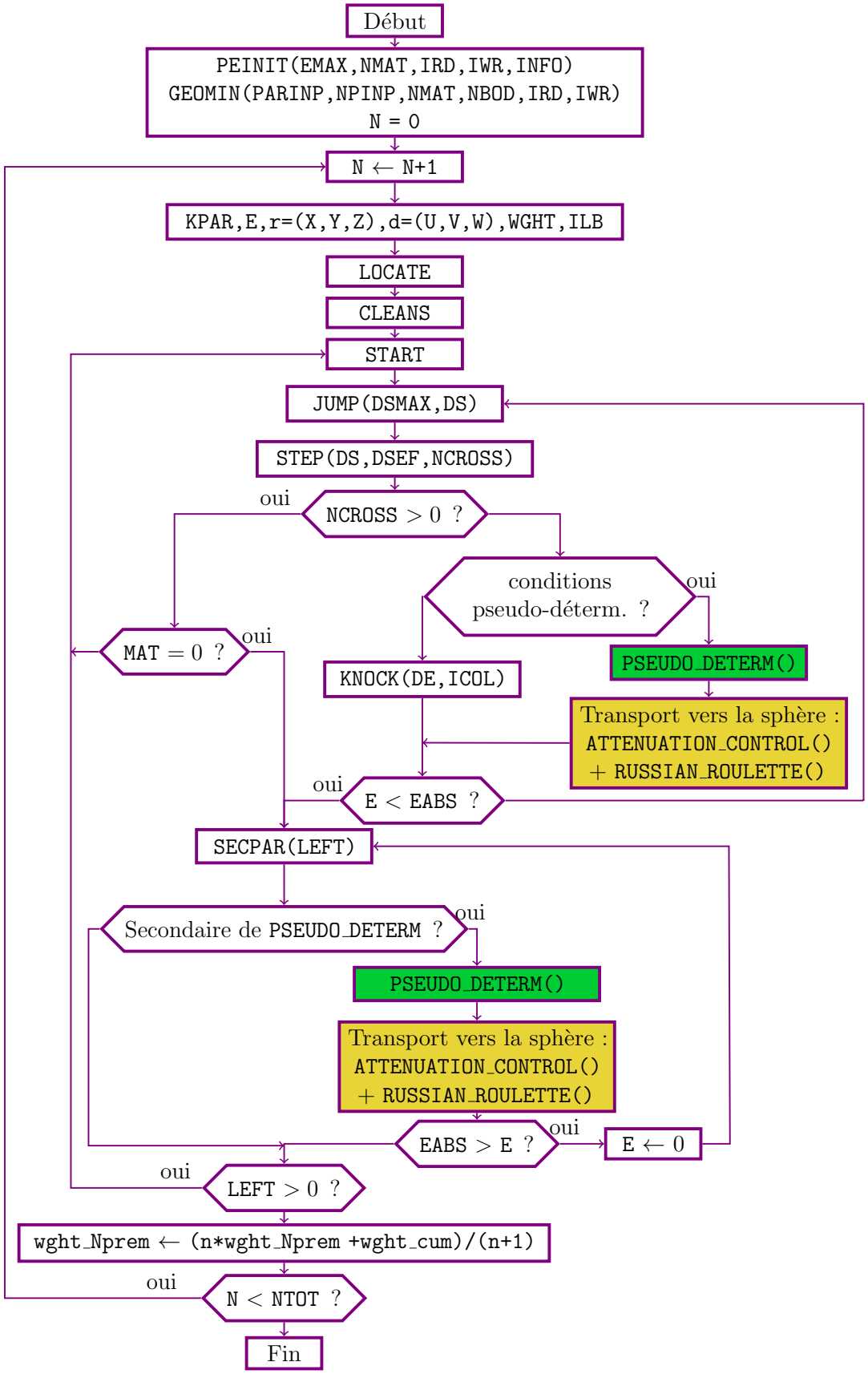


FIGURE 3.6 – Diagramme de flux du programme principal simplifié `penmain_simple.f` utilisant les fonctions de `penelope.f` et de `pengeom.f` avec l'insertion des appels à la fonction `PSEUDO_DETERM()` du transport pseudo-déterministe.

3.5.2.1 La fonction `PSEUDO_DETERM()`

La fonction `PSEUDO_DETERM()` a également été représentée par un diagramme de flux (voir la figure 3.7). Trois étapes et fonctions principales se succèdent dans ce diagramme :

- L'**initialisation** qui réalise le calcul de grandeurs propres à la configuration de lancement du processus pseudo-déterminite comme η_i ou η_o que nous avions définis dans la partie 3.2.3 ;
- le **traitement non-déterministe** qui effectue l'interaction de la particule réelle et qui contrôle son pas suivant ;
- le **traitement déterministe** qui permet l'échantillonnage de l'énergie, de la direction et du poids de la particule virtuelle.

À l'intérieur de la fonction pseudo-déterministe, le traitement de la particule non-déterministe est réalisé par la fonction `NON_DETERM()` et l'échantillonnage de la particule déterministe est fait par l'intermédiaire de la fonction `DETERM()`.

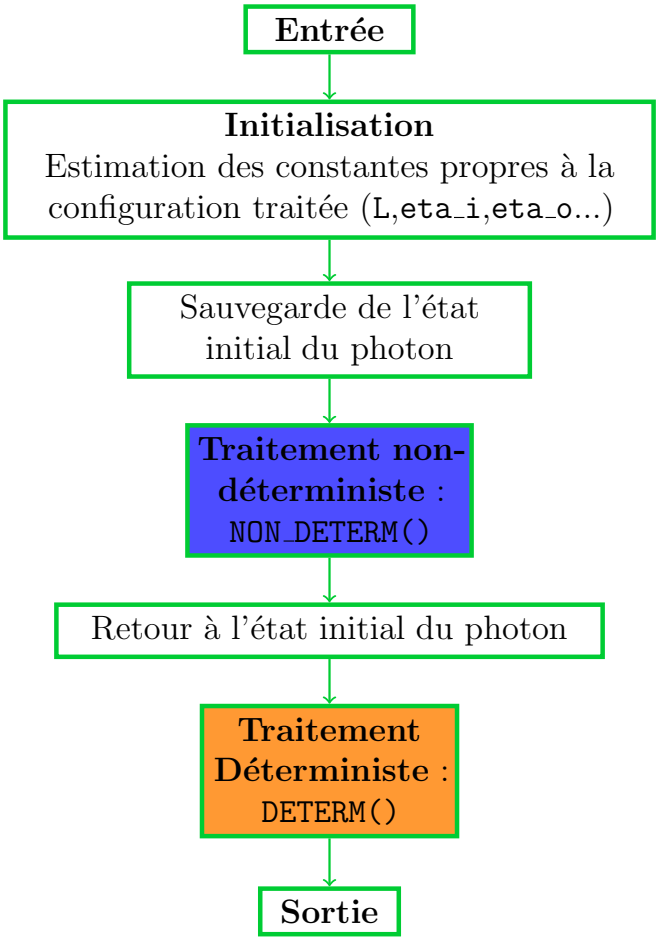


FIGURE 3.7 – Diagramme de flux de la fonction `PSEUDO_DETERM()` initialisant le traitement pseudo-déterministe et faisant appel aux fonctions réalisant l'échantillonnage déterministe et le traitement non-déterministe.

3.5.2.2 La fonction NON_DETERM()

Les instructions de la fonction NON_DETERM() sont représentées dans le diagramme de flux de la figure 3.8. Tout d'abord, la particule subit une interaction (appel de la fonction KNOCK()). Si l'interaction subie n'est pas une diffusion *Compton* (soit ICOL≠ 2), alors la poursuite du processus est avortée et on retourne au suivi des instructions du programme principal. Dans le cas contraire, le processus pseudo-déterministe se poursuit, le photon est transporté sur un pas puis il est, soit éliminé s'il croise la sphère d'intérêt au cours de ce pas (E ← 0), soit stocké dans la pile à la fin du pas (STORES()).

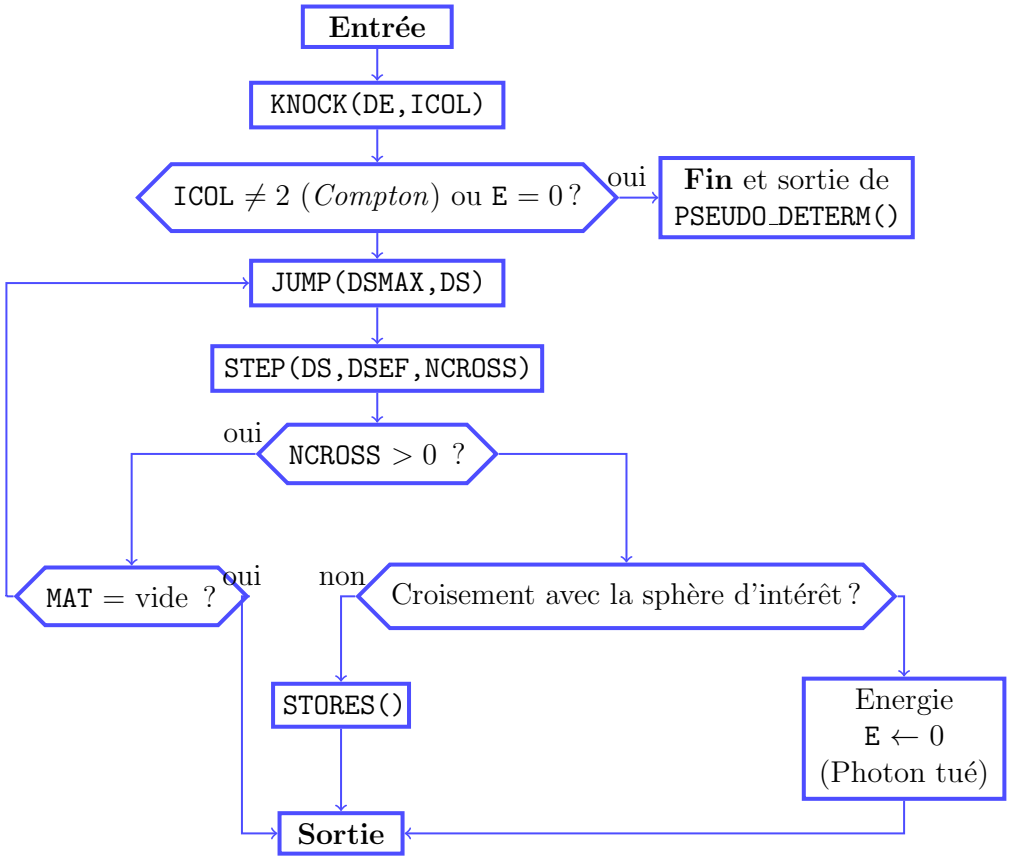


FIGURE 3.8 – Diagramme de flux de la fonction NON_DETERM() appelée par la fonction PSEUDO_DETERM() et réalisant le transport de la particule non-déterministe.

3.5.2.3 La fonction DETERM()

La succession des instructions propres à l'échantillonnage de la particule déterministe est représentée dans le diagramme de la figure 3.9. Dans un premier temps, la fonction choisit la zone de tir (favorisée ou non). Ensuite, le cosinus η (eta) et l'angle azimutal ϕ (phi) pointant vers la sphère sont échantillonnés. À partir de ces éléments d'orientation propres au repère formé par le point d'interaction et la sphère, un changement de repère est effectué et la direction de la particule déterministe est calculée dans le référentiel du laboratoire (appel de la fonction DIRECT()). Par conséquent, la déviation (eta') dans le référentiel du laboratoire peut être calculée à partir du produit scalaire entre la direction initiale de la particule et celle échantillonnée vers la sphère. Ensuite, la fonction KNOCK_COMPTON() calcule l'énergie du photon associée à l'angle eta' et échantillonne les caractéristiques d'un électron secondaire associé à une interaction *Compton* ayant pour

déviation ce même angle `eta'`. La fonction `KNOCK_COMPTON()` a été écrite en modifiant la fonction `KNOCK()` de *PENELOPE*.

Enfin, les dernières instructions de la fonction `DETERM()` calculent la probabilité qu'un photon subisse la déviation échantillonnée. Cette probabilité est obtenue par le calcul des sections efficaces totale et différentielle. Cette probabilité est ensuite prise en compte en pondérant le poids de la particule déterministe.

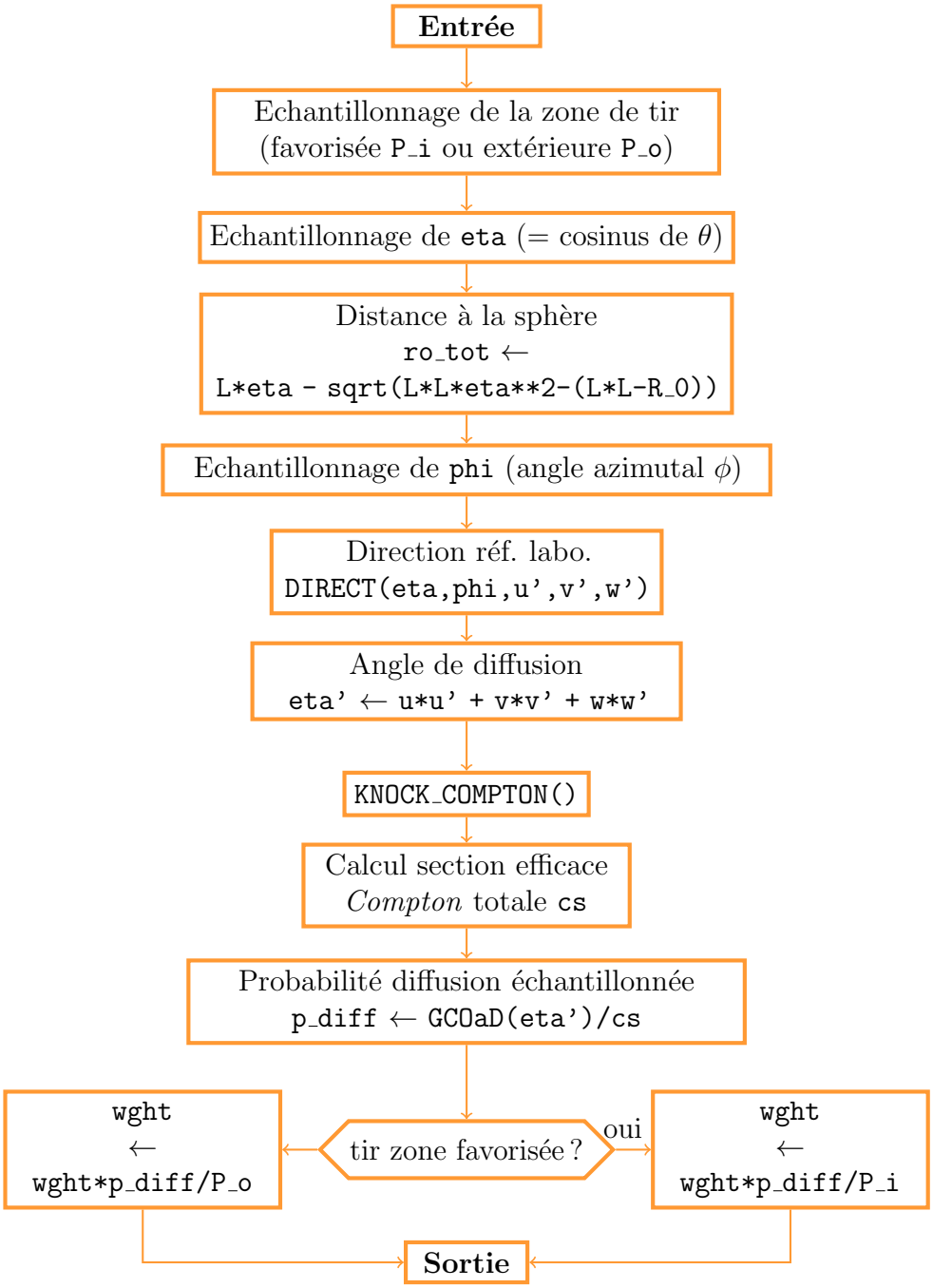


FIGURE 3.9 – Diagramme de flux de la fonction `DETERM()` appelée par la fonction `PSEUDO_DETERM()` et réalisant l'échantillonnage de la particule déterministe. Les fonctions `DIRECT()` et `GCOaD()` viennent de `penelope.f`. Pour une déviation donnée en entrée, la fonction `KNOCK_COMPTON()` donne l'énergie du photon ainsi que la direction et l'énergie de l'électron *Compton* secondaire.

3.5.2.4 Description des étapes après l'échantillonnage déterministe

Après son échantillonnage, la particule déterministe doit être transportée jusqu'à la sphère en contrôlant son poids à l'aide des techniques complémentaires que nous avons présentées dans la partie 3.3. La figure 3.10 schématise l'articulation de l'appel de ces fonctions après `DETERM()`. Le transport et le contrôle du poids le long du chemin optique sont effectués à l'intérieur de la fonction `ATTENUATION_CONTROL()`. Ensuite, une roulette russe (`RUSSIAN_ROULETTE()`) contrôle le poids des particules déterministes entrant dans la sphère d'intérêt.

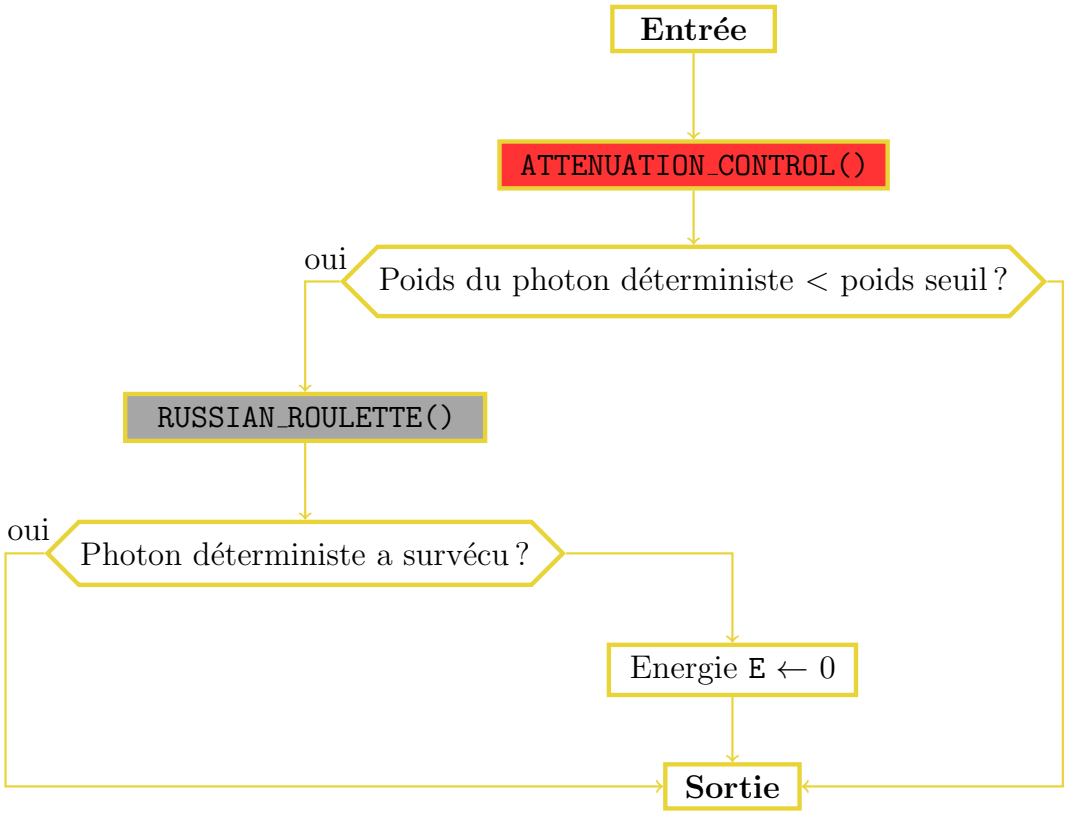


FIGURE 3.10 – Diagramme de flux du traitement des étapes suivies par la particule déterministe suite à son échantillonnage par `DETERM()` : transport jusqu'à l'entrée de la sphère d'intérêt et contrôle de son poids.

3.5.2.5 La fonction `RUSSIAN_ROULETTE()`

L'implémentation de la roulette russe (`RUSSIAN_ROULETTE()`) est décrite par le diagramme de la figure 3.11. Celui-ci suit scrupuleusement ce que nous avons décrit dans la partie 3.3.1 explicative du fonctionnement de la roulette russe. Nous pouvons préciser que `wght_out` est le poids de sortie défini avant l'appel de la fonction, que `wght` est le poids d'entrée de la particule testée et que `wght\wght_out` définit la probabilité qu'un photon survive à la roulette russe.

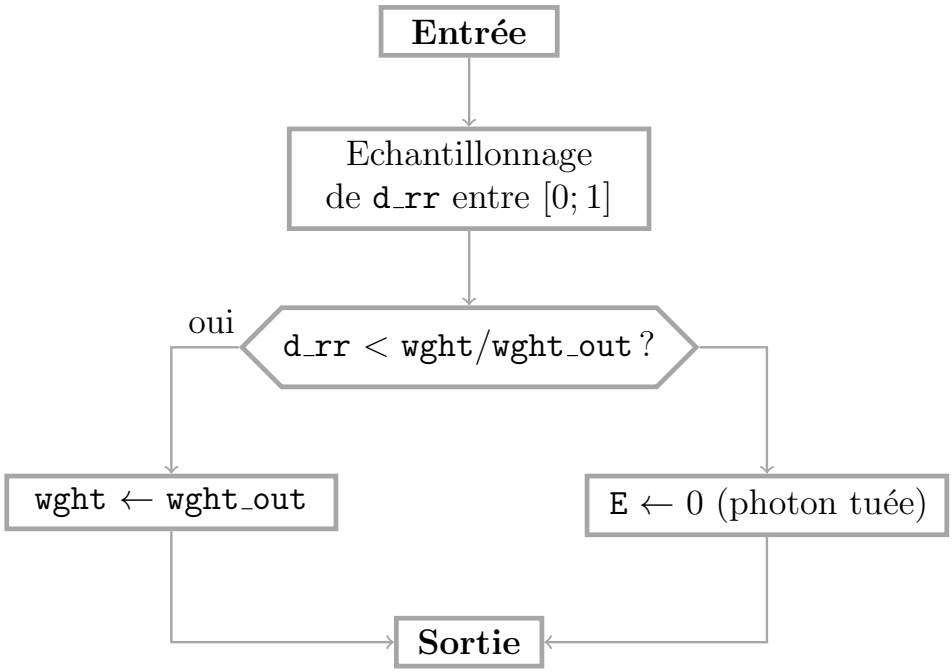


FIGURE 3.11 – Diagramme de flux de la fonction `RUSSIAN_ROULETTE()` de la roulette russe. La variable `d_rr` est un double aléatoirement tiré dans l'intervalle $[0; 1]$.

3.5.2.6 La fonction `ATTENUATION_CONTROL()`

La fonction `ATTENUATION_CONTROL()` est représentée sur le diagramme de flux de la figure 3.12. Le premier bloc d'instructions de cette fonction permet de définir le poids de coupure `wght_c` qui sera utilisé lors du contrôle au fur et à mesure de la prise en compte de l'atténuation. La valeur du poids de coupure est définie en fonction des valeurs des constantes k (`k`) et N_{prem} (`N_prem`) présentées dans la partie 3.3.2 et de la contribution moyenne en poids à la sphère `wght_Nprem` depuis le début de la simulation. Le poids du photon déterministe échantillonné est ensuite comparé au poids de coupure `wght_c` pour un déclenchement éventuel de la roulette russe (`RUSSIAN_ROULETTE()`). Ensuite, l'impact de l'atténuation due aux matériaux traversés est évalué entre chaque interface géométrique le long du chemin optique défini par la direction échantillonnée. La fonction `STEP_VACUU()` permet de calculer les distances parcourues interface par interface. Elle est très similaire à la fonction `STEP()` de *PENELOPE*, elle permet en plus de connaître l'éventuelle distance parcourue dans le vide. Ainsi, à chaque nouvelle interface, l'atténuation est prise en compte et le poids de la particule est réévalué en conséquence. Le poids de la particule est systématiquement comparé au poids de coupure `wght_c` avant de traiter l'interface suivante. Ainsi, à chaque interface traversée le long du chemin optique, la particule déterministe peut subir une roulette russe.

3.5.3 Bilan de l'implémentation

Nous avons donc décrit la façon dont chaque partie du processus pseudo-déterministe a été implémentée l'une par rapport à l'autre. Nous allons maintenant développer certains aspects des tests et vérifications dont l'implémentation a fait l'objet permettant d'assurer le bon fonctionnement de cette nouvelle technique de réduction de variance.

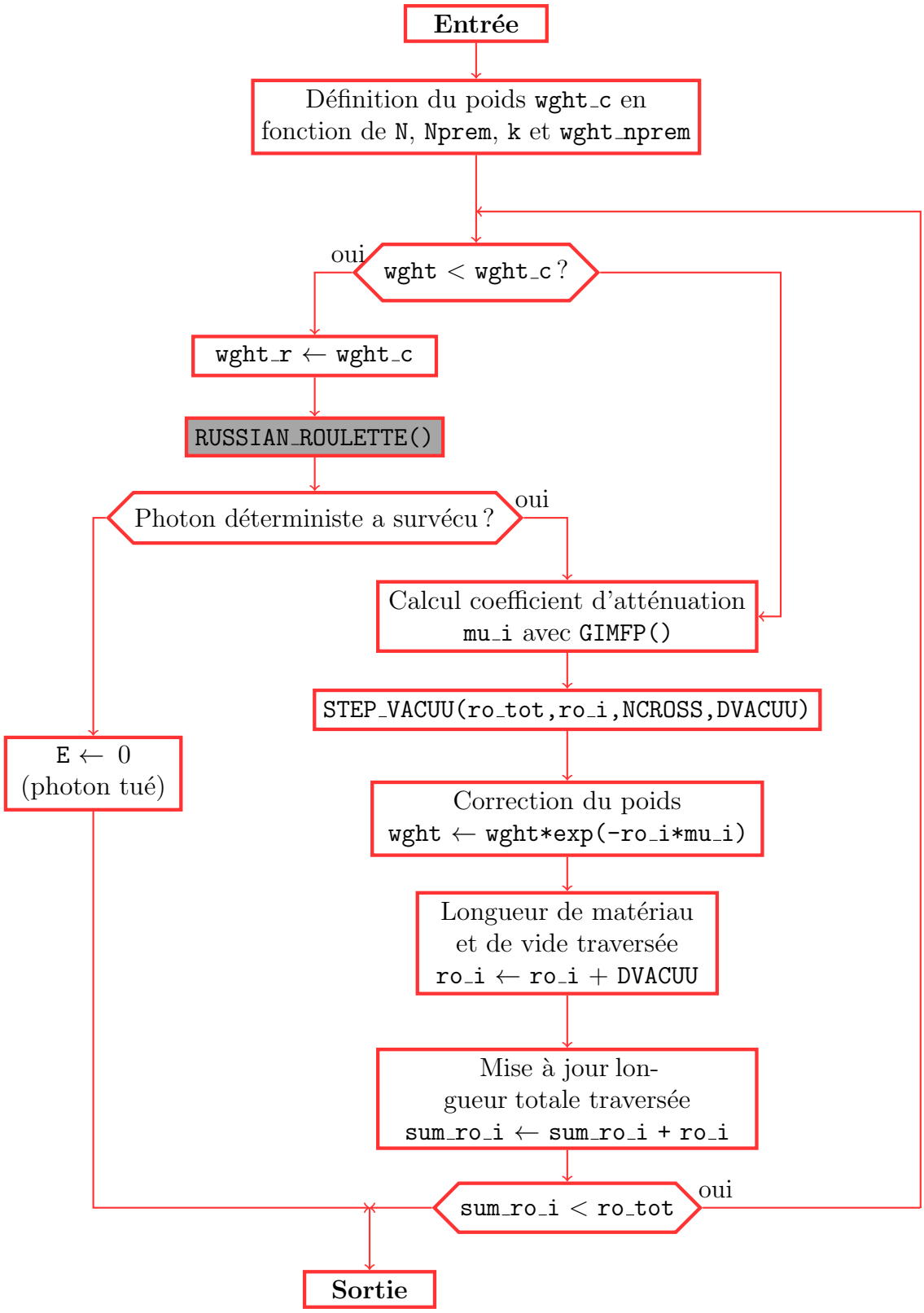


FIGURE 3.12 – Diagramme de flux de la fonction `ATTENUATION_CONTROL()` réalisant le contrôle de l'atténuation de la particule déterministe le long du chemin optique dans le processus pseudo-déterministe. La fonction `STEP_VACUU()` est une modification de la fonction `STEP()` permettant de connaître également la longueur de vide parcourue.

3.5.4 Tests intrinsèques de fonctionnement

Des tests ont été mis en place de façon à contrôler indépendamment les réponses des fonctions présentées dans la partie précédente ou bien celles d'un regroupement de fonctions ou de simples instructions. Bien souvent, les routines sont testées dans des conditions particulières pour lesquelles leur réponse est connue ou alors estimée analytiquement. Ces tests permettent de valider intrinsèquement le bon fonctionnement de chaque routine ou sous-routine. Nous résumons ici l'exemple d'un test réalisé sur le poids déterministe lors de l'implémentation.

3.5.4.1 Exemple du test du poids déterministe échantillonné

Ce test a permis de vérifier la justesse du poids déterministe échantillonné par la fonction `DETERM()` vers la sphère. Dans ce but, nous avons défini une configuration où des photons mono-énergétiques et unidirectionnels sont envoyés sur une fine couche d'eau. L'énergie des photons et l'épaisseur de la couche ont été choisies de façon à ce que chaque photon interagisse au plus une fois dans l'eau. Par ailleurs, il est possible, à partir de l'énergie et de l'épaisseur d'eau, de déduire la proportion de photons qui subira une diffusion *Compton*. Nous avons estimé que 0,1% des photons ayant une énergie de 1 MeV sera soumis à l'effet *Compton* dans une couche d'eau d'épaisseur 0,141 mm. La fine épaisseur de la couche permet de faire l'hypothèse que l'interaction a lieu systématiquement à la même position.

Dans cette configuration, la somme des poids déterministes échantillonnés dans la couche est équivalente à 0,1% de la probabilité de faire une diffusion *Compton* en direction de la sphère. Cette probabilité peut être calculée de façon indépendante analytiquement ou par l'intermédiaire de certaines fonctions disponibles dans *PENELOPE* fournissant les valeurs des sections efficaces. Par l'intermédiaire de ce test, nous avons donc pu vérifier que l'échantillonnage du poids dans la partie déterministe du code est faite correctement.

D'autres tests permettant, entre autres, de contrôler les énergies déterministes du photon et de l'électron échantillonnés ou bien de vérifier la prise en compte de l'atténuation ont été mis en place et ont permis de valider chaque partie de notre programme. Ces étapes sont indispensables pour limiter les sources d'erreur du programme lorsque celui-ci est testé dans sa globalité.

3.5.5 Tests globaux de fonctionnement

Après avoir contrôlé indépendamment les routines propres au processus pseudo-déterministe, nous avons testé le programme dans son ensemble. De façon à réduire la complexité de la simulation et à limiter les temps de calcul, nous avons testé le transport pseudo-déterministe dans une configuration géométrique simple.

3.5.5.1 Description de la configuration simple

La géométrie utilisée est schématisée par la figure 3.13. Celle-ci met en jeu une source de photon mono-énergétique de 1 MeV orientée vers une couche d'eau (épaisseur de 5 cm) dans laquelle les photons vont interagir. Au-delà de la couche d'eau, nous avons modélisé une sphère d'intérêt (rayon = 3 cm) propre au processus pseudo-déterministe

que nous avons remplie d'eau. Trois positions de la sphère en dehors de l'axe du faisceau primaire ont été simulées (écart à l'axe de 10, 30 et 60 cm).

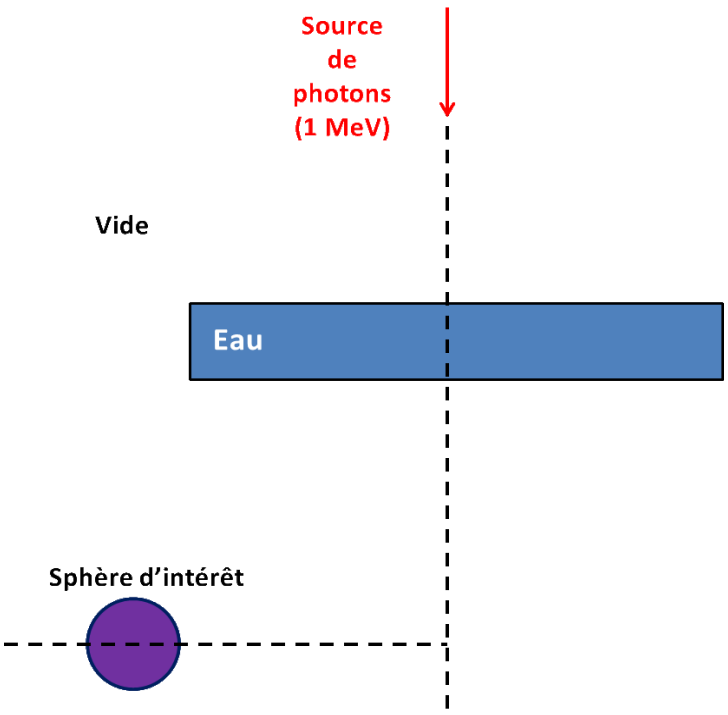


FIGURE 3.13 – Schéma de la configuration simple de test de l'implémentation du processus pseudo-déterministe avec `penmain_simple.f`.

3.5.5.2 Résultats pour la configuration simple

Les résultats présentés comparent systématiquement la réponse d'une simulation analogue avec celle d'une simulation faisant appel au transport pseudo-déterministe. Pour les trois positions testées, nous avons transporté 10^7 photons primaires. Le tableau 3.2 expose les résultats pour les trois positions de la sphère.

Tout d'abord, nous remarquons que l'utilisation du processus déterministe ne biaise pas la valeur de la dose absorbée dans la sphère. En effet, quelle que soit la position de la sphère, les valeurs de dose absorbée obtenues avec la réduction de variance et de façon analogue se recoupent à l'incertitude 1σ près. Deuxièmement, nous observons une amélioration systématique de l'incertitude statistique sur le calcul de dose lorsque la réduction de variance est activée.

Dans la partie 2.1.4, nous avons vu que l'indicateur le plus pertinent pour juger la convergence d'une simulation MC est l'efficacité. Nous observons que l'utilisation de la technique du transport pseudo-déterministe augmente l'efficacité du calcul de la dose d'un facteur 15,20 pour un positionnement de la sphère à 10 cm. En revanche, pour les deux autres positions, nous constatons une dégradation de la convergence (gain < 1) puisque le rapport des efficacités s'élève à 0,75 et 0,18, respectivement, pour les positions à 30 et 60 cm. Cette tendance est contraire à la fonction première d'une technique de réduction de variance. Nous avons donc cherché à expliquer cette perte de gain observée.

Les résultats présentés montrent également que le temps de simulation est toujours plus important lorsque la technique de réduction de variance est activée. Par ailleurs, le temps de simulation pseudo-déterministe augmente lorsque la sphère s'écarte de l'axe

Épaisseur 5 cm	Analogue	Pseudo-déterm.
	10 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$1,71 \cdot 10^{0}$	$1,73 \cdot 10^{0}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$3,07 \cdot 10^{-2}$	$6,34 \cdot 10^{-3}$
Temps (s)	19	30
Efficacité	163,29	2481,95
Gain		***15,20***
	30 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$4,30 \cdot 10^{-1}$	$4,34 \cdot 10^{-1}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$3,97 \cdot 10^{-3}$
Temps (s)	22	312
Efficacité	51,30	38,30
Gain		***0,75***
	60 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$8,19 \cdot 10^{-2}$	$8,08 \cdot 10^{-2}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$4,61 \cdot 10^{-3}$	$2,06 \cdot 10^{-3}$
Temps (s)	19	528
Efficacité	16,61	2,91
Gain		***0,18***

TABLE 3.2 – Résultats de l'utilisation de la technique pseudo-déterministe dans la configuration simple à **10**, **30** et **60 cm** de l'axe.

principal du faisceau. À première vue, cette dépendance du temps de simulation avec la position de la sphère est surprenante puisque le nombre d'instructions permettant d'échantillonner une faible ou une forte déviation est le même. Cependant, nous avons supposé que l'électron déterministe échantillonné était à l'origine de cette augmentation. En effet, plus la déviation du photon déterministe est importante, plus l'énergie de l'électron *Compton* déterministe associé sera élevée et proche de l'énergie initiale du photon. Cette variation est reproduite dans la courbe de la figure 3.14 obtenue à l'aide de la fonction `KNOCK_COMPTON()`. Par conséquent, il est plus long de transporter les électrons déterministes échantillonnés pour les positions lointaines de la zone d'intérêt.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé les mêmes simulations que précédemment en inhibant le transport des électrons par absorption systématique en leur point de création. Dans le code *PENELOPE*, l'absorption des électrons se fait en fixant le paramètre `EABS` à une énergie suffisamment élevée (énergie de la particule primaire). Ces simulations ont été lancées avec dix fois plus de particules que précédemment (soit 10^8 histoires) de façon à éviter les temps de simulation trop courts qui biaiseraient le calcul de l'efficacité. En effet, l'interruption du suivi des électrons diminue considérablement le

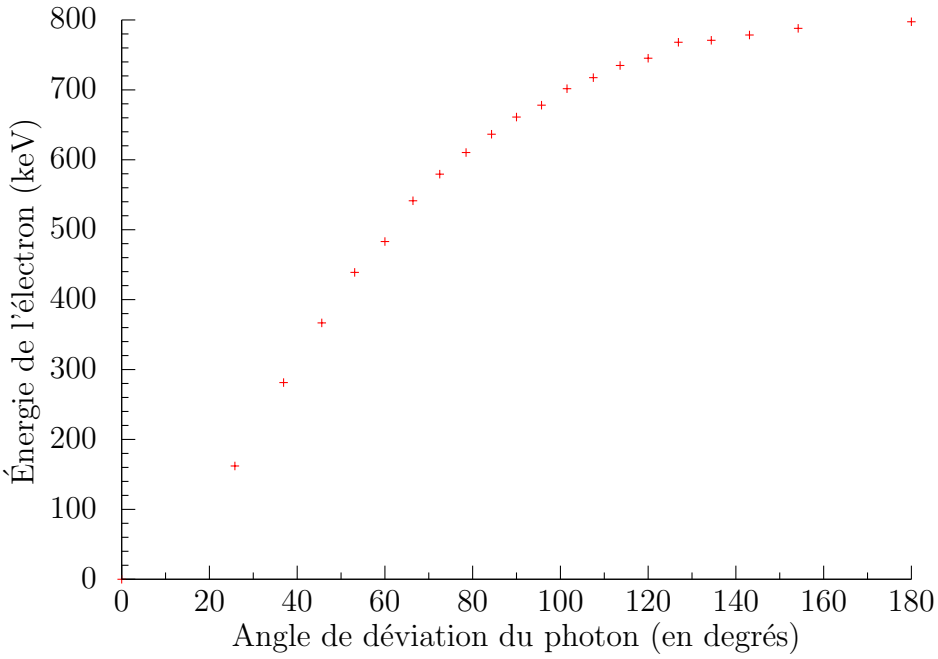


FIGURE 3.14 – Énergie de l'électron *Compton* en fonction de l'angle de déviation d'un photon incident d'énergie initiale 1 MeV.

temps de calcul. Le tableau 3.3 regroupe les résultats des simulations opérées sans le transport des électrons.

En premier lieu, nous notons que l'absorption des électrons dans cette configuration ne biaise pas le dépôt de dose à l'intérieur de la sphère d'intérêt. Nous obtenons, en effet, les mêmes valeurs de dose que lors des premières simulations pour les trois positions de la sphère. Néanmoins, cette tendance n'est pas suffisante pour conclure que le transport des électrons est inutile lors du calcul de la dose dans les zones périphériques. Dans le cadre spécifique de cette configuration, ce résultat prouve, d'une part, que les électrons créés dans la couche ne génèrent pas de particules ayant une contribution significative au dépôt de dose dans la sphère, et d'autre part, que le transport des électrons à l'intérieur de la sphère ne modifie pas la dose moyenne dans la zone d'intérêt.

Avec l'absorption des électrons, le temps de simulation non-analogue reste constant en éloignant la sphère de l'axe principal. Cette observation appuie le fait que l'électron déterministe est à l'origine de l'augmentation du temps de simulation. En parallèle, nous pouvons remarquer que le temps de simulation analogue ne varie pas en absorbant les électrons. Il était initialement de l'ordre de 19 secondes pour 10^7 histoires et il oscille maintenant autour de 190 secondes pour 10^8 histoires. Cette constance sur le temps analogue entre les deux catégories de simulation est un argument supplémentaire pour attribuer l'augmentation du temps de simulation exclusivement aux électrons déterministes.

Le troisième constat important issu de ces résultats est l'obtention d'un gain sur l'efficacité pour les trois positions de la sphère. Néanmoins, ce gain continue de diminuer avec la distance du centre de la sphère à l'axe. Il passe de 13,65 à 10 cm, à 7,09 à 30 cm puis à 3,05 à 60 cm.

Dans ces conditions, nous avons supposé que la persistance du recul du gain était la conséquence d'une durée intrinsèque trop importante du processus pseudo-déterministe. De façon à vérifier cette supposition, nous avons relancé l'ensemble des simulations

Épaisseur 5 cm	**Analogue**	**Pseudo-déterm.**
	10 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$1,72 \cdot 10^{0}$	$1,72 \cdot 10^{0}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$9,73 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-3}$
Temps (s)	193	328
Efficacité	161,91	2210,45
Gain		***13,65***
	30 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$4,31 \cdot 10^{-1}$	$4,32 \cdot 10^{-1}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$4,03 \cdot 10^{-3}$	$1,21 \cdot 10^{-3}$
Temps (s)	194	305
Efficacité	58,96	417,92
Gain		***7,09***
	60 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$7,92 \cdot 10^{-2}$	$8,09 \cdot 10^{-2}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$1,42 \cdot 10^{-3}$	$6,46 \cdot 10^{-4}$
Temps (s)	196	324
Efficacité	15,87	48,40
Gain		***3,05***

TABLE 3.3 – Résultats de l'utilisation de la technique pseudo-déterministe dans la configuration simple à **10**, **30** et **60 cm** de l'axe lorsque **les électrons sont absorbés en leur lieu de création**.

précédentes en réduisant considérablement l'épaisseur de la couche d'eau à 0,05 cm. À cette épaisseur, moins de 1% des photons de 1 MeV sera susceptible d'interagir par effet *Compton* dans la couche. Cette faible épaisseur permet de ne pas appliquer la réduction de variance à toutes les histoires et surtout de limiter le nombre de processus pseudo-déterministes par histoire. En effet, la probabilité pour qu'un même photon subisse au moins deux diffusions *Compton* dans cette épaisseur est très faible. Pour ces simulations, les électrons sont à nouveau transportés et 10^7 histoires primaires ont été initiées. Les résultats des calculs dans cette configuration sont présentés dans le tableau de la figure 3.4.

Avec cette épaisseur, nous remarquons qu'en raison du faible nombre de processus pseudo-déterministes par histoire, les temps de calcul sont sensiblement équivalents entre les simulations analogue et non-analogue. La faible variation du temps associé à une amélioration toujours considérable de l'incertitude permet d'atteindre des gains élevés sur l'efficacité. De plus, ces gains augmentent significativement avec la distance de la sphère à l'axe principal. En effet, le gain sur l'efficacité approche 182, 369 et 599,

Épaisseur 0,05 cm	**Analogue**	**Pseudo-déterm.**
	10 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$2,11 \cdot 10^{-2}$	$2,10 \cdot 10^{-2}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$1,10 \cdot 10^{-3}$	$8,08 \cdot 10^{-5}$
Temps (s)	90	91
Efficacité	4,08	742,29
Gain		***181,93***
	30 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$6,29 \cdot 10^{-3}$	$5,85 \cdot 10^{-3}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$5,07 \cdot 10^{-4}$	$2,36 \cdot 10^{-5}$
Temps (s)	101	110
Efficacité	1,52	559,93
Gain		***368,38***
	60 cm	
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$1,14 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$1,80 \cdot 10^{-4}$	$6,77 \cdot 10^{-6}$
Temps (s)	90	109
Efficacité	0,45	269,35
Gain		***598,56***

TABLE 3.4 – Résultats de l'utilisation de la technique pseudo-déterministe dans la configuration simple à **10**, **30** et **60 cm** de l'axe pour une fine couche d'eau d'épaisseur 0,05 cm.

respectivement, à 10, 30 et 60 cm de l'axe du faisceau.

Ces résultats mettent en évidence le poids de la lenteur intrinsèque du processus pseudo-déterministe sur l'efficacité des simulations. Afin d'améliorer les gains sur l'efficacité dans toutes les configurations, il faudrait, dans un premier temps, tenter d'optimiser l'écriture du code, et, ensuite, réduire la fréquence d'appel de notre processus de réduction de variance.

Plusieurs solutions pourraient être envisagées :

– limiter le nombre de processus par histoire ;
– limiter le processus à un pourcentage du nombre d'histoires ;
– limiter le processus à certains *body* judicieusement choisis.

Ces tests soulèvent également une interrogation au sujet des électrons déterministes qui ralentissent considérablement le temps de simulation. Peuvent-ils avoir une contribution significative dans certaines situations ? Si non, leur transport est-il indispensable ?

Notre étude n'a pas permis de répondre à ces interrogations traitant de l'optimisation de code. Par ailleurs, l'explication du formalisme *DXTRAN* dans le code *MCNPX* ne

précise pas la fréquence d'appel de la technique de réduction de variance.

Ces tests ont permis de montrer que notre réduction de variance ne biaisait pas le résultat du calcul de dose périphérique et qu'elle permettait d'améliorer significativement l'incertitude. Cependant, les tests ont mis en exergue la lenteur du processus dégradant le gain sur l'efficacité dans certaines configurations.

3.6 Conclusion des travaux d'accélération

Tout au long de ce chapitre nous avons pu décrire le formalisme de la technique de réduction du transport pseudo-déterministe et expliciter les travaux liés à son implémentation dans le code *PENELOPE*. Les tests associés à cette implémentation ont permis de mettre en évidence le bon fonctionnement de la technique dans certaines configurations mais également un travail restant à accomplir pour l'optimisation de ce processus.

Dans le prochain chapitre, nous décrivons le protocole expérimental mis en place et nécessaire à l'acquisition des données qui nous permettront de valider l'exactitude des calculs de dose hors-champ avec le code *PENELOPE*. Le but sera également d'observer le comportement de la technique de réduction de variance, dans son état actuel, en l'appliquant aux configurations expérimentales qui seront mises en place.

Chapitre 4

Mesure de la dose hors-champ

L'outil de prédiction que nous avons développé, est capable d'estimer la valeur d'un dépôt de dose éloigné du faisceau principal avec une incertitude raisonnablement basse et dans des temps de calcul acceptables. Cependant, l'acquisition d'un résultat avec une incertitude statistique faible est une propriété intrinsèque du code et n'assure pas sa justesse face au dépôt de dose réel. Des erreurs systématiques peuvent biaiser le résultat. Par exemple, des approximations dans la modélisation de la géométrie ou dans les valeurs des sections efficaces, peuvent conduire à des résultats erronés malgré une faible valeur d'incertitude statistique. C'est pourquoi les résultats obtenus à l'aide de l'outil MC, avant et après l'accélération du code, doivent être validés par comparaison avec des données de référence. En physique médicale, ces données sont généralement acquises expérimentalement. Le but de ce chapitre est de définir les configurations expérimentales de validation et de choisir des dosimètres appropriés en validant leur utilisation pour la mesure de la dose hors-champ.

Dans une première partie (partie 4.1), nous décrivons brièvement les configurations expérimentales de validation et les dosimètres associés en prenant soin de démontrer leur pertinence. Ensuite, nous détaillons successivement le fonctionnement de la chambre d'ionisation (partie 4.2) puis celui de l'OSL (partie 4.3) et décrivons les modèles utilisés pour chaque dosimètre. La dernière partie est fondamentale, elle traite des travaux de caractérisation de l'OSL (partie 4.4) permettant la validation de son utilisation pour la mesure de la DP (partie 4.5).

4.1 Configurations expérimentales de validation

Le rôle de l'outil de prédiction est d'estimer des valeurs de doses à des positions éloignées du faisceau principal dans des conditions similaires à celles rencontrées en milieu hospitalier. Nous avons choisi d'approcher ces conditions réelles en deux étapes à l'aide de deux configurations expérimentales distinctes de validation.

Dans un premier temps, nous avons mené une réflexion quant aux détecteurs potentiellement utilisables pour la réalisation des mesures de validation car de nombreux types de dosimètres sont mis en œuvre en radiothérapie. Selon les dispositifs expérimentaux, certains sont mieux adaptés que d'autres. Les dosimètres sont généralement classés en deux grandes catégories : les dosimètres absolus (calorimètre, dosimètres chimiques) et les dosimètres relatifs (chambre d'ionisation, film radiographique, diode, dosimètres luminescents). Le signal recueilli par les dosimètres absolus est déterminé indépendamment d'un étalonnage et est, généralement, directement relié à la dose absorbée. À l'inverse,

les dosimètres relatifs nécessitent un étalonnage dans un faisceau de référence. Nous allons voir que notre choix s'est porté sur la chambre d'ionisation pour la première configuration et sur un dosimètre de type thermoluminescent pour la seconde.

4.1.1 Configuration métrologique et la mesure ionométrique

La première configuration dite « métrologique » permet à partir d'un faisceau simple d'irradiation de mesurer des valeurs de DP dans un milieu homogène. Elle s'appuie sur le protocole 398 de l'AIEA [Andr 00] qui définit les conditions de référence d'étalonnage, dans l'eau, des faisceaux de radiothérapie. C'est parce que le tissu humain est composé à plus de 70% d'eau que cette dernière est définie comme milieu de référence dans le protocole. Les mesures ont été réalisées au laboratoire national de métrologie français pour les rayonnements ionisants (CEA, LIST, LNHB) en utilisant l'accélérateur *GE Saturne 43*, dans une grande cuve à eau que nous avons spécialement fait fabriquer.

Pour cette configuration, le choix du dosimètre s'est logiquement porté sur la chambre d'ionisation. Ce dosimètre est le détecteur de choix pour l'acquisition des valeurs de référence depuis les premiers protocoles dosimétriques et particulièrement dans le protocole 398 de l'AIEA sur lequel nous nous appuyons. En dehors des protocoles, la chambre d'ionisation reste le détecteur le plus utilisé et le mieux adapté à la mesure relative de la dose absorbée dans l'eau. La simplicité de son mécanisme de détection permet une connaissance précise et reproductible de la charge produite dans son volume sensible qui peut être convertie en dose par une relation linéaire simple. Pour notre étude, il est important de noter que ce dosimètre possède une forte sensibilité validant son utilisation pour la mesure des faibles doses déposées hors du champ. La partie 4.2 détaille le fonctionnement de ce dosimètre et présente le modèle que nous avons retenu pour notre étude.

Cette première étape de validation est primordiale en raison de sa simplicité et du cadre métrologique dans laquelle elle est réalisée. Son dispositif est détaillé dans la partie 5.1 du dernier chapitre de cette étude.

4.1.2 Configuration pré-clinique et la mesure OSL

Dans la deuxième étape de validation, nous souhaitons définir des conditions plus proches de celles rencontrées en milieu clinique. Dans la première configuration, les mesures ont été réalisées dans un milieu homogène, l'eau, ne permettant pas la prise en compte des effets d'hétérogénéités liés aux différents tissus du corps humain. Nous avons donc introduit des éléments de différentes densités semblables à celles présentes dans le corps humain. Ce type de configuration de validation est essentielle car les difficultés propres à la mesure et au calcul de la dose sont généralement mises en évidence en présence d'hétérogénéités et principalement à l'interface entre deux milieux de densité sensiblement différentes. C'est pourquoi nous avons défini une configuration dite « pré-clinique » comprenant des volumes solides équivalents à l'os et aux poumons que nous avons introduit dans la cuve à eau. Pour cette configuration, un protocole d'un traitement de la prostate, avec trois champs d'irradiation, a été suivi. Toujours dans un but de rapprochement des conditions cliniques, nous avons réalisé ces irradiations à partir du *linac Artiste* du constructeur *Siemens*. Contrairement au *linac GE Saturne 43* du LNHB, cet accélérateur est encore largement utilisé dans les hôpitaux. Les détails techniques de cette configuration sont également présentés de façon exhaustive dans la

partie 5.2 du dernier chapitre de cette étude.

Pour cette seconde configuration, l'utilisation de la chambre d'ionisation est impossible. En effet, la présence des éléments d'hétérogénéités complique sérieusement son placement dans la cuve. Nous nous sommes donc intéressés aux dosimètres luminescents qui, grâce à leur petite taille ($< 1\ cm$), sont facilement positionnables dans un milieu présentant des volumes de matériaux distincts. Pour différentes raisons (présence de cable, incompatibilité à la configuration...), les autres dosimètres, ne sont pas adaptés à notre dispositif expérimental.

Deux types de dosimètres luminescents sont répertoriés : ceux stimulés thermiquement comme les TLD (*ThermoLuminescent Dosimeter*) et ceux stimulés optiquement comme les RPL (*Radio Photo Luminescence*) et les OSL (*Optically Stimulated Luminescence*)). Les dimensions et les performances des différents types de dosimètres luminescents sont relativement proches. Cependant, compte tenu du mode de lecture long et délicat par chauffage des TLD, nous avons décidé de les écarter. À l'inverse, la lecture optique des dosimètres RPL et des OSL est beaucoup plus simple, rapide et maîtrisable. Le matériau sensible du dosimètre RPL est un verre phosphate dopé à l'argent potentiellement sensible aux neutrons thermiques. Pour cette raison, nous avons choisi de retenir les OSL qui sont totalement insensibles aux neutrons.

La partie 4.3 détaille le fonctionnement de l'OSL et présente le modèle utilisé. La partie 4.5 résume l'étude complète de caractérisation de l'OSL réalisée, qui valide son utilisation pour la mesure de la DP.

4.2 Dosimétrie par chambre d'ionisation

4.2.1 Fonctionnement de la chambre d'ionisation

Une chambre d'ionisation est constituée d'une cavité remplie d'un gaz (souvent de l'air) comprise entre deux électrodes (une externe et une interne de collecte) reliées à un électromètre. Elle est représentée sur la figure 4.1. La cavité de la chambre d'ionisation doit suivre les conditions de la théorie de Bragg–Gray [Ma 91] impliquant, notamment, que le parcours moyen des électrons dans le gaz soit largement supérieur aux dimensions de la cavité. Cette condition doit être satisfaite de façon à ce que la taille de la cavité ne perturbe pas la fluence électronique dans le milieu où la mesure est effectuée. L'électromètre permet de mesurer les charges du gaz ionisé lors de l'irradiation. Sous l'effet de la différence de potentiel introduite entre les électrodes, un courant est généré par les électrons issus des ionisations dans le volume de la cavité. Ce courant est mesuré par l'électromètre.

L'électromètre contient un amplificateur opérationnel associé soit à un condensateur de capacité C, soit à une résistance R (les deux sont représentées en parallèle sur la figure 4.1 du schéma de la chambre d'ionisation). L'entrée négative de l'amplificateur opérationnel est reliée à l'électrode de collection de la chambre d'ionisation et l'entrée positive est reliée à la masse. Lorsqu'un condensateur ou une résistance est placé dans la boucle de rétroaction négative de l'amplificateur opérationnel, la tension V_{sortie} mesurée en sortie de l'amplificateur est proportionnelle à la charge collectée et égale à la tension du condensateur ou de la résistance [Mayl 07].

Dans les deux cas, c'est la valeur de la charge collectée Q qui nous intéresse pour remonter à la valeur de dose absorbée dans l'air de la cavité D_{air}. Pour un montage avec une résistance, la valeur de la charge collectée Q est obtenue par intégration de la

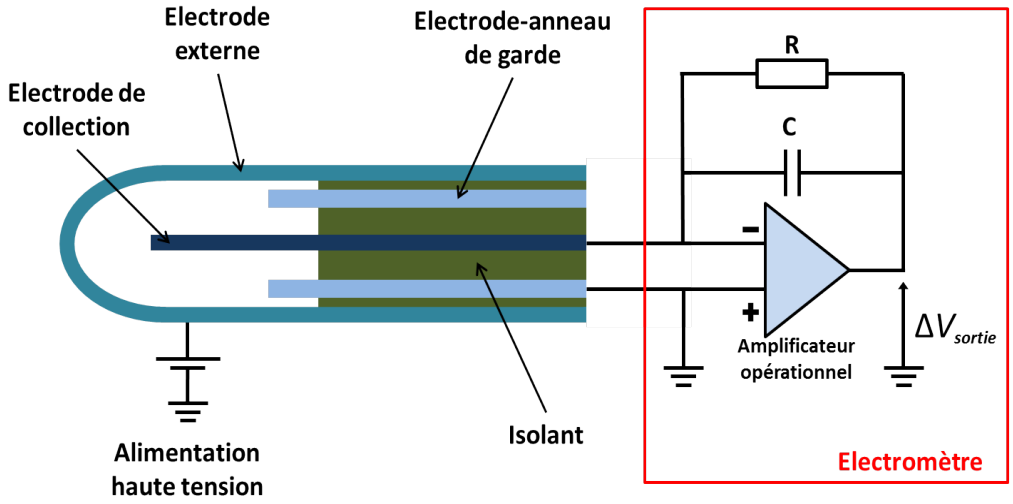


FIGURE 4.1 – Schéma descriptif d'une chambre d'ionisation.

valeur du courant I sur le temps de la mesure, en sachant que le courant I est égal à $\frac{V_{sortie}}{R}$. Dans le cas d'un circuit avec un condensateur, on obtient la dose directement par l'intermédiaire de la charge collectée Q qui vaut CV_{sortie}. Précisons que l'électromètre permet de mesurer des courants relativement faibles (inférieures au nA) assurant une haute sensibilité au dosimètre. Cette caractéristique est importante pour la mesure des faibles DP.

À chaque chambre d'ionisation est associé un coefficient d'étalonnage N_{CI} permettant de remonter à la mesure de la dose absorbée à partir du signal détecté par l'électromètre. Ce coefficient est établi au CEA LIST, LNHB dans les conditions de référence du protocole TRS–398 de l'AIEA [Andr 00]. Son expression est la suivante :

$$N_{CI} = \frac{S_{moniteur} \times N_{moniteur}}{S_{CI}}, \tag{4.1}$$

où,

- $S_{moniteur}$ est le signal détecté par le moniteur de l'accélérateur sur lequel la mesure d'étalonnage est réalisée. Le moniteur d'un *linac* est un détecteur interne sur lequel on s'appuie pour étalonner l'appareil.
- S_{CI} est le signal détecté par la chambre à étalonner dans les conditions de référence.
- $N_{moniteur}$ est le coefficient d'étalonnage du moniteur de l'accélérateur utilisé pour la mesure d'étalonnage. Il est établi à partir d'une mesure calorimétrique :

$$N_{moniteur} = \frac{D^{eau}_{calorimètre}}{S_{moniteur}} \tag{4.2}$$

La mesure absolue réalisée avec le calorimètre est réalisée dans l'eau selon les conditions de référence du protocole TRS–398 [Andr 00].

De nombreux facteurs de correction sont appliqués au résultat de la mesure ionométrique. Nous résumons ici l'origine des principales corrections apportées :

- Trois facteurs de correction sont liés à la variation de la réponse en fonction des conditions atmosphériques (la température, la pression et parfois l'hygrométrie) ;
- Un facteur de correction de la polarité de la tension appliquée prend en compte la différence entre une mesure réalisée avec une tension et la tension opposée ;

– Un facteur corrige la perte de charge liée à leur recombinaison ou à leur diffusion ;
– Une correction peut être apportée sur l'influence des courants parasites, dits courants de fuite. Ils peuvent être intrinsèques au montage ou induits par l'irradiation des composants du montage.

4.2.2 Modèle utilisé : la chambre d'ionisation NE-2571

Les chambres d'ionisation utilisées en radiothérapie externe peuvent être cylindriques ou plates. Les protocoles pour l'établissement des valeurs de référence recommandent l'utilisation des chambres cylindriques pour les faisceaux de photons de haute énergie et les faisceaux d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV alors que les chambres plates sont recommandées pour les faisceaux d'électrons d'énergie inférieure à 10 MeV [Andr 00].

Pour notre étude, nous avons retenu la chambre d'ionisation cylindrique NE-2571 (voir la figure 4.2). La longueur de sa cavité est de 24 mm et son diamètre de 6,4 mm pour un volume théorique de détection de 0,690 cm^3.



FIGURE 4.2 – Photographie de la chambre d'ionisation NE-2571.

4.3 Dosimétrie par OSL

La technologie OSL est apparue dans les années 1990. Aujourd'hui, plus de 1,5 million de personnes dans le monde portent des dosimètres faisant appel à ce procédé. L'utilisation des OSL dans le monde médical se développe peu à peu mais reste encore largement minoritaire.

4.3.1 Fonctionnement de l'OSL

L'utilisation de l'OSL se déroule en deux étapes successives :
– l'étape d'exposition aux rayonnements ionisants (X, γ ou β) du matériau sensible pendant laquelle le signal est enregistré ;
– l'étape de lecture de ce signal à l'aide d'un *flash* lumineux couplé à un photomultiplicateur.

Le matériau sensible de l'OSL est un cristal d'oxyde d'aluminium (alumine) dopé au carbone ($Al_2O_3 : C$).

La phase d'exposition

L'alumine présente différents niveaux d'énergies générés par un potentiel périodique propre au cristal. Deux niveaux d'énergie principaux sont distingués : la bande de valence et celle de conduction. Ces niveaux sont séparés par une bande *gap* (bande interdite) dans laquelle se trouvent uniquement des niveaux d'énergies introduits par des impuretés (le carbone dans la cas de l'OSL). Les radiations ionisantes ont le pouvoir d'exciter les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction en laissant des « trous » dans la bande de valence.

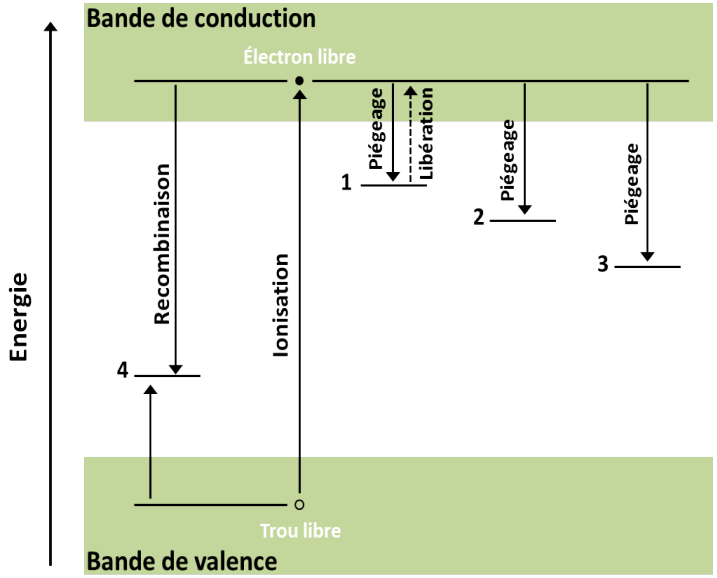


FIGURE 4.3 – Transitions électroniques lors de l'irradiation. 1 : pièges peu profonds, 2 : pièges « dosimétriques », 3 : pièges profonds et 4 : Recombinaison d'une paire électron-trou.

Les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence sont libres de se déplacer dans le réseau cristallin jusqu'à une recombinaison entre eux ou bien une capture par un niveau piège intermédiaire de la bande *gap*. Au fur et à mesure de l'irradiation, le nombre d'électrons piégés augmente. Une énergie latente est ainsi emmagasinée dans le cristal. Le nombre d'électrons piégés et l'énergie emmagasinée sont proportionnels à la dose reçue. On distingue trois types de pièges, les peu profonds, les « dosimétriques » et les profonds. Les pièges « dosimétriques » sont ceux qui vont amener le signal lumineux caractéristique de la technique OSL lors de la lecture [Yuki 08]. Les électrons des pièges peu profonds vont avoir tendance à être libérés spontanément avant la lecture et les électrons des pièges profonds ne seront pas libérés par la stimulation lumineuse. La figure 4.3 représente les différentes transitions électroniques.

La phase de lecture

Au cours de la seconde phase, celle de la lecture, le dosimètre est placé sous un *flash* lumineux généré par un laser ou une diode électroluminescente. Le *flash* lumineux libère une fraction des électrons piégés par les impuretés du carbone.

Ces électrons libérés restituent leur supplément d'énergie sous forme de lumière et se recombinent avec un trou. Le rayonnement émis est proportionnel au nombre d'électrons piégés et donc à la dose absorbée. Un photomultiplicateur détecte ces *pulses* lumineux

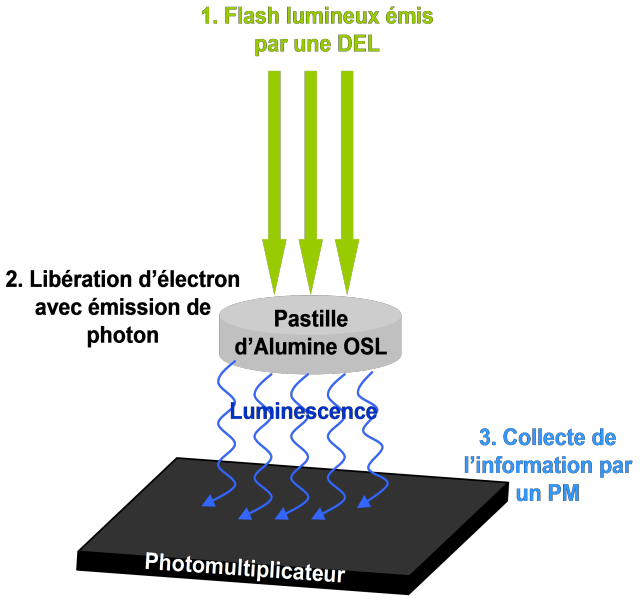


FIGURE 4.4 – Schéma de la procédure globale de lecture de l'OSL.

quantifiant ainsi le signal. La figure 4.4 schématise le processus général de lecture du dosimètre OSL et la figure 4.5 représente l'évolution des transitions électroniques durant la phase de lecture.

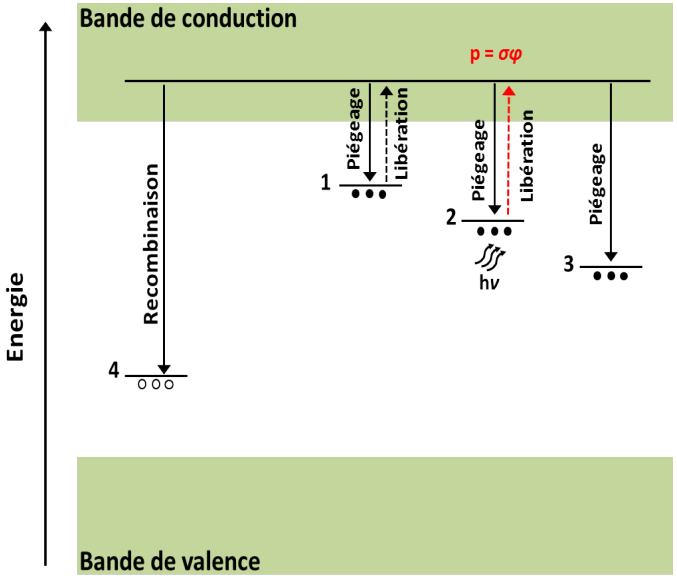


FIGURE 4.5 – Libération des pièges « dosimétriques » lors de la lecture du dosimètre OSL.

Précisions sur le modèle associé à la lecture

La probabilité p de libérer un électron est le produit du flux de photon ϕ et de la section efficace σ décrivant la probabilité qu'un photon avec une énergie $h\nu$ interagisse avec un défaut, soit :

$$p = \phi \times \sigma. \tag{4.3}$$

Le modèle le plus simple pour la stimulation optique exclut la possibilité qu'un électron libéré soit piégé à nouveau. Il considère que toutes les charges s'échappant d'un piège sont instantanément recombinées en produisant un rayonnement. Par conséquent, l'intensité du rayonnement émis est proportionnel à la variation de la concentration de pièges $n(t)$ donnée par :

$$\frac{dn(t)}{dt} = -n \times p. \tag{4.4}$$

La lecture est réalisée simplement en illuminant de façon continue l'OSL avec un rayonnement de longueur d'onde appropriée. La forme de la courbe de l'intensité de l'émission de l'OSL $I_{OSL}(t)$ en fonction du temps peut être obtenue en résolvant l'équation 4.4 à l'aide de la probabilité de l'équation 4.3 et la valeur du flux ϕ constant de la stimulation optique :

$$I_{OSL}(t) \propto n_0 \sigma\phi \times exp(-\sigma\phi t). \tag{4.5}$$

Puisque la probabilité de dépiégeage est constante, l'intensité du rayonnement de l'OSL suit une décroissance exponentielle dépendante de la concentration de pièges. En réalité, il existe des contributions de différents niveaux de pièges engendrant une superposition de décroissances exponentielles.

L'intégration de l'équation 4.5 donne l'expression $\int I_{OSL}(t)dt \propto n_0$. Ce résultat ne tient pas compte de certains phénomènes mineurs affectant la forme exponentielle de la décroissance. Néanmoins, il démontre que le signal intégré de l'OSL est proportionnel à la concentration initiale n_0 d'électrons piégés dans le cristal (donc proportionnel à la dose absorbée) et est indépendant de la puissance de la stimulation optique [Yuki 08].

4.3.2 OSL *nanoDot* et lecteur *microStar* de *Landauer*

La société *Landauer* bénéficie d'une expérience de près de 50 ans dans le domaine de la dosimétrie. Ses développements se sont principalement axés autour de la technologie OSL. Nous avons utilisé leur matériel et plus particulièrement l'OSL *nanoDot* et le lecteur *microStar* associé.

4.3.2.1 OSL *nanoDot*

Le volume sensible de l'OSL *nanoDot* est une fine pastille de poudre d'alumine compactée et dopée au carbone ($Al_2O_3 : C$) de 4 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur. Cette pastille est encapsulée dans un support plastifié carré de 10 mm de côté (voir la figure 4.6). Le matériau sensible est obtenu après un mélange à haute température d'oxyde d'aluminium pur et du dopant avant d'être enduit d'un liant et placé entre deux bandes de film polyester. Chaque *nanoDot* possède un numéro distinct associé à un code barre permettant une sauvegarde plus rapide lors de la lecture.

Chaque OSL *nanoDot* possède une sensibilité particulière qui dépend du mode de fabrication du lot d'origine. La valeur de celle-ci est renseignée dans le numéro associé à chaque dosimètre. Selon les lots, la sensibilité prend des valeurs comprises entre 70% et 105%. Cette variation de la sensibilité doit systématiquement être prise en compte puisqu'elle peut biaiser la réponse de l'OSL jusqu'à 30% de sa valeur réelle. La correction de la sensibilité consiste à diviser systématiquement tout signal lu par la valeur de la sensibilité.

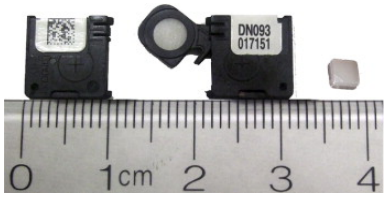


FIGURE 4.6 – Le dosimètre OSL *nanoDot* de *Landauer* successivement fermé et ouvert avec la pastille d'alumine sortie.

4.3.2.2 Lecteur *microStar*

Le lecteur est présenté sur la figure 4.7, il dispose d'un rail dans lequel il est possible d'insérer un support de lecture accueillant le *nanoDot* à lire. Ce support de lecture est déplacé le long du rail pour être positionné dans l'axe du laser. Ensuite, par enclenchement mécanique, la pastille sensible du *nanoDot* est sortie de l'enceinte plastifiée et la stimulation optique est initiée. Un photomultiplicateur placé dans l'axe de lecture permet le comptage des *pulses* lumineux venant du *nanoDot* lors de la stimulation optique. Le lecteur *microStar* est relié à un système informatique contenant un logiciel d'analyse. Cet outil d'analyse permet, notamment, de gérer l'étalonnage et l'archivage des lectures.



FIGURE 4.7 – Le lecteur *microStar* pour OSL *nanoDot* de *Landauer* et son dispositif informatique.

L'étalonnage du lecteur *microStar* se fait sur deux gammes linéaires de dose : une pour les faibles doses et l'autre pour les fortes doses. Ces deux gammes correspondent à deux durées distinctes de stimulation optique (durée courte pour les fortes doses et durée plus longue pour les faibles doses). Lors de l'initialisation de la lecture, une première stimulation optique très courte permet au lecteur de savoir dans quelle gamme de lecture se situe l'OSL lu, pour ensuite utiliser le mode de lecture associé. La limite entre les deux gammes de lecture peut varier en fonction des réglages du constructeur. Dans notre cas, la sensibilité du lecteur a été réglée de façon à favoriser la mesure des faibles doses. Ce type de réglage induit une stimulation optique plus longue permettant de libérer un maximum de pièges et de détecter une quantité significative de *pulses* lumineux.

Afin d'éviter un éventuel artefact de lecture lié au logiciel interne du lecteur, nous avons opté pour une utilisation du lecteur comme un simple détecteur du nombre de *pulses* reçus et pour établir notre propre étalonnage *a posteriori*.

4.4 Caractérisation expérimentale de l'OSL *nanoDot*

Avant d'utiliser les OSL *nanoDot* pour la validation de l'outil de prédiction, nous les avons caractérisés expérimentalement. L'influence de plusieurs paramètres d'irradiation sur la réponse du détecteur a été observée. L'objectif est de connaître le comportement de l'OSL *nanoDot*, de définir les corrections à apporter à la réponse afin qu'elle soit fiable et stable pour nos conditions d'utilisation. Nous souhaitons également déduire l'incertitude associée à ce type de mesure.

Ces travaux ont été réalisés au laboratoire national Henri Becquerel (CEA, LIST, LNHB). À l'exception de la mesure de la dépendance en énergie, toutes les irradiations ont été faites à partir d'un faisceau de cobalt 60. Précisons que pour satisfaire les conditions d'équilibre électronique, nous avons systématiquement placé une plaque en PMMA (épaisseur de 4,05 mm) devant les dosimètres pour les irradiations au cobalt 60 réalisées dans l'air.

4.4.1 Etalonnage du lecteur *microStar*

Avant de commencer l'étude de caractérisation de l'OSL, nous avons étalonné notre lecteur *microStar* en kerma (Kinetic Energy Released per unit MAss) dans l'air. Le kerma (Gy) est une grandeur dosimétrique correspondant à l'énergie transférée par les photons aux électrons par unité de masse.

Comme nous l'avons souligné dans la partie 4.3.2.2, le lecteur *microStar* fonctionne sur deux gammes linéaires de dose. Par conséquent, un étalonnage distinct par gamme doit être établi. Le bruit de fond du lecteur est très bas, il est en moyenne inférieur à 0,1% de la réponse de la dose sur la gamme des faibles doses et de l'ordre de 0,001% sur la gamme des hautes doses. Ce faible niveau de bruit nous permet de négliger son influence dans la suite de l'étude. Par conséquent, l'étalonnage du lecteur se réduit à estimer un simple coefficient, pour chaque gamme de dose, exprimé en Gy.$pulse^{-1}$.

Pour déterminer le coefficient d'étalonnage de la gamme des fortes doses, nous avons irradié simultanément quatre OSL *nanoDot* à l'aide d'un faisceau de cobalt 60 à trois niveaux distincts de kerma (200, 800 mGy et 2 Gy). Après avoir corrigé la réponse de chaque dosimètre en fonction de sa sensibilité, nous avons calculé la moyenne des réponses des OSL pour chaque niveau de kerma pour en déduire un coefficient en Gy.$pulse^{-1}$ pour chaque valeur de kerma. Enfin, en calculant la moyenne des trois coefficients obtenus, nous avons déduit le coefficient d'étalonnage $N_{K_{air}}^{haut}$ final de la gamme haute, soit $2,682 \cdot 10^{-6}$ Gy.$pulse^{-1}$ $\pm$ 0,8%. Le tableau 4.1 résume les résultats des irradiations pour la détermination du coefficient d'étalonnage des hautes doses. La procédure d'acquisition du coefficient d'étalonnage des faibles doses est similaire. Pour cette gamme, les trois niveaux de kerma utilisés sont 1, 50 et 100 mGy pour finalement obtenir une valeur de coefficient d'étalonnage $N_{K_{air}}^{bas}$ de $1,607 \cdot 10^{-7}$ Gy.$pulse^{-1}$ $\pm$ 1,6%.

kerma (Gy)	**0,2**	**0,8**	**2**
Lecture OSL 1	72954	283396	742957
Lecture OSL 2	72102	303676	798632
Lecture OSL 3	74672	284224	757693
Lecture OSL 4	75469	306011	757186
Lecture moyenne	73799	294627	764117
Coefficient (Gy.$pulse^{-1}$)	$2,710 \cdot 10^{-6}$	$2,718 \cdot 10^{-6}$	$2,617 \cdot 10^{-6}$
$N_{K_{air}}^{haut}$	$2,682 \cdot 10^{-6}$ **Gy.*pulse*$^{-1}$ $\pm$ 0,8%**		

TABLE 4.1 – Calcul du coefficient d'étalonnage $N_{K_{air}}^{haut}$ de la gamme des hautes doses.

4.4.2 Influence de la relecture sur la réponse de l'OSL *nanoDot*

Généralement, la lecture d'un OSL altère une proportion suffisamment faible du signal enregistré pour autoriser la relecture. Un réglage classique du lecteur *microStar* permet de relire les OSL *nanoDot* à quatre ou cinq reprises. Cependant, dans le cadre de notre étude, le lecteur *microStar* a été réglé spécifiquement pour la détection des faibles doses, ce qui peut gêner la relecture. En effet, lors d'une lecture sur la gamme des faibles doses, la stimulation optique associée à notre réglage libère une proportion très importante de pièges dégradant considérablement le signal des lectures suivantes. Afin d'estimer cette dégradation et son impact sur la relecture, des mesures ont été réalisées qui ont mis en évidence cet impact. Les résultats sont présentés sur la figure 4.8. On remarque que le nombre de *pulses* détectés diminue dès la deuxième lecture.

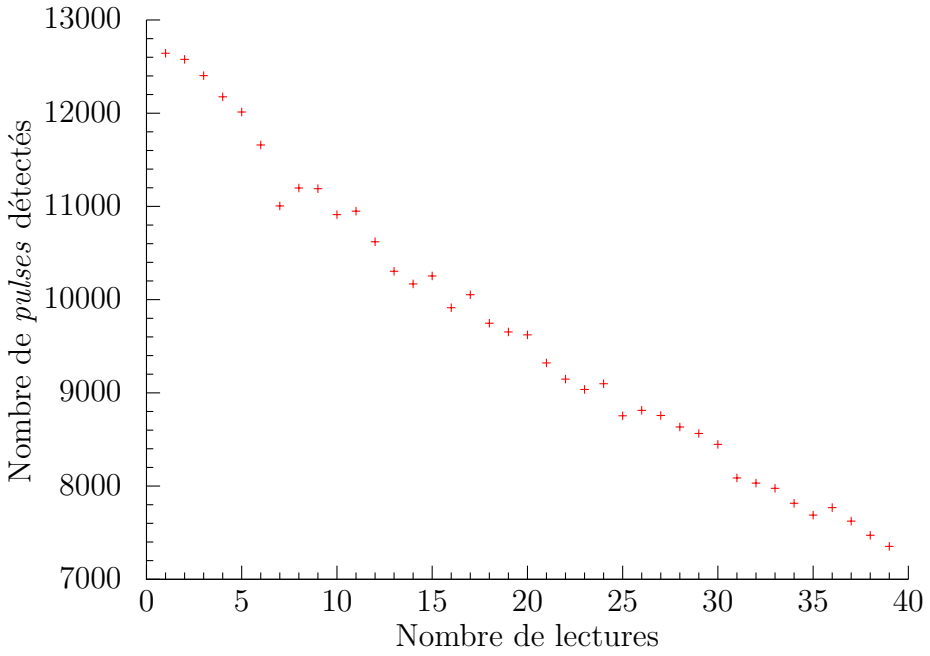


FIGURE 4.8 – Influence de la lecture sur la déplétion du signal enregistré par l'OSL *nanoDot*

En répétant la lecture, on observe une décroissance linéaire du signal. Il serait possible d'autoriser la relecture en corrigeant l'influence de la lecture à partir de l'équation de la

droite suivant cette décroissance. Cependant, nous avons choisi de nous restreindre à une lecture unique et de n'avoir recours à la relecture qu'en cas de doute sur la première lecture.

4.4.3 Réponse des OSL d'un même lot

Comme cela a été dit précédemment, les OSL sont fabriqués et livrés par lot avec des sensibilités associées qui peuvent varier de 70% à 105%. Pour nos mesures, nous avons, dans la mesure du possible, utilisé simultanément des OSL d'un même lot, c'est pourquoi nous avons mis en place un test permettant d'évaluer à la fois la stabilité de la lecture et l'homogénéité des OSL *nanoDot* d'un même lot.

Dose reçue	10 mGy	50 mGy	2 Gy
Nombre d'OSL irradiés	9	10	8
σ_{dose} (%)	2,05	1,39	1,95

TABLE 4.2 – Ecarts-types relatifs sur la dose mesurée pour plusieurs OSL d'un même lot.

Pour trois niveaux distincts de kerma (10, 50 mGy et 2 Gy), nous avons irradié simultanément plusieurs OSL *nanoDot* d'un même lot, toujours à partir du faisceau de cobalt 60. Nous supposons que le faisceau est homogène dans la zone où les OSL sont exposés. Le tableau 4.2 rapporte l'écart type relatif sur la dose entre les OSL d'une même irradiation. Les résultats montrent un écart-type maximal de l'ordre de 2% sur les réponses des dosimètres d'un même lot et irradiés dans les mêmes conditions. La valeur de cet écart est suffisamment faible pour notre utilisation.

4.4.4 Linéarité de la réponse en fonction du kerma dans l'air

Une des caractéristiques fondamentales d'un dosimètre est la linéarité de sa réponse en fonction de la dose absorbée ou bien du kerma à l'équilibre électronique. Afin d'évaluer cette propriété de l'OSL, nous avons calculé le rapport de la dose mesurée sur la dose théorique reçue pour plusieurs valeurs de kerma. La dose théorique est la dose calculée compte tenu de la distance des OSL à la source de cobalt 60, du débit de la source et du temps d'exposition. Les résultats sont présentés sur la figure 4.9. Les deux gammes de lecture ont été explorées pour des valeurs de dose théorique allant de 1 mGy à 10 Gy.

La norme 12794 de l'ISO [ISO 00] rassemble les recommandations pour des mesures réalisées dans un cadre de radioprotection avec des dosimètres thermoluminescents. Compte tenu des faibles doses que nous souhaitons mesurer en dehors des champs de traitement, il est cohérent de se référer à une norme de radioprotection pour la vérification de la linéarité de notre dosimètre. La norme 12794 de l'ISO [ISO 00] préconise un écart inférieur ou égal à 10% sur la linéarité. Nos résultats montrent que sur une gamme de dose allant de 5 mGy à 5 Gy, l'écart entre la dose théorique reçue et celle mesurée est effectivement inférieur à 10%. Cette gamme inclut les niveaux de dose que nous serons amenés à mesurer. En revanche pour les valeurs extrêmes de kerma, l'écart dépasse les recommandations de la norme ISO. Il est de 14,2% et de 11,5%, respectivement, pour des valeurs de kerma de 1 mGy et de 10 Gy.

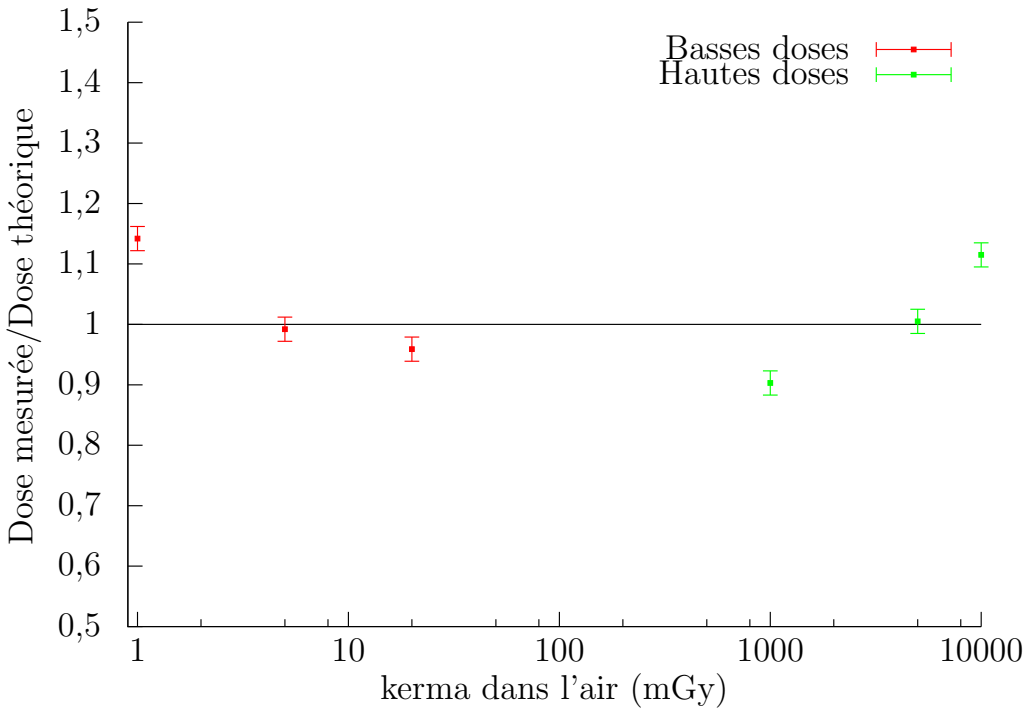


FIGURE 4.9 – Linéarité de la réponse de l'OSL *nanoDot* en fonction du kerma dans l'air.

Dans la gamme de dose qui nous intéresse, l'OSL répond aux critères ISO sur la linéarité. Par conséquent, on peut conclure que sa linéarité est suffisante pour notre utilisation.

4.4.5 Réponse en fonction du débit de kerma dans l'air

La non dépendance du dosimètre au débit de dose est essentielle pour les mesures à réaliser dans notre étude. Pour vérifier ce point, six différents débits de kerma dans l'air ont été testés : 10, 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3} et 10^{-4} Gy.h^{-1}. À chaque fois, trois OSL *nanoDot* ont été irradiés simultanément. L'exposition a duré une heure pour les cinq débits les plus forts et cinq heures pour le plus faible débit.

La figure 4.10 représente, pour chaque débit, les rapports des doses mesurées sur la dose théorique reçue par les dosimètres. En dehors des deux valeurs extrêmes de débit de kerma, l'écart entre la dose théorique et celle mesurée est inférieur à 5% pour tous les débits. Pour les débits extrêmes (10^{-4} Gy.h^{-1} et 10 Gy.h^{-1}), l'écart atteint des valeurs de l'ordre de 10%. Néanmoins, nous ne serons pas amené à utiliser les OSL *nanoDot* dans cette gamme de valeur de dose et nous retenons, donc, que la variation de la réponse en fonction des débits moyens de kerma dans l'air est suffisamment faible pour notre étude.

4.4.6 Réponse en fonction de l'orientation de l'OSL *nanoDot*

Pour tous les tests de mesure détaillés jusqu'à présent, les OSL *nanoDot* avaient tous été positionnés face au faisceau. Or, dans les configurations expérimentales de validation que nous avons définies, les OSL seront utilisés avec différentes orientations par rapport à l'axe principal du faisceau. Il est donc indispensable de vérifier si la réponse de l'OSL

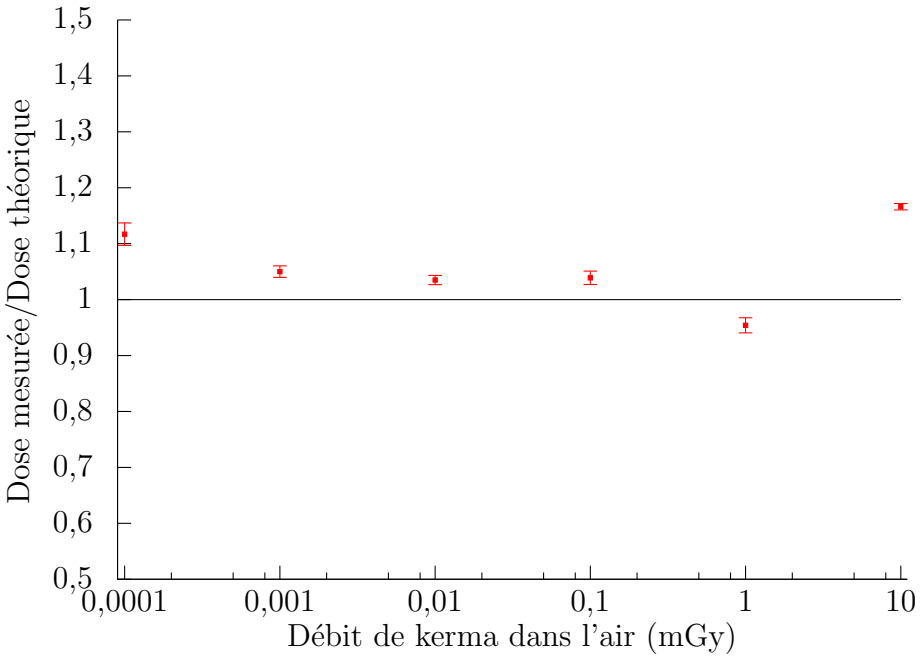


FIGURE 4.10 – Influence du débit de kerma sur la réponse de l'OSL *nanoDot*.

varie en fonction de son orientation. Des travaux menés par une équipe brésilienne ont montré une importante variation de la réponse en fonction de l'orientation de l'OSL *nanoDot*. Ces expérimentations, réalisées dans l'air, montrent une diminution de 50% du signal enregistré entre une orientation de face (0 °) et une autre de profil (90 °) [Pint 09].

Dans le cadre de notre étude, les expérimentations ont majoritairement eu lieu dans l'eau et non dans l'air. C'est pourquoi, nous avons cherché à voir si l'influence de l'orientation persistait dans l'eau en mesurant la réponse de l'OSL pour les deux orientations extrêmes. À chaque fois, nous avons irradié, trois OSL *nanoDot* du même lot simultanément à l'aide d'un faisceau de cobalt 60. Dans un fantôme d'eau, les dosimètres ont été placés à une profondeur de 10 cm pour une prescription de 2 Gy à 5 cm de profondeur. Nous avons mesuré un écart relatif de l'ordre de 0,4% entre les deux orientations. Cet écart n'est pas suffisamment significatif et peut être négligé puisqu'il est inférieur à l'écart-type (2%) que nous avions mesuré sur le test de lot. La présence de l'eau qui est un milieu beaucoup plus diffusant que l'air permet de masquer l'influence de l'orientation de l'OSL sur sa réponse. Pour notre étude, nous pouvons donc utiliser l'OSL *nanoDot* sans privilégier une orientation.

4.4.7 Réponse en fonction de l'énergie des photons

La mesure de la dépendance en énergie est une étape importante de cette étude de caractérisation de l'OSL *nanoDot*. Nous savons que les dosimètres thermoluminescents classiques tels que les TLD ont une forte dépendance aux faibles énergies se manifestant par une sur-réponse. Cette sur-réponse dépend du numéro atomique des éléments contenus dans le matériau et est principalement due à une surproduction de l'effet photoélectrique pour les matériaux de Z élevé. Il est donc fort probable que les OSL aient un comportement similaire. Dans cet objectif, nous avons irradié simultanément trois OSL *nanoDot* avec des faisceaux de différentes énergies pour une dose absorbée de 5 mGy.

Les qualités de faisceaux explorées correspondent à celles du cobalt 60, du césium 137 et différents faisceaux de la série *narrow* de la norme ISO 4037 [ISO 98] d'un tube à rayons X (N250, N120, N60, N30) qui ont pour énergie moyenne, respectivement, 1225 keV, 662 keV, 208 keV, 100 keV, 48 keV et 25 keV. Ces différentes énergies permettent de balayer un large spectre représentatif des énergies des photons présents dans nos configurations.

La figure 4.11 représente les réponses mesurées de chacun des faisceaux rapportées à celle du cobalt 60 ainsi que les points d'interpolation entre ces points expérimentaux. Nous observons clairement une sur-réponse de l'OSL aux faibles énergies et plus particulièrement aux énergies inférieures à 100 keV. Un pic de sur-estimation de la dose jusqu'à un facteur 3,7 apparaît autour de 30 keV.

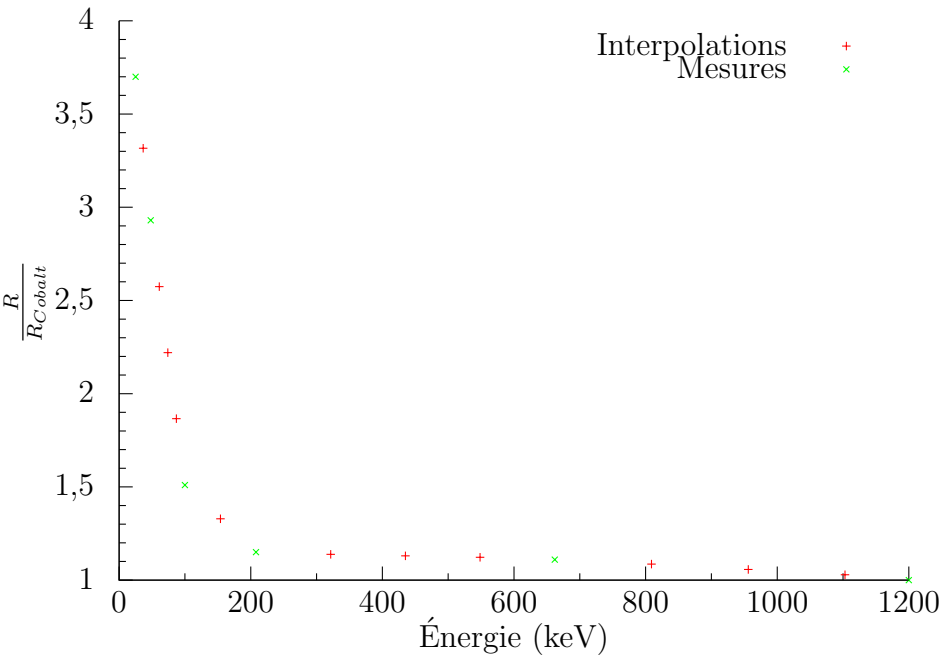


FIGURE 4.11 – Réponse de l'OSL pour différentes qualités de faisceaux rapportée à celle du cobalt 60 et représentée en fonction de l'énergie du faisceau.

Dans le cadre de notre étude, la prise en compte de cette sur-réponse est primordiale. En effet, les photons atteignant les zones périphériques étudiées ont majoritairement subi un nombre important d'interactions. Ainsi, leur énergie moyenne est beaucoup plus faible que celle des photons présents près de l'axe du faisceau. Par conséquent, plus on s'éloigne de l'axe du faisceau, plus le phénomène de sur-réponse est susceptible de s'accentuer. Nous allons devoir prendre en compte ce phénomène afin d'ajuster la mesure de la DP avec l'OSL.

4.4.8 Conclusion sur l'étude de caractérisation

Cette étude nous a permis de caractériser l'OSL *nanoDot* en étudiant la variation de sa réponse en fonction de différents paramètres (linéarité, débit, lot, orientation, énergie). À l'exception de la forte dépendance en énergie, nous n'avons pas observé de caractéristique rédhibitoire compromettant son utilisation pour la mesure de la DP. Finalement, pour assurer la justesse de la réponse de l'OSL dans les zones périphériques,

nous devrons uniquement mettre en place un protocole de correction de la sur-réponse observée à basse énergie. L'ensemble des autres variations observées et acceptées seront prise en compte dans le bilan des incertitudes liées à la mesure de DP avec l'OSL.

4.5 Validation de l'OSL *nanoDot* pour la mesure de la DP dans l'eau

Dans cette partie, nous définissons les corrections à apporter à la réponse de l'OSL *nanoDot* qui permettront une mesure fiable de la DP dans l'eau.

4.5.1 Correction de la différence d'absorption entre l'eau et l'air

Les coefficients d'étalonnage du lecteur ont été obtenus à partir de mesures de kerma dans l'air alors que l'utilisation de l'OSL vise principalement à déterminer la dose absorbée dans l'eau. Or, le coefficient d'absorption des photons n'est pas le même dans ces deux milieux. Cette variation a une influence sur la valeur de la dose absorbée. Par conséquent, une correction de la réponse est nécessaire en la multipliant par le rapport des coefficients d'absorption de l'eau et de l'air. Cette correction est équivalente à une multiplication par le rapport $\frac{D_{eau}}{D_{air}} = \frac{\text{Grandeur mesurée}}{\text{Grandeur d'étalonnage}}$ correspondant à la correction rigoureuse de cet effet. Nous supposons donc que le kerma dans l'air K_{air}, grandeur utilisée pour l'étalonnage, est équivalent à la dose dans l'air D_{air}. Cette hypothèse est justifiée pour des niveaux d'énergies inférieurs au MeV ; ceux que l'on retrouve dans les zones hors-champ. On peut observer cette tendance sur la figure 4.13 des spectres utilisés pour la correction de la dépendance en énergie de la partie 4.5.2.

La valeur du rapport des coefficients d'absorption de l'eau et de l'air en fonction de l'énergie est représentée à partir des données du NIST sur la figure 4.12. Ce rapport est constant et égal à 1,11 pour des énergies supérieures à 150 keV. En revanche, pour des énergies inférieures, on remarque une forte diminution jusqu'à une valeur de 1,01 à 30 keV.

Par conséquent, nous avons voulu estimer l'impact de cette variation du rapport sur la valeur globale du facteur de correction pour un spectre représentatif de nos expérimentations. Dans cet objectif, nous avons calculé un spectre de photons dans l'eau à 40 cm de l'axe principal d'un faisceau de 12 MV du *SATURNE 43* à l'aide de *PENELOPE*. Pour nos configurations, c'est typiquement à cette position que la proportion de photons de faible énergie est la plus importante. Le choix de cette position permet ainsi de maximiser la variation de la valeur du rapport. Finalement, la convolution du spectre simulé avec la courbe des rapports des coefficients d'absorption induit une réduction de 1% de la valeur globale du rapport à comparer à la valeur de 1,11 des photons de haute énergie. Dans ces conditions, nous avons choisi de négliger la variation de ce rapport, de le considérer comme constant et de prendre en compte cette variation de 1% dans le bilan global de l'incertitude sur la mesure OSL.

4.5.2 Correction de la dépendance en énergie

L'étude de caractérisation a permis de mettre en évidence la sur-réponse du dosimètre pour des photons de faibles énergies (<100 keV). La prise en compte de ce phénomène

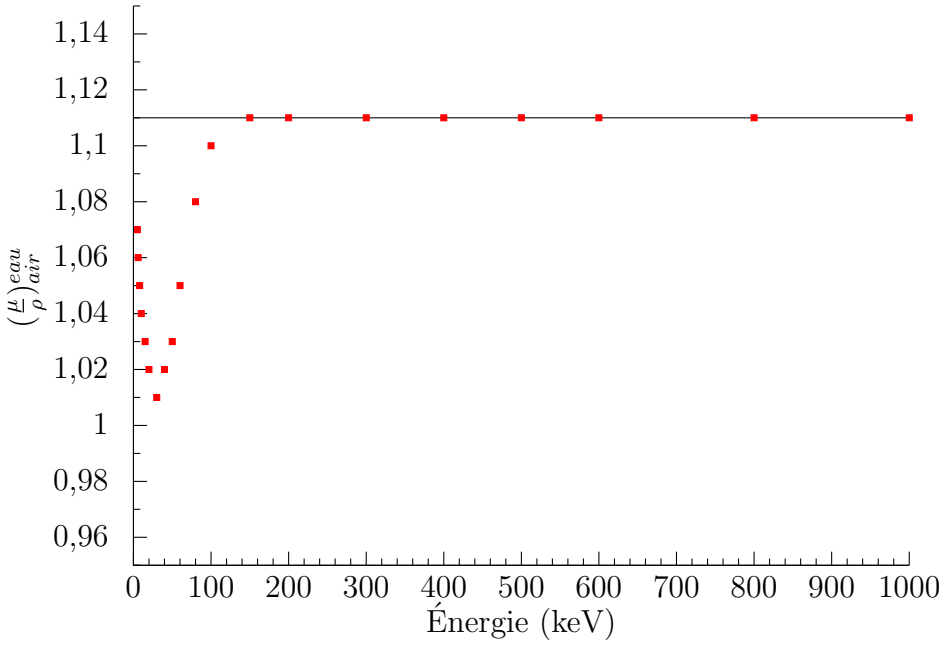


FIGURE 4.12 – Rapport des coefficients d'absorption massiques entre l'eau et l'air (données tirées du NIST).

est indispensable pour notre étude étant donné que les photons atteignant les zones périphériques au champ de traitement ont des énergies relativement faibles. Nous avons mis en évidence ce phénomène en calculant à l'aide de *PENELOPE* les spectres des photons dans des *voxels* positionnés à différentes distances de l'axe du faisceau pour une irradiation dans l'eau à partir du modèle de l'accélérateur *GE SATURNE 43* du LNHB. La figure 4.13 présente les spectres pour trois positions distinctes de *voxels* (0, 9 et 38 cm de l'axe du faisceau). On observe clairement l'augmentation de la composante de basses énergies avec l'éloignement de l'axe du faisceau, notamment, autour de 70 keV. Une sur-réponse avait clairement été mesurée autour de cette énergie. Ce résultat justifie l'application d'un protocole de correction de cette dépendance en énergie. Précisons que les incertitudes statistiques sur le calcul des spectres sont très faibles et n'ont pas été représentées.

4.5.2.1 Définition du protocole de correction

La correction que nous avons mise en place consiste à convoluer la fluence énergétique estimée au point de mesure avec la courbe de dépendance en énergie. Ce choix s'appuie sur le fait que la dose absorbée D et la fluence énergétique ψ sont reliées par l'équation suivante :

$$D = \psi \times \frac{\mu_{en}}{\rho}, \tag{4.6}$$

où $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ et le coefficient massique d'absorption. La fluence énergétique ψ est égale au produit $\phi \times E$. La grandeur ϕ est la fluence, E est l'énergie des photons.

Afin de réaliser la correction, nous avons, dans un premier temps, calculé la fluence au point de mesure, puis déduit la fluence énergétique associée. En théorie, la fluence est le nombre de particules traversant une sphère infinitésimale centrée au point de calcul

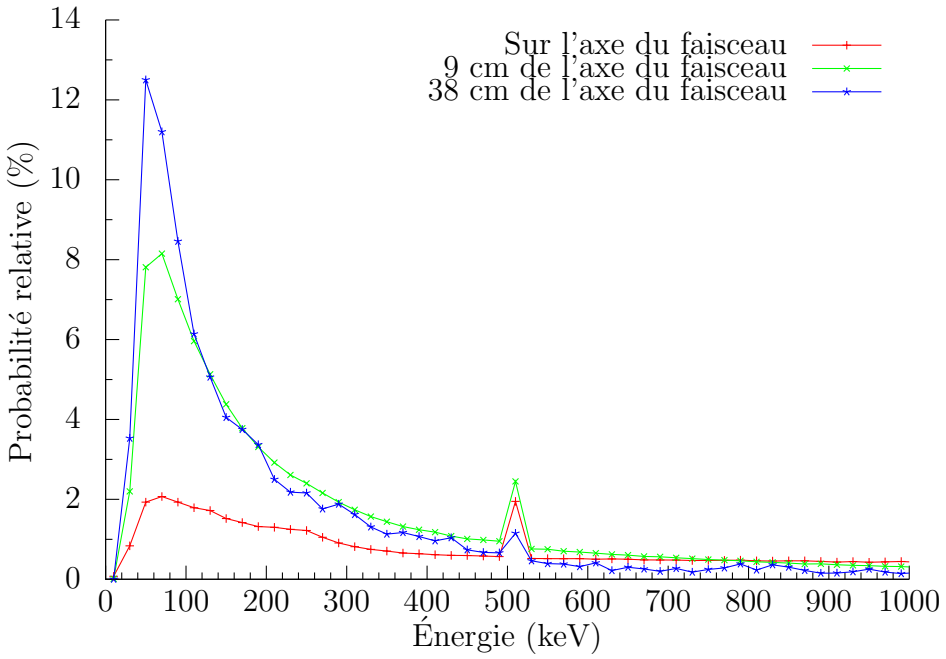


FIGURE 4.13 – Spectres en énergie dans un *voxel* d'eau de 1 cm^3 à différentes distances de l'axe du faisceau principal obtenus pour une qualité de faisceau correspondant au 12 MV et restreint entre 0 et 1 MeV.

rapporté à l'aire de la section circulaire de la sphère. Dans notre étude, nous avons approximé le calcul de la fluence par un calcul du spectre à l'intérieur d'un *voxel* de $1 \times 1 \times 1$ cm^3 centré au point de mesure. Ce calcul a été fait pour des énergies allant de 0 keV jusqu'à l'énergie nominale des électrons primaires par pas de 20 keV (largeur des *bins*). Sur chaque *bin* en énergie, nous avons multiplié la valeur de la fluence associée par l'énergie médiane du *bin*. Cette opération permet le calcul de la fluence énergétique de chaque *bin*.

En parallèle, en interpolant les valeurs expérimentales de la courbe de dépendance en énergie de l'OSL, nous avons associé une réponse à chaque *bin* en énergie utilisé pour le calcul de la fluence énergétique. Une partie de ces points apparaît sur la courbe de dépendance en énergie acquise lors de l'étude de caractérisation (voir la figure 4.11).

En sommant l'ensemble des produits « fluence énergétique × réponse en énergie » de chaque *bin*, on obtient la réponse de l'OSL au point de mesure. Ensuite, on rapporte ce résultat à la fluence énergétique totale. La division de la valeur de la mesure non-corrigée par le facteur finalement obtenu permet la prise en compte finale de la sur-réponse en énergie.

L'équation 4.7 résume les opérations amenant au calcul du facteur de correction $k_{énergie}$ de la dépendance en énergie pour chaque point de mesure :

$$\frac{1}{k_{énergie}} = \frac{1}{\Psi_{totale}} \sum_{i=0}^{N_{bin}} R_{(\frac{1}{2}+i)L_{bin}} \times \Psi_{(\frac{1}{2}+i)L_{bin}}, \tag{4.7}$$

où,

- N_{bin} correspond au nombre de *bin* utilisé pour le calcul de la fluence ;
- L_{bin} correspond à la largeur du *bin* pour la calcul spectre, nous l'avons fixé à 20 keV dans nos simulations. ;

- $R_{(\frac{1}{2}+i)L_{bin}}$ correspond à la valeur de la réponse pour le *bin* $(\frac{1}{2}+i)L_{bin}$;
- Ψ_{totale} est la fluence énergétique totale ;
- Ψ_i est la fluence énergétique du $i^{ème}$ *bin*.

4.5.2.2 Impact de la correction de la dépendance en énergie

La figure 4.14 compare les doses mesurées dans l'eau avec la chambre d'ionisation (dosimètre de référence), avec l'OSL sans la correction de la dépendance en énergie et avec l'OSL après la correction de la dépendance en énergie. Ces résultats sont obtenus avec le *linac GE Saturne 43* du LNHB à la qualité de faisceau 12 MV pour une taille de champ 10×10 cm^2. Ces mesures ont été réalisées à l'intérieur d'une grande cuve à eau à 10 cm de profondeur pour une distance source – surface de l'eau de 90 cm.

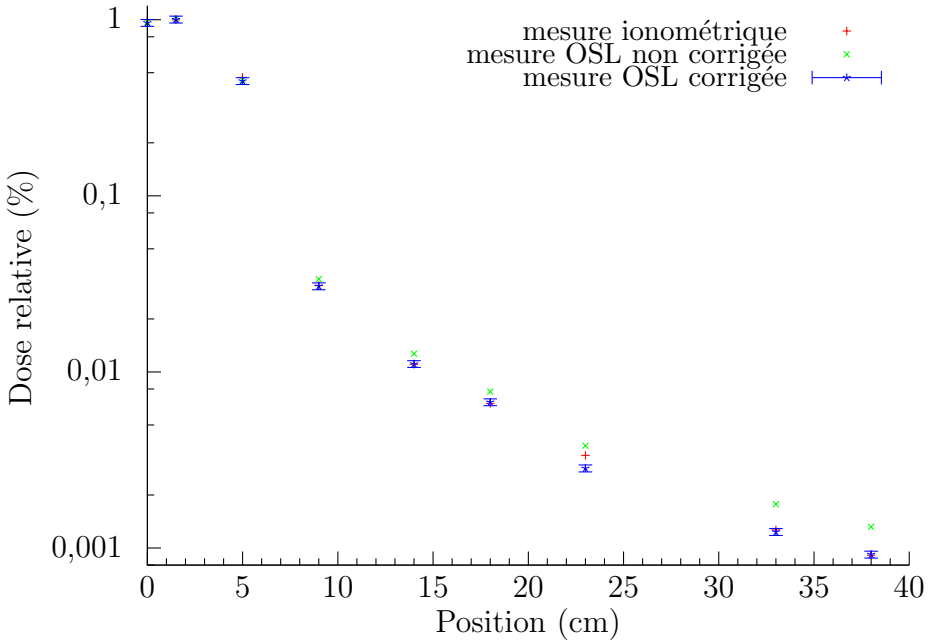


FIGURE 4.14 – Comparaison des profils de dose dans l'eau de la chambre d'ionisation, de l'OSL non corrigé et de l'OSL corrigé sous le faisceau 12 MV du *SATURNE 43*. Le calcul des incertitudes représentées est détaillé dans la partie 4.6

On observe tout d'abord qu'au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du faisceau, l'écart entre la mesure de référence par chambre d'ionisation et la mesure d'OSL non corrigée de la dépendance en énergie s'accentue considérablement. En revanche, après application du facteur de correction de la dépendance en énergie, on observe un très bon accord entre la mesure de référence et celle de l'OSL. Seul un point à 23 cm de l'axe du faisceau semble avoir subi une sur-correction qu'il est difficile d'expliquer à ce stade.

L'écart global moyen entre les données obtenues par chambre d'ionisation et celles obtenues avec les OSL étaient de ±16,25% avant la correction alors qu'il est de ±1,91% après la correction de la dépendance en énergie. La démarche a été répétée pour des mesures similaires aux qualités correspondant à des faisceaux 6 MV et 20 MV. L'écart global moyen entre les mesures de chambre d'ionisation et de l'OSL ont diminué de ±13,84% à ±3,06% et de ±9,86% à ±3,51%, respectivement, pour les faisceaux de 6 MV et 20 MV après correction de la dépendance en énergie. Compte tenu des très faibles doses mesurées en périphérie du champ et des niveaux d'incertitudes que nous

avons pu atteindre par la simulation MC, la réduction de l'incertitude après application du protocole de correction de la dépendance en énergie permet d'obtenir un accord suffisamment bon entre la mesure de référence et celle de l'OSL. Cet accord permet de valider l'utilisation des OSL pour la mesure des DP. Il sera donc possible d'utiliser les *nanoDot* pour les mesures de validation de la seconde configuration de notre outil de prédiction présenté dans le dernier chapitre de cette étude doctorale (chapitre 5).

4.5.3 Du signal lu à la DP absorbée dans l'eau

Cette étude de caractérisation nous a permis de mettre en place les différents facteurs et coefficients indispensables à l'ajustement du signal lu par le lecteur *microStar* pour que l'OSL *nanoDot* soit un outil fiable pour la mesure de la DP. Nous résumons, dans l'équation 4.8, l'ensemble de ces facteurs et de ces coefficients :

$$D_{eau}^{OSL} = L \times k_{sensibilité} \times N_{K_{air}}^{hauts/bas} \times (\frac{\mu_{en}}{\rho})_{air}^{eau} \times k_{énergie}, \tag{4.8}$$

où
- L est le signal brut donné par le lecteur ;
- $k_{sensibilité}$ est le facteur qui corrige les différentes sensibilités des OSL *nanoDot* ;
- $N_{K_{air}}^{hauts/bas}$ est le coefficient issu de l'étalonnage du lecteur, il est exprimé en Gy.$pulse^{-1}$ et varie en fonction de la gamme de dose ;
- $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{air}^{eau}$ est le facteur corrigeant la différence d'absorption entre l'eau et l'air ;
- $k_{énergie}$ est le facteur qui corrige la forte dépendance des OSL aux faibles énergies des photons, cette correction est particulièrement indispensable pour la mesure de la dose hors-champ.

4.6 Incertitude sur les mesures

Toute acquisition expérimentale est accompagnée d'une incertitude quantifiant la fiabilité de la mesure réalisée. Le but de cette partie est d'estimer l'incertitude sur la mesure ionométrique et celle associée à la mesure de l'OSL à partir des résultats de l'étude de caractérisation.

4.6.1 Méthodologie pour l'estimation de l'erreur sur la mesure

Il existe principalement deux façons d'estimer l'incertitude sur une mesure : la sommation quadratique de chaque source d'incertitude et l'estimation globale de l'incertitude.

4.6.1.1 Méthode par sommation quadratique

Cette méthode consiste à identifier, dans un premier temps, toutes les sources d'incertitude supposées indépendantes. L'ISO définit deux types d'incertitude [ISO 95] :
- Le type dit « A » regroupant les incertitudes quantifiables par une analyse statistique, par exemple, par le calcul de l'écart-type d'une grandeur en répétant la mesure. Ces incertitudes sont réduites en répétant N fois la même mesure (avec N suffisamment grand dans les limites du réalisable), de sorte que l'écart-type assimilé à l'incertitude diminue avec la racine carrée de N, tel que décrit par l'équation 2.14 de l'écart-type présentée dans la partie 2.1.4 du premier chapitre de ce document ;

– Le type dit « B » regroupant les incertitudes non quantifiables statistiquement. Il peut s'agir d'un effet systématiquement présent lors de la répétition d'une mesure.

Une fois que les incertitudes sont identifiées, il faut sommer quadratiquement chacune des incertitudes. Par exemple, si une grandeur y varie en fonction de plusieurs variables x_i indépendantes, soit $y = f(x_1, x_2, ...)$, alors la loi de propagation quadratique des incertitudes s'écrit :

$$\sigma_y = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (\frac{\partial f}{\partial x_i})^2 (\sigma_{x_i})^2}. \tag{4.9}$$

Cette formule ne tient pas compte des corrélations entre les différentes sources d'incertitude. Les variables sont supposées indépendantes. Cette hypothèse engendre naturellement une sur-estimation de l'incertitude globale.

4.6.1.2 Méthode globale

La seconde méthode, dite globale, est une estimation *a posteriori* de l'incertitude totale. Elle s'appuie sur une analyse générale des résultats et notamment sur une estimation d'un écart type entre la mesure et des données de référence. Cette méthode est utilisée lorsqu'il est difficile d'identifier et de quantifier chaque source d'incertitude ou bien, lorsque celle-ci conduit à une surestimation à l'évidence trop importante.

4.6.2 Incertitudes sur la mesure ionométrique

Pour les mesures ionométriques relatives, les incertitudes de type A sont négligeables. En effet, les chambres d'ionisations ayant un volume typique de 0,6 cm^3 (comme la chambre NE–2571 que nous utilisons) ont une grande reproductibilité avec un écart inférieur à 0,1% entre différentes mesures.

Une des principales sources d'incertitude de type B dues aux erreurs systématiques de l'outil provient de la mise en place expérimentale. En effet, une évaluation erronée de la position du détecteur ou de la distance source-surface provoquera une erreur difficile à détecter dans les résultats. On distingue deux sources d'erreur conduisant à ce type d'incertitude :

– Le positionnement du détecteur par rapport au système de référence ;
– La connaissance de la position de l'isocentre de l'appareil toujours par rapport au système de référence.

Finalement, l'incertitude de type B assimilée à l'incertitude totale est de 0,36% (1σ). Nous avons utilisé la valeur estimée lors de précédentes manipulations réalisées au LNHB avec la chambre d'ionisation NE–2571 [Blaz 09]. Cette valeur a été retenue pour nos mesures, nous n'avons pas cherché à estimer notre propre valeur. En raison du faible niveau de l'incertitude, nous avons choisi de ne pas la représenter sur les différentes courbes présentées.

4.6.3 Incertitudes sur la mesure OSL

Pour le dosimètre OSL, l'incertitude a été estimée à partir des deux méthodes.

4.6.3.1 Estimation par la méthode quadratique

À partir de l'équation 4.8 de la partie 4.5.3, il est possible d'identifier les différentes sources d'incertitude de la mesure OSL. On obtient ainsi une expression de l'incertitude totale sur la mesure OSL présentée dans l'équation 4.10. On considère que les variables suivent une distribution statistique rectangulaire conservatrice vis-à-vis d'une distribution gaussienne. Cette loi nous permet d'estimer l'incertitude σ_i (1σ) de chaque variable i en divisant le demi écart maximal mesuré par $\sqrt{3}$, soit $\sigma_i = \frac{\text{écart maximal estimé}}{\sqrt{3}}$ [ISO 95]. Les écarts maximaux mesurés lors de l'étude de caractérisation n'ont pas toujours été obtenus dans des conditions représentatives de celles que nous suivrons pour la validation. Par exemple, l'écart le plus important sur la linéarité est obtenu pour une irradiation à 10 Gy, correspond à un niveau de dose bien supérieur à ceux que nous rencontrerons dans nos manipulations. Pour ce type de situation, nous avons retenu des valeurs d'écarts maximaux correspondant d'avantage à nos manipulations.

$$\frac{\sigma_D}{D} = \sqrt{(\frac{\sigma_{lect.}}{L})^2 + (\frac{\sigma_{sens.}}{k_{sensibilité}})^2 + (\frac{\sigma_{étal.}}{N_{K_{air}}})^2 + (\frac{\sigma_{abs.}}{(\frac{\mu_{en}}{\rho})^{eau}_{air}})^2 + (\frac{\sigma_{éner.}}{k_{énergie}})^2}. \tag{4.10}$$

Incertitude sur la lecture $\sigma_{lect.}$

Le terme $\sigma_{lect.}$ correspond à l'incertitude sur la lecture. L'estimation de ce terme est principalement faite à partir des résultats de l'étude de caractérisation. L'équation 4.11 résume l'ensemble des incertitudes sur la lecture :

$$\frac{\sigma_{lect.}}{L} = \sqrt{\sigma^2_{linératié,\%} + \sigma^2_{débit,\%} + \sigma^2_{lot,\%} + \sigma^2_{orientation,\%}}, \tag{4.11}$$

où,

- $\sigma_{linératié,\%}$ représente l'incertitude relative sur la linéarité en kerma (estimée à $\frac{5\%}{\sqrt{3}} = 2,89\%$) ;
- $\sigma_{débit,\%}$ représente l'incertitude relative au débit de dose (estimée à $\frac{5\%}{\sqrt{3}} = 2,89\%$) ;
- $\sigma_{lot,\%}$ correspond à l'écart-type relatif obtenu pour le test de lot (estimé à $\frac{2\%}{\sqrt{3}} = 1,15\%$) ;
- $\sigma_{orientation,\%}$ correspond à l'incertitude sur la dose en fonction de l'orientation (estimée à $\frac{0,4\%}{\sqrt{3}} = 0,23\%$).

Finalement, nous estimons l'incertitude relative sur la lecture $\frac{\sigma_{lect.}}{L}$ à un niveau de 4,26%.

Incertitude sur la sensibilité de l'OSL $\sigma_{sens.}$

$\sigma_{sens.}$ correspond à l'incertitude sur la sensibilité de l'OSL. La sensibilité est définie par *Landauer*, nous avons considéré cette valeur comme une donnée sans incertitude.

Incertitude sur l'étalonnage $\sigma_{étal.}$

$\sigma_{étal.}$ correspond à l'incertitude sur l'étalonnage dont la principale source est l'écart type sur les mesures réalisées au cobalt 60. L'incertitude liée à l'écart type a été estimée à $\frac{0,78\%}{\sqrt{3}} = 0,45\%$ sur la gamme des fortes doses à et à $\frac{1,62\%}{\sqrt{3}} = 0,94\%$ sur la gamme des faibles doses. Il existe également une incertitude de l'ordre de 0,4% intrinsèque à la mesure réalisée sur le cobalt 60 du LNHB.

Finalement, l'incertitude sur le coefficient d'étalonnage s'élève à 0,60% pour la gamme des hautes doses et à 1,02% pour la gamme des basses doses.

Incertitude sur la correction de l'étalonnage dans l'air $\sigma_{abs.}$

$\sigma_{abs.}$ correspond à l'incertitude sur la correction de l'étalonnage réalisé dans l'air. Nous avons estimé une incertitude de 1% sur ce facteur. À cette valeur, il faut ajouter une incertitude de l'ordre de 2% sur chacun des coefficients massiques d'absorption [Hubb 77]. Ainsi, l'incertitude est de $\frac{\sqrt{1\%^2+2\%^2+2\%^2}}{\sqrt{3}} = 1,73\%$.

Incertitude sur la correction de la dépendance en énergie $\sigma_{éner.}$

Enfin, $\sigma_{éner.}$ correspond à l'incertitude sur le facteur de correction de la dépendance en énergie pour lequel la principale source d'incertitude serait celle sur le calcul de la fluence. Cependant, les niveaux d'incertitudes statistiques associées aux calculs MC de la fluence sont suffisamment faibles pour les négliger.

Incertitude globale sur la mesure de dose de l'OSL σ_D

Finalement, l'incertitude totale (à 1σ) sur la mesure OSL calculée à partir de la méthode par sommation quadratique est égale à 4,63% sur la gamme des fortes doses et est égale à 4,70% sur la gamme des faibles doses. Cette valeur est raisonnablement faible pour l'utilisation que nous souhaitons avoir des OSL, soit pour la mesure de faible dose. Néanmoins, il est pertinent de comparer cette valeur à celle estimée par la méthode globale.

4.6.3.2 Estimation par la méthode globale

L'estimation par la méthode globale s'appuie sur les résultats présentés dans la partie 4.5.2.2 comparant l'écart entre la mesure OSL et la mesure de référence réalisée à partir de la chambre d'ionisation pour trois qualités de faisceau (correspondant à 6 MV, 12 MV et 20 MV). Le niveau d'incertitude de la mesure ionométrique est suffisamment faible pour être négligé.

Dans un premier temps, nous avons exclu la prise en compte de certains points de mesure pour lesquels le résultat de la lecture était visiblement aberrant. Ces points concernent principalement les points de la pénombre du faisceau, zone dans laquelle le gradient de dose est fort et où la moindre erreur de positionnement biaise considérablement le résultat de la mesure. Nous justifions l'exclusion de ces points car l'erreur de positionnement n'a pas été pris en compte dans la méthode quadratique et parce que nous ne sommes pas amenés à rencontrer des configurations à fort gradient de dose pour des mesures de DP.

Sur les points restants, nous avons estimé un demi écart maximal à 5,40%. En supposant toujours que les mesures suivent une distribution statistique carrée conservatrice, nous avons divisé cette valeur par $\sqrt{3}$. Finalement, la valeur de l'incertitude sur la mesure OSL obtenue à partir de la méthode globale s'élève à 3,12%.

4.6.3.3 Bilan de l'estimation de l'incertitude sur la mesure de l'OSL

La valeur de l'incertitude estimée varie selon la méthode employée. Nous retrouvons logiquement une valeur d'incertitude plus importante par la méthode quadratique. La

non prise en compte des éventuelles dépendances entre les sources d'erreur engendre potentiellement une sur-estimation de l'incertitude par cette méthode.

En face, l'estimation par la méthode globale semble simpliste puisqu'elle s'appuie seulement sur l'observation des résultats d'une configuration unique. Malgré tout, cette seconde méthode permet de lisser les effets de dépendance des sources d'incertitude, réduisant ainsi la valeur finale de l'incertitude.

Finalement, l'important est de remarquer que les deux résultats sont suffisamment bas pour les niveaux de dose avec lesquels nous travaillons qui sont ceux de la radioprotection. Au regard des niveaux d'incertitudes statistiques que nous avons atteint par la simulation MC, ces deux valeurs sont également suffisamment basses.

Nous décidons de retenir la valeur estimée par sommation quadratique afin d'assurer la prise en compte de l'ensemble des incertitudes. La sur-estimation potentiellement induite par cette méthode reste suffisamment faible vis-à-vis des niveaux d'incertitude souhaités sur les faibles doses.

4.7 Conclusions sur la démarche de validation du code

Les travaux présentés dans ce chapitre nous ont permis de mettre en place un processus de validation de l'outil de prédiction : d'une part, par la définition de deux configurations expérimentales de validation, et d'autre part, par le choix et la validation de l'utilisation des dosimètres chambre d'ionisation et OSL pour la mesure de la dose hors-champ, notamment grâce à la mise en place du protocole de correction de la dépendance en énergie.

La dernière étape de ces travaux est la validation des résultats de simulation de l'outil de prédiction par comparaison avec les données expérimentales des deux configurations définies. L'ensemble de ces travaux sont développés dans le quatrième et dernier chapitre du document.

Chapitre 5

Validation expérimentale du calcul de la DP

La finalité de ce dernier chapitre de notre étude est de confronter les données numériques aux données expérimentales. Les travaux présentés dans les deux précédents chapitres ont permis :

- d'optimiser le calcul de la dose hors-champ à l'aide du code *PENELOPE* en définissant un jeu de paramètres adéquat et en implémentant la technique de réduction de variance du transport pseudo-déterministe ;
- d'établir un protocole de validation expérimentale du calcul de la dose hors-champ obtenu avec le code *PENELOPE*.

Le premier objectif de ce chapitre est de valider les résultats des calculs de DP de *PENELOPE* en les confrontant, premièrement, aux données ionométriques pour la configuration métrologique puis aux données OSL pour la configuration pré-clinique.

Le second objectif est d'appliquer la technique du transport pseudo-déterministe pour le calcul de dose en plusieurs points des deux configurations de validation. Il s'agit de montrer que la réponse n'est pas biaisée et de vérifier que l'utilisation de la technique apporte un gain sur l'efficacité de la simulation pour ces configurations plus complexes et réalistes que celle utilisée lors des tests (voir la partie 3.5.5 du chapitre 2).

Nous avons divisé ce dernier chapitre en deux grandes parties : la première traite de la validation de la configuration métrologique et la seconde de la validation de la configuration pré-clinique.

5.1 Configuration métrologique

5.1.1 Configuration suivant le protocole TRS–398 de l'AIEA

En raison des instabilités du débit et de l'énergie de leurs faisceaux, les accélérateurs linéaires médicaux subissent régulièrement des contrôles d'assurance qualité s'appuyant sur des protocoles reconnus. Le TRS–398 de l'AIEA [Andr 00] et le TG–51 [Almo 99] sont les protocoles utilisés, respectivement, en Europe et en Amérique du nord pour l'étalonnage des faisceaux de photons de haute énergie. Ils permettent de déterminer la dose absorbée à une profondeur de référence dans un fantôme d'eau sous des conditions d'irradiation spécifiques à l'aide d'une chambre d'ionisation étalonnée en laboratoire national d'étalonnage. En France, le CEA, LIST, LNHB réalise ces étalonnages. Nous

Dimensions du fantôme	$30 \times 30 \times 30$ cm^3
Milieu	eau
Distance source – détecteur	100 cm
Profondeur de référence $z_{réf}$	10 cm
Taille de champ (à $z_{réf}$)	10×10 cm^2

TABLE 5.1 – Conditions de référence définies pour les photons dans le protocole TRS-398 de l'AIEA.

avons réalisé les irradiations propres à la configuration métrologique au sein de ce laboratoire.

La configuration expérimentale définie pour l'étape métrologique de validation s'inspire largement des conditions de référence définies par le protocole TRS–398 et résumées dans le tableau 5.1. À l'exception des dimensions de la cuve, nous avons suivi l'ensemble de ces paramètres pour notre configuration de validation. Les dimensions de la cuve ont été modifiées de façon à rendre possible une large exploration des zones en dehors du champ de 10×10 cm^2.

5.1.2 Cuve à eau spécifique

La cuve à eau spécifique que nous avons fait fabriquer permet de mesurer la dose absorbée jusqu'à 45 cm de l'axe principal du faisceau. La cuve est en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) et possède les dimensions suivantes : $30 \times 60 \times 30$ cm^3 pour une exploration hors-champ selon l'axe Y. Compte-tenu de la symétrie de l'irradiation nous avons choisi de ne pas centrer la cuve par rapport au faisceau et d'explorer uniquement un côté du profil de dose.

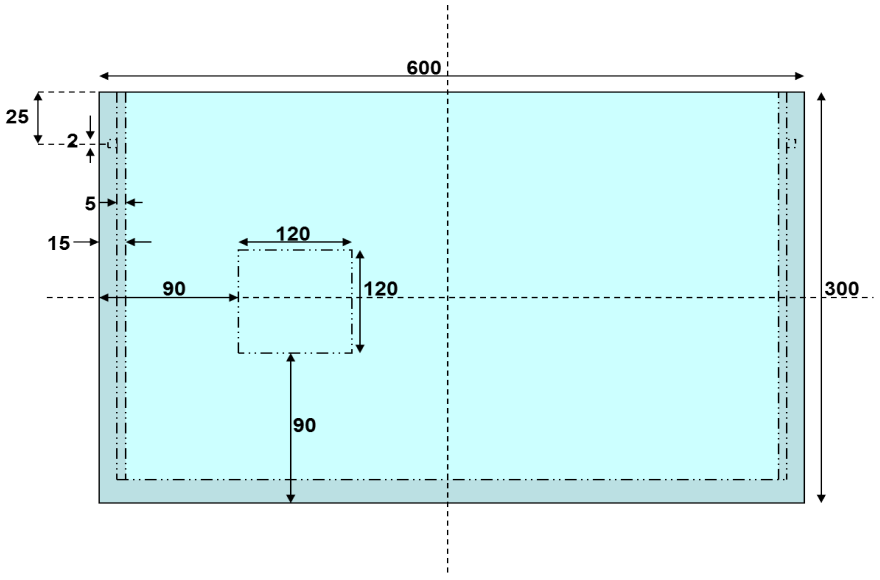


FIGURE 5.1 – Schéma de la cuve vue depuis le faisceau avec la fenêtre d'entrée traversée par le faisceau (les dimensions sont données en mm).

Sur le schéma de la cuve, vue depuis le faisceau (figure 5.1), on observe une fenêtre

carrée non centrée. Cette ouverture correspond à la zone dans laquelle l'épaisseur de PMMA est plus fine. C'est également dans cette zone que le faisceau traverse la paroi. Précisons que pour des raisons de radioprotection et d'architecture, les irradiations sont réalisées en positionnant le bras à 90 ° avec le *linac* du LNHB. Par conséquent, le faisceau traverse nécessairement une paroi de la cuve. L'épaisseur moindre de la fenêtre permet de minimiser l'impact du PMMA sur le faisceau. La figure 5.2 est une photographie de la cuve après l'assemblage des différentes parois de PMMA.

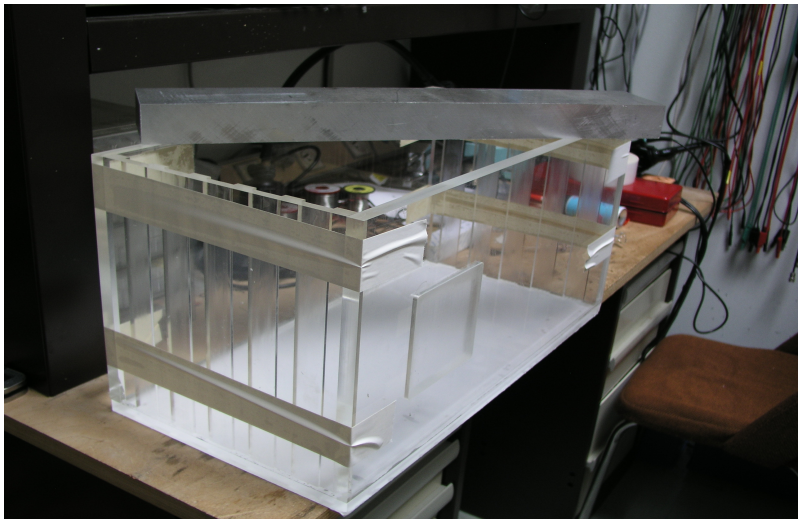


FIGURE 5.2 – Photographie de la cuve à eau spécifique lors de son assemblage.

5.1.3 Acquisition des données par chambre d'ionisation

Les mesures ont été réalisées sur le *linac GE SATURNE 43* de *General Electric* du laboratoire national d'étalonnage (CEA, LIST, LNHB). La description de cet accélérateur linéaire a été faite dans la partie 2.3.1 du chapitre 2. La cuve à eau a donc été placée, selon les conditions de référence, dans le faisceau de ce *linac* (voir la figure 5.3).

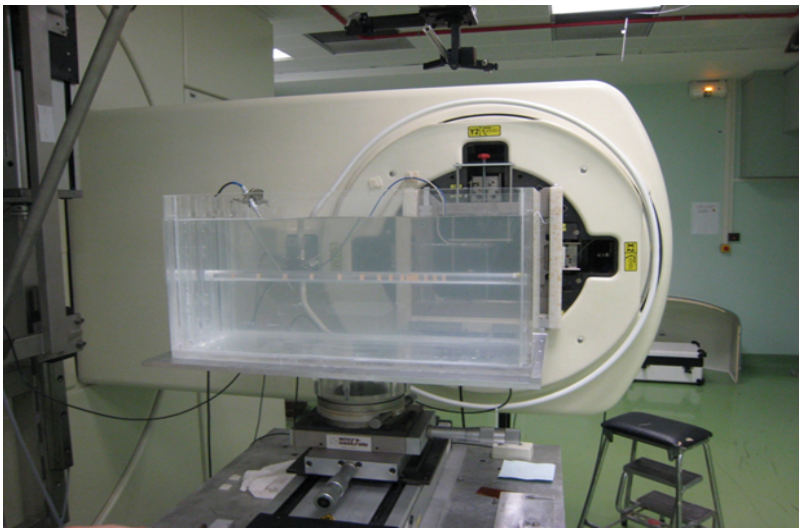


FIGURE 5.3 – Photographie de la cuve à eau positionnée dans l'axe du faisceau de l'accélérateur *GE SATURNE 43*.

Le LNHB est équipé d'un robot permettant de déplacer automatiquement la chambre d'ionisation NE–2571 aux différents points de mesure. La dose absorbée a été mesurée le long du profil à 10 cm de profondeur pour trois qualités de faisceau correspondant aux tensions accélératrices de 6 MV, 12 MV et 20 MV. Pour chaque position de la chambre d'ionisation et à toutes les qualités de faisceau, les irradiations ont respecté une prescription de dose de 2 Gy au point de référence au centre du champ sous 10 cm de profondeur d'eau.

5.1.4 Acquisition des données de simulation MC

Afin de simuler le dépôt de la DP nous avons modélisé la large cuve à eau et l'avons ajoutée au modèle MC du *linac* du *GE SATURNE 43*. Remarquons que la géométrie de la simulation est très similaire à celle définie lors des premières simulations présentées de la partie 2.3. Deux changements ont été entrepris :

- les parois en PMMA de la cuve ont été ajoutées autour du parallélépipède d'eau initial ;
- la cuve a été décentrée par rapport à l'axe principal du faisceau afin d'augmenter la capacité d'exploration périphérique.

Pour chaque qualité de faisceau, il existe un modèle *PENELOPE* particulier de l'accélérateur. Seuls le cône égalisateur, la cible de conversion et les paramètres de la source d'électrons primaires varient entre les différentes qualités de faisceau.

La dose absorbée a été calculée le long du profil à 10 cm de profondeur dans des *voxels* de dimensions $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ cm^3. Compte tenu de la similitude entre cette configuration et celle utilisée pour l'étude sur les techniques de réduction de variance, nous avons décidé d'utiliser les mêmes jeux de paramètres. Par conséquent, nous avons suivi 10^8 particules primaires et utilisé les techniques de réduction de variance du *splitting* du *bremsstrahlung* avec une ouverture de cône adaptée au décalage de la cuve par rapport à l'axe et celle du *splitting* circulaire avec les mêmes paramètres que précédemment.

5.1.5 Comparaison des résultats sur les profils de dose

Les données ionométriques sont ici comparées à celles obtenues avec le code *PENELOPE*. Les résultats des profils de dose des qualités de faisceau correspondant au 6 MV, 12 MV et 20 MV sont représentés, respectivement, sur les figures 5.4, 5.5 et 5.6.

Tout d'abord, nous observons que l'accord entre les résultats du code *PENELOPE* avec les mesures de référence faites avec la chambre d'ionisation est bon. En effet, le profil des deux types de données est confondu sur la quasi-totalité du domaine exploré. Comme nous l'avons déjà signalé, la configuration est très similaire à celle utilisée pour l'obtention des premiers résultats de simulation, de ce fait, les niveaux d'incertitudes sont semblables (de l'ordre ou inférieurs à 20% à 3σ). Nous considérons toujours ces valeurs comme raisonnablement basses compte tenu des faibles doses rencontrées. Cet accord satisfaisant nous permet d'affirmer que le code *PENELOPE* estime avec justesse la dose absorbée en dehors du champ dans un cadre métrologique. On retrouve un comportement similaire pour les trois qualités de faisceau explorées. Aucune variation n'a été observée en changeant la qualité du faisceau.

Il faut toutefois apporter une nuance à ce résultat. En effet, nous observons une légère sur-estimation du dépôt de dose avec le code *PENELOPE* dans la région située

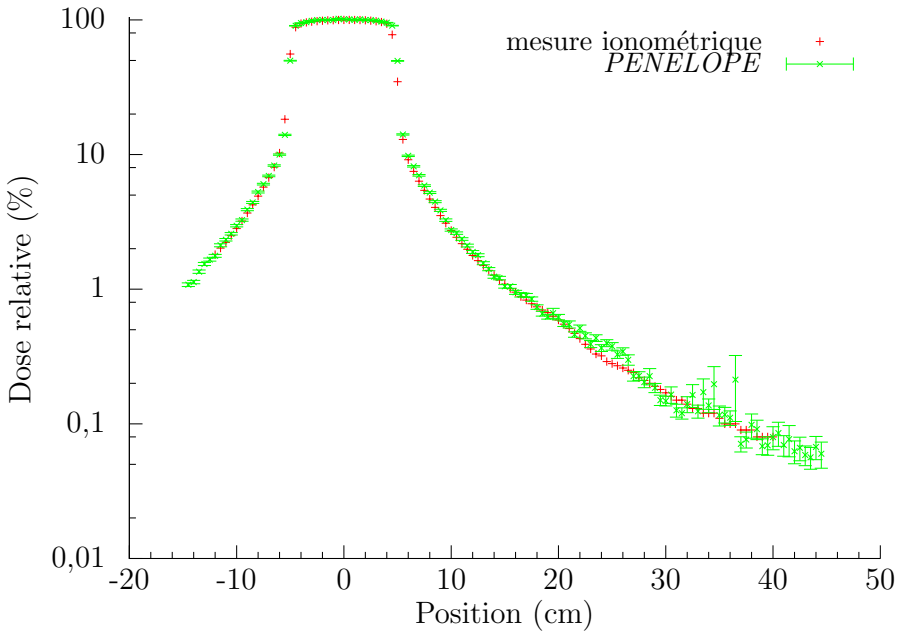


FIGURE 5.4 – Comparaison des profils de dose dans l'eau de la mesure ionométrique et de *PENELOPE* sous le faisceau **6 MV** du *SATURNE 43* pour un champ 10×10 cm^2.

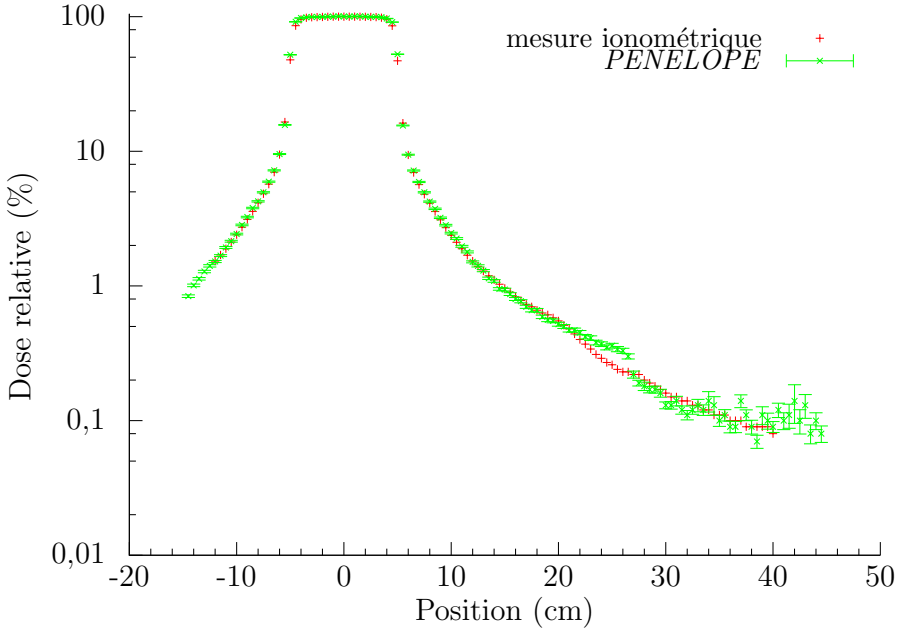


FIGURE 5.5 – Comparaison des profils de dose dans l'eau de la mesure ionométrique et de *PENELOPE* sous le faisceau **12 MV** du *SATURNE 43* pour un champ 10×10 cm^2.

entre 20 et 25 cm de l'axe du faisceau. Ce décrochement apparaît pour toutes les qualités de faisceau utilisées. Cette manifestation systématique nous laisse penser que ce surdosage est dû à un effet géométrique. Le modèle du *SATURNE 43* utilisé a initialement été validé pour le calcul de dose à l'intérieur du champ d'irradiation, par conséquent, certains éléments périphériques au système de collimation n'ont pas été modélisés. Ces éléments sont principalement constitués de matériaux plastiques, néanmoins, des éléments additionnels plus lourds peuvent également apparaître. Les dimensions et les matériaux

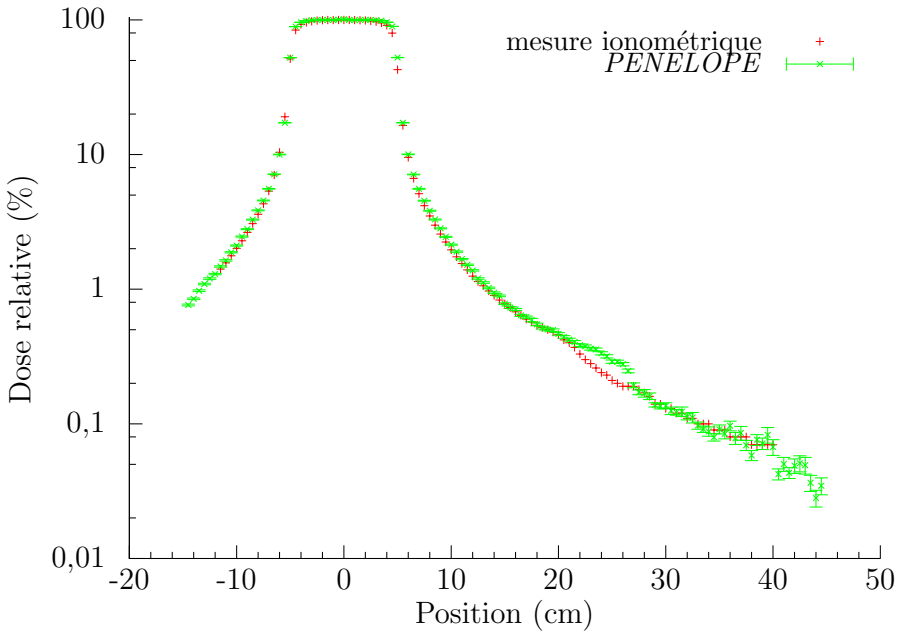


FIGURE 5.6 – Comparaison des profils de dose dans l'eau de la mesure ionométrique et de *PENELOPE* sous le faisceau **20 MV** du *SATURNE 43* pour un champ 10×10 cm^2.

de ces volumes ne sont pas décrits par le constructeur, c'est pourquoi, il ne nous a pas été possible de les modéliser et, donc, de vérifier si ce décrochement est effectivement dû à un manque dans la modélisation.

Il est également intéressant de remarquer que la sur-correction de la dépendance en énergie que nous avions observée à 23 cm dans la partie 4.5.2.2 du chapitre 4 était localisée dans cette zone. On peut supposer qu'en raison d'un manque dans la géométrie, des photons de basse énergie n'ont pas été arrêtés induisant une sur-estimation de la composante de basse énergie du spectre en ce point et, par conséquent, le calcul d'un facteur de correction trop élevé.

5.1.6 Application du transport pseudo-déterministe à la configuration métrologique

Nous avons vu que le niveau d'avancement de l'implémentation de la technique du transport pseudo-déterministe qui a été atteint dans le cadre de cette étude doctorale permettait uniquement d'utiliser la technique à l'aide d'un programme principal simplifié (`penmain_simple.f`) et, par conséquent, ne permettait pas de la lancer simultanément avec d'autres procédés de réduction de variance. Nous avons donc uniquement pu tester l'utilisation du transport pseudo-déterministe par rapport à la simulation analogue.

L'introduction d'une géométrie complexe telle que celle d'un *linac* nous a, dans un premier temps, amené à paralléliser notre programme principal `penmain_simple.f`. Cette étape est, en effet, indispensable pour une convergence de nos simulations dans des temps raisonnables. Le lancement en parallèle de plusieurs simulations et le regroupement des résultats de chaque processus est maintenant géré par notre programme principal. Il ne s'agit pas une parallélisation rigoureuse (type MPI) mais simplement de la gestion des résultats de plusieurs processus ayant été lancés sur des graines indépendantes.

Pour cette configuration métrologique, l'influence de l'utilisation de la technique a été testée en définissant une sphère de rayon 1 cm placée sur le profil d'intérêt (à 10 cm de profondeur d'eau). Les simulations ont été exécutées à la qualité de faisceau correspondant au 12 MV. Deux positions de la sphère ont été examinées : 10 et 30 cm de l'axe principal du faisceau.

Conf. Métrol.	**Analogue**	**Pseudo-déterministe**
		10 cm
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$4,01 \cdot 10^{-2}$	$4,65 \cdot 10^{-2}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$0,57 \cdot 10^{-2}$	$0,66 \cdot 10^{-2}$
Temps (s)	$1,3 \cdot 10^{6}$	$3,4 \cdot 10^{5}$
Efficacité	$3,85 \cdot 10^{-5}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$
Gain		***3,83***
		30 cm
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$2,97 \cdot 10^{-3}$	$2,20 \cdot 10^{-3}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$1,58 \cdot 10^{-3}$	$0,27 \cdot 10^{-3}$
Temps (s)	$2,5 \cdot 10^{6}$	$2,5 \cdot 10^{6}$
Efficacité	$1,42 \cdot 10^{-6}$	$2,72 \cdot 10^{-5}$
Gain		***19,17***

TABLE 5.2 – Comparaison entre une simulation utilisant la technique pseudo-déterministe et une simulation analogue dans la configuration métrologique à **10 cm** et **30 cm** de l'axe d'un faisceau de 12 MV et pour un champ 10×10 cm^2.

Le tableau de la figure 5.2 résume les résultats en dose absolue obtenus pour les deux positions de la sphère dans la configuration métrologique.

D'une part, ces résultats montrent que l'utilisation de la technique de réduction de variance ne biaise pas la simulation puisque les valeurs se recoupent en tenant compte des incertitudes (à 1σ). Nous avons également vérifié que celles-ci se recoupaient avec la dose simulée avec le programme principal `penmain.f` en activant les deux techniques de réduction de variance (*splitting* du *bremsstrahlung* et *splitting* circulaire) : soit, $4,42 \cdot 10^{-2}$ $eV.g^{-1}$ $\pm 1,90 \cdot 10^{-3}$ $eV.g^{-1}$ à 10 cm et $2,37 \cdot 10^{-3}$ $eV.g^{-1}$ $\pm 4,10 \cdot 10^{-4}$ $eV.g^{-1}$ à 30 cm.

D'autre part, la technique du transport pseudo-déterministe apporte un gain d'un facteur voisin de 4 et 19 sur l'efficacité par rapport à la simulation analogue, respectivement pour un positionnement de la sphère à 10 et 30 cm de l'axe du faisceau.

Les gains sur l'efficacité permettent, soit, de réduire le temps de calcul pour atteindre une même incertitude, soit, de diminuer l'incertitude statistique pour un même temps de simulation. Nous pouvons expliciter ces impacts en remarquant, d'une part, qu'à 10 cm, l'utilisation du processus pseudo-déterministe permet de diviser par quatre le temps de calcul pour obtenir une incertitude statistique du même ordre de grandeur ($\sim 14\%$), et d'autre part, qu'à 30 cm, pour une même durée de simulation, l'incertitude

statistique est divisée par un facteur de l'ordre de 4,4 ($\sim \sqrt{19}$), soit de 53% à 12%.

Compte tenu des résultats que nous avions obtenus lors des tests dans la configuration simple (voir la partie 3.5.5), nous aurions pu nous attendre à ne pas observer un gain d'efficacité dans cette première configuration de validation. En effet, la fréquence du processus pseudo-déterministe est élevée en raison de la gamme d'énergie et des nombreux matériaux traversés. Le manque d'optimisation du code que nous avons mis en évidence aurait donc pu dégrader considérablement l'efficacité de ce calcul. Néanmoins, la complexité de la géométrie et l'échantillonnage particulièrement faible des zones d'intérêt, en simulation analogue, ont permis d'observer, malgré tout, un gain sur l'efficacité ainsi qu'une augmentation de ce gain avec la distance à l'axe.

5.1.7 Bilan de la validation métrologique

Cette première partie nous a permis de valider le comportement du code *PENELOPE* pour le calcul de la dose hors-champ. Nous savions qu'il était possible d'atteindre des niveaux d'incertitude statistique relativement faibles sur le calcul de la DP avec ce code, nous savons maintenant que les valeurs calculées sont fidèles au dépôt réel de dose mesurée aux incertitudes près.

Nous avons également pu vérifier le bon fonctionnement de la technique de réduction de variance implémentée pour une configuration métrologique réaliste. Cette vérification nous a permis de mettre en évidence un gain sur l'efficacité d'un calcul de DP à l'aide de cette technique malgré les limites énoncées. L'optimisation du code permettra d'améliorer significativement les gains sur l'efficacité.

5.2 Configuration pré-clinique

L'objectif de cette deuxième étape est de valider le comportement du code *PENELOPE* en dehors du champ dans une configuration plus réaliste et fidèle aux conditions cliniques. Dans ce but, nous avons procédé à deux changements fondamentaux par rapport à la configuration métrologique :

- le milieu irradié est maintenant un fantôme « maison » contenant des éléments d'hétérogénéité ;
- les irradiations sont désormais effectuées par un *linac* utilisé en milieu clinique en suivant un protocole réel de traitement.

5.2.1 Description des faisceaux d'irradiation

Pour cette nouvelle configuration, nous avons utilisé l'accélérateur médical *Artiste* de *Siemens* du CLCC François Baclesse à Caen. Nous nous sommes appuyé sur un protocole de traitement de la prostate utilisé par les physiciens médicaux de ce centre pour définir les faisceaux d'irradiation. Ce protocole fait appel à trois champs associés à trois orientations distinctes :

- un champ rectangulaire antérieur de dimensions 4×7 cm^2 avec le bras du *linac* à $0\ ^\circ$;
- un champ latéral gauche de forme particulière définie à l'aide des lames du MLC (voir la figure 5.7) avec le bras du *linac* à $90\ ^\circ$;
- un champ latéral droit également défini à l'aide des lames du MLC de façon symétrique au champ latéral gauche avec le bras du *linac* à $270\ ^\circ$.

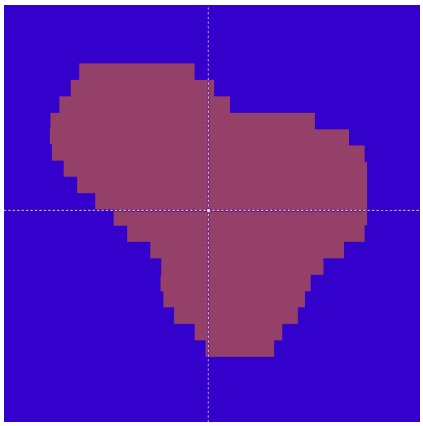


FIGURE 5.7 – Vue d'un des deux champs latéraux définis par les lames du MLC.

Nous avons délivré 100 UM avec chacun des champs latéraux et 150 UM avec le champ antérieur. Pour les trois champs, nous avons utilisé une qualité de faisceau correspondant au 6 MV. Ces faisceaux ont été dirigés vers un fantôme anthropomorphe simplifié que nous avons conçu et que nous allons maintenant décrire.

5.2.2 Description du fantôme « maison »

Le fantôme « maison » que nous avons élaboré pour la configuration pré-clinique est une évolution de la cuve à eau spécifique utilisée dans la configuration métrologique. En effet, nous avons équipé la cuve d'un système de rails permettant l'insertion de tubes pouvant accueillir des OSL et supporter des volumes additionnels. À l'aide de ces rails et de ces tubes, nous avons placé deux parallélépipèdes d'un matériau équivalent au poumon (densité relative de 0,21) dans la cuve ainsi qu'un tube de matériau équivalent à l'os (densité relative de 1,07) représentant une colonne vertébrale. Ces deux nouveaux matériaux ont été fournis par l'entreprise CIRS. Le reste de la cuve a été rempli avec de l'eau.

Les figures 5.8 et 5.9 sont des schémas de ce fantôme « maison », respectivement, vue de dessus (depuis le faisceau antérieur) et de face (depuis l'un des faisceaux latéraux). Sur ces deux schémas, on distingue clairement les deux poumons (en rose) et la colonne vertébrale (en jaune).

Ce dispositif nous a permis de définir quatre axes de mesure dans le sens de la longueur de la cuve (l'axe Y) :

- deux axes correspondant à ceux des supports de chaque poumon permettant, en partie, la mesure de la dose à l'intérieur des poumons ;
- un axe correspondant au tube en matériau équivalent à l'os assimilé à la colonne vertébrale permettant la mesure de la dose en surface de l'os ;
- un axe entre les deux poumons ne passant par aucune hétérogénéité mais traversant des volumes virtuels tels que la prostate (volume cible) ou le cœur (entre les deux poumons).

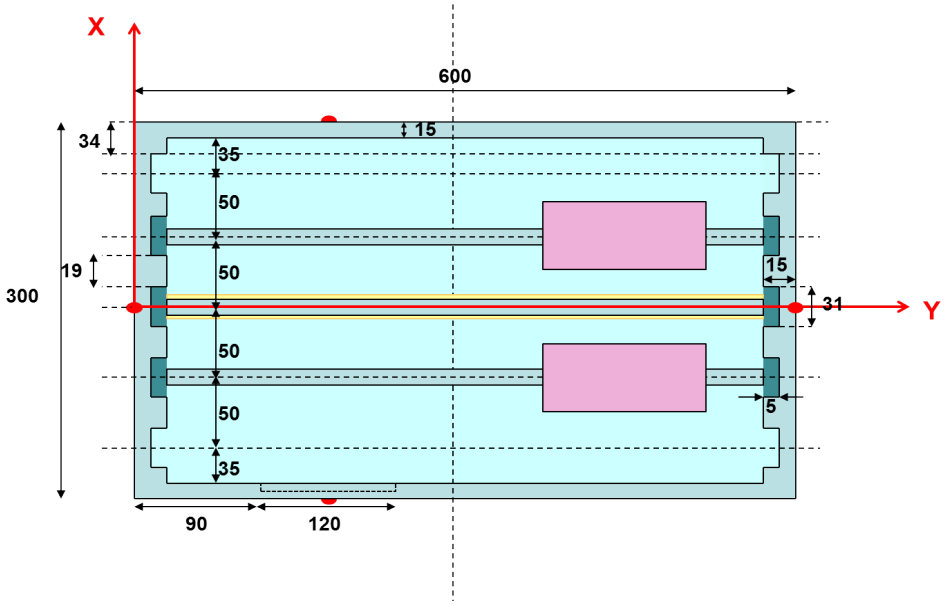


FIGURE 5.8 – Schéma de la cuve modifiée vue depuis le faisceau antérieur. Les poumons sont représentés en rose. Entre les deux poumons, on distingue successivement le tube correspondant à celui de l'axe de la prostate et le cylindre représentatif de la colonne vertébrale (en jaune).

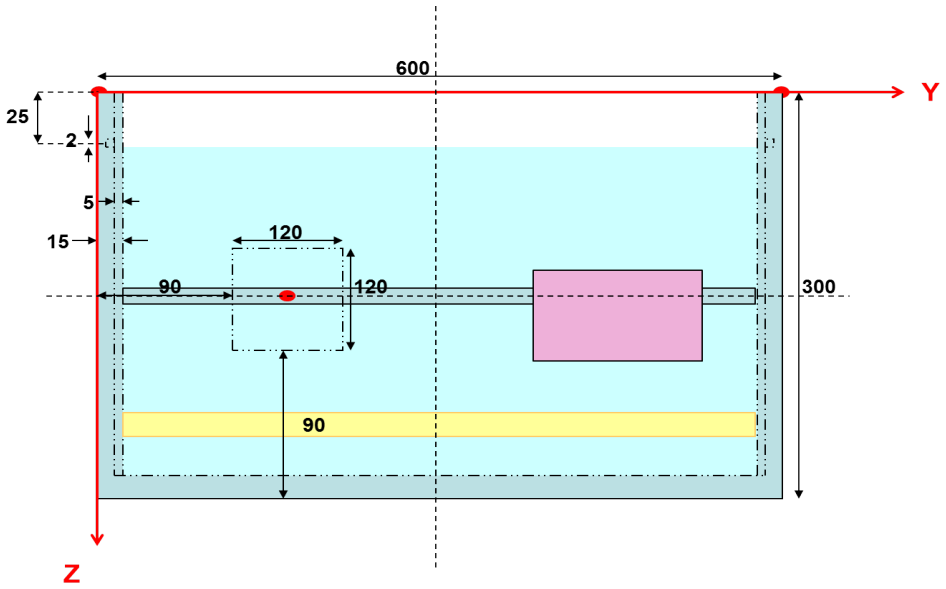


FIGURE 5.9 – Schéma de la cuve modifiée vue depuis le faisceau latéral gauche. On observe un des poumons (en rose) et son tube porteur ainsi que la colonne vertébrale (en jaune).

5.2.3 Acquisition des données TPS

Le cadre hospitalier de ces mesures a permis de réaliser la planification des irradiations à l'aide du TPS utilisé au CLCC de Caen. Par conséquent, nous avons pu utiliser un élément de comparaison supplémentaire en recueillant les valeurs de dose prédites par le TPS aux différents points de mesure. Dans ce but, nous avons scanné la cuve avec le tomodensitomètre *Philips Brillance Big Bore* du CLCC de Caen. La figure 5.15 montre

le fantôme lors de l'acquisition des images. Nous avons, ensuite, définis les contours des volumes d'intérêt sur les images et éliminé certains artefacts à l'aide du logiciel *Isogray* de *Dosisoft*. Enfin, le calcul dosimétrique a été réalisé avec la version 4.50 du TPS *Xio*® de *Elekta CMS*®.

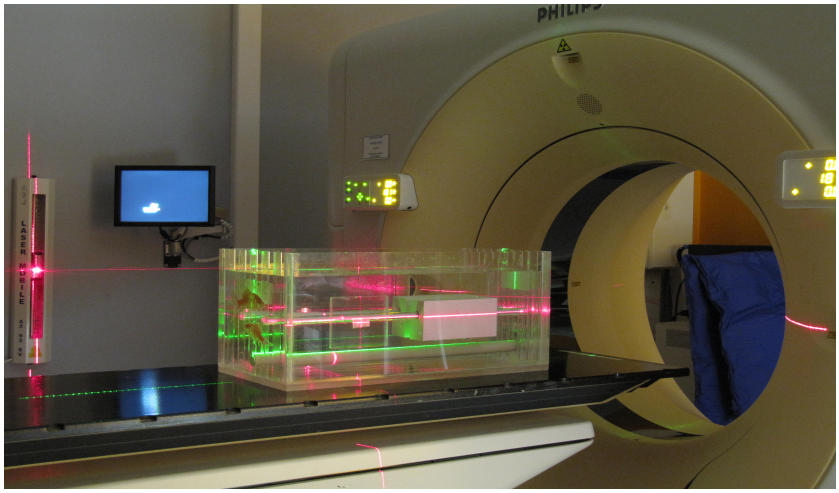


FIGURE 5.10 – Le fantôme « maison » dans le tomodensitomètre *Philips Brillance Big Bore*.

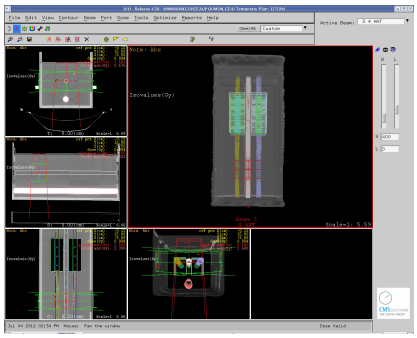


FIGURE 5.11 – Vue du TPS pour le faisceau antérieur.

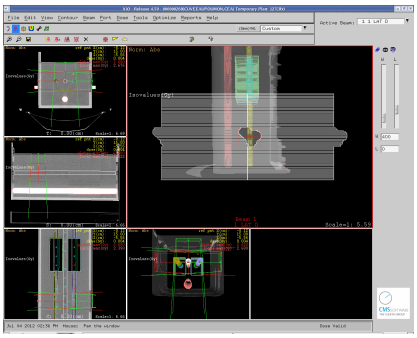


FIGURE 5.12 – Vue du TPS pour le premier faisceau latéral.

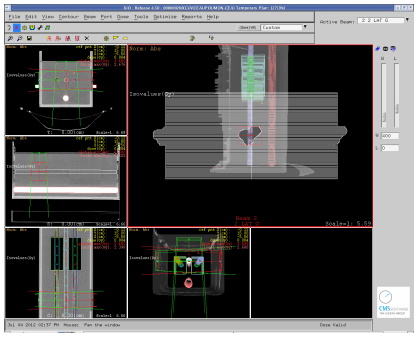


FIGURE 5.13 – Vue du TPS pour le second faisceau latéral.

Ce TPS s'appuie sur plusieurs algorithmes de calcul de dose tels que l'algorithme de Clarkson ou des méthodes de superposition. Les figures 5.11, 5.12 et 5.13 sont tirées de

la planification avec le logiciel *Xio*® pour les trois vues des faisceaux (respectivement, pour le faisceau antérieur et les deux faisceaux latéraux).

5.2.4 Acquisition des données MC

Les modélisations de l'accélérateur *Artiste* [Laza 11] et de son MLC [Le L 12] ont récemment été réalisées au sein du laboratoire. La figure 5.14 représente le modèle du *linac* observé à l'aide du programme *gview* de *PENELOPE*. Nous avons modélisé le fantôme « maison » à partir du modèle de la cuve à eau en ajoutant les volumes pulmonaires ainsi que celui de la colonne vertébrale.

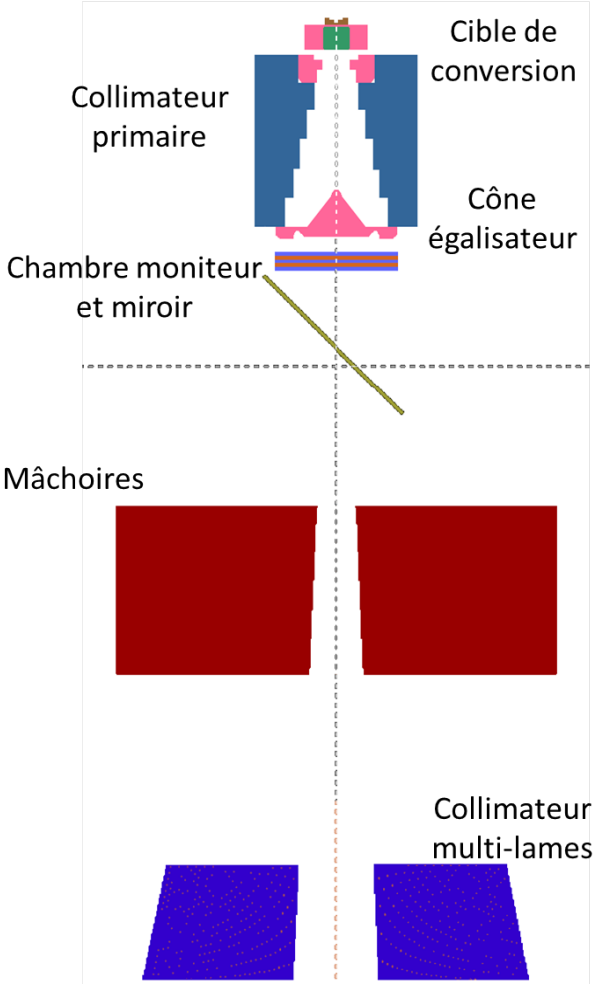


FIGURE 5.14 – Schéma du modèle *PENELOPE* de l'accélérateur *Artiste* de *Siemens* représenté à l'aide du programme *gview* de *PENELOPE*.

Le volume global irradié est celui de la cuve à eau, il est donc identique à celui de la configuration métrologique. Pour cette raison, nous avons utilisé le même jeu de paramètres pour réaliser la simulation des trois faisceaux et calculer le dépôt de dose le long des quatre axes de mesure définis. Nous avons simulés 10^8 histoires primaires et conservé la même ouverture pour le cône associé au *splitting* du *bremsstrahlung*. Les paramètres du *splitting* circulaire ont toutefois été adaptés au cône égalisateur de l'accélérateur *Artiste*. Chaque faisceau a été simulé indépendamment puis les résultats des trois champs ont été sommés avec une pondération prenant en compte le nombre d'UM respectivement délivré.

5.2.5 Acquisition des données OSL

Nous avons disposé des OSL selon les quatre axes de mesure décrits dans la partie 5.2.1. La configuration définie permet de réaliser des mesures à la fois dans les poumons, dans le volume virtuel de la prostate, celui d'un cœur situé entre les deux poumons et en surface de la colonne vertébrale. La figure 5.15 représente le fantôme placé sous le *linac* en position de tir avec l'un des faisceaux latéraux du protocole appliqué. Il est important de préciser que le tube positionné entre les deux poumons passe par l'isocentre de la configuration.

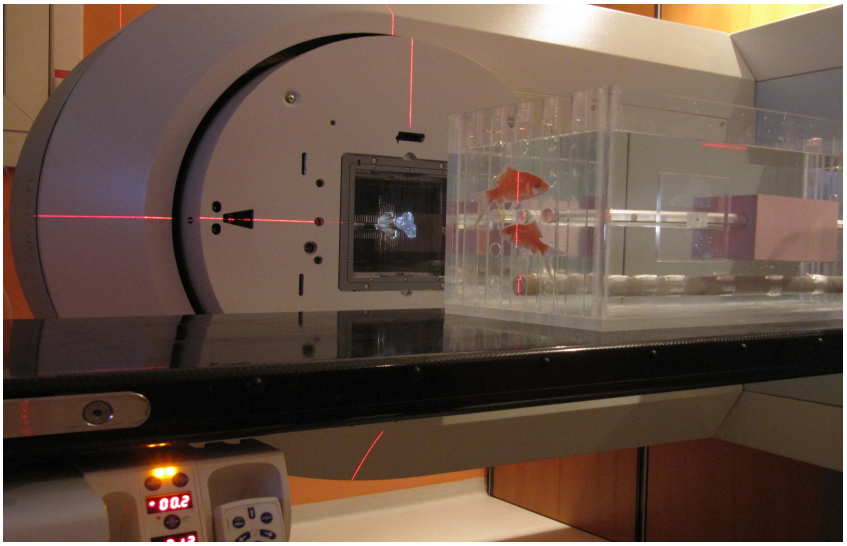


FIGURE 5.15 – Photographie de la cuve placée sous le faisceau latéral droit défini par le MLC de l'*Artiste*.

La protocole pour la mesure OSL mis en place dans le chapitre 4 n'a pas été rigoureusement respecté pour l'ensemble des points. En effet, ce protocole a été défini pour la mesure de la dose absorbée dans l'eau, or certains points se situent dans un matériau équivalent au poumon. Par conséquent, le facteur de correction prenant en compte l'écart entre l'étalonnage dans l'air et la mesure dans l'eau n'est pas adapté pour ces points. Nous avons donc appliqué un nouveau facteur estimé à partir du rapport des coefficients d'absorption entre le matériau équivalent poumon et l'air. La figure 5.16 donne la valeur de ce rapport pour les gammes d'énergies rencontrées. Nous l'avons fixée à 0,907 pour l'ensemble des points et avons estimé, tout comme pour l'eau, que la variation de la valeur de ce rapport aux très faibles énergies été comprise dans l'incertitude associée.

L'ensemble des autres facteurs et coefficients définis dans le protocole a été appliqué au signal brut des OSL. La correction de la dépendance en énergie a été réalisée en suivant la méthode établie dans la partie 4.5.2 du chapitre 4.

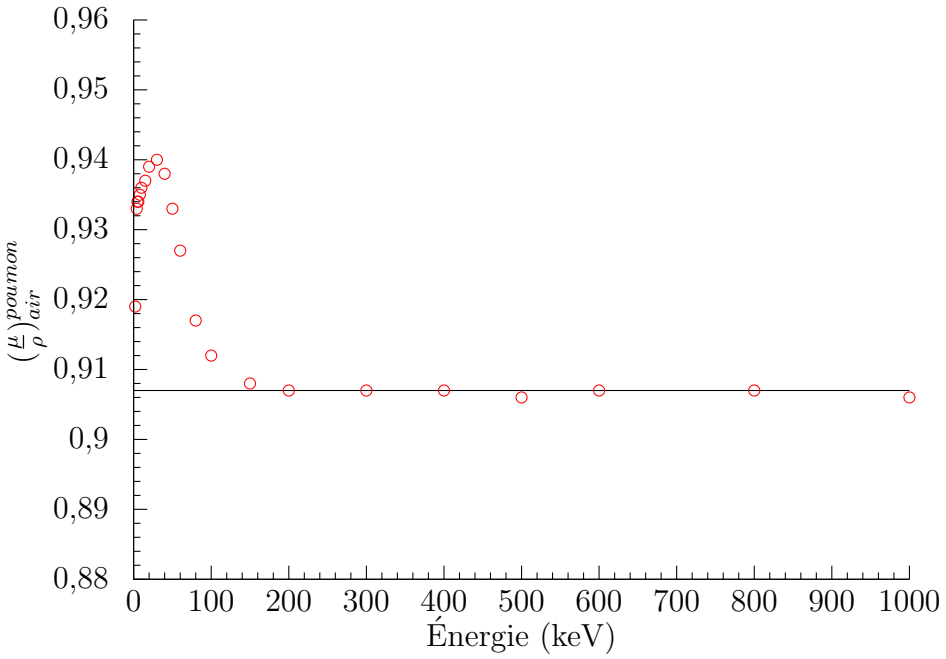


FIGURE 5.16 – Rapport des coefficients d'absorption massiques entre un matériau équivalent poumon et l'air (données du NIST).

5.2.6 Comparaison des résultats selon les axes de mesure

Nous comparons ici les résultats en dose absorbée relative de la configuration préclinique pour les différentes modalités d'acquisition :

- la mesure OSL (données de référence) ;
- la simulation du code *PENELOPE* (avec le *splitting* du *bremsstrahlung* et le *splitting* circulaire) ;
- le calcul du TPS.

L'ensemble des résultats a été normalisé à la valeur de dose absorbée à l'isocentre. L'isocentre correspond au point situé à 1 m de la source du *linac* selon l'axe principal du faisceau. Nous avons choisi cette normalisation car nous possédons, à cette position, une estimation de la dose pour les trois modalités de mesure ou de calcul. De plus, cette position correspond à notre point de prescription et se situe dans le volume virtuel de la prostate. Les résultats des quatre profils calculés à l'aide de *PENELOPE* sont donc présentés en dose relative et confrontés à la valeur de référence obtenue à l'aide des dosimètres OSL.

5.2.6.1 Résultats selon l'axe de la prostate

Nous avons disposé onze OSL tous espacés de 5 cm selon l'axe de la prostate. Les résultats comparatifs de dose absorbée sont présentés sur la figure 5.17.

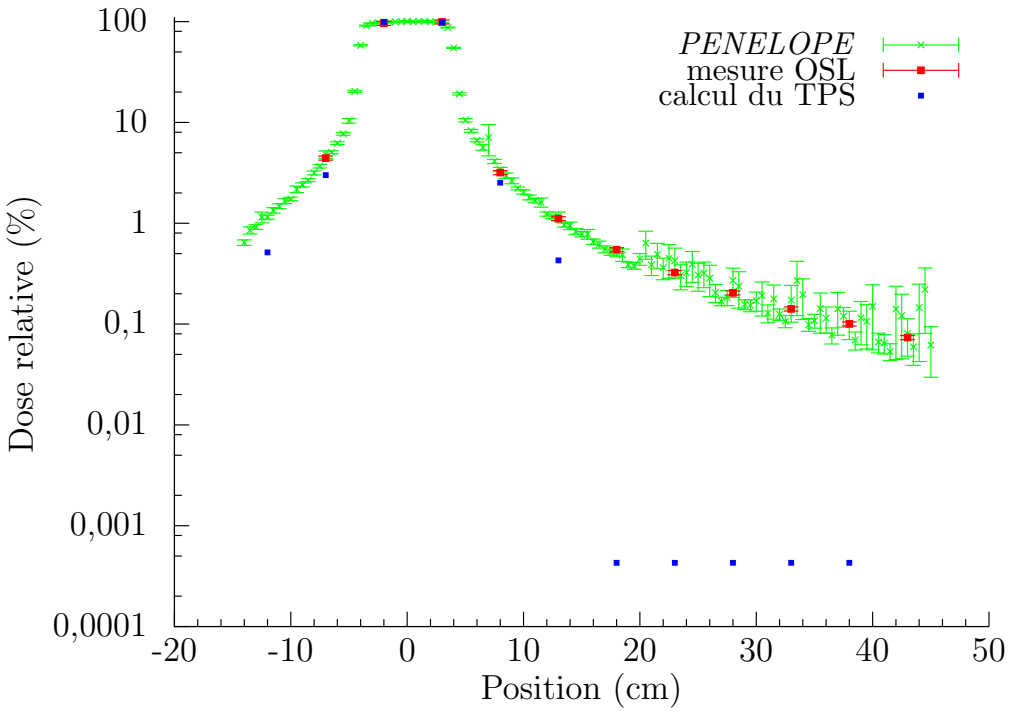


FIGURE 5.17 – Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL selon **l'axe de la prostate**.

L'accord entre les résultats de *PENELOPE* et la référence OSL est relativement bon. Les niveaux des incertitudes statistiques obtenus sont légèrement supérieurs à ceux de la configuration métrologique (de l'ordre de 20% à 30% pour les points les plus éloignés). Ils restent néanmoins suffisamment bas pour valider le bon comportement du code dans les zones périphériques aux champs de traitement selon l'axe de la prostate.

Rappelons que cet axe de mesure passe notamment par un volume virtuel cardiaque situé approximativement à 23 cm. Nous y avons relevé un niveau de dose absorbée de l'ordre de 0,3% de la dose à l'isocentre (prostate).

Par ailleurs, ces résultats mettent en évidence les limites du TPS pour le calcul de la dose hors-champ. Ses performances sont bonnes dans le champ mais elles se dégradent en sortie de la zone de traitement. Au delà d'une dizaine de centimètres en dehors de la zone traitée, le TPS ne réalise aucun calcul et donne une valeur quasi-nulle par défaut.

5.2.6.2 Résultats selon les axes des poumons

La disposition des OSL est identique selon les deux axes des poumons. À chaque fois, sept OSL ont été positionnés : quatre dans l'eau et trois à l'intérieur du poumon. Les trois OSL dans le poumon correspondent aux valeurs de dose les plus faibles. Les figures 5.18 et 5.19 montrent les résultats pour ces deux axes.

Selon les deux axes pulmonaires, malgré une dégradation de l'incertitude statistique, notamment dans les poumons et au delà, le calcul réalisé par *PENELOPE* semble suivre la tendance donnée par la référence OSL. En effet, les données MC recoupent celles de référence sur l'ensemble du profil. Nous voyons que le jeu de paramètres que nous avons choisi n'est pas suffisant pour atteindre des niveaux d'incertitude satisfaisants dans ces deux axes. Les niveaux d'incertitude statistique atteints sont de l'ordre de 50% pour les

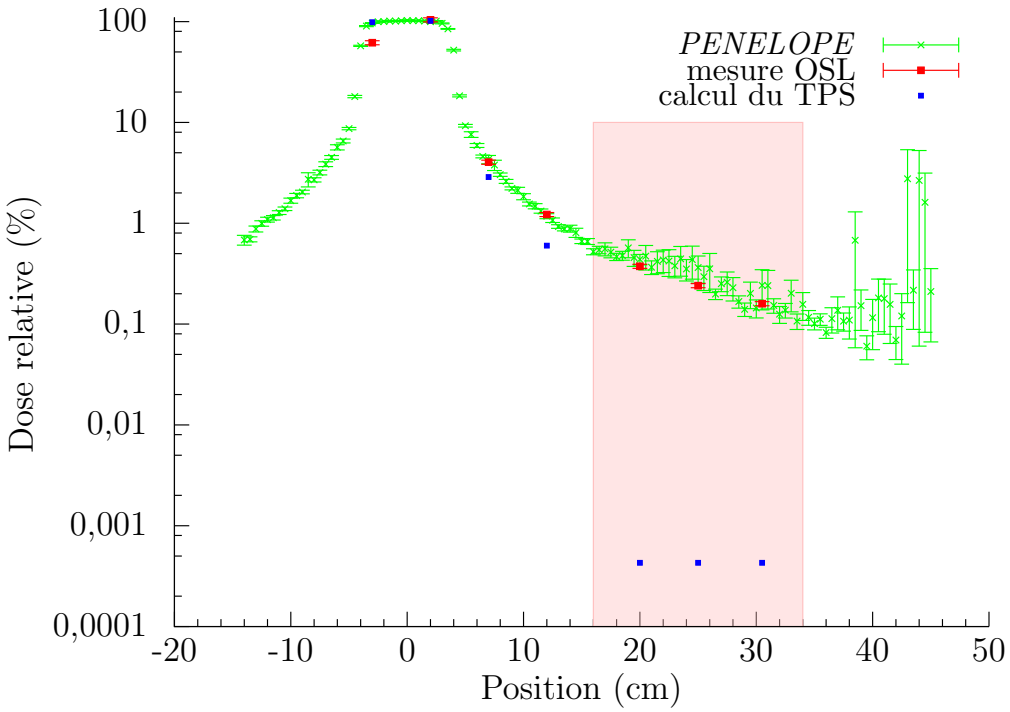


FIGURE 5.18 – Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL selon **l'axe du poumon gauche**. La zone pulmonaire est signalée en rose.

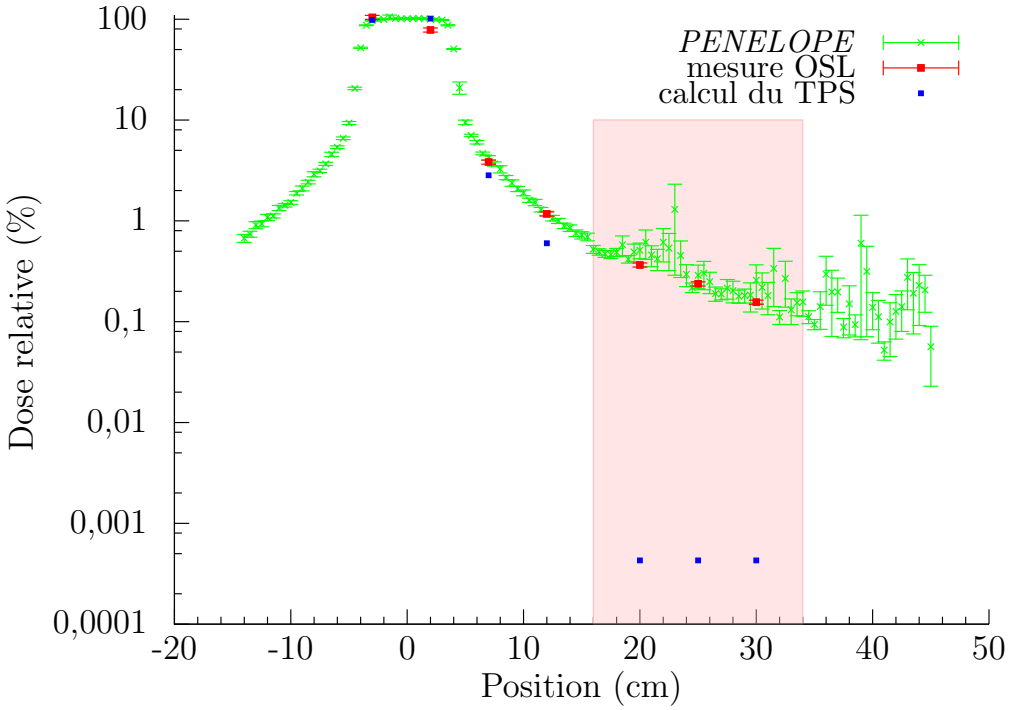


FIGURE 5.19 – Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL selon **l'axe du poumon droit**. La zone pulmonaire est signalée en rose.

points les plus éloignés.

Les niveaux de dose mesurés dans les poumons oscillent entre 0,15% et 0,37% de la dose déposée à l'isocentre (dans la prostate).

Nous observons, encore une fois, les limites du TPS avec le même type de dégradation sur calcul de la dose en dehors de la zone de traitement.

5.2.6.3 Résultats selon l'axe de la colonne vertébrale

Sept OSL ont été disposés en surface du tube d'os de l'axe de la colonne vertébrale. Pour des raisons pratiques, nous n'avons pas pu placer les dosimètres à l'intérieur du matériau équivalent à l'os. Les OSL sont alignés et font face aux poumons.

Les tendances observées sur l'incertitude et l'exactitude du calcul *PENELOPE* par rapport à la mesure OSL sont similaires à celles évoquées pour les axes pulmonaires. En effet, nous observons une dégradation de l'incertitude statistique équivalente à celle des axes pulmonaires. Néanmoins, le comportement du code *PENELOPE* semble suivre celui des OSL.

Les limites du TPS sont encore une fois et de la même façon mis en évidence selon cette axe de mesure.

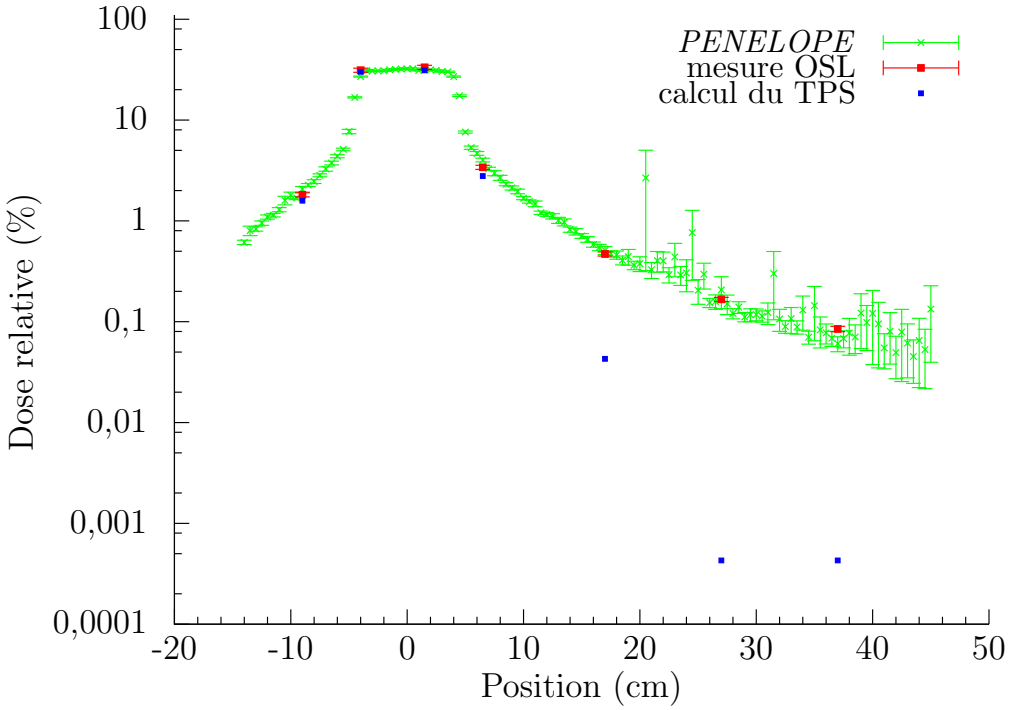


FIGURE 5.20 – Comparaison des doses calculées par *PENELOPE* et le TPS et mesurées par l'OSL à **la surface de la colonne vertébrale**.

5.2.7 Application du transport pseudo-déterministe à la configuration pré-clinique

Nous avons appliqué la technique du transport pseudo-déterministe au faisceau antérieur du protocole de traitement de la prostate pour le calcul de la dose dans un volume cardiaque virtuel. Dans cet objectif, nous avons défini une sphère d'intérêt de rayon 1 cm positionnée sur l'axe de mesure de la prostate entre les deux poumons à 20 cm de l'axe du faisceau. Le tableau 5.3 détaille les résultats de cette simulation.

Antérieur		
Cœur	**Analogue**	**Pseudo-déterministe**
Dose/histoire ($eV.g^{-1}$)	$1,91 \cdot 10^{-3}$	$1,89 \cdot 10^{-3}$
Incert. (1σ) ($eV.g^{-1}$)	$5,33 \cdot 10^{-4}$	$5,37 \cdot 10^{-4}$
Temps (h)	467	17
Efficacité	$7,64 \cdot 10^{-6}$	$2,03 \cdot 10^{-4}$
Gain		***26,57***

TABLE 5.3 – Comparaison entre une simulation utilisant la technique pseudo-déterministe et une simulation analogue pour le calcul de la dose dans un volume virtuel cardiaque pour le faisceau antérieur de la configuration pré-clinique.

Nous observons, d'une part, que l'utilisation de la technique pseudo-déterministe ne biaise pas le calcul de la dose dans le cœur et, d'autre part, elle permet d'améliorer significativement l'efficacité en la multipliant par un facteur voisin de 27.

Dans les deux cas (analogue et non-analogue), le niveau d'incertitude statistique est de l'ordre de 27%. La différence réside dans le fait que l'utilisation du transport pseudo-déterministe permet d'atteindre ce résultat dans un temps 27 fois plus court.

Finalement, nous montrons ici qu'il est possible, pour un faisceau, d'obtenir une estimation de la dose absorbée dans la zone cardiaque en quelques heures sur un seul processeur alors que ce calcul aurait requis près de 20 jours sans l'utilisation de la technique du transport pseudo-déterministe.

5.2.8 Bilan de la validation pré-clinique

La comparaison des résultats de simulation avec les mesures OSL pour cette seconde configuration a permis de valider l'estimation des doses absorbées périphériques par le code *PENELOPE* dans des conditions pré-cliniques et en présence d'hétérogénéités. Les niveaux d'incertitude statistique dans cette configuration devront être améliorés en modifiant le paramétrage des techniques de réduction de variance.

Cette étape de validation a également montré que le TPS n'est pas adapté aux calculs de la dose en dehors de la zone de traitement. En effet, il sous-estime les valeurs de dose hors-champ de plusieurs décades. Le TPS *Xio*® que nous avons utilisé est particulièrement limité pour le calcul de la dose en dehors du champ. Néanmoins, ce n'est pas le cas de tous les TPS, les performances du TPS *Pinnacle*® de *Philips*® sont moins critiques dans les zones proches du champ.

Au cours de cette étape de validation, nous avons pu montrer le gain sur l'efficacité apporté par la technique du transport pseudo-déteministe dans la zone cardiaque pour le faisceau antérieur du protocole. Ce résultat encourageant nous conforte dans l'idée que l'impact de notre technique de réduction de variance après optimisation de son procédé rendra son utilisation primordiale pour les calculs de DP.

Conclusions et perspectives

Le calcul de la dose hors-champ devient une préoccupation majeure des professionnels de la radiothérapie, principalement, en raison de l'augmentation régulière de l'espérance de vie après un premier traitement par radiothérapie. L'état de l'art que nous avons présenté a notamment permis de mettre en exergue un manque dans le développement d'outils dédiés à la prédiction de la DP en radiothérapie. Nous avons essayé, au travers de notre étude, d'apporter une contribution à l'élaboration d'un outil de prédiction fiable de la DP.

Travaux autour de la simulation MC

Tout d'abord, les travaux de simulation réalisés avec *PENELOPE* ont permis de démontrer la capacité du code à estimer des doses à des positions éloignées de plusieurs dizaines de centimètres de l'axe du faisceau avec des niveaux d'incertitude statistique suffisamment faibles.

Ces travaux ont également mis en évidence l'augmentation considérable des temps de simulation pour atteindre les bas niveaux d'incertitude statistique. Ces résultats ont conduit à l'entreprise d'un travail spécifique d'accélération du code *PENELOPE* pour le calcul des doses hors-champ.

Travaux d'accélération du code

Dans le but d'accélérer le code, nous avons donc entrepris des travaux d'implémentation de la technique du transport pseudo-déterministe qui est particulièrement adaptée à l'estimation de la DP. Le non-biaisage des résultats lors de l'utilisation de notre technique a pu être montré dans plusieurs configurations. Par ailleurs, des gains sur l'efficacité ont également été observés pour différentes configurations suite à ce travail d'implémentation. Cependant, nous avons mis en évidence plusieurs défauts (fréquence d'appel du processus de réduction de variance, traitement des électrons déterministes...) dans le fonctionnement de la technique nécessitant des travaux d'optimisation de notre code.

Travaux expérimentaux

Les travaux expérimentaux menés en parallèle de l'étude numérique ont notamment permis de valider l'utilisation des dosimètres OSL et de développer un protocole d'utilisation pour la mesure de la DP. Ce protocole s'appuie sur une méthode de correction de la dépendance en énergie des OSL que nous avons également développée et validée.

Les mesures réalisées dans les deux configurations expérimentales de validation ont permis de confirmer l'exactitude de l'estimation de la dose hors-champ à l'aide du code *PENELOPE*.

Perspectives

Les principales évolutions et perspectives liées à nos travaux concernent l'implémentation

du processus pseudo-déterministe. Plusieurs voies d'amélioration ont été identifiées autour de l'implémentation de la technique de réduction de variance. Les principales sont :

- l'optimisation du code pour essayer de réduire le temps de simulation intrinsèque au processus pseudo-déterministe ;
- l'étude de l'équilibre entre la fréquence d'appel du processus de réduction de variance et le gain sur l'efficacité ;
- l'étude sur l'importance du suivi des électrons déterministes ;
- l'implémentation de la technique dans le programme principal `penmain.f` ;
- l'association du transport pseudo-déterministe aux autres techniques de réduction de variance ;

La finalisation de l'outil de prédiction par la réalisation et la validation de ces améliorations devrait permerttre d'approcher des gains sur l'efficacité similaires à ceux observés avec *MCNPX*.

Des perspectives à plus long terme ont également été identifiées autour de la thématique de la dose hors-champ et de l'utilisation de l'outil de prédiction.

L'étude autour de la DP due aux neutrons que nous avons débutée (voir l'annexeC), nécessiterait un travail plus approfondi. En effet, la dose dans et en dehors du champ due aux neutrons n'est aujourd'hui pas prise en compte par les TPS utilisés en milieu clinique. Dans l'objectif de contrôle de la DP en vue de limiter les cancers secondaires, l'impact des neutrons requerrait une étude plus précise.

L'objectif final serait de proposer un usage clinique de notre outil de prédiction en l'implémentant, éventuellement, dans un TPS. Dans cet objectif, l'outil devra prendre en compte des configurations de RCMI plus complexes, impliquant des développements pour la prise en compte du mouvement des lames et de la modulation du débit de dose. Dans le contexte d'allongement de la durée de vie après un traitement et de la normalisation de l'utilisation des techniques complexes de traitement, la prise en compte de la DP à certains organes sensibles lointains paraît primordiale.

Notre outil pourrait également être utilisé pour la reconstitution de cartographie de dose dans le cadre d'études épidémiologiques.

Les travaux entrepris ouvrent des perspectives d'amélioration et de nouveaux développement dont les objectifs principaux sont l'amélioration des conditions de vie, la protection et le suivi des personnes traitées tout au long de leur vie.

Annexe A

Relations entre la dose et ses effets

Les effets dus au dépôt de dose sont de deux types : stochastique ou déterministe. Les effets déterministes sont des effets qui apparaissent avec certitude à partir d'un certain seuil de dose. Ils concernent principalement les niveaux de dose rencontrés en radiothérapie. À l'inverse, les effets stochastiques sont des effets dont l'apparition n'est pas systématique. Les effets des doses de radioprotection sont stochastiques.

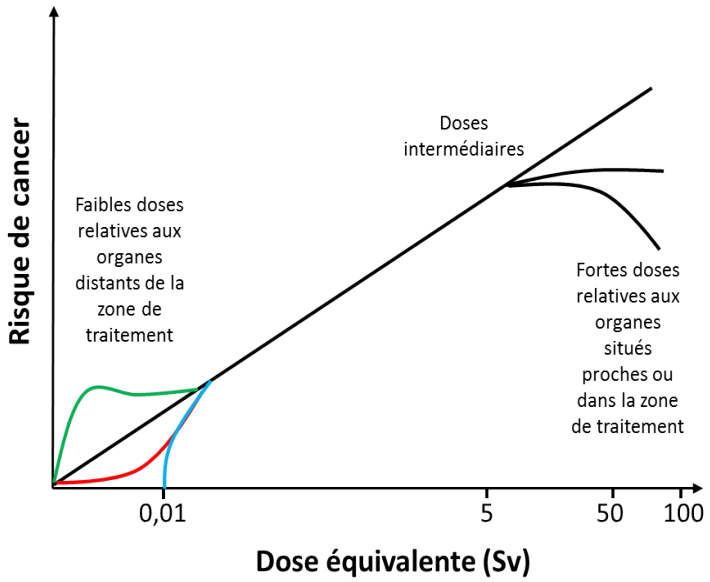


FIGURE A.1 – Modèles qualitatifs de relation entre la dose équivalente et l'induction de cancers (inspirés de [Hall 04]).

De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer la relation entre la dose reçue et les effets engendrés. La figure A.1, inspirée de l'étude de Hall [Hall 04], représente les différents modèles proposés. Dans une région de la valeur de dose équivalente intermédiaire, entre 0,05 et 5 Sv, le modèle linéaire est accepté par l'ensemble de la communauté scientifique [Fran 02, Han 79, Heye 04, Eval 01]. Ce résultat découle des études épidémiologiques réalisées à partir des survivants des bombes atomiques au Japon. En revanche, pour les deux régions extrêmes de forte et de faible dose, plusieurs modèles ont été établis.

L'incertitude sur la forme du modèle pour les fortes doses est principalement due à la combinaison des effets de mort et de repeuplement cellulaires.

À ce jour, la connaissance sur l'effet des très faibles doses est insuffisante pour définir un modèle qui satisfasse l'ensemble de la communauté. En s'appuyant notamment sur le fait qu'une particule seule puisse être à l'origine de plusieurs mutations dans une cellule, le rapport BEIR VII [Heal 06] et les publications 60 [ICRP 91] et 103 [ICRP 07] de l'ICRP recommandent un modèle « enveloppe » **linéaire sans seuil** (en noir sur la figure). Cependant d'autres formes de modèle ont été proposés. Des équipes ont montré une diminution des effets aux très faibles doses ayant amené la définition d'un **modèle linéaire quadratique**. D'autres encore suggèrent une disparition des effets à partir d'une valeur particulière de dose définissant, ainsi, un **modèle linéaire à seuil**. Certaines études évoquent même des effets protecteurs des faibles doses [Fein 05]. Enfin, à l'opposé, l'étude de Hall [Hall 04] a mis en évidence une augmentation significative des effets au très faibles doses du à un **effet dit « du témoin »**.

Par conséquent, il n'existe pas de consensus sur le modèle à suivre. Néanmoins, le modèle linéaire sans seuil préconisé par l'ICRP est très largement suivi. Ce modèle conservatif permet de prendre en compte la majorité des effets potentiels.

Annexe B

Interactions rayonnement-matière

B.1 Interaction du photon avec la matière

L'interaction des photons avec la matière se fait par l'intermédiaire de quatre processus : la diffusion Rayleigh, l'effet photoélectrique, la diffusion *Compton* et la création de paire. La variation des sections efficaces de chacune de ces interaction en fonction de l'énergie est représentée sur la figure B.1.

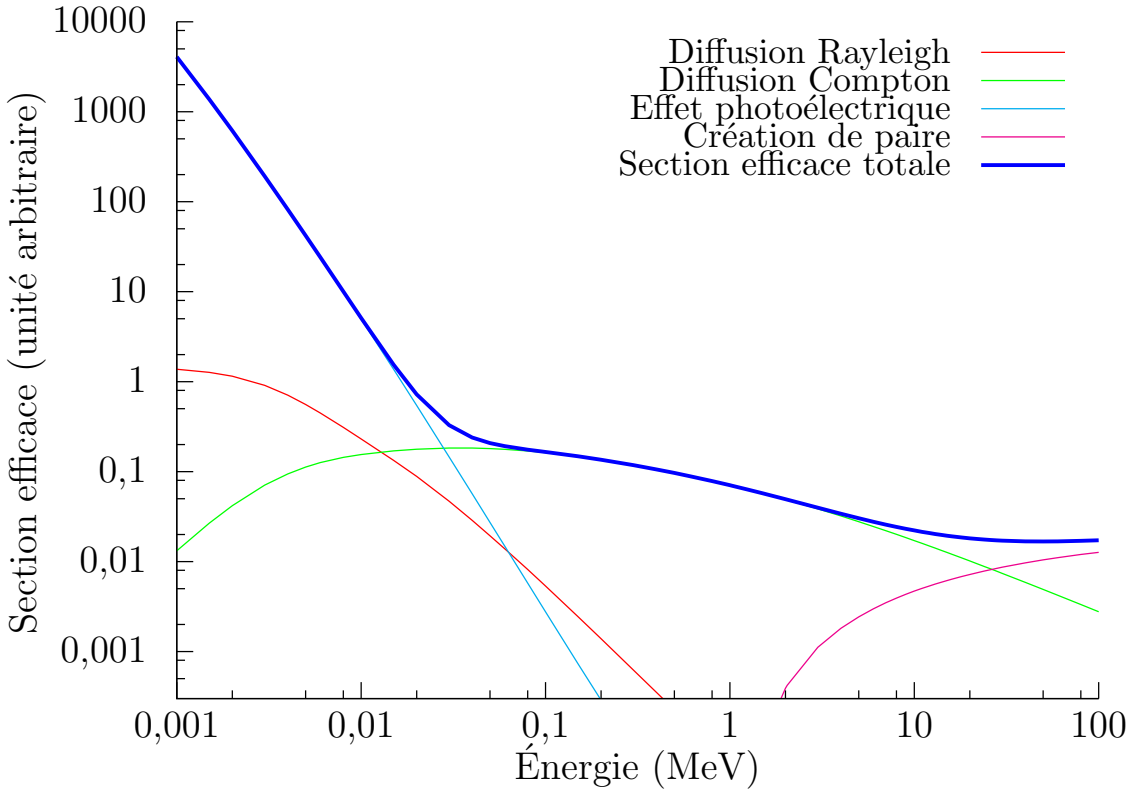


FIGURE B.1 – Sections efficaces des différentes interactions des photons dans l'eau obtenues à partir des données du NIST.

B.1.1 Effet Rayleigh

L'effet Rayleigh correspond à la diffusion cohérente d'un photon dans la matière sans transfert d'énergie. Un photon qui passe près d'un électron est absorbé ce qui excite l'électron. L'électron réémet alors un photon de même énergie que le photon incident en redevenant stable. Aucune énergie n'est perdue puisque le photon est réémis au même niveau énergétique. Le photon subit simplement une faible déviation.

La section efficace différentielle de cette interaction est donnée par :

$$\frac{d\sigma_{Ray}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega}(F(q,Z))^2, \tag{B.1}$$

où $\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1+cos^2\theta}{2}$ est la section efficace différentielle classique de Thomson pour la diffusion d'un électron libre au repos et $F(q,Z)$ est le facteur de forme de l'atome, avec Z le numéro atomique et q la quantité de moment transférée.

Ce phénomène est minoritaire aux énergies rencontrées en radiothérapie. En effet, la diffusion Rayleigh devient significative et supérieure à l'effet *Compton* uniquement pour des énergies inférieures à 15 keV dans l'eau.

B.1.2 Effet photoélectrique

Lors de cette interaction, le photon incident est absorbé par l'atome et son énergie $h\nu$ est transférée à un électron du cortège atomique qui est éjecté. Le photoélectron éjecté possède l'énergie cinétique E ayant pour expression :

$$E = h\nu - E_l, \tag{B.2}$$

où $h\nu$ est l'énergie initiale du photon et E_l est l'énergie de liaison de l'électron à l'atome. Pour que l'effet photoélectrique ait lieu, il faut que l'énergie cédée par le photon soit supérieure à l'énergie de liaison de l'électron qui varie selon le matériau et la couche électronique (de quelques keV à plusieurs dizaines de keV).

L'effet photoélectrique est toujours suivi d'un réarrangement du cortège électronique permettant à un électron d'une couche supérieure de venir combler l'orbite laissée vacante par le photoélectron. Ce réarrangement induit l'émission d'un photon qui peut être directement absorbé par l'atome induisant l'émission d'un électron Auger.

La valeur de la section efficace associée à l'effet photoélectrique est approximativement proportionnelle à $\frac{Z^5}{(h\nu)^{\frac{7}{2}}}$. Par conséquent, cette interaction est prédominante à basse énergie et est favorisée dans les matériaux dits lourds (avec un numéro atomique Z élevé). Dans l'eau, l'effet photoélectrique est majoritaire pour des énergies inférieures à 50 keV.

B.1.3 Effet *Compton*

L'effet *Compton* est une diffusion inélastique du photon incident sur un électron libre (faiblement lié) d'un atome. Cette interaction dévie le photon incident avec un transfert d'énergie libérant l'électron de l'atome. L'énergie transférée E_e à l'électron se déduit des lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie :

$$E_e = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{h\nu(1-cos\theta)}}, \tag{B.3}$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de masse au repos de l'électron, θ est l'angle de déviation du photon par rapport à la direction initiale et $h\nu$ est l'énergie du photon incident. L'énergie de liaison de l'électron est négligée car l'effet *Compton* concerne les électrons faiblement lié à l'atome, donc des couches électroniques externes. L'énergie est maximale pour θ=0 ° et minimale pour θ =180 ° , correspondant au phénomène de rétrodiffusion.

La distribution angulaire des photons diffusés dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ par rapport à la direction du photon incident est obtenue à partir de la section efficace différentielle dont l'expression théorique est donnée par *Klein* et *Nishina* :

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = r_e^2(\frac{1}{1+\xi(1-cos\theta)})^2(\frac{1+cos^2\theta}{2})(1+\frac{\xi^2(1-cos\theta)^2}{(1+cos^2\theta)(1+\xi(1-cos\theta)))}), \quad \text{(B.4)}$$

où $\xi = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ et r_e est le rayon classique de l'électron.

La probabilité d'interagir par effet *Compton* est proportionnelle au numéro atomique Z du matériau, favorisant ainsi son apparition pour les matériaux dits lourds. Cette interaction est dominante pour les énergies utilisées en radiothérapie.

B.1.4 Création de paire

Lors de ce processus, le photon disparaît et une paire positron – électron est créée. Ce processus est également appelé matérialisation. Cette réaction n'est possible que pour les photons ayant une énergie supérieure ou égale à 1,022 MeV correspondant à deux fois la masse de l'électron ($2m_e c^2 = 2 \times 511$ keV). Alors les énergies cinétiques E_e^- de l'électron et E_e^+ du positron s'expriment :

$$E_e^+ = E_e^- = \frac{1}{2}(h\nu - 2m_e c^2), \quad \text{(B.5)}$$

où $h\nu$ correspond à l'énergie incidente du photon.

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion imposent la présence d'un troisième corps, en général un noyau atomique ou un électron, qui par son recul permet la conservation de l'impulsion. La section efficace propre à la création de paire varie en Z^2.

Le processus de création de paire est prépondérant aux hautes énergies et dans les milieux de Z élevé. Dans l'eau, la création de paires domine à partir de 20 MeV.

B.2 Interactions de l'électron avec la matière

Les électrons créés lors des interactions photoélectriques, *Compton* ou par création de paire subissent eux-mêmes de nombreuses interactions dites coulombiennes.

B.2.1 Diffusion élastique

Lorsqu'un électron passe très proche du noyau d'un atome, il interagira avec les charges du noyau plutôt qu'avec un électron libre. Cette interaction est élastique car aucune énergie n'est cédée par l'électron incident, seule sa direction est modifiée. Après plusieurs diffusions élastiques, l'électron peut être rétrodiffusé.

Les diffusions élastiques sur la trajectoire d'un électron sont nombreuses et jouent un rôle sur la plupart des changements de direction de l'électron. En simulation MC, de

façon à traiter efficacement le nombre important de diffusions élastiques, des modèles de diffusion multiple ont été développés. Ils combinent l'effet de nombreuses diffusions élastiques dans un unique évènement.

B.2.2 Diffusion inélastique

B.2.2.1 Processus d'ionisation et d'excitation

Le processus d'ionisation et d'excitation sont des collisions inélastiques d'un électron avec les électrons du cortège d'un atome. Si l'énergie de l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron de l'atome alors celui-ci est expulsé du cortège et l'atome est ionisé. En revanche, si l'énergie transférée par l'électron incident est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de deux couches électroniques de l'atome, alors un électron de l'atome atteint une couche moins liée et l'atome est excité.

La perte d'énergie par collision est donnée par la formule de Bethe et Bloch :

$$-(\frac{dE}{dx})_{coll} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2}(ln(\frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2I(1-\beta^2)}) - (ln2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2), \tag{B.6}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\beta = \frac{v}{c}$ est la vitesse réduite et I est le potentiel moyen d'excitation du matériau.

B.2.2.2 Rayonnement de freinage : l'interaction *bremsstrahlung*

La décélération d'un électron dans le champ coulombien du noyau d'un atome peut conduire à la production d'un rayonnement de freinage (dit interaction *bremsstrahlung*).

Ce processus est dominant pour les électrons de haute énergie (de l'ordre du MeV). Ce phénomène est favorisé dans les matériaux lourds et il augmente avec l'énergie de l'électron. La perte d'énergie linéique par rayonnement de freinage s'écrit :

$$-(\frac{dE}{dx})_{brem} = \frac{NEZ(Z+1)}{137 m_e c^2}(4ln(\frac{2E}{m_e c^2}) - \frac{4}{3}), \tag{B.7}$$

B.2.2.3 Annihilation

Les positrons sont les anti-particules des électrons et leur comportement dans la matière est similaire à celui de l'électron. Néanmoins, le positron émis possède une durée de vie très courte due à son annihilation précipitée avec un électron, donnant lieu à la création de deux photons ayant une énergie de 511 keV dans le référentiel du laboratoire.

Annexe C

Simulations autour de la dose due aux neutrons

Dans le premier chapitre de cette étude doctorale, lors de la présentation de la problématique (partie 1.2.4.2), nous avons vu qu'une partie de la DP était due aux neutrons. L'ensemble des résultats de simulation présentés ne tient pas compte de la contribution des neutrons puisque le transport de ces particules n'est pas implémenté dans le code *PENELOPE*. Cependant, en parallèle des travaux menés avec *PENELOPE*, nous avons réalisé une étude sur la contribution neutronique à l'aide du code *MCNPX*. Nous présentons dans cette annexe les premiers résultats.

C.1 Configuration

Les simulations ont été réalisées à partir d'un modèle du *linac GE Saturne 43* similaire à celui utilisé dans la partie 3.4 dans laquelle nous avions testé la technique *DXTRAN*. Deux qualités de faisceau correspondant à 12 et 20 MV, ont été simulées. En sortie de la tête de l'accélérateur, nous avons modélisé un fantôme parallélépipèdique composé d'un matériau équivalent au tissu mou (matériau de masse volumique 1,00 g.cm^{-3} défini par l'ICRP à partir de 13 éléments différents) contenant un petit parallélépipède d'os centré (matériau de masse volumique 1,85 g.cm^{-3} défini par l'ICRU à partir de 8 éléments différents). La face d'entrée du fantôme est placée arbitrairement à 100 cm de la source du *linac*. Les dimensions du fantôme sont de $50 \times 100 \times 50$ cm^3 et celles du volume d'os sont de $30 \times 4 \times 4$ cm^3.

C.2 Dose due aux neutrons

À l'aide de la carte *mesh tally*, le code *MCNPX* permet le calcul des valeurs de dose dans une grille prédéfinie au sein de la configuration modélisée. La grille choisie est constituée de *voxels* de dimensions $10 \times 10 \times 10$ cm^3.

Les options du *mesh tally* permettent de choisir le type de particule dont on souhaite connaître l'effet. Il est également possible de sélectionner les réactions photonucléaires sur des noyaux choisis. Ainsi, on peut connaître le flux et la dose dus aux photoneutrons provenant de la tête de l'accélérateur seule, du fantôme seul ou des deux simultanément. Les figures C.1, C.2, C.3 et C.4 présentent les cartes des dépôts de dose pour le faisceau de 20 MV, respectivement, pour les quatre cas suivants : dose totale, dose due à tous les

photoneutrons, dose due aux photoneutrons créés dans la tête de l'accélérateur et dose due aux photoneutrons créés dans le fantôme.

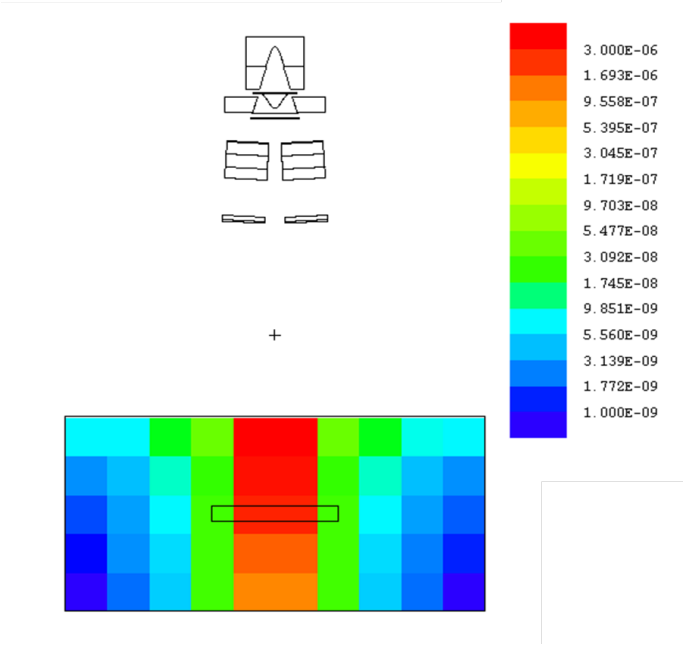


FIGURE C.1 – Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose de l'ensemble des particules (photons et photoneutrons). L'unité est arbitraire.

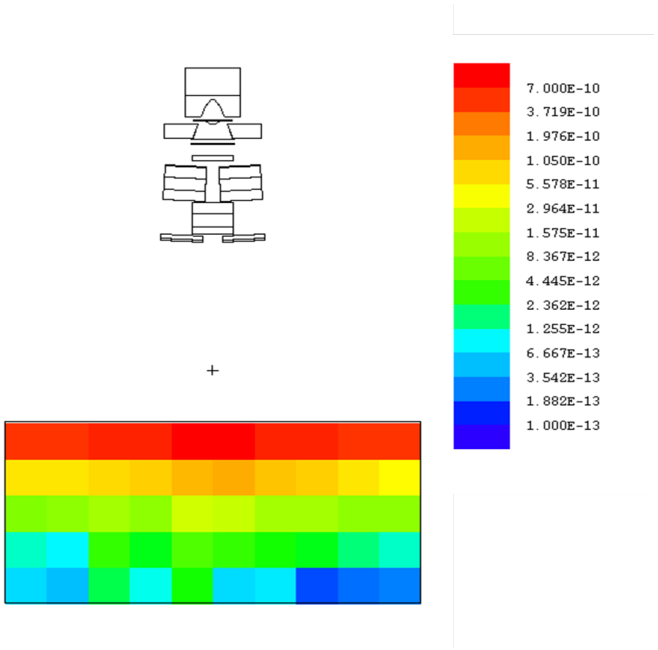


FIGURE C.2 – Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose pour l'ensemble des photoneutrons. L'unité est arbitraire.

On retrouve des tendances similaires à celles qui avait été mises en évidence dans l'état de l'art (voir la partie 1.2.4.2). Tout d'abord, le dépôt de dose dû aux photons est considérablement supérieur à celui dû aux neutrons (de l'ordre d'un facteur 10 000). Ensuite, la dose due aux photons est concentrée autour de l'axe de l'ouverture des

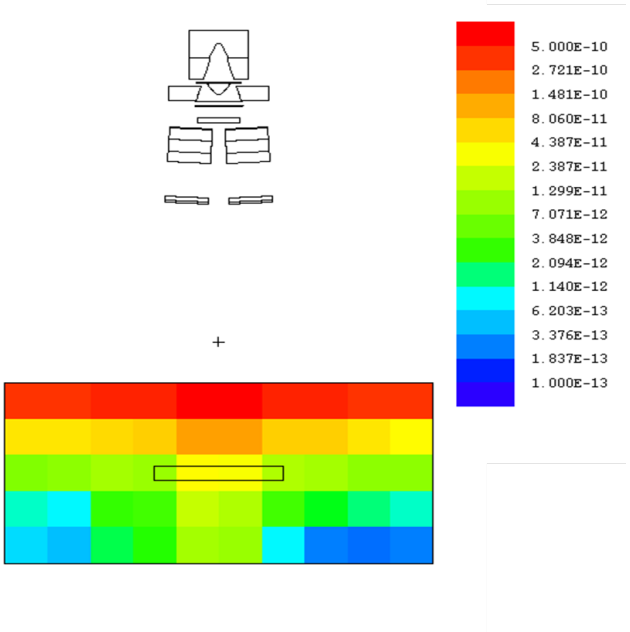


FIGURE C.3 – Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose pour l'ensemble des photoneutrons de la tête de l'accélérateur. L'unité est arbitraire.

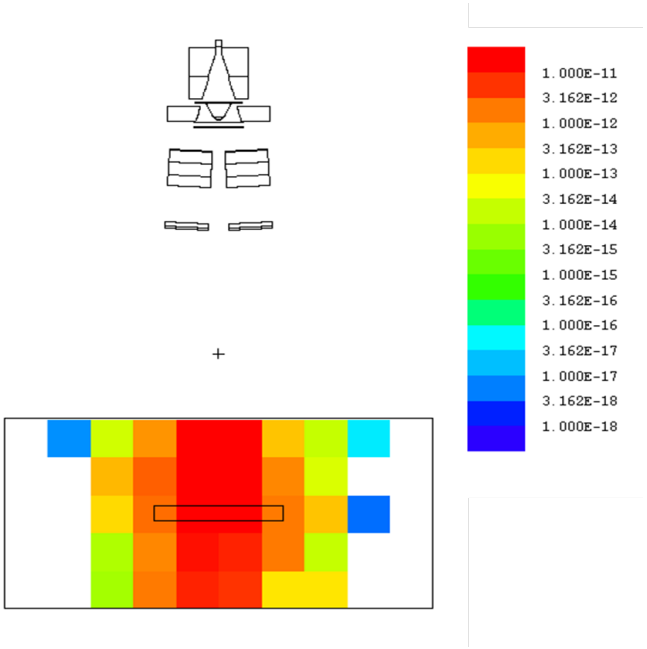


FIGURE C.4 – Représentation *MCNPX* de la grille du dépôt de dose pour l'ensemble des photoneutrons du fantôme. L'unité est arbitraire.

mâchoires alors que celle due aux neutrons est quasi uniformément répartie sur l'ensemble de la surface d'entrée du fantôme. On observe une diminution de la dose en profondeur plus rapide pour celle due aux neutrons que celle due aux photons. Le comportement des neutrons venant de la tête de l'accélérateur et du fantôme est très différent. En effet, pour une profondeur donnée, on observe que la contribution neutronique de la tête du *linac* est répartie uniformément. En revanche, la contribution des neutrons produits par le fantôme se retrouve principalement dans les zones proches de l'axe du faisceau. En

effet, les photons de hautes énergies sont principalement présents dans l'axe du faisceau ce qui augmente la probabilité d'activation des noyaux dans cette zone.

Il faut noter qu'en plus des incertitudes théoriques sur les sections efficaces, ces résultats sont entachés d'une erreur statistique importante compte tenu des faibles flux et des faibles sections efficaces photonucléaires. Il est néanmoins possible de calculer une dose équivalente totale dans l'ensemble du fantôme (que l'on appellera « corps entier ») ou dans l'os avec une précision statistique raisonnable du fait du volume important des éléments modélisés. Bien évidemment, cette dose « corps entier » ne rend pas compte de la différence de dose reçue entre la face avant du fantôme et celle opposée à l'accélérateur. Le tableau C.1 rapporte les niveaux de doses équivalentes dues aux deux types de photoneutrons, dans le « corps entier » et dans l'os pour les deux qualités de faisceau correspondant à 12 et 20 MV. Pour passer de la dose absorbée à la dose équivalente, nous avons utilisé les facteurs de conversion de dose. Le code *MCNPX* permet l'utilisation directe des tables de l'ICRP issues de la publication 21 de 1973 [Data 73]. Les résultats sont donnés en sievert pour une dose de 1 Gy due aux photons incidents. On constate tout d'abord que l'on retrouve des ordres de grandeur équivalents à ceux des travaux présentés dans l'état de l'art ; à savoir de l'ordre de quelques mSv par Gy photon pour une qualité de faisceau correspondant à 20 MV. Ensuite, on remarque que la dose « corps entier » due aux photoneutrons produits dans le fantôme ne représente qu'un pourcent environ de la dose totale due aux neutrons. Cette conclusion doit être nuancée par le fait qu'à l'intérieur du fantôme, ce rapport augmente avec la profondeur et atteint pour l'os, dans notre exemple, plus de 80%. Enfin, on note qu'à la qualité de faisceau correspondant à 12 MV, la dose « corps entier » due à l'ensemble des photoneutrons ne vaut plus que 0,001 $\mathrm{mSv.Gy^{-1}}$ (la contribution des photoneutrons provenant du fantôme est très faible et sa détermination demande des temps de calcul prohibitifs). Ce résultat montre que la dose due aux neutrons existe déjà à 12 MV et est augmentée d'un facteur 100 à 20 MV. Ceci s'explique par l'existence des réactions à seuil, et confirme l'intérêt de travailler à plus basse énergie en clinique pour éviter le surplus de dose dû aux neutrons.

	12 MV		**20 MV**	
	Linac + corps	Corps	*Linac* + corps	Corps
Dose corps ($\mathrm{Sv.Gy^{-1}}$)	$1,14 \cdot 10^{-5}$ (1,3%)	–	$1,08 \cdot 10^{-3}$ (0,3%)	$1,25 \cdot 10^{-5}$ (1,3%)
Dose os ($\mathrm{Sv.Gy^{-1}}$)	$1,88 \cdot 10^{-6}$ (35,3%)	–	$2,19 \cdot 10^{-4}$ (8,4%)	$1,82 \cdot 10^{-4}$ (1,3%)

TABLE C.1 – Dose dans le corps entier ou dans l'os due aux photoneutrons (tous ou seulement ceux produits dans le corps) à 12 et 20 MV avec les incertitudes statistiques associées

Annexe D

Comparaison entre *PENELOPE* et *MCNPX*

Le code MC *MCNPX* est largement utilisé dans la littérature pour simuler le dépôt de dose dans les configurations traditionnelles de la radiothérapie. Néanmoins, nous avons pu mettre en évidence les limites de ce code pour l'estimation des faibles doses déposées en dehors du faisceau principal d'accélérateur médical. Pour cela, nous avons calculé des profils de dose à 10 cm de profondeur d'eau à partir des modèles *PENELOPE* et *MCNPX* de l'accélérateur *GE SATURNE 43* du LNHB pour une qualité de faisceau correspondant au 12 MV. Nous avons pu comparer ces deux données simulées à des mesures de référence réalisées à partir d'une chambre d'ionisation. Les résultats sont présentés sur la figure D.1.

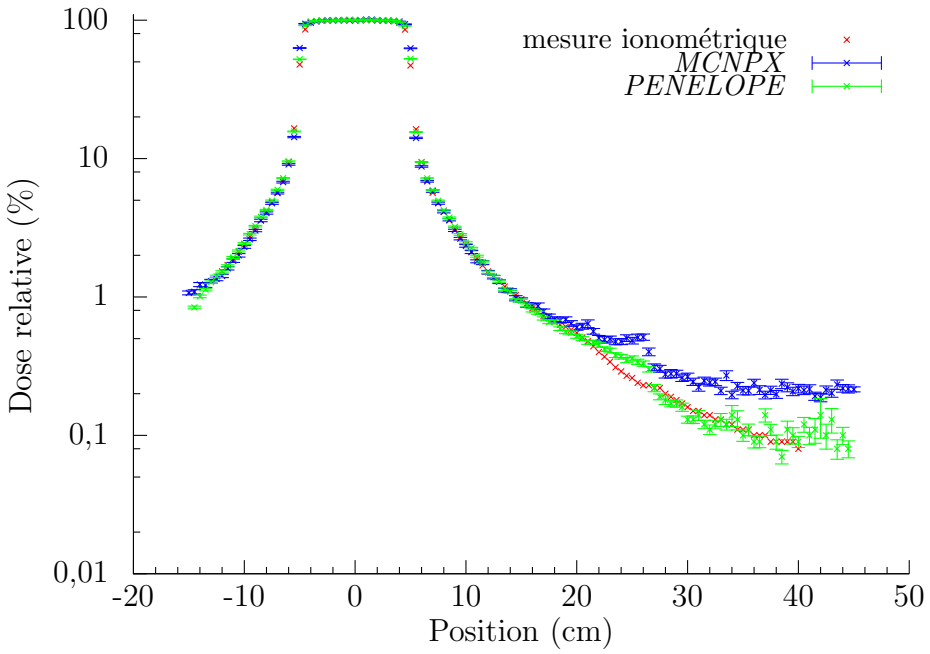


FIGURE D.1 – Profils de dose relative calculés avec *PENELOPE*, *MCNPX* et mesuré avec une chambre d'ionisation à 10 cm de profondeur dans un parallélépipède d'eau, à une distance de 100 cm de la source. L'irradiation est faite à une qualité de faisceau correspondant à 12 MV avec une taille de champ de 10×10 cm^2.

Nous pouvons observer que l'accord entre les deux codes MC et la mesure de référence

est satisfaisant dans le champ et en dehors du champ jusqu'à une distance d'environ 20 cm de l'axe principal du faisceau. Au-delà de cette distance, l'accord entre la mesure de référence et le code *PENELOPE* est toujours satisfaisant (écart de l'ordre de quelques pourcents) compte tenu des faibles niveaux de dose. En revanche, le code *MCNPX* surestime la dose à partir de cette distance et cette surestimation s'accentue au fur et à mesure que l'on s'écarte de l'axe du faisceau. Plusieurs types de sections efficaces ont été testées sans atténuer cette tendance. Ce résultat met en évidence le manque de précision des modèles implémentés dans *MCNPX* pour la prise en compte du comportement des particules de basses énergies. En effet, c'est dans les zones les plus lointaines que les photons de faible énergie prédominent. Ce résultat permet donc de monter l'importance d'utiliser un code reconnu pour la précision de ces modèles de la physique des basses énergies comme *PENELOPE*.

Bibliographie

[Agos 03] S. Agostinelli. "GEANT 4 – a simulation toolkit". *Nuclear Insturments and Methods*, Vol. 506, pp. 250–303, 2003.

[Ahne 87] A. Ahnesjö, P. Andreo, and A. Brahme. "Calculation and application of point spread functions for treatment planning with high energy photon beams". *Acta Oncologia*, Vol. 26, pp. 49–57, 1987.

[Alle 88] P. D. Allen and M. A. Chaudhri. "Photoneutron production in tissue during high energy bremsstrahlung radiotherapy". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 33, pp. 1017–1036, 1988.

[Almo 99] P. R. Almond, P. J. Biggs, B. M. Coursey, W. F. Hanson, M. S. Huq, R. Nath, and D. w. O. Rogers. "AAPM's TG–51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams.". *Medical Physics*, Vol. 26, pp. 1847–1869, 1999.

[Andr 00] P. Andreo, D. T. Burns, K. Hohlfeld, M. S. Huq, T. Kanai, F. Laitano, V. Smyth, and S. Vynckier. "Absorded Dose Determination in External Beam Radiotherapy : An Internation Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water". Tech. Rep. 398, International Agency of Energy Atomic (IAEA), 2000.

[Arle 71] M. Arlen, N. L. Higinbotham, A. G. Huvos, R. C. Marcove, T. Miller, and I. C. Shah. "Radiation-induced sarcoma of bone". *Cancer*, Vol. 28, No. 5, pp. 1087–1099, 1971.

[Balo 05] J. Balog, C. DeSouza, and R. Crilly. "Helical tomotherapy radiation leakage and shielding considerations". *Medical Physics*, Vol. 32, pp. 710–719, 2005.

[Baro 95] J. Baro, J. Sempau, J. Fernandez-Varea, and F. Salvat. "PENELOPE : an algorithm for Monte Carlo simulations of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter". *Nuclear Insturments and Methods*, Vol. 100, pp. 31–46, 1995.

[Bedn 09] B. Bednarz and X. G. Xu. "Monte Carlo modeling of a 6 and 18 MV Varian Clinac medical accelerator for in-field and out-of-field dose calculations : developement and validation". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 54, pp. 43–57, 2009.

[Berg 63] M. J. Berger. "Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles". *Methods in Computational Physics*, Vol. 1, pp. 135–215, 1963.

[Berg 89] M. J. Berger and R. Wang. *Monte Carlo transport of electrons and photons below 50 MeV*, Chap. Multiple-scattering angular deflections and energy-loss straggling in electron transport calculations, pp. 21–56. Plenum, New York, 1989.

[Biel 87] A. F. Bielajew and D. W. O. Rogers. "PRESTA : the parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport". *Nuclear Intruments and Methods*, Vol. 18, pp. 165–181, 1987.

[Blaz 09] L. Blazy. *Contrôle qualité des systèmes de planification dosimétrique des traitements en radiothérapie externe au moyen du code Monte Carlo PENELOPE.* PhD thesis, Univeristé Paul Sabatier, 2009.

[Bren 03] D. J. Brenner, R. Doll, D. T. Goodhead, E. J. Hall, C. E. Land, J. B. Little, J. H. Lubin, D. L. Preston, R. J. Preston, J. S. Puskin, E. Ron, R. K. Sachs, J. M. Samet, R. B. Setlow, and M. Zalder. "Cancer risks attributable to low doses of ionizing radiation : assessing what we really know". *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol. 100, pp. 13761–13766, 2003.

[Brow 03] F. B. Brown. "MCNP – a general Monte Carlo N-particle transport code version 5". Tech. Rep., LA-UR-03-1987 (Los Alamos, NM : Los Alamos National Laboratory, 2003.

[Bruc 62] W. R. Bruce, M. L. Pearson, and H. E. Johns. "Comparison of Monte Carlo calculations and experimental measurements of scattered radiation produced in a water phantom by primary radiations with half-value layers from 1.25 mm Cu to 11 mm Pb". *Radiation Research*, Vol. 17, pp. 543–554, 1962.

[Buts 05] M. J. Butson, T. Cheung, and P. K. N. Yu. "Peripheral dose measurement with MOSFET detector". *Applied Radiation and Isotopes*, Vol. 62, pp. 631–634, 2005.

[Caha 48] W. G. Cahan, H. Q. Woodward, N. L. Higinbotham, F. W. Stewart, and B. L. Coley. "Sarcoma arising in irradiated bone : report of eleven cases". *Cancer*, Vol. 1, No. 1, pp. 3–29, 1948.

[Chat 07] A. K. Chatuverdi, E. A. Engels, E. S. Gilbert, B. E. Chen, H. Strom, C. F. Lynch, P. Hall, F. Langmark, E. Pukkala, M. Kaijser, M. Andersson, S. D. Fossa, H. Joensuu, J. D. Boice, R. A. Kleinerman, and L. B. Travis. "Second cancers amongs 104760 survivors of cervical cancer : evaluation of long term risks". *Journal of the National Cancer Institute*, Vol. 99, No. 21, pp. 1634–1643, 2007.

[Chof 10] N. Chofor, D. Harder, A. Ruehmann, K. C. Willbron, T. Wiezorek, and B. Poppr. "Experimental study on photon-beam peripheral doses, their components and some possibilities for their reduction". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 80, pp. 4–11, 2010.

[Conv 96] "Conversion Coefficients for Use in Radiological Protection Against External Radiation". ICRP publication 74, 1996.

[Corr 08] C. R. Correa, I. J. Das, H. I. Litt, V. Ferrari, W. T. Hwang, L. J. Solin, and E. E. Harris. "Association between tangential beam treatment parameters and cardiac abnormalities after definitive radiation treatment for les-dided breast cancer". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 72, pp. 508–516, 2008.

[Data 73] "Data for protection against ionizing from external sources - supplement to ICRP publication 15". ICRP publication 21, 1973.

[dErr 01] F. d'Errico, M. Luszik-Bhadra, R. Nath, B. R. Siebert, and U. Wolf. "Depth dose equivalent and effective energies photoneutrons generated by 6-18 MV X-ray beams for radiotherapy". *Health Physics*, Vol. 80, pp. 4–11, 2001.

[Dial 09] I. Diallo, I. Alziar, N. Perret, A. Bridier, G. Bonniaud, J. Chavaudra, J. B. Ruaud, V. Rousseau, H. Kafrouni, D. Lefkopoulos, and F. de Vathaire. "Dedicated treatment planning system for the evaluation of the doses delivered to the whole patient body during radiotherapy". In : *IFMBE Proceedings*, 2009.

[Eval 01] "Evaluation of the linear-nonthreshold dose-response model for ionizing radiation". National Council on Radiation Protection and Measurements Report 115, 2001.

[Fein 05] L. E. Feinendegen. "Evidence for beneficial low level radiation effects and radiation hormesis". *British Journal of Radiology*, Vol. 78, pp. 3–7, 2005.

[Fern 93] J. M. Fernandez-Varea, R. Mayol, and F. Salvat. "On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons". *Nuclear Insturments and Methods*, Vol. 73, pp. 447–473, 1993.

[Flip 97] M. Flippe, I. Kawrakow, and K. Friedrich. "Electron beam dose calculations with the VMC algorithm and the verification data set of the NCI working group". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 42, pp. 501–520, 1997.

[Flip 99] M. Flippel. "Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm". *Medical Physics*, Vol. 26, pp. 1466–1475, 1999.

[Foll 97] D. Followill, P. Geis, and A. Boyer. "Estimates of whole-body dose equivalent produced by beam intensity modulated conformal therapy". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 38, pp. 667–672, 1997.

[Ford 78] R. L. Ford and W. R. Nelson. "The EGS code sustem – version 3". Tech. Rep., SLAC-210 (Stanford, CA : Stanford Linear Accelerator Center), 1978.

[Fraa 83] B. A. Fraass and J. Van de Geijn. "Peripheral dose from megavolt beams". *Medical Physics*, Vol. 10, pp. 809–818, 1983.

[Fran 02] D. Frankenberg. "Enhanced neoplastic transformation by mammography x-rays relative to 200 kVp x-rays : indication for a strong dependence on photon energy of the RBE(M) for various end points". *Radiation Research*, Vol. 157, pp. 99–105, 2002.

[Gies 01] P. H. van der Giessen. "Peridose, a software program to calculate the dose outside the primary beam in radiation therapy". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 58, pp. 209–213, 2001.

[Gies 93] P. H. van der Giessen and C. W. Hurkmans. "Calculation and measurement of the dose to points outside the primary beam for CO-60 gamma radiation". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 27, No. 3, pp. 717–724, 1993.

[Gies 94] P. H. van der Giessen. "Calculation and measurement of the dose at points outside the primary beam for photon energies of 6, 10 and 23 MV". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 30, No. 5, pp. 1239–1246, 1994.

[Gour 06] J. Gouriou. "Caractérisation dosimétrique du faisceau électron de 18 MeV issu de l'accélérateur linéaire Delphes. Calcul à l'aide des méthodes de Monte Carlo des différentes doses ansorbées relevées pour quatre types de dosimètres.". Tech. Rep., CEA LIST LNHB, 2006.

[Gree 99] D. M. Green, A. Hyland, and C. Chung. "Cancer and cardiac mortality among 15-years survivors of cancer diagnosed during childhood or adolescence". *Jounal of Clinical Oncology*, Vol. 17, pp. 3207–3215, 1999.

[Guld 06] L. Guldner, N. Haddy, F. Pein, S. Guérin, I. Diallo, A. Shamsaldin, M. Dahan, J. Lebidois, P. Merlet, E. Vilain, D. Sidi, O. Sakiroglu, O. Hartmann, D. Lefkopoulos, and F. de Vathaire. "Radiation dose and long term risk of cardiac pathology following radiotherapy and anthracyclin for a chilhood cancer". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 81, pp. 47–56, 2006.

[Habi 09] B. Habib. *Etude numérique et expérimentale d'un système de planification de traitement pour la radiothérapie intégrant un calcul Monte Carlo – applications aux hétérogénéités et petits faisceaux*. PhD thesis, Univeristé Paris-Sud 11 – Faculté des sciences d'Orsay, 2009.

[Hall 03] E. Hall and C. Wuu. "Radiation induced cancers : The impact of 3D-CRT and IMRT". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 56, pp. 83–89, 2003.

[Hall 04] E. J. Hall. "Henry S Kaplan Distinguished Scientist Award 2003 : The crooked shall be made straight – dose response relationships for carcinogenesis". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 80, pp. 327–337, 2004.

[Han 79] A. Han and M. M. Elkind. "Transformation of mousse C3H/10T1/2 cells by single and fractionated doses of x-rays and fission-spectrum neutrons". *Cancer Research*, Vol. 39, pp. 123–130, 1979.

[Hart 01] C. L. Hartmann Siantar. "Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom". *Medical Physics*, Vol. 28, pp. 1322–1337, 2001.

[Heal 06] "Health risks from exposure to low levels of ionizing radiation". National Research Council National Academy of Science BEIR VII Phase 2, 2006.

[Hebb 55] D. F. Hebbard and P. R. Wilson. "The effect of multiple scattering on electron energy loss distributions". *Australian Journal of Physics*, Vol. 8, pp. 90–97, 1955.

[Hell 98] P. Hellekalek. "Good random number generators are (not so) easy to find". *Mathematics and Computers in Simulation*, Vol. 46, pp. 485–505, 1998.

[Heye 04] G. J. Heyes and A. J. Mill. "The neoplastic transformation potential of mammography x-rays and atomic bomb spectrum radiation". *Radiation Research*, Vol. 162, pp. 120–127, 2004.

[Howe 05] R. M. Howell, M. S. Ferenci, N. E. Hertel, and G. D. Fullerton. "Investigation of secondary neutron dose for 18 MV dynamic MLC IMRT delivery". *Medical Physics*, Vol. 32, No. 3, pp. 786–793, 2005.

[Howe 06] R. M. Howell, N. E. Hertel, Z. Wang, J. Hutchinson, and G. D. Fullerton. "Calculation of effective dose from measurements of secondary neutron spectra

and scattered photon dose from dynamic MLC IMRT for 6 MV, 15 MV and 18 MV". *Medical Physics*, Vol. 33, pp. 360–369, 2006.

[Hubb 77] J. H. Hubbell. "Photon Mass Attenuation and Mass Energy-Absorption Coefficients for H, C, N, O, Ar and Seven Mixtures from 0.1 keV to 20 MeV". *Radiation Research*, Vol. 70, pp. 58–81, 1977.

[ICRP 07] ICRP. "Recommendations of the International Commission on Radiological Protection". ICRP Publication 103, 2007.

[ICRP 91] ICRP. "Recommendations of the International Commission on Radiological Protection". ICRP Publication 60, 1991.

[Ing 82a] H. Ing, W. R. Nelson, and R. A. Shore. "Unwanted photon and neutron radiation resulting from collimated photon beams interacting with the body of radiotherapy patients". *Medical Physics*, Vol. 9, pp. 27–33, 1982.

[Ing 82b] H. Ing and R. A. Shore. "Unwanted radiation produced by leakage neutrons from medical electron accelerators". *Medical Physics*, Vol. 9, pp. 34–36, 1982.

[Ing 97] H. Ing, R. A. Noulty, and T. D. McLean. "Bubble detectors - a maturing technology". *Radiation Measurements*, Vol. 27, pp. 1–11, 1997.

[ISO 00] ISO. "ISO 12794 : Energie nucléaire – Radioprotection – Dosimètres individuels thermoluminescents pour yeux et extrémités". Tech. Rep., International Organisation on Standardization, 2000.

[ISO 95] ISO. "Guide to Expression of Uncertainty in Measurement". Tech. Rep., International Organisation on Standardization, 1995.

[ISO 98] ISO. "NF ISO 4037-1 : Rayonnement X et gamma de référence pour l'étalonnage des dosimètres et des débitmètres, et pour la détermination de leur réponse en fonction de l'énergie des photons". Tech. Rep., International Organisation on Standardization, 1998.

[Jan 04] S. Jan. "GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 49, pp. 4543–4561, 2004.

[Jera 04] R. Jeraj, T. R. Mackie, J. Balog, G. Oliver, D. Pearson, J. Kapatoes, K. Ruchala, and P. Reckwerdt. "Radiation characteristics of helical tomotherapy". *Medical Physics*, Vol. 31, No. 2, pp. 396–404, 2004.

[Kase 83] K. R. Kase, G. K. Svensson, A. B. Wolbarst, and M. A. Marks. "Measurements of dose from secondary radiation outside a treatment field". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 9, pp. 1177–1183, 1983.

[Kawr 00a] I. Kawrakow. "Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport : I. EGSnrc, the new EGS4 version". *Medical Physics*, Vol. 27, pp. 485–498, 2000.

[Kawr 00b] I. Kawrakow. "Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport : II. Application to ion chamber response simulations". *Medical Physics*, Vol. 27, pp. 499–513, 2000.

[Kawr 00c] I. Kawrakow and M. Flippel. "Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 45, pp. 2163–2184, 2000.

[Kawr 00d] I. Kawrakow and D. W. O. Rogers. "The EGSnrc code system : Monte Carlo simulation of electron and photon transport". Tech. Rep., PIRS-701 (Ottawa, Canada : National Research Council of Canada, 2000.

[Kawr 01] I. Kawrakow. "VMC^{++}, electron and photon Monte Carlo calculations optimized for radiation treatment planning". In : B. Springer, Ed., *Advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications : Proccedings Monte Carlo 2000 meeting (Lisbon)*, pp. 229–236, 2001.

[Kawr 96] I. Kawrakow, M. Flippel, and K. Friedrich. "3D electron dose calculation using a voxel based Monte Carlo algorithm (VMC)". *Medical Physics*, Vol. 23, pp. 445–457, 1996.

[Kell 51] B. Keller, C. Mathewson, and P. Rubin. "Scattered radiation dosage as a function of energy". *Radiology*, Vol. 11, pp. 447–449, 1951.

[Klei 06] E. E. Klein, B. Maserang, R. Wood, and D. Mansur. "Peripheral dose from pediatric IMRT". *Medical Physics*, Vol. 33, pp. 2525–2531, 2006.

[Klei 29] O. Klein and Y. Nishina. "Über die Steuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistishen Quantendynamik von Dirac". *Zeitschrift für Physik*, Vol. 52, pp. 853–868, 1929.

[Kry 05a] S. F. Kry, M. Salehpour, D. S. Followill, M. Stovall, D. A. Kuban, R. A. White, and I. Rosen. "The calculated risk of fatal secondary malignancies from intensity-modulated radiation therapy". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 62, pp. 1195–1203, 2005.

[Kry 05b] S. F. Kry, M. Salehpour, D. S. Followill, M. Stovall, D. A. Kuban, R. A. White, and I. Rosen. "Out-of-field photon and neutron dose equivalents from step-and-shoot intensity-modulated radiation therapy". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 62, pp. 1204–1216, 2005.

[Kry 06] S. F. Kry, U. Titt, P. F, D. Followil, and O. N. Vassiliev. "A Monte Carlo model for calculating out-of-fiel dose from a Varian 6 MV beam". *Medical Physics*, Vol. 33, No. 11, pp. 4405–4413, 2006.

[Kry 07] S. F. Kry, U. Titt, D. Followil, F. Pönish, O. N. Vassiliev, R. A. White, M. Stovall, and M. Salehpour. "A Monte Carlo model for out-of-fiel dose calculation from high-energy photon therapy". *Medical Physics*, Vol. 34, No. 9, pp. 3489–3499, 2007.

[Laug 51] J. S. Laughin. "Use of 23 MeV betatron". *Nucleonics*, Vol. 8, No. 4, pp. 5–16, 1951.

[Laza 11] D. Lazaro-Ponthus, L. Guérin, A. Batalla, T. Frisson, and S. D. "Commissioning of PENELOPE and GATE Monte Carlo models for 6 and 18 MV photon beams from the Siemens Artiste linac". In : *11th Biennal ESTRO, London UK*, 2011.

[Le L 12] C. Le Loirec, D. Lazaro-Ponthus, J. C. Garcia-Hernandez, L. Guérin, A. Batalla, and B. Poumarède. "PENSSART : a new Monte Carlo system based on PENELOPE for dose calculations in radiotherapy : dosimetric evaluation". *submitted to Physics in Medicine and Biology*, 2012.

[Ma 02] C. M. Ma, J. S. Li, T. Pawlicki, S. b. Jiang, J. Deng, M. C. Lee, T. Koumrian, M. Luxton, and S. Brain. "A Monte Carlo dose calculation tool for

radiotherapy treatment planning". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 47, pp. 1671–1690, 2002.

[Ma 91] C. M. Ma and A. E. Nahum. "Bragg-Gray theory and ion chamber dosimetry for photon beams". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 36, pp. 413–428, 1991.

[Mach 88] T. R. Machie, A. F. Bielajew, D. W. O. Rogers, and J. Battista. "Generation of energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 33, pp. 1–20, 1988.

[Mack 93] T. R. Mackie, T. Holmes, S. Swerdloff, P. Reckwerdt, J. O. Deasy, J. Yang, P. B, and T. Kinsella. "Tomotherapy : A new concept for the delivery of dynamic conformal radiotherapy". *Medical Physics*, Vol. 20, No. 6, pp. 1709–1719, 1993.

[Main 05] E. Mainegra-Hing, D. W. O. Rogers, and I. Kawrakow. "Calculation of energy deposition kernels for photons and dose point kernels for electrons". *Medical Physics*, Vol. 32, pp. 685–699, 2005.

[Mans 07] D. B. Mansur, E. E. Klein, and B. P. Maserang. "Measured peripheral dose in pediatric radiation therapy : A comparison of intensity-modulated and conformal techniques". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 82, No. 2, pp. 179–184, 2007.

[Mart 59] J. H. Martin and A. Evans. "Radiation outside the defined field". *British Journal of Radiology*, Vol. 32, pp. 7–12, 1959.

[Mayl 07] P. Mayles, A. Nahum, and J. C. Rosenwald. *Handbook of radiotherapy physics : Theory and Practice*, Chap. Part D : Dose Measurement, pp. 279–302. Taylor and Francis Group, LLC, 2007.

[Mazo 03] M. Mazonakis, H. Varveris, M. Fasoulaki, and J. Damilakis. "Radiotherapy of Hodgkin's disease in early pregnancy : embryo dose measurements". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 66, pp. 333–339, 2003.

[Mazu 99] J. Mazurier, F. Salvat, B. Chauvenet, and J. Barthe. "Simulation of photon beams from a Saturn 43 accelerator using th code PENELOPE". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 15, pp. 101–110, 1999.

[McCa 79] R. C. McCall and W. P. Swanson. "Neutron sources and their characteristics". *SLAC Pub.*, Vol. 2292, pp. 1–12, 1979.

[McPa 90] B. J. McParland. "Peripheral dose of two linear accelerators employing universal wedges". *British Journal of Radiology*, Vol. 63, pp. 295–298, 1990.

[Meek 02] S. L. Meeks, A. C. Paulino, E. C. Pennington, J. H. Simon, M. W. Skwarchuk, and J. M. Buatti. "*In vivo* determination of extra-target doses received from serial tomotherapy". *Radiation Oncology*, Vol. 63, pp. 217–222, 2002.

[Mert 01] A. C. Mertens, Y. Yasui, J. P. Neglia, J. D. Potter, M. E. Nesbit Jr, K. Ruccione, W. A. Smithson, and L. L. Robison. "Late mortality experience in five-year survivors of childhood and adolescent cancer : the childhood cancer survivor study". *British Journal of Cancer*, Vol. 19, pp. 3163–3172, 2001.

[Mijn 01] B. Mijnheer, A. Bridier, C. Garibaldi, K. Torzsok, and J. Venselaar. *Monitor Unit Calculation for High Energy Photon Beams-Practical Examples*. ESTRO Booklet 6, 2001.

[Muti 00] S. Mutic and D. Low. "Whole-body dose from tomotherapy delivery". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 42, pp. 229–232, 2000.

[Muti 02] S. Mutic, J. Esthappan, and E. Klein. "Peripheral dose distributions for a linear accelerator equiped with a secondary multileaf colllimator and universal wedge". *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, Vol. 44, pp. 947–953, 2002.

[Möl 01] T. R. Möller, S. Garwicz, L. Barlow, J. F. Winther, E. Glattre, G. Olafsdottir, J. H. Olsen, R. Perfekt, A. Ritvanen, R. Sankila, and H. Tulinius. "Decreasing late mortality among five-year survivors of cancer in childhood and adolescence : a population-based study in the nordic countries". *Journal of Clinical Oncology*, Vol. 19, pp. 3173–3181, 2001.

[Nase 10] A. Naseri and A. Mesbahi. "A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams". *Reports of Practical Oncology and Radiatherapy*, Vol. 43, pp. 1–7, 2010.

[Nels 85] W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers. "The EGS4 code system". Tech. Rep., SLAC-265 (Stanford, CA : Stanford Linear Accelerator Center), 1985.

[Neue 02] H. Neuenschwander, W. Volken, D. Frei, C. Cris, E. Born, and R. Mini. "Implementation of a Monte Carlo code in a commercial treatment planning system". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 64, 2002.

[Neue 92] H. Neuenschwander and E. J. Born. "A macro Monte Carlo for electron beam dose calculations". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 37, pp. 107–125, 1992.

[Neut 84] "Neutron contamination from medical electron accelerators". National Council on Radiation Protection and Measurements Report 79, 1984.

[Onga 00] C. Ongaro, A. Zanini, U. Nastasi, J. Rodenas, G. Ottaviano, and C. Manfredotti. "Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 45, pp. 55–61, 2000.

[Pael 05] L. Paelinck, N. Reynaert, H. Thierens, W. De Neve, and C. De Wagter. "Experimental verification of lung dose with radiochromci film : comparison with Monte Carlo simulations and commercially available treatment planning systems". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 50, pp. 2055–2069, 2005.

[Pasz 07] L. F. Paszat, K. A. Vallis, V. M. Benk, P. A. Groome, W. J. Mackillop, and A. Wielgosz. "A population-based case-cohort study of the risk of myocardial infarction following radiation therapy for breast cancer". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 82, pp. 294–300, 2007.

[Pett 06] P. Petti, C. Chuang, V. Smith, and D. Larson. "Peripheral doses in Cyberknife radiosurgery". *Medical Physics*, Vol. 33, pp. 1770–1779, 2006.

[Pint 09] T. C. N. O. Pinto and L. V. E. Caldas. "Characterization of OSL commercial dosimeters using a hand phantom, in standard beta radiation beams". In : *International Nuclear Atlantic Conference*, 2009.

[Poum 08] B. Poumarède, F. Tola, and B. Habib. "TELEDOS : Bulletin de validation pour code de calcul (gain en performance et en précision". Tech. Rep., Délivrable TELEDOS SP2.4, 2008.

[Reft 06] C. S. Reft, R. Runkel-Muller, and L. Myrainthopoulos. "*In vivo* and phantom measurements of the secondary photon and neutron doses for prostate patients undergoing 18 MV IMRT". *Medical Physics*, Vol. 33, pp. 3734–3742, 2006.

[Robi 00] D. Robinson, J. W. Scrimger, G. C. Field, and B. G. Fallone. "Shielding considerations for tomotherapy". *Medical Physics*, Vol. 27, pp. 2380–2384, 2000.

[Roge 02] D. W. O. Rogers. "Monte Carlo techniques in radiotherapy". *Medical Physics*, Vol. 58, No. 2, pp. 63–70, 2002.

[Roge 06] D. W. O. Rogers. "Fifty years of Monte Carlo Simulations for Medical Physics". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 51, pp. 287–301, 2006.

[Salv 11] F. Salvat, J. M. Fernandez-Varea, and J. Sempau. *PENELOPE-2011 : A code system for Monte Carlo simulatioin of electron and photon transport.* 2011.

[Salv 96] F. Salvat, J. M. Fernandez-Varea, J. Baro, and J. Sempau. "PENELOPE, an algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electron–photon showers". Tech. Rep., University of Barcelona, 1996.

[Schn 59] D. O. Schneider and D. V. Cormack. "Monte Carlo calculations of electron energy loss". *Radiation Research*, Vol. 11, pp. 418–429, 1959.

[Semp 00] J. Sempau, S. J. Wilderman, and A. F. Bielajew. "DPM, a fast, accurate Monte Calro code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 45, pp. 2263–2291, 2000.

[Semp 01] J. Sempau, A. Sanchez-Reyes, F. Salvat, H. O. ben Tahar, S. B. Jiang, and J. M. Fernandez-Varea. "Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 46, pp. 1163–1186, 2001.

[Shar 06] D. S. Sharma, Aminesh, S. S. Deshpande, R. D. Phurailatpam, D. Deshpande, S. K. Shrivastava, and K. A. Dinshaw. "Peripheral dose from uniform dynamic multileaf collimation fields : implications for sliding window intensity-modulated radiotherapy". *British Journal of Radiology*, Vol. 79, pp. 331–335, 2006.

[Sher 85] S. Sherazi and K. R. Kase. "Measurements of dose from secondary radiation outside a treatment field : effects of wedges and blocks". *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, Vol. 11, pp. 2171–2176, 1985.

[Situ 12] "Situation de la radiothérapie en 2011". INCa, 2012.

[Stov 89] M. Stovall and S. A. Smith. "Tissue doses from radiotherapy of cancer of the uterine cervix". *Medical Physics*, Vol. 16, No. 5, pp. 726–733, 1989.

[Stov 95] M. Stovall, C. R. Blackwell, J. Cundiff, D. H. Novack, J. R. Palta, L. K. Wagner, E. W. Webster, and R. J. Shalek. "Foetal dose from radiotherapy with photon beams : Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group N°36". *Medical Physics*, Vol. 22, pp. 63–82, 1995.

[Swan 79] W. P. Swanson. "Estimate of the risk in radiation therapy due to unwanted neutrons". *Medical Physics*, Vol. 7, pp. 141–144, 1979.

[Tola 06] F. Tola, S. Morrow, C. Berthelot, and A. C. Simon. "TELEDOS : Spécification de design logiciel pour code de calcul — Parallélisation des codes Penelope et Penfast". Tech. Rep., Délivrable TELEDOS SP2.3, 2006.

[Trav 03] L. B. Travis, D. A. Hill, G. M. Dores, M. Gospodarowicz, F. E. van Leeuwen, E. Holowaty, B. Glimelius, M. Andersson, T. Wiklund, C. F. Lunch, M. B. Van't Veer, I. Glimelius, H. Storm, E. Pukkala, M. Stovall, R. Curtis, J. D. Boice, and E. Gilbert. "Breast cancer following radiotherapy and chemotherapy among young women with Hodgkin disease". *Journal of the American Medical Association*, Vol. 290, No. 4, pp. 465–475, 2003.

[Tubi 09a] M. Tubiana. "Can we reduce the incidence of second primary malignancies occuring after radiotherapy ? A critical review.". *Radiotherapy and Oncology*, Vol. 91, pp. 4–15, 2009.

[Tubi 09b] M. Tubiana. "La prévention du cancer et la relation dose-effet : l'effet cancérogène des rayonnements ionisants". *Cancer/Radiothérapie*, Vol. 13, pp. 238–258, 2009.

[Vanh 04] F. Vanhavere, D. Huyskens, and L. Struelens. "Peripheral neutron and gamma doses in radioahterpy with an 18 MV linear accelerator". *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 110, pp. 607–612, 2004.

[Vath 12] F. de Vathaire, C. El-Fayech, F. F. Ben Ayed, N. Haddy, C. Gibout, D. Winter, C. Thomas-Teinturier, C. Veres, A. Jackson, H. Pacquement, M. Schlumberger, M. Hawkins, I. Diallo, and O. Oberlin. "Radiation dose to the pancreas and risk of diabetes mellitus in chilhood cancer survivors : a retrospective cohort study". *The Lancet Oncology*, Vol. 13, pp. 1002–1010, 2012.

[Vere 99] D. Verellen and F. Vanhavere. "Risk assessment of radiation-induced malignancies based on whole-body equivalent dose estimates for IMRT treatment in the head and neck region". *Radiation Oncology*, Vol. 53, pp. 199–203, 1999.

[Walt 02] B. R. B. Walters, I. Kawrakow, and D. W. O. Rogers. "History by history estimatores in the BEAM code system". *Medical Physics*, Vol. 29, No. 12, pp. 2745–2752, 2002.

[Wang 07] B. Wang and X. G. Xu. "Measurements of non-target organ doses using MOSFET dosemeters for selected IMRT and 3D-CRT radiation treatment procedures". *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 128, No. 3, pp. 336–342, 2007.

[Wiez 09a] T. Wiezoreck, A. Scwahofer, and K. Schubert. "Experimental determination of peripheral photon dose components for different IMRT techniques and linear accelerators". *Medical Physics*, Vol. 19, pp. 120–128, 2009.

[Wiez 09b] T. Wiezorek, A. Schwahofer, and K. Schubert. "The influence of different IMRT techniques on the peripheral dose". *Strahlentherapie und Onkologie*, Vol. 185, pp. 696–702, 2009.

[Xu 08] X. G. Xu, B. Vednarz, and H. Paganetti. "A review of dosimetry studies on external-beam radiation treatment with respect to second cancer induction". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 53, pp. 193–241, 2008.

[Yuki 08] E. G. Yukihara and S. W. S. McKeever. "Optically stimulated luminescence (OSL) dosimetry in medicine". *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 53, pp. 351–379, 2008.

Liste des publications et communications

Publications

- Aubry J F, Bouchard H, **Bessières I** and Lacroix F, 2011, Validation of an electron Monte Carlo dose calculation algorithm in the presence of heterogeneities using EGSnrc and radiochromic film measurements, *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, Vol. 12 N° 4.
- Miljanic S, **Bessières I**, Bordy J M, d'Errico F *et al.*, 2012, Clinical simulations of prostate radiotherapy using BOMAB–like phantoms : Results for photons. Accepté à *Radiation Masurements*.
- Knezevic Z, Stolarczyk L, **Bessières I**, Bordy J M, Miljanic S, Olko P *et al.*, 2012, Photon dosimetry methods : Optically stimulated luminescence (OSL), Thermoluminescence (TL) and Radiophotoluminescence (RPL) dosimetry. Accepté à *Radiation Measurements*.
- Bordy J M, d'Agostino E, **Bessières I**, Domingo C, d'Errico F *et al.*, 2012, Radiotherapy out-of-field dosimetry : Experimental and computational results for photons in a water tank. Accepté à *Radiation Measurements*.
- Sari A, Agelou M, **Bessières I**, Carrel F *et al.*, 2012, Characterization of the photoneutron flux emitted by an electron accelerator using an activation detector. Accepté à *IEEE Transactions on Nuclear Science*.

Communications

- Présentation orale aux Rencontres Jeunes Chercheurs (RJC) organisées conjointement par la division physique nucléaire de la Société Française de Physique (SFP) et la Société Française de Médecine Nucléaire (SFMN) du 12 au 18 décembre 2010 à Annecy.
- Poster à la conférence ESTRO de Londres du 8 au 12 mai 2011.
- Présentation orale au troisième *workshop* MCTP à Séville du 15 au 18 mai 2012.
- Présentation orale et posters aux journées des doctorants de l'école doctorale MIPEGE en mars 2010, 2011 et 2012.