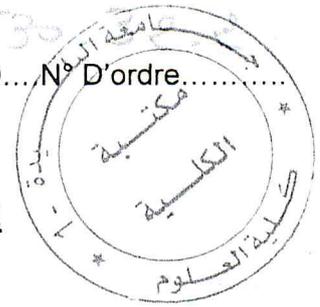


MA-530-32-1

MA-530

F.C.D... N° D'ordre.....



Université Saâd DAHLAB de Blida



Faculté des Sciences

Département de Physique

Mémoire présenté par :

Bouhali Ali

En vue d'obtenir le Diplôme de Master

Domaine : Sciences de la matière

Filière : physique

Spécialité : Physique Médicale

Option : Radiothérapie

Sujet :

Calcul par le code Monte Carlo EGSnrc des distributions de doses relatives dans des milieux de forte hétérogénéité

Soutenu le : 13 Octobre 2013, devant le jury composé de :

Mr. R. Khelifi	Maître de conférence A, USDB	Président
Mme N. Alioui-Bendjaballah	Maître de conférence A, USTHB	Rapporteur
Mr. M. Arib	Maître de Recherche, CRNA (COMENA)	Examineur
Mr. M. Z. Elghribi	Physicien Medical principal, CPMC (Alger)	Examineur

MA-530-32-1

Remerciements

Ce travail a été accompli au sein du Laboratoire des Sciences Nucléaires et Interaction Rayonnement-Matière (LSNIRM) sous la direction de Madame N. Alioui-Bendjaballah, Maître de Conférence à l'USTHB. Je tiens donc en premier lieu à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour l'effort qu'elle a fourni et tous ses encouragements tout au long de la préparation de mon mémoire de Master.

Je tiens également à exprimer mes remerciements au Chef de service de radiothérapie Mme S. Oukrif du Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) d'Alger et des physiciens médicaux M.Z Elghribi, M. Medjdoub, Bounemri, F. Boudjmaa, N. Aichouche et bien d'autres pour avoir mis à notre disposition toutes les données nécessaires à la réalisation de notre travail.

J'exprime à Monsieur R. Khelifi ma reconnaissance pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury du Mémoire.

Monsieur M. Arib, Maître de Recherche au CRNA (COMENA), a bien accepté d'examiner ce travail. Je le remercie et le prie de trouver ici toute ma gratitude pour ses constants encouragements durant l'enseignement du Master.

Je remercie également Monsieur M.Z Elghribi, Physicien Médical au CPMC d'Alger d'avoir accepté d'examiner le travail et surtout pour son aide précieuse à réaliser une partie de notre travail. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour tous les efforts qu'il a fournis afin de mener à bien notre travail.

Enfin, je remercie tous mes amis et ceux qui m'ont encouragé tout au long de ce travail sans oublier bien sûr mes parents et toute ma famille.

Je n'oublierai pas également de remercier les agents de sécurité de l'USTHB pour leur accueil chaleureux et leur gentillesse.

Résumé :

Dans ce travail, nous avons utilisé le code Monte Carlo EGSnrc comme outil de référence pour évaluer le degré de précision de l'algorithme commercial Pencil Beam (PB) dans le calcul de doses aux interfaces eau/air/eau. L'algorithme PB utilise la méthode de correction RTAR (1D) ou ETAR (3D) pour déterminer les doses dans des milieux hétérogènes c.a.d des milieux de densités très différentes de celle de l'eau.

Nous avons considéré un fantôme constitué par une cuve à eau contenant une cavité d'air pour calculer le long de l'axe du faisceau de cobalt le dépôt de doses. La comparaison des rendements de doses en profondeur calculés par les deux algorithmes EGSnrc et PB en fonction des tailles de champ, montre un désaccord entre eux notamment à l'interface air/eau qui augmente lorsque la taille de champ devient plus petite. Cette différence est mise en évidence par le calcul du facteur de l'inhomogénéité dans cette région où nous avons noté une surestimation de la dose par l'algorithme PB ; celle-ci étant plus importante lorsque la dose est calculée en utilisant la correction RTAR d'une part et d'autre part lorsque la taille de champ utilisée est plus petite. La surestimation de dose montre que la précision de PB dans le calcul prévisionnel de doses est limitée. Par conséquent, un sous dosage à l'interface air/eau ne permettrait pas de détruire toutes les cellules tumorales et diminuerait ainsi le contrôle local des cancers localisés au voisinage des cavités d'air

Table de matière

Introduction.....	2
Chapitre I : Algorithmes de calcul de doses dans un faisceau de photons	8
Introduction.....	9
I. Dépôt d'énergie dans un faisceau de photons.....	9
I.1. Dose absorbée.....	9
I.2. Equilibre électronique.....	10
I.3. Doses en profondeur suivant l'axe central du faisceau de photons.....	10
I.3.1. Rendements en profondeur	10
I.3.2 Le rapport tissu air TAR (Tissue Air Ratio).....	11
I.3.3 Le rapport tissu fantôme TPR (Tissue Phantom Ratio).....	12
I.4. Profils de doses.....	13
II. Algorithmes de calcul de doses pour les photons.....	14
II.1. Algorithmes basés sur les mesures.....	14
II.2. Algorithme basé sur la séparation primaire-diffusé.....	14
II.3. Algorithmes basés sur la modélisation des phénomènes physiques.....	15
II.3.1. Méthodes basées sur la convolution et la superposition de kernels.....	16
II.3.2. Méthodes Monte Carlo.....	17
III. Algorithme Pencil Beam.....	18
III.1. Calcul de doses en milieu équivalent-eau.....	18
III.2. Correction de l'inhomogénéité.....	19
III.2.1. Méthode du RTAR (Ratio of TAR).....	20
III.2.2 Méthode ETAR.....	20

Chapitre II : Description du code Monte Carlo EGSnrc 22

Introduction..... 23

I. Principes de la MMC..... 23

 I.1. Générateurs de nombres aléatoires..... 23

 I.2. Techniques d'échantillonnage..... 24

 I.2.1. Méthode directe..... 24

 I.2.2. Méthode du rejet..... 25

 I.2.3. Méthode mixte..... 25

 I.3. Les techniques de réduction de variance..... 25

 I.3.1. Range rejection..... 26

 I.3.2. "Splitting" et Roulette Russe..... 26

 I.3.3. Interactions forcées..... 27

 I.4 Transport des photons et électrons..... 28

 I.4.1. Transport des photons..... 28

 I.4.2. Électrons..... 29

II. Le code EGSnrc..... 30

 II.1 La physique du code EGSnrc..... 30

 II.2 Techniques de réduction de variance..... 31

 II.3 Modules basés sur EGSnrc..... 31

 II.3.1 BEAMnrc..... 31

 II.3.2 DOSXYZnrc..... 32

Chapitre III Modélisation de l'appareil de cobalt « Phoenix » par EGSnrc 33

Introduction 34

I. Description de la géométrie du « Phoenix »..... 34

 I.1. La source..... 35

 I.2. Les collimateurs..... 36

 I.2.1. Collimateur fixe..... 36

 I.2.2. Collimateur amovible..... 36

 I.2.3. Mâchoires..... 38

II. Simulation du faisceau de ⁶⁰Co..... 38

 II.1. Création des données..... 38

 II.2. Modélisation de la géométrie du Phoenix par BEAMnrc..... 38

 II.3. Calcul de dépôts de doses par DOSXYZnrc..... 41

 II.3.1 Volume homogène (eau)..... 41

 II.3.2 Volume hétérogène..... 42

Chapitre IV : Résultats et discussion	43
Introduction.....	44
I. Simulation du faisceau de Cobalt.....	44
II.Calcul de doses dans le milieu hétérogène par EGSnrc.....	47
III.Calcul de doses dans le milieu hétérogène par l’algorithme PB.....	50
IV.Comparaison des résultats et discussion.....	52
Conclusion.....	56
Références bibliographiques.....	59

Liste des figures :

Figure I.1 : Schéma de mesure des rendements en profondeur (PDDs) le long de l'axe du faisceau [Pod05].....	11
Figure I.2 : Schéma de mesure des rapports Tissu Air (TAR) : (a) dose déterminée dans le fantôme d'eau, (b) dose déterminée dans l'air. A_Q est la taille de champ à l'isocentre Q [Pod05].....	12
Figure I.3 : Schéma explicitant la mesure du rapport tissu fantôme (TPR) [Pod05].....	13
Figure I.4 : Profils de doses déposées dans un faisceau de ^{60}Co pour les tailles de champs 30x30, 10x10 et 5x5 cm^2	13
Figure I.5 : Technique de segmentation de Clarkson pour un champ irrégulier.....	15
Figure I.6 : Schéma représentant la technique de convolution.....	16
Figure I.7 : Principe de la simulation par la méthode Monte Carlo[SFPM10].....	17
Figure I.8 : Suivi des trajets de photons (vert) de la source de cobalt où ils sont émis jusqu'au fantôme d'eau (bleu) par le code Monte Carlo GATE/GEANT4. La trajectoire des électrons est représentée en rouge [Elg11].....	18
Figure I.9 : Représentation de deux Pencils Beam contribuant au calcul 3D de la dose au Point P dans le TPS THERAPLAN PLUS [The01].....	19
Figure I.10 : Schéma illustrant la méthode de calcul de la distance effective dans un milieu hétérogène.....	20
Figure I.11 : Schéma illustrant le théorème d'Oconnor reliant les doses aux points P et P' de densités différentes [Ahn99].....	21
Figure II.1 : Schéma illustrant la technique de Range Rejection pour l'électron.....	26
Figure II.2 : (a) Technique de « Splitting » avec génération de deux photons (b) La technique de la Roulette Russe appliquée à un photon de probabilité $P_{kill} = \frac{1}{2}$	27
Figure II.3 : Schéma décrivant l'interaction forcée de photons dans une cible.....	28
Figure II.4 : L'architecture du code BEAMnrc [Rog09].....	32
Figure II.5 : Fichiers de sortie dans le code DOSXYZnrc [Wal09].....	32
Figure III.1 : Schéma simplifié des principaux éléments constituant l'appareil de Cobalt : la source (a), le collimateur fixe (b), le collimateur amovible (c) et les mâchoires (d).....	34
Figure III.2 : Schéma de la désintégration du Co^{60} , τ est le temps de vie des niveaux excités du Ni^{60}	35
Figure III.3 : Représentation de la source de ^{60}Co avec son confinement dans différents matériaux.....	36
Figure III.4 : Représentation du collimateur fixe suivant le plan XZ.....	36
Figure III.5 : Schéma représentant l'emplacement des paires Y du collimateur amovible...37	37
Figure III.6 : Géométrie du « Phoenix » modélisée par BEAMnrc dans le plan XZ pour la taille de champ 10x10 cm^2	40
Figure III.7 : Choix des voxels dans le volume pour le calcul des doses suivant l'axe central du faisceau et hors axe [Wal09].....	41
Figure III.8 : Schéma du fantôme hétérogène considéré pour le calcul de doses.....	42
Figure IV.1 : comparaison des PDDs mesurés (trait plein) et calculés par EGSnrc (points) dans un faisceau de ^{60}Co de taille de champ 10x10 cm^2 à la distance SSD=80 cm.....	44

Figure IV.2 : comparaison des PDDs mesurés (trait plein) et calculés par EGSnrc (points) dans un faisceau de ^{60}Co pour les tailles de champ ($4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $20 \times 20 \text{ cm}^2$) à la distance SSD=80 cm.....	45
Figure IV.3 : comparaison des profils de doses mesurés (trait plein) et calculés par EGSnrc (points) dans un faisceau de ^{60}Co à la profondeur $z_{D_{max}}$ pour les trois tailles de champ....	46
Figure IV.4 : Comparaison des PDDs calculés par EGSnrc dans le fantôme hétérogène avec les PDDs déduits des mesures dans l'eau (trait plein) pour la taille de champ $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$..	48
Figure IV.5 : PDDs calculés par EGSnrc dans le fantôme hétérogène pour les trois tailles de champ.....	49
Figure IV.6 : Comparaison des PDDs mesurés dans l'eau avec ceux calculés dans le fantôme hétérogène par l'algorithme PB en considérant les deux méthodes de correction d'hétérogénéité pour la taille de champ ($4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$).....	50
Figure IV.7a : Calcul des PDDs par l'algorithme PB en utilisant les deux méthodes de correction pour la taille de champ ($10 \times 10 \text{ cm}^2$).....	51
Figure IV.7b : Calcul des PDDs par l'algorithme PB en utilisant les deux méthodes de correction pour la taille de champ ($20 \times 20 \text{ cm}^2$).....	52
Figure IV.8 : Comparaison des PDDs calculés par les deux algorithmes pour la taille de champ ($4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$).....	52
Figure IV.9 : Comparaison des PDDs mesurés et calculés par les deux algorithmes pour la taille de champ ($10 \times 10 \text{ cm}^2$).....	53
Figure IV.10 : Comparaison des PDDs calculés par les deux algorithmes pour la taille de champ ($20 \times 20 \text{ cm}^2$).....	54
Figure IV.11 : Comparaison du facteur de correction de l'inhomogénéité calculé par les deux algorithmes en fonction de la taille de champ à l'interface air/eau (à 4 cm de profondeur)..	55

Titre du mémoire :

**Calcul par le code Monte Carlo EGSnrc des distributions
de doses relatives dans des milieux de forte
hétérogénéité**

Introduction

En radiothérapie externe, le traitement des cancers consiste à irradier le volume tumoral à l'aide d'un rayonnement ionisant pour détruire au maximum les cellules malignes. Pour une meilleure efficacité du traitement, l'énergie déposée par unité de masse appelé aussi « dose », doit être optimale dans les tissus atteints et minimale dans les tissus sains avoisinant la tumeur notamment les organes à risque. Cet objectif, visé par chaque radiothérapeute, requiert un maximum de précision dans toutes les étapes suivies lors de la planification du traitement pour chaque patient.

Le calcul prévisionnel des distributions de doses dans le volume tumoral en utilisant des algorithmes analytiques constitue l'une de ces étapes cruciales permettant de minimiser les séquelles et risques de cancers radio-induits. Ces algorithmes implémentés dans le système de planification du traitement (TPS) doivent être à la fois précis et rapides pour une utilisation en routine clinique.

Certains algorithmes qui sont encore utilisés actuellement pour prédire la dosimétrie personnalisée, sont basés sur plusieurs approximations afin de réduire le temps de calcul. Dans des milieux de densité équivalente à l'eau et pour des tailles de champ d'irradiation larges, ces modèles restituent les mesures avec un écart ne dépassant pas 2% sur l'axe du faisceau et 2 mm hors axe [Fra98]. Cependant, dans les configurations d'irradiation nécessitant des tailles de champ très petites (de l'ordre du libre parcours moyen des électrons ou même inférieure) et en présence de milieux de densité très différente de celle de l'eau comme l'os, l'air et le poumon les écarts dépassent 5 % [Son77], induisant par conséquent un sous dosage qui pourrait compromettre significativement l'efficacité du traitement.

Seuls les algorithmes basés sur les méthodes Monte Carlo permettent de calculer avec plus de précision les doses dans des milieux de différente densité car ils modélisent tous les processus physiques liés au dépôt d'énergie dans la matière en tenant compte à la fois de l'hétérogénéité du milieu et des configurations d'irradiation les plus complexes [Che07]. L'inconvénient majeur de ces méthodes est leur temps de calcul qui est relativement long, limitant ainsi leur utilisation en routine clinique. Néanmoins, tous les codes Monte Carlo mis à la disposition de la communauté scientifique et développés pour des applications dosimétriques de photons et d'électrons tels que PENELOPE, EGSnrc, GEANT4/GATE ... permettent d'évaluer le degré de précision des algorithmes commerciaux implémentés dans les TPS pour la prédiction des distributions de doses dans des milieux de forte hétérogénéité.

L'objectif de notre travail est de calculer le dépôt de doses dans un faisceau de cobalt aux interfaces d'une cavité d'air insérée dans un milieu homogène (eau), pour différentes tailles de champ en utilisant le code Monte Carlo EGSnrc. Les calculs entrepris visent en premier lieu à étudier l'effet de la taille de champ sur le dépôt d'énergie aux interfaces de la cavité d'air. Ensuite, la comparaison entre les calculs Monte Carlo et ceux déduits de l'algorithme commercial Pencil Beam (PB) implémenté dans le TPS THERAPLAN PLUS au sein du service de radiothérapie du Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) d'Alger, nous permettra de tester le degré de précision de ce dernier en termes de prise en compte de l'hétérogénéité.

Le document décrivant notre travail est structuré suivant quatre chapitres, une conclusion et des références bibliographiques.

Dans le premier chapitre, nous présenterons un rappel sur quelques grandeurs dosimétriques utilisées en radiothérapie externe et les modèles de calcul servant au calcul prévisionnel des distributions de doses dans le volume cible. Nous décrirons également l'approche utilisée par l'algorithme PB pour calculer la dose en tenant compte de l'inhomogénéité.

Le deuxième chapitre est dédié à la description du principe de la méthode Monte Carlo dans le cadre général et au code de calcul EGSnrc que nous avons utilisé pour réaliser toutes nos simulations.

La modélisation de la géométrie de la machine de traitement de type « Phoenix » délivrant le faisceau de cobalt est décrite dans le troisième chapitre. Nous présenterons en premier lieu la géométrie des différents constituants de la machine conformément aux données du constructeur ensuite nous donnerons tous les paramètres physiques choisis judicieusement pour une meilleure efficacité des simulations.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons tous nos résultats ainsi que leur discussion. En premier lieu, nous présenterons les calculs de doses dans l'eau et leur confrontation aux mesures afin de valider la simulation du faisceau de cobalt. Ensuite, nous discuterons les résultats obtenus par EGSnrc et par l'algorithme PB dans le milieu hétérogène pour différentes tailles de champ et nous terminerons par une comparaison entre les différents résultats.

En conclusion, nous donnerons quelques perspectives à exploiter après notre travail.

Chapitre I

Algorithmes de calcul de doses dans un faisceau de photons

Introduction :

En radiothérapie externe, la plupart des algorithmes implémentés dans les TPS en vue de prédire la dosimétrie personnalisée, utilisent des grandeurs dosimétriques déduites des mesures effectuées le long de l'axe central et hors axe du faisceau pour des tailles de champ standards et des distances source-milieu bien définies. Ces grandeurs caractérisent le faisceau d'irradiation dans l'eau considérée comme milieu de référence et servent à déterminer les doses à n'importe quel point dans le volume cible du patient en prenant en compte plusieurs termes correctifs liés aux champs obliques, contours irréguliers et milieux de densité très différente de celle de l'eau.

Dans ce chapitre, nous décrirons en premier lieu certaines de ces grandeurs utilisées dans ce travail pour caractériser un faisceau de photons, ensuite nous présenterons les différents algorithmes de calcul de doses utilisés dans les TPS et nous terminerons par présenter l'algorithme PB implémenté dans le TPS THERAPLAN PLUS au sein du service de radiothérapie du CPMC d'Alger. Nous nous intéresserons particulièrement aux corrections de l'inhomogénéité à 1D et 3D utilisées par cet algorithme pour calculer les doses aux interfaces de milieux de forte hétérogénéité.

I. Dépôt d'énergie dans un faisceau de photons :

Le dépôt d'énergie d'un faisceau de photons dans la matière vivante permet de détruire les cellules tumorales en causant des lésions à l'échelle moléculaire. Ce dommage résulte en réalité de la mise en mouvement des électrons dans le milieu suite aux différents processus physiques engendrés par l'interaction du rayonnement avec la matière.

Plusieurs termes ont été définis pour quantifier le dépôt de dose par le faisceau primaire et la composante du rayonnement diffusé dans le patient.

I.1. Dose absorbée :

Lorsque les photons traversent un milieu de densité $\rho(r)$, ils libèrent de l'énergie. Cette énergie libérée par unité de masse appelée TERMA (Total Energy Released per unit Mass), est proportionnelle à la fluence énergétique $\Psi_E(\vec{r})$ et au coefficient d'atténuation massique $\frac{\mu}{\rho}(\vec{r})$ du milieu traversé. Son expression est définie par la formule suivante :

$$T(r) = \frac{\mu}{\rho}(\vec{r})\Psi_E(\vec{r}) \quad (I.1)$$

Une fraction du TERMA est transférée dans l'unité de masse aux particules chargées (électrons et positons) sous forme d'énergie cinétique. Cette fraction est appelée le KERMA (Kinetic Energy Released per unit Mass). Lorsque cette énergie est déposée le long des trajectoires des particules chargées par excitation et/ou ionisation, on parle alors de KERMA collisionnel K_c (<KERMA). Le KERMA radiatif K_r est lié à l'énergie cinétique des électrons convertie en photons lors du processus de Bremsstrahlung et sera déposée plus loin.

Dans le cas où l'atténuation du faisceau est négligeable dans un élément de masse (dm) et que ce dernier est situé à des distances supérieures au libre parcours des électrons, on atteint un état d'équilibre électronique. Cet état correspond à la compensation entre l'énergie transférée en dehors de l'élément de masse et l'énergie absorbée (dE_{abs}) en dedans, ce qui conduit à l'égalité entre Kerma collisionnel et dose absorbée D :

$$D \cong K_c = \frac{dE_{abs}}{dm} \quad (I.2)$$

Dans le système international des unités (SI), la dose est exprimée en gray (symbole : Gy) tel que $1\text{Gy} = 1 \text{ J/kg}$.

I.2. Equilibre électronique :

Les électrons secondaires mis en mouvement dans le milieu ont un parcours qui dépend de l'énergie des photons primaires et de la densité du milieu traversé. Plus l'énergie est grande ou la densité est faible, plus ils ont un parcours plus long. A titre d'exemple, le parcours maximal d'un électron d'énergie 1.7 MeV est d'environ 6 m dans l'air alors qu'il de l'ordre de 0.8 cm dans l'eau.

Lorsque la profondeur correspond au parcours maximal des électrons, le rapport de la fluence des électrons sur celle des photons primaires devient constant. On parle alors de l'état d'équilibre électronique longitudinal. Cependant, pour atteindre l'équilibre électronique total il faut aussi que ce dernier soit aussi établi latéralement (perpendiculaire au faisceau) par les électrons émis avec un certain angle par rapport à la direction des photons primaires et dont le parcours maximal doit être inférieur ou égal au rayon du faisceau.

I.3. Doses en profondeur suivant l'axe central du faisceau de photons :

Le faisceau de photons peut être caractérisé suivant deux modalités de mesures : SSD (Distance Source Surface) set-up ou SAD (Source Axe Distance) set-up. Dans le premier cas, les mesures sont effectuées à SSD constante tandis que dans le deuxième cas, elles sont réalisées par rapport à l'isocentre de la machine. Il est à noter qu'en situation clinique, on utilise le plus souvent le deuxième set-up car il est plus simple à appliquer lorsque plusieurs tailles de champs sont définies.

I.3.1. Rendements en profondeur :

PDD est l'acronyme de "Percentage Depth Dose" en un point du matériau sur l'axe central du faisceau. Il est défini comme étant le rapport de la dose absorbée au point Q sur la dose absorbée à la profondeur z_{max} correspondant au maximum de dose pour SSD constante (voir Figure I.1). Son expression est donnée par :

$$PDD(A_{SSD}; z; E) = \frac{Dose(A_{SSD}; z; E)}{Dose(A_{SSD}; z_{max}; E)} \times 100 \quad (I.3)$$

Les courbes de PDDs sont caractérisées par deux régions : la région de transition ($0 \leq z < z_{\max}$) appelée zone de build up et la région d'équilibre électronique transitoire située au-delà de z_{\max} . Pour un point donné, les PDDs varient avec l'énergie du photon, la taille du champ à la surface et la distance SSD.

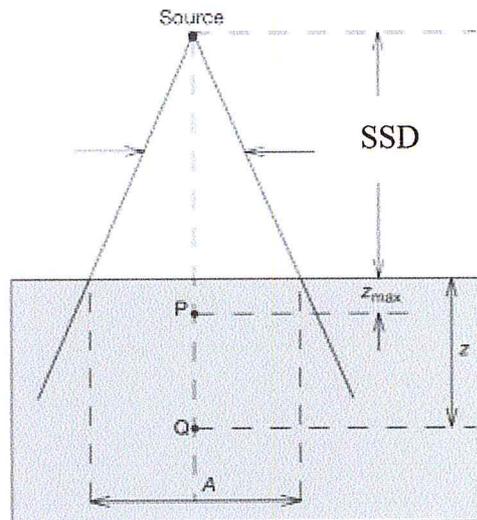


Figure I.1 : Schéma de mesure des rendements en profondeur (PDDs) le long de l'axe du faisceau [Pod05]

I.3.2 Le rapport tissu air RTA (Tissue Air Ratio TAR) :

Le TAR est défini comme étant le rapport de la dose D_Q en un point donné dans le milieu sur la dose D'_Q au même point dans l'air pour la même taille de champ et à la même distance SAD :

$$TAR(z; A_Q; E) = \frac{D_Q}{D'_Q} \quad (I.4)$$

La figure I.2 illustre la mesure du TAR où A_Q est la taille du champ au point Q placé à l'isocentre de la machine à une distance SAD de la source. Cette grandeur ne dépend que de la profondeur du fantôme, la taille du champ et l'énergie pour les distances SAD utilisées cliniquement (50-150 cm) alors que les PDDs dépendent de quatre paramètres : profondeur du fantôme, SSD, taille du champ et énergie [Pod05].

Le TAR est souvent utilisé pour une radiothérapie rotationnelle et aussi par certains algorithmes pour calculer la composante primaire de la dose totale.

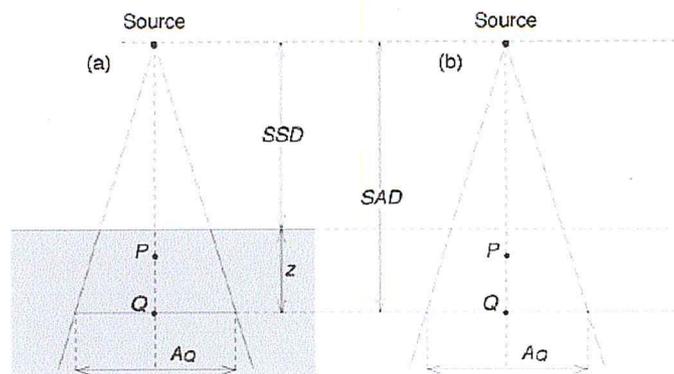


Figure I.2 : Schéma de mesure des rapports Tissue Air (TAR) : (a) dose déterminée dans le fantôme d'eau, (b) dose déterminée dans l'air. A_Q est la taille de champ à l'isocentre Q [Pod05].

La dose provenant du faisceau de photons primaires est en effet déduite à partir de la valeur du TAR pour une taille de champ $0 \times 0 \text{ cm}^2$ et à une profondeur z . Son expression est définie par [Pod05]:

$$TAR(z, 0) = e^{-\mu_{eff}(z-z_{max})} \quad (I.5)$$

avec μ_{eff} le coefficient d'atténuation effectif pour le faisceau de photons d'énergie E . Celle ci peut être également déduite graphiquement par extrapolation des RTAs tracés en fonction de la taille de champ.

Cependant, la mesure du TAR s'avère une tâche plus compliquée que les PDDs car il est difficile de maintenir la distance source-isocentre constante en utilisant les fantômes automatisés d'une part et d'autre part, l'utilisation d'un capuchon autour de la chambre d'ionisation pour assurer l'équilibre électronique dans l'air limite sa validité uniquement pour des faisceaux d'énergie inférieure ou égale à 1.33 MeV [Pod05].

I.3.3 Le rapport tissu fantôme (Tissue Phantom Ratio) TPR :

Cette grandeur est utilisée à la place du TAR lorsque l'énergie du faisceau est importante. Elle est définie par :

$$TPR (A_Q; z; E) = \frac{Dose(A,SSD,z)}{Dose(A,SSD,z_{ref})} \quad (I.6)$$

Avec $z_{ref} = 5$ ou 10 cm et SSD fixe (voir figure I.3). Pour $z_{ref} = z_{max}$ (profondeur où la dose est maximale), le TPR devient TMR (Tissue Maximum Ratio).

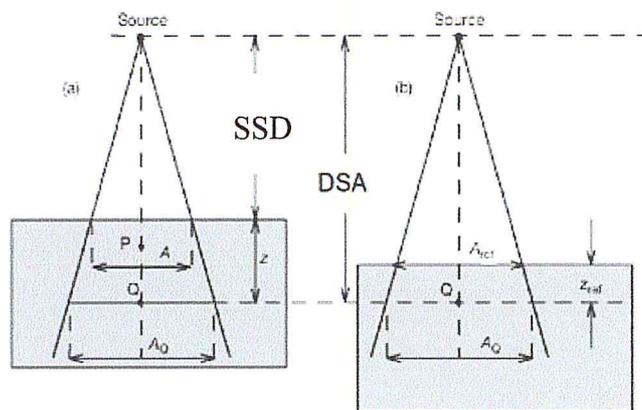


Figure I.3 : Schéma explicitant la mesure du rapport tissu fantôme (TPR) [Pod05]

I.4. Profils de doses :

Les profils de doses correspondent aux distributions de doses déterminées suivant l'axe perpendiculaire à celui du faisceau pour différentes profondeurs et tailles de champs. La figure I.4 représente les doses mesurées dans un faisceau de cobalt à une profondeur d'eau de 0.5 cm pour les tailles de champ 30x30, 10x10 et 5x5 cm² normalisées par rapport à la dose maximale obtenue pour la taille de champ 10x10 cm².

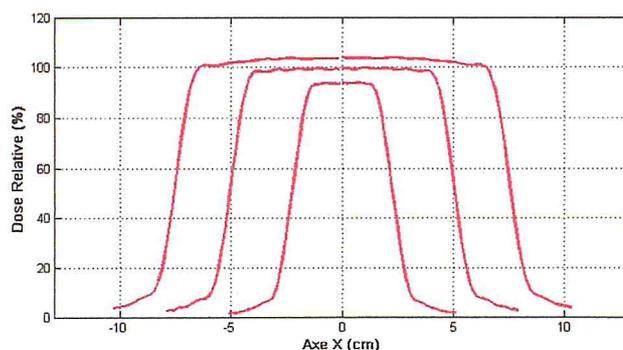


Figure I.4 : Profils de doses déposées dans un faisceau de ⁶⁰Co pour les tailles de champs 30x30, 10x10 et 5x5 cm²

Les profils de doses permettent de contrôler l'inhomogénéité, la symétrie et la pénombre du faisceau d'irradiation d'une part et de restituer la distribution de doses en 3D dans le volume cible d'autre part. D'après la figure I.4, on peut distinguer 3 régions différentes pour chaque taille de champ : le plateau (la distribution de dose homogène), la pénombre où l'on note une grande variation de doses et enfin la région située en dehors du champ d'irradiation présentant des doses faibles résultant de la transmission des photons à travers les collimateurs.

II. Algorithmes de calcul de doses pour les photons:

Les algorithmes de calcul de doses généralement utilisés en routine clinique sont classés suivant leur efficacité dans la correction des inhomogénéités et la prise en compte du transport des particules secondaires. On distingue :

1. les méthodes Monte Carlo
2. les méthodes de convolution/superposition
3. les modèles séparant la dose totale en composantes primaire et secondaire
4. les modèles basés sur les mesures dosimétriques

II.1. Algorithmes basés sur les mesures :

Ces algorithmes utilisent les mesures dosimétriques effectuées dans l'eau (milieu de référence) telles que les PDDs, TPR, profils, ... pour calculer les distributions de doses. Celles-ci sont introduites dans le TPS soit directement sous forme de tableaux ou bien indirectement sous forme de fonctions empiriques traduisant leur évolution. Pour tenir compte des différences entre la mesure et le traitement personnalisé de chaque patient, des facteurs correctifs liés aux tailles de champs non carrés, aux modificateurs du faisceau et à l'inhomogénéité sont introduits dans le calcul de doses.

Cependant, ces algorithmes tendent à disparaître de nos jours car ils ne répondent plus aux objectifs assignés par les radiothérapeutes en termes de précision notamment avec la mise en œuvre de nouvelles techniques d'irradiation telle que la radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (IMRT).

II.2. Algorithmes basés sur la séparation primaire-diffusé:

Le principe de ces algorithmes consiste à séparer le dépôt de doses en un point Q donné en deux composantes : la composante primaire P_Q issue de la fluence des photons primaires et la composante diffusée S_Q résultant du rayonnement diffusé dans le volume cible :

$$D_Q = P_Q + S_Q \quad (I.7)$$

La composante primaire qui englobe également le diffusé provenant de la tête de la machine (photons diffusés et électrons de contamination) est déterminée de manière semi empirique par l'expression suivante:

$$P_Q(x, y, z) = D_{air} \times RTA(z, 0) \times f(x, y) \quad (I.8)$$

Où $RTA(z, 0)$ est déduit graphiquement par extrapolation des RTA pour la taille de champ $0 \times 0 \text{ cm}^2$, D_{air} la dose dans l'air au point Q à la profondeur z et $f(x, y)$ une fonction tenant compte de l'atténuation de la fluence dans les tissus, de la présence des collimateurs (pénombre) et des modificateurs du faisceau (filtres en coin, ...).

La composante S_Q est calculée en utilisant la technique d'intégration de Clarkson [Son78]. Cette technique consiste à diviser le volume irradié par rapport au point Q en volumes élémentaires (ΔV), puis sommer la contribution du diffusé provenant de tous ces éléments en calculant le rapport diffusé air. Pour illustrer cette technique, nous présentons sur les figures I.5-a et I.5-b un volume irradié par un champ irrégulier découpé en N secteurs angulaires α_i ne dépassant 10° [Pod05]. En considérant que S_Q est proportionnelle à la fluence primaire qui lui a donné naissance, son expression est alors donnée par :

$$S_Q = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N SAR(z, r_i) \alpha_i \quad (I.9)$$

Avec $SAR(z, r_i)$ le rapport du diffusé-air (Scatter Air Ratio) déduit par :

$$SAR(z, r_i) = RTA(z, r_i) - RTA(z, 0) \quad (I.10)$$

Pour tenir compte de l'hétérogénéité, la dose totale est multipliée par un facteur correctif déduit par l'une de ces techniques : TAR, Batho ou ETAR [Pap04]. Cependant, l'inconvénient majeur de cette méthode est l'impossibilité de modéliser le transport des électrons secondaires qui joue un rôle très important pour des énergies de photons élevées et des densités de tissus qui diffèrent significativement de celle de l'eau.

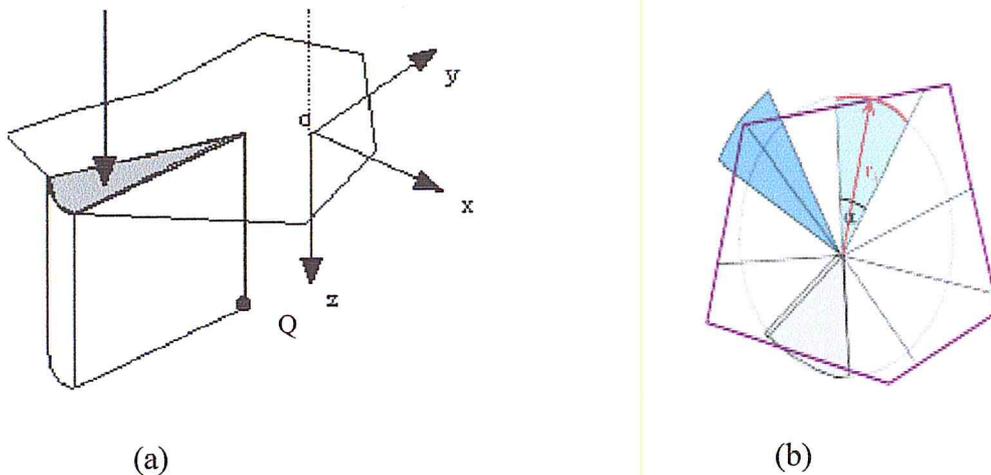


Figure I.5 : Technique de segmentation de Clarkson pour un champ irrégulier.

II.3. Algorithmes basés sur la modélisation des phénomènes physiques:

Ces algorithmes calculent les distributions de doses dans le patient en modélisant les phénomènes physiques liés aux dépôts d'énergie par les particules primaires et secondaires. Il existe deux catégories :

- les méthodes basées sur la superposition/convolution
- les méthodes statistiques dites Méthodes Monte Carlo (MMC)

II.3.1. Méthodes basées sur la convolution et la superposition de kernels :

Ces méthodes introduisent la notion de point « kernel » appelé aussi fonction de dispersion d'énergie pour tenir compte du transport des électrons secondaires à travers des milieux de différente densité. Le kernel défini comme étant l'énergie déposée autour du point d'interaction du photon primaire, est pré-calculé par MMC. La sommation de toutes les énergies déposées par les kernels pondérés par la fluence des photons primaires donne la dose totale au point d'intérêt [Pap04]. D'après la figure I.6, la dose totale en ce point est donnée par :

$$D(\vec{r}) = \sum_i \left(\frac{\mu}{\rho}(\vec{r}_i) \psi(\vec{r}_i) K(\vec{r} - \vec{r}_i) dV_i \right) \quad (\text{I.11})$$

Où :

- $\frac{\mu}{\rho}(\vec{r}_i)$ est le coefficient d'atténuation massique au point d'interaction
- $\psi(\vec{r}_i)$ la fluence des photons primaires au point d'interaction
- $K(\vec{r} - \vec{r}_i)$ le kernel au point d'interaction
- dV_i est le volume élémentaire (voxel) où l'interaction a eu lieu

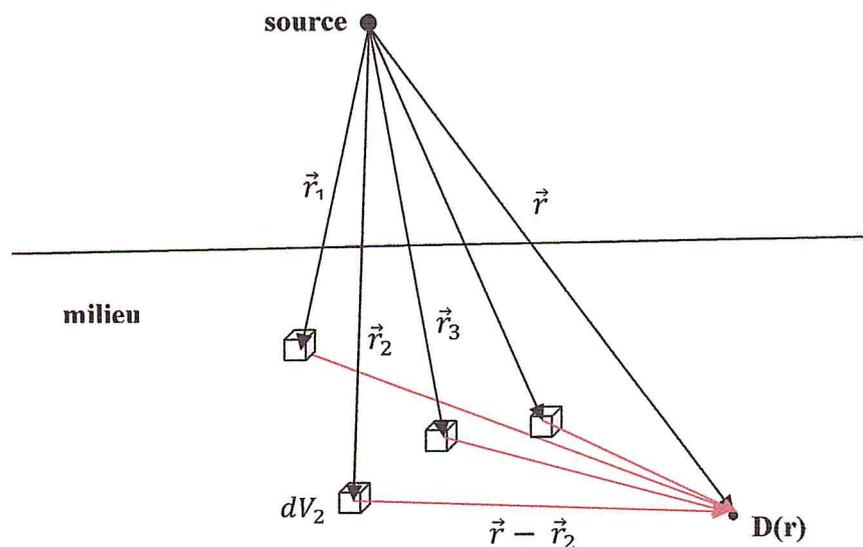


Figure I.6 : Schéma représentant la technique de convolution

Cette technique est très précise car elle tient compte à la fois du diffusé latéral et de l'hétérogénéité. Cependant, elle est plus coûteuse en temps de calcul par conséquent elle reste limitée pour une utilisation en routine clinique. Afin de réduire le temps de calcul, une autre approche appelée pencil beam kernel a été introduite dans la technique de convolution. Elle

intègre toutes les contributions des interactions du faisceau primaire dans un espace à 2D mais la précision est moindre car la prise en compte de l'hétérogénéité est limitée [Pap04]

II.3.2 Méthodes Monte Carlo :

L'algorithme de calcul de doses basé sur ces méthodes est le plus précis car la modélisation du transport des particules est réalisée sans approximations afin de reproduire la réalité. Cette technique qui sera explicitée dans le prochain chapitre est une méthode statistique qui permet de simuler les processus d'interactions des particules dans n'importe quelle géométrie et dans la plupart des matériaux. Elle utilise la fonction des distributions de probabilités d'interactions des particules (sections efficaces d'interaction) dans la matière selon le type de particule, son énergie et sa direction initiale (voir figure I.7).

Cependant, l'utilisation des algorithmes fondée sur MMC est limitée en routine clinique car la précision souhaitée requiert un temps de calcul relativement long. Néanmoins, MMC constitue un outil de référence pour tester la validité des algorithmes commerciaux dans la prédiction de la dosimétrie personnalisée. La figure I.8 illustre l'unité de traitement T1000 ainsi que les trajectoires des photons et électrons modélisées par GATE [Elg11].

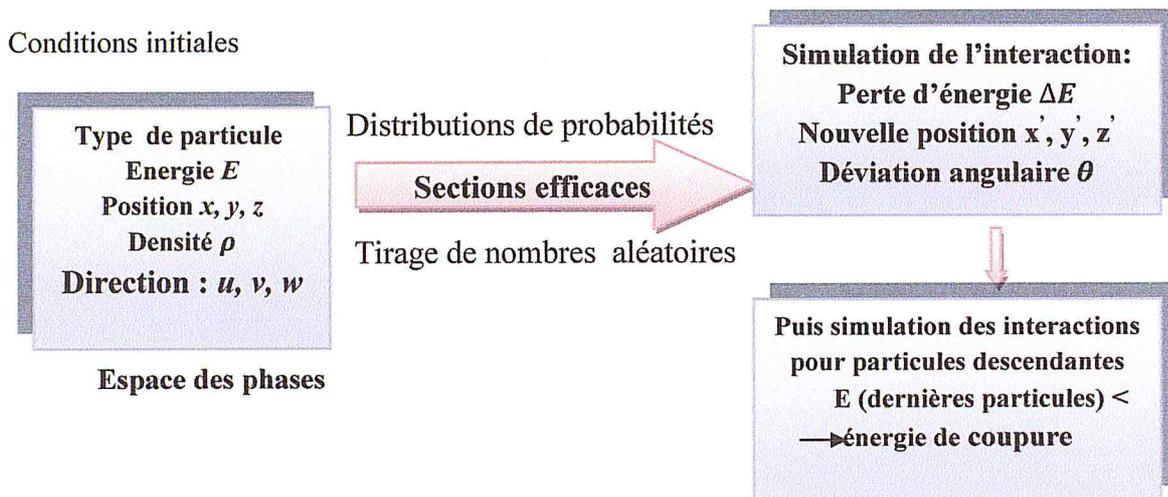


Figure I.7 : Principe de la simulation par la méthode Monte Carlo[SFP10].

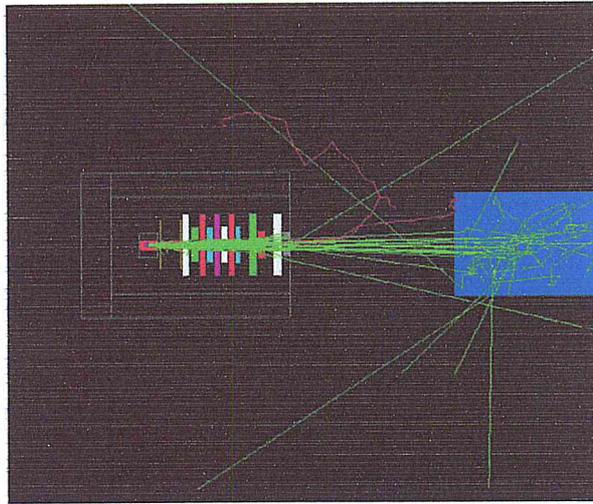


Figure I.8 : Suivi des trajets de photons (vert) de la source de cobalt où ils sont émis jusqu'au fantôme d'eau (bleu) par le code Monte Carlo GATE/GEANT4. La trajectoire des électrons est représentée en rouge [Elg11].

III. Algorithme Pencil Beam :

Avant d'évaluer le degré de précision de l'algorithme Pencil Beam (PB) implémenté dans THERAPLAN PLUS, nous donnons ci-dessous un aperçu sur l'approche utilisée par cet algorithme pour prédire les distributions de doses personnalisées dans les faisceaux de photons traversant des milieux hétérogènes.

III.1. Calcul de doses en milieu équivalent-eau :

Cet algorithme s'appuie sur la méthode de séparation diffusé-primaire décrite ci-dessus pour calculer la dose en un point donné dans un milieu équivalent eau. On notera que le terme « Pencil Beam » est relié au fait que le faisceau est divisé en plusieurs faisceaux élémentaires de largeur étroite « Pencil » contribuant au calcul de doses à un point donné comme l'illustre la figure I.9.

Par ailleurs, le calcul entrepris par cet algorithme est un calcul à 3D car il intègre la contribution du diffusé dans le volume irradié (taille de champ, profondeur par rapport au point de calcul) en utilisant la segmentation de Clarkson décrite en II.2.

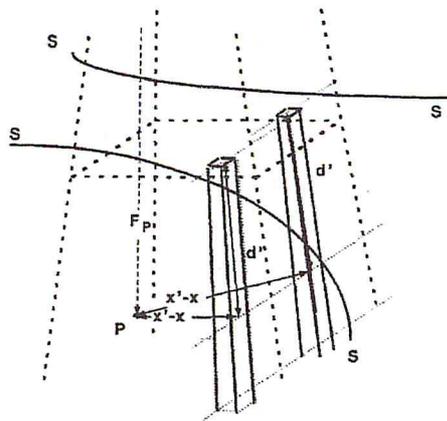


Figure I.9 : Représentation de deux Pencils Beam contribuant au calcul 3D de la dose au Point P dans le TPS THERAPLAN PLUS [The01]

Ce calcul est dit semi-empirique car les données de la fonction Pencil Beam basée sur le calcul du rapport diffusé air SAR (voir équation I.10) sont générées à partir des mesures de PDDs ou TARs pour différentes tailles de champ et différentes profondeurs [The01]. La dose totale en un point donné P dans un milieu équivalent-eau est donnée par l'expression suivante :

$$D_P = (Prim + Scat) \times PBFF \times ISCF \quad (I.12)$$

Avec (Prim+Scat) les doses résultant respectivement des rayonnements primaire et secondaire. Elles sont calculées de la même manière que les équations (I.8) et (I.9). Le facteur PBFF est la fonction PB corrigeant les effets du cône égalisateur du faisceau pour les accélérateurs linéaires (beam flattening filter) en particulier pour les grandes tailles de champ. PBFF est égale à 1 pour les doses calculées sur l'axe du faisceau et comprise entre 0.95 et 1.05 en dehors de l'axe. Le facteur ISCF corrige l'atténuation de la fluence en divisant par la distance (qui sépare la source du point P) élevée au carré [The01].

III.2. Correction de l'inhomogénéité :

Pour tenir compte de l'hétérogénéité du milieu irradié, un autre facteur correctif ICF est introduit dans l'équation (I.12) telle que :

$$D_P = (Prim + Scat) \times PBFF \times ISCF \times ICF_P \quad (I.13)$$

Le facteur ICF est défini par :

$$ICF_P = \frac{D_P \text{ dans le milieu hétérogène}}{D_P \text{ dans le milieu équivalent eau}} \quad (I.14)$$

THERAPLAN PLUS offre deux méthodes de correction d'hétérogénéité pour les faisceaux de photons : la correction avec le TAR (1D) et la correction avec Equivalent TAR (3D).

III.2.1. Méthode du RTAR (Ratio of TAR) :

Cette méthode détermine le facteur correctif au point P à partir des mesures de TARs :

$$ICF_P = \frac{TAR(d'_P, r)}{TAR(d_P, r)} \quad (I.15)$$

Avec r le rayon de la taille de champ circulaire, d_P la distance séparant le point P de la surface du milieu (voir figure I.10) et $d'_P = (\sum_i d_i \rho_i)$ la distance « radiologique » obtenue par sommation des épaisseurs d_i se trouvant au dessus du point P et pondérées par leur densité électronique relative correspondante ρ_i .

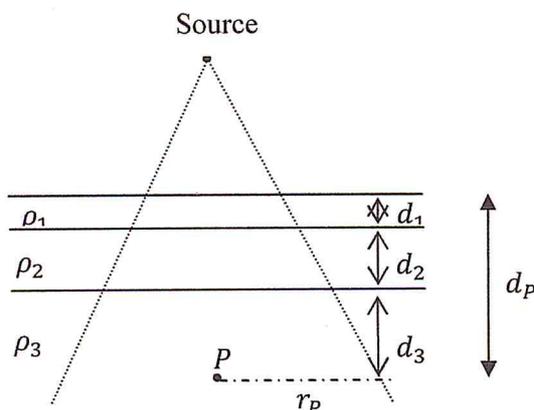


Figure I.10 : Schéma illustrant la méthode de calcul de la distance effective dans un milieu hétérogène.

Cette méthode de correction est à 1D car elle ne considère l'hétérogénéité que le long de l'axe du faisceau et n'inclue pas le diffusé provenant tout autour du milieu. Le milieu est considéré comme étant un ensemble de couches de dimensions latérales infinies.

III.2.2 Méthode ETAR :

Cette méthode calcule la correction de l'hétérogénéité par l'expression suivante :

$$ICF_P = \frac{TAR(d'_P, r_P)}{TAR(d_P, r_P)} \quad (I.16)$$

Avec d_p et d'_p les distances décrites dans la méthode RTAR. r_p est le rayon de la taille de champ au point P et $\hat{r}_p = r_p \hat{\rho}_p$ est le rayon mis à l'échelle par la densité relative (par rapport à l'eau) effective $\hat{\rho}_p$.

Cette correction s'appuie sur le théorème de la mise en échelle d'O'Connor qui stipule que la dose absorbée en deux points P et P' dans deux milieux de densité différente mais de composition chimique identique est la même à condition que toutes les dimensions soient proportionnelles au rapport des densités [Ahn99]. La figure I.11 explicite la mise à l'échelle énoncée par ce théorème.

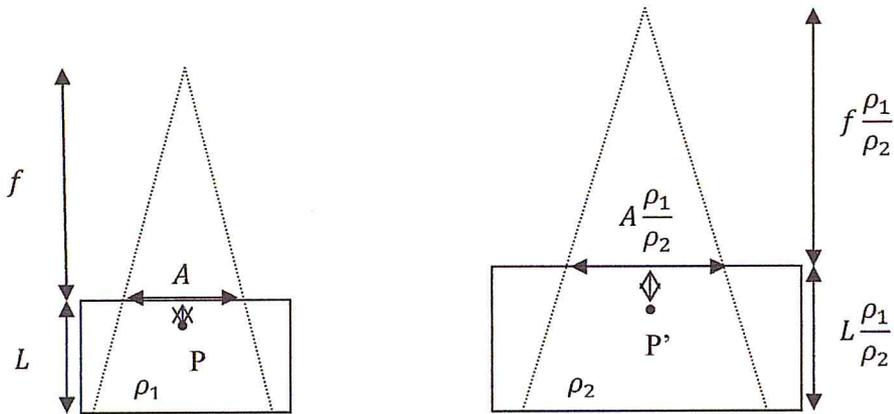


Figure I.11 : Schéma illustrant le théorème d'O'Connor reliant les doses aux points P et P' de densités différentes [Ahn99]

La correction ETAR est une correction à 3D car elle tient compte à la fois de la modification de la profondeur d_p et de la taille de champ de rayon r_p . Ce dernier est mis à l'échelle par la densité moyenne calculée dans tout le volume irradié. Son expression est donnée par :

$$\hat{\rho}_P = \frac{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I W_{ijk} \rho_{ijk}}{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I W_{ijk}} \quad (I.17)$$

Où ρ_{ijk} est la densité électronique relative du pixel ij dans la coupe scann CT d'indice k. W_{ijk} est le facteur de pondération pour chaque élément de voxel (d'indices i,j,k) contribuant au rayonnement diffusé. Ces facteurs de pondération sont déterminés à partir de la fonction de dispersion d'énergie calculé par MMC dans l'eau.

En résumé, cette technique contrairement à celle du RTAR inclut les informations 3D en tenant en compte la contribution du rayonnement diffusé.

Chapitre II

Description du code Monte Carlo EGSnrc

Introduction :

Le code Monte Carlo EGSnrc (Electron Gamma Shower national research council) a été développé essentiellement pour des applications en radiothérapie. En raison de sa grande précision dans la simulation du transport des particules chargées, EGSnrc constitue un outil de référence [Kaw03] pour tester le degré de précision des distributions de doses calculées par les algorithmes implémentés dans les systèmes de planification de traitement (TPS).

Dans ce qui suit, nous donnerons en premier lieu les principes de MMC en décrivant les méthodes d'échantillonnage utilisées pour le transport des particules, ensuite nous présenterons la physique et les fonctionnalités du code MC utilisé pour réaliser toutes nos simulations.

I.Principes de la MMC :

Les MMC sont des méthodes statistiques qui modélisent le transport des particules dans des milieux de densités différentes et de géométries très complexes. Elles sont basées sur l'échantillonnage de Fonctions de Densité de Probabilité (FDP). Ces fonctions décrivent les sections efficaces des différents processus physiques (effet photoélectrique, effet Compton, diffusion cohérente, création de paires ...) engendrés lors de l'interaction du rayonnement avec la matière [Rea76].

En effet, le trajet de chaque particule est suivi depuis la source où elle est émise jusqu'à son arrêt total en procédant à l'échantillonnage des paramètres physiques qui la décrivent tels que le libre parcours moyen, la longueur d'onde Compton, l'énergie, la direction L'échantillonnage est réalisé en effectuant des tirages de nombres pseudo-aléatoires générés à l'aide d'un algorithme mathématique. La qualité de la séquence des nombres pseudo-aléatoires joue un rôle important dans les simulations MC car chaque processus physique doit être modélisé au plus près pour reproduire son caractère stochastique.

I.1. Générateurs de nombres aléatoires :

La modélisation des processus physiques par MMC repose sur la génération de séries de nombres pseudo-aléatoires déterminés à partir de générateurs appelés RNG (Random Number Generator). Ces nombres sont appelés pseudo-aléatoires car les RNGs sont représentés par des algorithmes déterministes et répétitifs, contrairement aux « vrais » nombres aléatoires déduits par exemple par un comptage du nombre de coups de désintégration d'une source radioactive. Un générateur est dit « bon » ou « mauvais » selon que les séquences obtenues possèdent ou non les propriétés suivantes :

- L'uniformité : les séquences de nombres pseudo-aléatoires doivent être distribuées d'une façon uniforme et non biaisée.
- La non corrélation : les séquences ne doivent pas présenter de corrélation pour que les simulations soient indépendantes l'une de l'autre.
- La reproductibilité : les séquences doivent être reproductibles pour pouvoir tester les programmes de simulations ou reproduire des résultats statistiques.

- La période : la séquence doit être suffisamment grande pour que les nombres pseudo-aléatoires tirés ne se répètent pas pendant la simulation. En outre, les séquences doivent pouvoir être modifiées en changeant la valeur initiale appelée « seed » d'une part et être divisées en plusieurs sous-séquences d'autre part pour permettre des simulations en parallèle sur des grilles de calcul.

Le générateur congruentiel linéaire et le générateur de type Fibonacci sont les plus utilisés pour générer des nombres pseudo-aléatoires.

Dans ce qui suit, nous décrirons brièvement le générateur congruentiel linéaire. La loi uniforme permettant de générer les nombres aléatoires est définie par :

$$Z_i = (aZ_{i-1} + b) \text{ modulo}(m), \quad i = 1, 2, \dots \quad (\text{II.1})$$

où a et b sont des constantes. Dans le cas où b est nul, le générateur est dit congruentiel multiplicatif. Le $i^{\text{ème}}$ nombre aléatoire de la séquence est alors généré par le reste de la division du terme Z_i par m . En effet, le générateur démarre avec un seed positif Z_0 en général très grand et multiplié par un entier positif a pour obtenir Z_1 . Le reste de la division de Z_1 par m génère le premier nombre aléatoire de la série. Le nombre aléatoire suivant est généré par le reste de la division de Z_2 par m . Ainsi, l'opération continue jusqu'à ce que l'on obtienne la même valeur que le premier nombre aléatoire de la série.

Le choix des paramètres a et m est crucial pour que les séquences des nombres aléatoires soient les plus longues possibles. On choisit généralement $m = 2^k$ où k est le nombre de bits correspondant à l'architecture de l'ordinateur. D'autre part, pour que celles-ci soient différentes l'une de l'autre, la méthode doit démarrer chaque séquence avec un seed différent.

I.2. Techniques d'échantillonnage :

Pour modéliser le type d'interaction, les paramètres physiques de la section efficace exprimée en terme d'une FDP sont échantillonnés suivant différentes manières selon que cette dernière soit facilement intégrable ou non [Lju98].

Pour expliciter les trois techniques d'échantillonnage, nous désignerons dans ce qui suit par x le paramètre à échantillonner et $f(x)$ la fonction décrivant la FDP et définie dans l'intervalle $[a, b]$.

I.2.1. Méthode directe :

Il s'agit de la méthode d'échantillonnage la plus simple à mettre en œuvre et la plus utilisée pour échantillonner le libre parcours moyen du photon. Cette technique est appliquée dans le cas où la FDP est intégrable telle que :

$$F(x) = \int_a^x f(x') dx' \quad (\text{II.2})$$

et que son inverse $F^{-1}(x)$ est facilement calculable. On peut alors déterminer x en associant à la fonction cumulée $F(x)$ un nombre aléatoire R compris entre 0 et 1 et déduire l'expression

du paramètre à échantillonner :

$$x = F^{-1}(R) \quad (\text{II.3})$$

I.2.2. Méthode du rejet :

Cette méthode est utilisée lorsque la FDP et/ou son inverse ne peuvent être déterminés de manière simple. Pour échantillonner le paramètre, on procède de la manière suivante :

- Normalisation de $f(x)$ par sa valeur maximale f_{max} : $f'(x) = f(x)/f_{max}$
- Tirage de deux nombres aléatoires uniformément distribués R_1 et R_2 dans l'intervalle $[0,1]$
- Calcul de x en utilisant l'équation : $x = a + R_1(b - a)$
- Tirage d'un autre nombre aléatoire R_2 et test de rejet pour la valeur de x échantillonnée : si $R_2 \leq f'(x)$ x est accepté, sinon x est rejeté

I.2.3. Méthode mixte :

Cette méthode comme son nom l'indique est la combinaison des deux techniques citées ci-dessus. Pour l'appliquer, la FDP est d'abord factorisée comme suit :

$$f(x) = h(x)g(x) \quad (\text{II.4})$$

telle que les FDPs cumulées de $h(x)$ et $g(x)$ sont respectivement des fonctions inversible et non inversible. Ensuite, le paramètre x est échantillonné en suivant les étapes suivantes :

- Normalisation de $h(x)$ par sa valeur maximale h_{max} de telle sorte que :
 $h'(x) = \frac{h(x)}{h_{max}}$ et $\int_a^b h'(x) dx = 1$
- Normalisation de $g(x)$ par sa valeur maximale g_{max} : $g'(x) = \frac{g(x)}{g_{max}}$
- Tirage d'un nombre aléatoire R_1 et échantillonnage de x à partir de $h'(x)$ en appliquant la méthode directe.
- Tirage d'un autre nombre aléatoire R_2 et test de rejet du paramètre échantillonné en utilisant $g'(x)$, c'est-à-dire accepter x si $g'(x) \leq R_2$ sinon retourner à la 3^{ème} étape.

Cette technique est utilisée pour échantillonner l'énergie du photon diffusé par effet Compton [Lju98].

I.3. Les techniques de réduction de variance :

Il est souvent associé à la quantité Q calculée par MMC une variance σ_Q^2 trop élevée. En outre, le temps de calcul mis pour la déterminer est relativement long notamment lorsque les événements simulés ne contribuent pas tous à l'estimation de Q . Pour diminuer cette

incertitude et atteindre la précision souhaitée, il existe différentes méthodes de réduction de variance dont le choix de l'une ou plusieurs dépend du problème étudié.

Afin d'estimer l'apport de ces méthodes de réduction de variance à la simulation et de comparer entre elles, on définit l'efficacité de simulation ε par l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma_Q^2 T} \quad (\text{II.5})$$

où T est le temps de calcul.

I.3.1. Range rejection :

Cette technique est appliquée pour le transport des électrons. Elle considère que tout électron se trouvant dans un milieu donné sera arrêté dans ce dernier et déposera localement toute son énergie si celle-ci est inférieure ou égale à une énergie de coupure E_{cut} fixée judicieusement au départ par l'utilisateur. Cette technique illustrée par la figure II.1, permet de diminuer considérablement le temps de simulation car les électrons contrairement aux photons subissent de nombreuses interactions dans un milieu avant de le quitter.

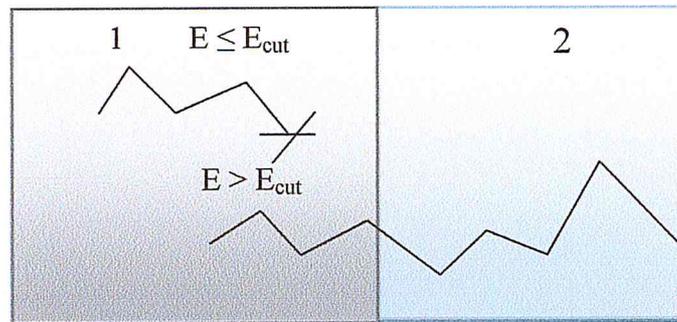


Figure II.1 : Schéma illustrant la technique de Range Rejection pour l'électron

I.3.2. "Splitting" et Roulette Russe :

Ces deux techniques sont souvent utilisées ensemble pour augmenter le nombre de photons et favoriser la direction de leurs trajectoires dans la région d'intérêt. La technique de « Splitting » est appliquée lorsqu'un photon de poids w_p se dirige vers la région d'intérêt. N photons sont alors générés de ce dernier avec un poids de $\frac{w_p}{N}$ chacun et de telle sorte que la somme de tous les poids donne w_p (voir figure II.2-a).

La technique de la Roulette Russe est l'inverse de la technique précédente : lorsque le photon ne se dirige pas vers la région d'intérêt, il est éliminé avec une probabilité $P_{kill} < 1$ sinon il est suivi avec un poids égal à $\frac{1}{(1-P_{kill})}$.

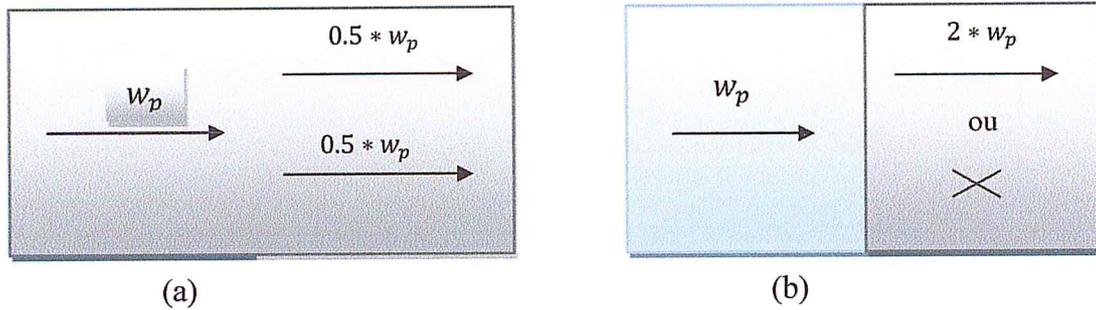


Figure II.2 : (a) Technique de « Splitting » avec génération de deux photons (b) La technique de la Roulette Russe appliquée à un photon de probabilité $P_{kill} = \frac{1}{2}$

I.3.3. Interactions forcées :

On applique cette technique lorsque l'occurrence d'un processus donné est de faible probabilité, ce qui engendre un temps de simulation relativement long et une variance élevée. Pour favoriser les événements issus d'un tel processus et améliorer la statistique, on associe aux particules secondaires générées par les particules primaires un poids $w_s = \frac{w_p}{F}$ avec w_p le poids de la particule primaire et F un facteur inférieur à 1 et défini par :

$$F = \frac{MFP}{FMFP} \quad (II.6)$$

avec MFP le libre parcours moyen de la particule et $FMFP$ son libre parcours moyen forcé. Cette technique permet de forcer l'apparition d'événements utiles et d'accélérer le temps de simulation. Un exemple d'interactions forcées subies par les photons est explicité par le schéma de la figure II.3.

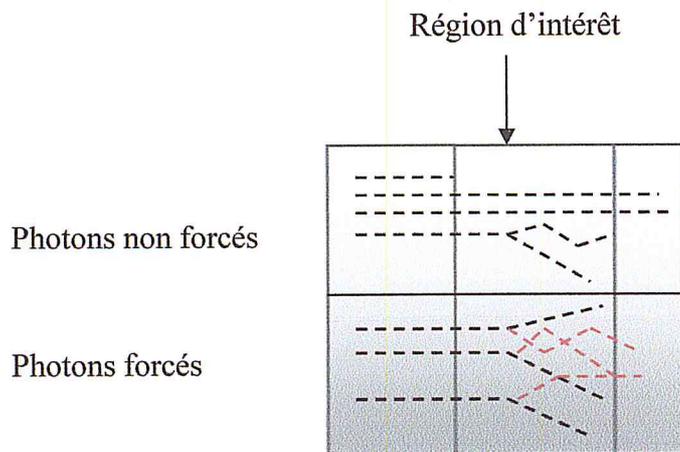


Figure II.3 : Schéma décrivant l'interaction forcée de photons dans une cible

I.4 Transport des photons et électrons

En radiothérapie, les particules mises en jeu sont essentiellement les photons, les électrons et les positons. La densité du milieu, l'énergie de la particule, l'épaisseur de la cible et bien d'autres grandeurs interviennent dans la modélisation du transport de ces particules.

I.4.1. Photons :

La longueur du parcours d'un photon dans un matériau doit être connue afin de déterminer le prochain point d'interaction. L'échantillonnage de son parcours d s'effectue en calculant la probabilité d'interaction dans le milieu qu'il traverse entre les distances 0 et d :

$$P(d) = \int_0^d \mu e^{-\mu x} dx = R \quad (\text{II.7})$$

avec μ le coefficient d'atténuation du faisceau de photons et R un nombre aléatoire tiré au hasard. On en déduit par inversion de la fonction cumulée l'expression de la distance séparant deux points d'interaction successifs:

$$d = \frac{1}{\mu} \ln(1 - R) \quad (\text{II.8})$$

Une fois le parcours du photon est échantillonné, la sélection du type de sa prochaine interaction est l'étape suivante. Un photon peut en effet interagir dans un milieu selon quatre

types d'interaction : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh et la production de paires caractérisés respectivement par les coefficients d'atténuation partiels μ_{ph} , μ_{incoh} , μ_{coh} , μ_p .

L'effet photoélectrique : un photon est absorbé par un électron très lié (souvent il s'agit de la couche K) du cortège électronique. Ce dernier est éjecté suivi d'une émission de photons de fluorescence résultant d'un réarrangement des autres électrons du cortège électronique.

La diffusion Compton : il s'agit d'une diffusion inélastique entre un photon et un électron moins lié (considéré comme libre). Le photon après interaction change de direction et une partie de son énergie est transférée à l'électron éjecté.

La diffusion de Rayleigh: résulte de l'interaction d'un photon incident avec un électron de l'atome durant laquelle le photon est absorbé puis réémis dans une nouvelle direction sans perte d'énergie. La diffusion est appelée diffusion de Rayleigh lorsqu'elle a lieu avec un électron lié et de Thomson quand il s'agit d'un électron libre de l'atome.

La création d'une paire : consiste en la création d'un électron et d'un positon, lors du passage d'un photon d'une énergie supérieure à 1,02 MeV au voisinage du noyau de l'atome.

Le coefficient d'atténuation total de ces quatre processus est donné par :

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_{incoh} + \mu_{coh} + \mu_p \quad (\text{II.9})$$

Ainsi, le type d'interaction est sélectionné en tirant un nombre aléatoire R distribué uniformément dans l'intervalle $[0,1]$ tel que :

- l'effet photoélectrique aura lieu si $0 \leq R < \frac{\mu_{ph}}{\mu}$.
- Sinon, l'effet Compton aura lieu si $\frac{\mu_{ph}}{\mu} \leq R < \frac{\mu_{ph} + \mu_{incoh}}{\mu}$.
- Sinon, l'effet Rayleigh aura lieu si $\frac{\mu_{ph} + \mu_{incoh}}{\mu} \leq R < \frac{\mu_{ph} + \mu_{incoh} + \mu_{coh}}{\mu}$.
- Sinon, la production de paires aura lieu.

I.4.2 Électrons :

Contrairement aux photons qui peuvent traverser de grandes distances sans interagir avec le milieu, les électrons subissent quant à eux de nombreuses interactions avant de s'arrêter : les électrons subissent environ 10^4 collisions pour passer d'une énergie de 0.5 MeV à 1 keV dans la cible d'aluminium [Ber88]. La perte d'énergie de l'électron étant effectuée suivant différents processus : ionisation, rayonnement de Bremsstrahlung et excitation.

Il est possible de simuler toutes les collisions subies par tous les électrons lorsque ces derniers ont une énergie faible ou bien traversent une cible de faible épaisseur. Par contre, le suivi de leur trajet pour des énergies importantes (dizaine de MeV) et/ou dans des cibles épaisses prendrait un temps de simulation considérablement long et rendrait la simulation inefficace.

La méthode d'histoires condensées a été alors introduite par Berger [Ber63] pour rendre la simulation du transport des électrons plus efficace. Cette méthode consiste à regrouper leurs interactions suivant des étapes condensées décrites chacune par un ensemble de grandeurs physiques telles que la distance traversée, l'énergie, la direction et la position. Les interactions ayant eu lieu entre deux étapes successives sont en effet simulées en calculant leurs effets globaux représentés par la perte d'énergie, le déplacement latéral et le changement de direction de la particule chargée. Ces quantités sont calculées par des algorithmes basés sur des théories de la diffusion multiple telles que la théorie de Molière [Bet50], la théorie de Goudsmit et Saunderson [Gou40] et la théorie de Lewis [Lew50].

II. Le code EGSnrc

EGSnrc est considéré comme un outil de référence pour la dosimétrie des électrons grâce au développement d'un algorithme de diffusion multiple permettant de calculer les doses dans la chambre d'ionisation avec une précision de 0.1% [Kaw00]. Cette précision accrue dans le transport des électrons et positons a permis en effet de valider toute simulation en radiothérapie avec des particules ayant des énergies allant de quelques keV jusqu'à des centaines de GeV et dans des matériaux simples ou composés d'éléments de numéro atomique compris entre 1 et 100.

II.1 La physique du code EGSnrc :

Parmi les processus physiques inclus dans le code EGSnrc pour décrire l'interaction des particules (photons, électrons et positrons), on distingue :

- la production de rayonnement de freinage en utilisant les sections efficaces de Bethe-Heitler ou les sections efficaces de NIST.
- l'annihilation de positrons.
- la diffusion multiple des particules chargées
- des expressions exactes pour la diffusion Moller (e^- , e^-) et Bhabha (e^- , e^+).
- une perte d'énergie continue appliquée sur le parcours des particules chargées entre deux interactions discrètes.
- la production de paires.
- la diffusion Compton décrite par la section efficace de Klein-Nishina en tenant compte des effets de spin.
- la diffusion Rayleigh qui peut être activée ou non par l'utilisateur.
- l'effet photoélectrique.
- le retour à l'état fondamental des atomes excités après création de trous par effet photoélectrique ou Compton pour créer les photons fluorescents (couches K, L, et M) et des électrons Auger.

II.2 Techniques de réduction de variance :

Ce code offre la possibilité d'utiliser au choix une ou plusieurs techniques de réduction de variance décrites dans le paragraphe I.3 et cela en vue d'améliorer l'efficacité des simulations. En effet, ces techniques peuvent être utilisées pour le transport des électrons et/ou des photons

II.3 Modules basés sur EGSnrc :

Plusieurs codes ont été développés dans le projet OMEGA pour le développement de la planification de traitement à trois dimensions. BEAMnrc [Rog09] et DOSXYZnrc [Wal09] sont parmi les modules développés pour simuler des expériences réelles. Basés sur le code EGSnrc, BEAMnrc permet de modéliser l'unité d'irradiation tandis que DOSXYZnrc offre un moyen pour calculer le dépôt de doses dans des milieux homogènes ou hétérogènes (patients) divisés en volumes élémentaires appelés voxels.

Nous décrirons brièvement dans ce qui suit ces deux modules que nous avons utilisés pour réaliser nos simulations.

II.3.1 BEAMnrc :

Ce code permet de modéliser toutes les sources d'irradiation (ponctuelle, cylindrique, ...) ainsi que la géométrie de l'appareil utilisées en radiothérapie. Les composants nommés CMs (Component Module) permettent de construire toutes les géométries nécessaires pour simuler au plus près l'expérience. Chaque CM est associé à une forme géométrique simple (parallélépipède, cylindre...) ou propre aux machines de traitement de radiothérapie (empilement de cônes, collimateur amovible, mâchoires, etc...) et sont perpendiculaires à l'axe central. Après la construction de tous les éléments, d'autres paramètres doivent être spécifiés par l'utilisateur avant de lancer la simulation comme les processus physiques mis en jeu, les techniques de réduction de variance à activer, le nombre d'histoires à simuler, les énergies de coupures

Les fichiers de sortie produits par BEAMnrc sont des espaces de phases à la sortie des CMs que l'on choisit judicieusement pour exploiter le maximum d'informations. Un espace des phases contient les caractéristiques de toutes les particules telles que leur position, leur énergie, la direction de leur trajectoire, leur charge, leur histoire,

Lorsque plusieurs fichiers d'espace de phases sont récoltés suite au lancement de plusieurs simulations en vue d'améliorer la statistique, un autre module appelé BEAMdp [Ma09] est exploité pour les fusionner en un seul fichier qui sera utilisé par la suite en tant que « source » dans BEAMnrc ou bien dans DOSXYZnrc.

En plus du fichier de l'espace des phases, d'autres fichiers de sortie sont également obtenus (voir figure II.4) dans lesquels toutes les informations introduites initialement sont listées, le nombre de particules enregistrées dans l'espace des phases ainsi que les doses enregistrées dans différents CMs si l'option LATCH est activée.

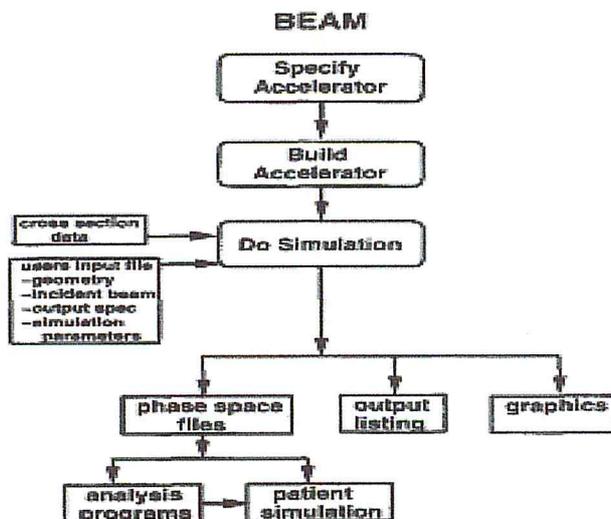


Figure II.4 : L'architecture du code BEAMnrc [Rog09]

II.3.2 DOSXYZnrc :

Ce code simule le transport des particules issues de sources d'irradiation ou des espaces de phases produits par BEAMnrc, dans un volume voxelisé. En effet, les dépôts de dose sont enregistrés dans des voxels dont les dimensions suivant les trois directions (X, Y et Z), la densité et le matériau (assigné à chaque voxel) peuvent varier.

En outre, l'utilisateur doit spécifier comme dans le cas de BEAMnrc le nombre d'histoires à simuler, les techniques de réduction à utiliser, les énergies de coupure des particules, les processus physiques ... avant de lancer la simulation. DOSXYZnrc permet également le calcul de distributions de dose absorbée dans le patient à partir des images scanner au format DICOM ou Pinnacle. La figure II.5 illustre les fichiers de sortie obtenus par ce code.

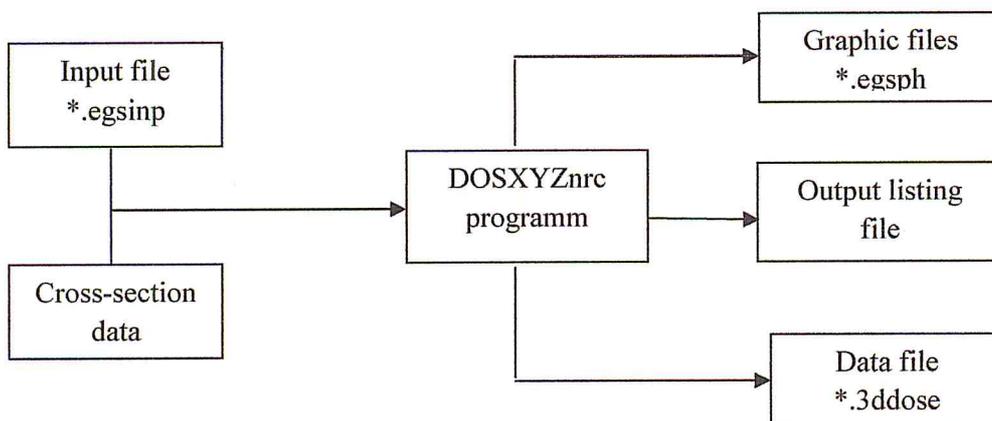


Figure II.5 : Fichiers de sortie dans le code DOSXYZnrc [Wal09]

Chapitre III
Modélisation de l'appareil de cobalt
« Phoenix » par EGSnrc

Introduction :

Pour calculer le dépôt de doses dans un milieu hétérogène, nous avons d'abord simulé le faisceau de cobalt en modélisant dans le détail la géométrie de l'appareil de cobalt de type « Phoenix » par BEAMnrc. Le calcul des doses relatives dans l'eau et leur comparaison aux mesures nous permettra en effet de valider la simulation du faisceau de cobalt et de simuler par la suite le transport des particules dans n'importe quel milieu.

Dans ce chapitre, nous décrirons la géométrie de la machine de traitement ainsi que sa modélisation par le code. Nous présenterons aussi tous les paramètres physiques choisis judicieusement pour une meilleure efficacité de nos simulations.

I. Description de la géométrie du « Phoenix » :

La tête d'irradiation de l'appareil de traitement est modélisée par le code BEAMnrc en se référant aux données fournies par le constructeur THERATRONICS. Ces données concernent la géométrie des différents éléments constituant l'unité, leurs positions par rapport à la face de la source et leur composition chimique. La représentation schématique des principaux éléments qui constituent la machine de traitement « Phoenix » est donnée par la figure III.1. On notera que l'ensemble est entouré d'un blindage en Plomb afin de protéger contre toute surexposition du patient et du personnel médical au rayonnement de ^{60}Co .

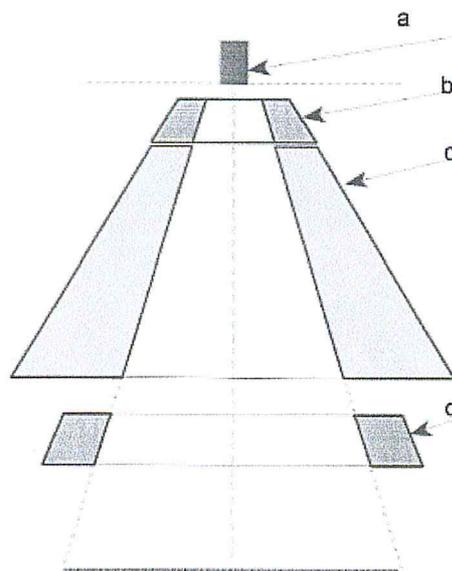


Figure III.1 : Schéma simplifié des principaux éléments constituant l'appareil de Cobalt : la source (a), le collimateur fixe (b), le collimateur amovible (c) et les mâchoires (d).

I.1. La source :

L'élément radioactif ^{60}Co a une période de désintégration de 5.26 années. Il se désintègre par émission de particules β^- pour donner l'élément ^{60}Ni dans un état excité. Ce dernier se désexcite en émettant principalement des photons d'énergie 1.17 MeV et 1.33 MeV. La figure III.2 résume le schéma de désintégration de ^{60}Co vers les états excités les plus probables du Nickel.

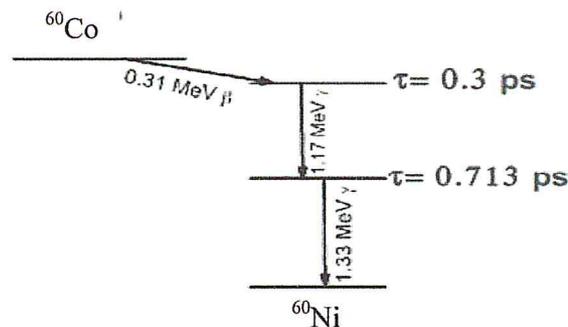


Figure III.2: Schéma de la désintégration du Co^{60} , τ est le temps de vie des niveaux excités du Ni^{60}

Dans l'unité de traitement, la source de ^{60}Co est constituée de grains (pellets) de densité 5.8 g/cm^3 occupant un volume cylindrique de rayon 7.4 mm et de hauteur 23.5 mm. Ce cylindre est disposé à l'intérieur d'une double capsule en acier inoxydable (17% Cr et 83% Fe) de densité 7.70 g/cm^3 et dont les couvercles sont en Tungstène. La face de la source se trouve à environ 1.22 mm au dessus de cette double capsule, épaisseur suffisante pour arrêter au maximum les électrons β^- et laisser passer uniquement les photons. La double capsule sauf la base où se trouve la face de la source est entourée de plusieurs couches de matériaux de différentes épaisseurs.

Pour la modélisation de la source, nous n'avons pas pris en compte les couvercles des capsules en Tungstène car cela n'affectera pas les résultats de nos simulations : les photons qui diffuseront à travers les couvercles de ces capsules seront des événements inutiles et ne contribueront pas au calcul de la dose dans le milieu fantôme. D'autre part, la double capsule en acier est modélisée par une seule capsule en acier.

Nous représentons sur la figure III.3 le schéma de la source encapsulée que nous avons modélisée dans BEAMnrc (l'axe Oz est relié à l'axe du faisceau). La composition chimique des différents matériaux est donnée dans le tableau III.1.

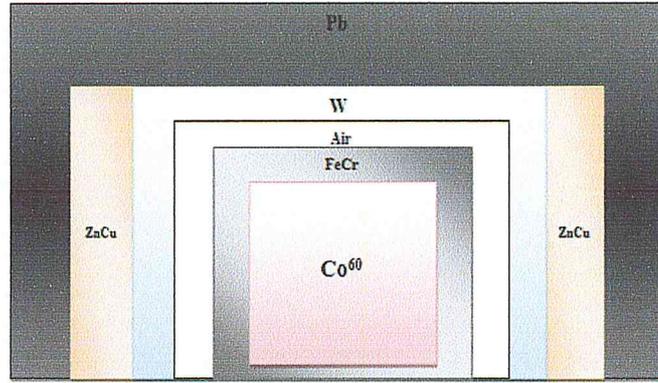


Figure III.3 : Représentation de la source de ^{60}Co avec son confinement dans différents matériaux.

I.2. Les collimateurs :

Le système de collimation du faisceau de photons est constitué d'un collimateur fixe et d'un collimateur amovible permettant des ouvertures rectangulaires ou carrés de dimensions allant de (4.5×4.5) à (36×36) cm^2 pour une distance SSD=80 cm.

I.2.1. Collimateur fixe :

Un gap d'air de l'ordre de 15 mm sépare le premier collimateur de la face de la source. Il est essentiellement constitué de Tungstène de densité 18.3 g/cm^3 et formé d'un assemblage de quatre blocs de hauteur 62 mm. Ces blocs sont disposés de telle sorte à laisser deux ouvertures carrées fixes de côté 21.44 mm et 46.58 mm respectivement (voir figure III.4)

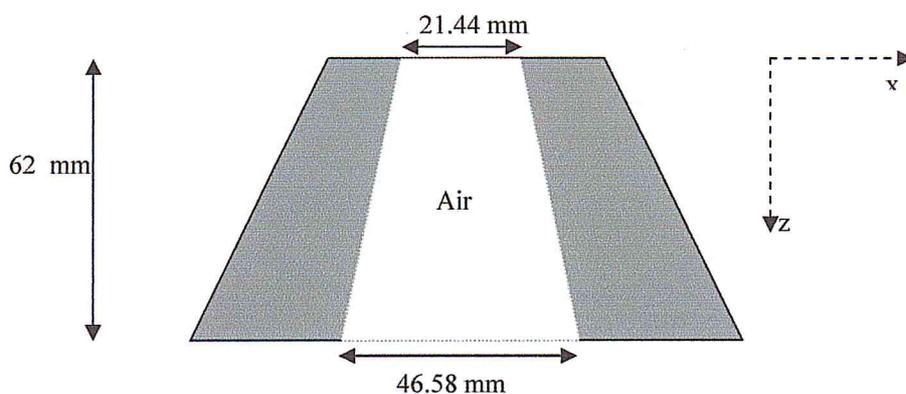


Figure III.4: Représentation du collimateur fixe suivant le plan XZ

I.2.2. Collimateur amovible :

C'est un système constitué de 8 paires de mâchoires dont 4 sont suivant l'axe X et 4 suivant l'axe Y ; le faisceau se propageant suivant l'axe Z. Ces paires de densité 10.8 g/cm^3 sont composées d'un alliage de Plomb (94 %) et d'Antimoine (6 %). Une distance d'environ 4.25 mm sépare la base inférieure du collimateur primaire de la première paire Y.

Les paires X s'enchevêtrent dans les paires Y à travers les vides qu'elles laissent et vice versa pour constituer un seul bloc en forme d'un trapèze de hauteur 19.6 cm. L'ensemble de cette structure est assujettie à pivoter autour de 4 points répartis symétriquement sur la face intérieure de la base supérieure du collimateur fixe. Sur la figure III.5, nous représentons les deux points A et A' autour desquels pivotent les paires suivant Y.

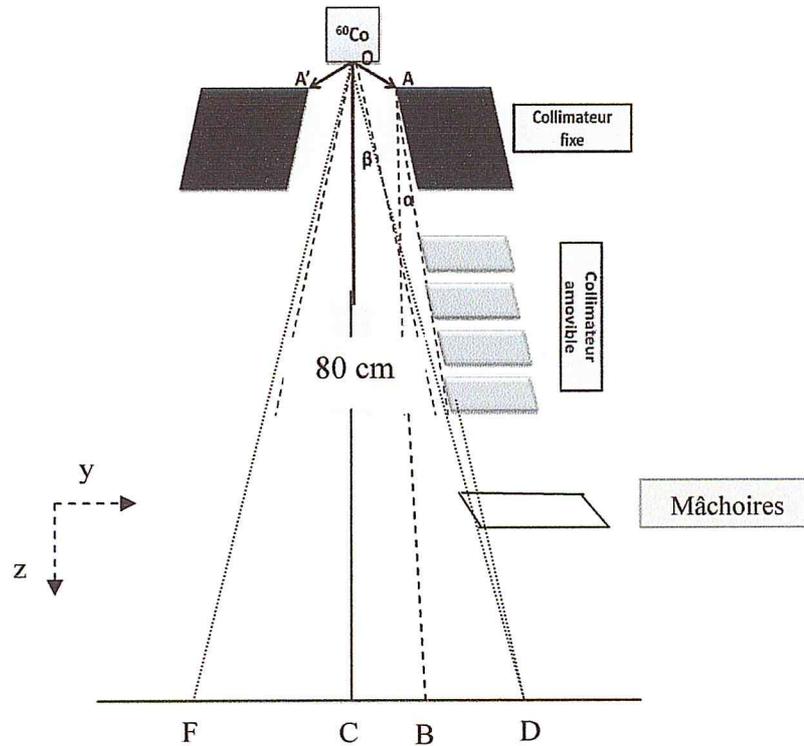


Figure III.5: Schéma représentant l'emplacement des paires Y du collimateur amovible

Nous avons modélisé cette structure en considérant la géométrie détaillée des 8 paires avec un gap d'air de l'ordre 3 mm séparant chaque paire X de la paire Y. Pour calculer la position de chaque paire par rapport à la direction AB, nous avons appliqué la méthode donnée par Mora et al pour simuler l'unité de cobalt Eldorado 6 [Mor99]. L'angle α défini par les directions AB et AD permet de déduire l'ouverture du collimateur amovible comme le montre la figure III.5. Son expression est donnée par :

$$\tan \alpha = \frac{(CD - CB)}{(OC - 1.5)} \quad (\text{III.1})$$

Avec DF la taille de champ pour une SSD = 80 cm et CD, CB et OC des dimensions données en cm.

I.2.3. Mâchoires :

L'unité de cobalt contient deux paires de mâchoires constituées de Tungstène de densité $18,3 \text{ g/cm}^3$: une paire suivant l'axe Y et l'autre suivant X ayant chacune une épaisseur de 2.54 cm. Ces paires séparées d'un gap d'air de 3 mm sont placées par rapport à la face de la source à 39.62 cm et 42.46 cm. Leur positionnement par rapport à l'axe du faisceau est déduit en calculant l'angle β (voir figure III.5) donné par l'expression suivante :

$$\tan \beta = \frac{CD}{OC} \quad (\text{III.2})$$

II. Simulation du faisceau de ^{60}Co :

Pour simuler le faisceau de cobalt, nous avons utilisé les deux codes BEAMnrc et DOSXYZnrc. La validation de la simulation du faisceau par MMC sera effectuée en comparant les PDDs et profils calculés dans l'eau aux mesures qui ont été effectuées dans le service de radiothérapie.

La simulation du faisceau a été réalisée suivant plusieurs étapes que nous allons présenter ci-dessous.

II.1. Création des données :

Avant d'introduire la géométrie de la tête dans BEAMnrc, il est nécessaire de spécifier tous les matériaux qui seront utilisés tout le long de nos simulations. Pour cela, nous avons créé un fichier de données grâce au programme implémenté dans EGSnrc appelé PEGS4 et dans lequel est répertoriée la liste de tous les matériaux avec leurs sections efficaces définies pour la gamme d'énergie qui nous intéresse (0.521 MeV à 1.33 MeV pour les électrons et 0.01 MeV à 1.33 MeV pour les photons). Le tableau III.1 résume l'ensemble des matériaux que nous avons utilisés.

II.2. Modélisation de la géométrie du Phoenix par BEAMnrc :

Plusieurs géométries prédéfinies dans BEAMnrc ont été utilisées pour modéliser les différents constituants de la tête tels que le flatfilt, pyramid, Jaws et slab [Rog09]. Toutes les dimensions de ces géométries, les matériaux qui les composent ainsi que leur positionnement par rapport à la face de la source ont été introduites minutieusement. Un exemple de la géométrie modélisée pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ est représenté dans la figure III.6.

Nous avons également modélisé les ouvertures du collimateur donnant les tailles de champ $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ et $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en utilisant les équations (III.1) et (III.2) afin de valider le transport du faisceau de cobalt à travers la géométrie de l'unité de traitement.

Matériau	Elément	Z	A	Fraction
Air $\rho = 1.2048 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$	C	6	12.011	$1.24 \cdot 10^{-4}$
	N	7	14.007	0.7552
	O	8	15.999	0.2318
	Ar	18	39.948	$1.283 \cdot 10^{-2}$
Eau $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$	H	1	1.008	0.112
	O	8	15.999	0.888
Cobalt $\rho = 5.8 \text{ g/cm}^3$	Co	27	58.933	1
Tungstène $\rho = 18.3 \text{ g/cm}^3$	W	74	183.85	1
Plomb $\rho = 11.3 \text{ g/cm}^3$	Pb	82	207.2	1
CuZn $\rho = 8.3 \text{ g/cm}^3$	Cu	29	63.5	0.7
	Zn	30	65.4	0.3
FeCr $\rho = 7.7 \text{ g/cm}^3$	Fe	26	55.847	0.83
	Cr	24	51.998	0.17
PbSb $\rho = 10.8 \text{ g/cm}^3$	Pb	82	207.2	0.94
	Sb	51	121.8	0.06

Tableau III.1 : Liste des matériaux utilisés pour modéliser le dépôt de doses dans le faisceau de cobalt

Une fois que la géométrie est bien définie, nous avons spécifié la position de l'espace des phases à récupérer à la fin de la simulation. Dans le cadre de notre travail, nous avons généré trois espaces de phases correspondant aux trois tailles de champ, positionnés tous à 80 cm de la face de la source (voir figure III.6). Ces fichiers seront utilisés ensuite dans le code DOSXYZnrc comme « Source de rayonnements » pour simuler le dépôt de doses dans n'importe quel milieu.

Un nombre important d'histoires a été généré pour chaque taille de champ : 800 millions pour $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$, 1200 millions pour $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et 1300 millions pour $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Nous avons divisé chacun de ces nombres en plusieurs simulations en prenant soin de modifier les nombres aléatoires « SEED » à chaque simulation pour obtenir des événements non identiques. Les fichiers des espaces de phases obtenus sont alors fusionnés en un seul fichier en utilisant le code BEAMdp.

D'autre part, un choix adéquat de tous les paramètres intervenant dans le transport des photons et des particules chargées est aussi important pour se rapprocher le plus possible de la réalité et améliorer l'efficacité de calcul. En effet, nous avons défini des énergies seuils PCUT=0.01 MeV et ECUT=0.521 MeV pour les photons et électrons respectivement. Au dessous de ces valeurs, les particules ne sont plus suivies et déposent localement leur énergie. En effet, la technique Range rejection utilise l'énergie ECUT pour calculer les libres parcours moyens des électrons dans chaque région à partir des pouvoirs d'arrêt. Si le libre parcours

moyen est inférieur à la distance séparant la position de l'électron de la prochaine région, l'électron déposera localement toute son énergie.

Par ailleurs, le mode de la diffusion simple a été utilisé dans la traversée des frontières des particules en activant l'option EXACT. Les particules passent d'un milieu 1 à un milieu 2 à travers une interface d'épaisseur égale à 3 Mfp (Mean free path) en subissant une seule diffusion élastique au lieu de plusieurs.

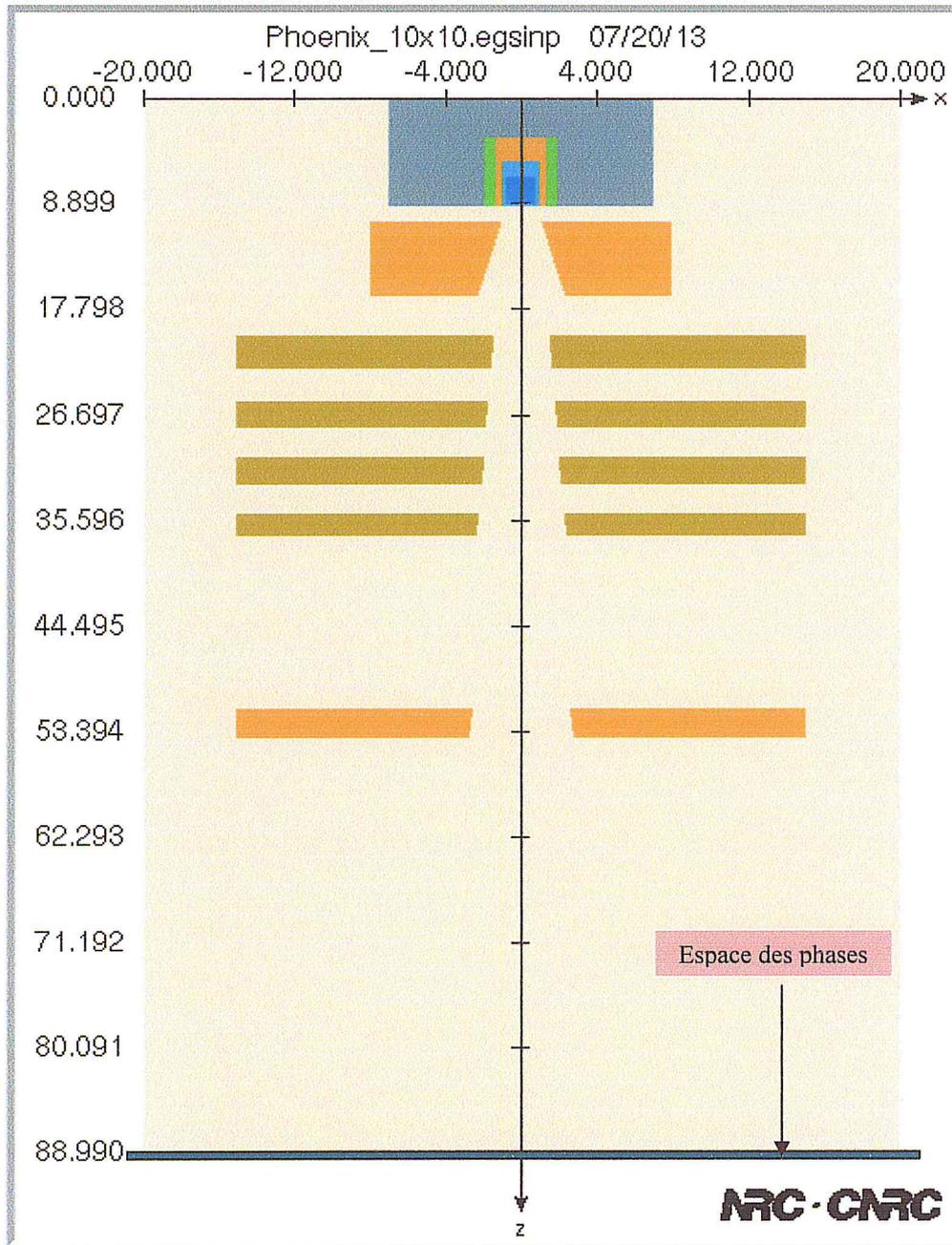


Figure III.6: Géométrie du « Phoenix » modélisée par BEAMnrc dans le plan XZ pour la taille de champ 10x10 cm²

II.3. Calcul de dépôts de doses par DOSXYZnrc :

Pour calculer le dépôt de doses dans différents milieux, nous avons utilisé des fantômes voxélisés qui sont divisés en volumes élémentaires appelés « voxels ». La dose est récoltée dans ces voxels dont les dimensions peuvent varier selon les grandeurs dosimétriques à calculer. De même, l'hétérogénéité d'un fantôme peut être décrite en attribuant à chaque voxel la dimension et la densité qui lui correspond.

II.3.1 Volume homogène (eau) :

Nous avons choisi une cuve à eau de dimensions 34 cm de côté. Nous avons divisé uniquement le volume central en deux groupes de voxels pour le calcul des PDDs : les voxels sont de dimensions $(1 \times 1 \times 0.2) \text{ cm}^3$ dans la région de build up tandis qu'au-delà de la zone de l'équilibre transitoire ($z > 2 \text{ cm}$) leurs dimensions sont $(1 \times 1 \times 1) \text{ cm}^3$. Tout le reste du volume d'eau entourant le volume central voxélisé est considéré comme étant un seul bloc. Cette façon de procéder, illustrée par la figure III.7, permet en effet un gain en temps de calcul car il n'est pas utile de diviser tout le volume en voxels puisque seules les doses le long du faisceau interviennent dans le calcul des PDDs.

De même pour le calcul des profils, nous avons pris des voxels de dimensions $(0.4 \times 0.4 \times 0.2) \text{ cm}^3$ pour récolter les doses à une profondeur d'eau de 5 mm, pour les différentes tailles de champ. Cette profondeur correspond à la zone où la dose est maximale.

Nous avons simulé pour les trois tailles de champ un nombre d'histoires de 700 millions à 1300 millions de telle sorte à atteindre une erreur statistique très faible ($< 1\%$). D'autre part, pour diminuer le temps de calcul, nous avons gardé les mêmes valeurs de l'énergie PCUT et ECUT pour les photons et électrons que celles fixées dans BEAMnrc.

Nous avons placé l'isocentre du fantôme d'eau à l'origine du système (Oxyz) et l'espace des phases considéré comme source de rayonnement est positionné parallèlement au plan XY à une distance $d=0 \text{ cm}$ de cet isocentre.

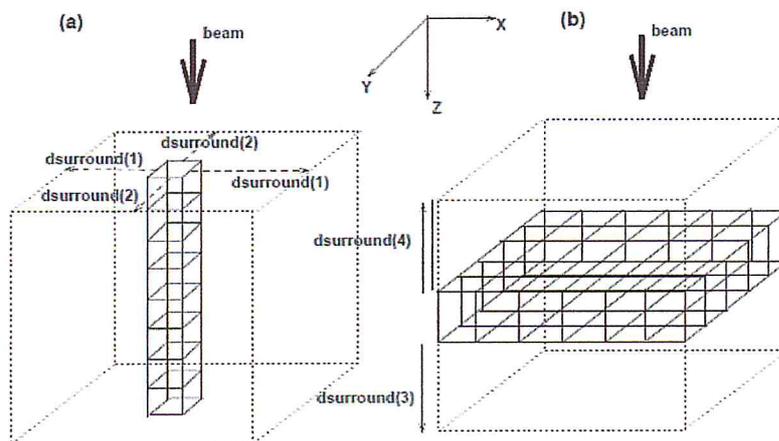


Figure III.7: Choix des voxels dans le volume pour le calcul des doses suivant l'axe central du faisceau et hors axe [Wal09]

II.3.1 Volume hétérogène :

Nous avons introduit une cavité d'air dans le fantôme d'eau pour créer l'hétérogénéité. Cette cavité est un cube de 2 cm de côté, placée à 2 cm de profondeur et centrée sur l'axe du faisceau (voir figure III.8).

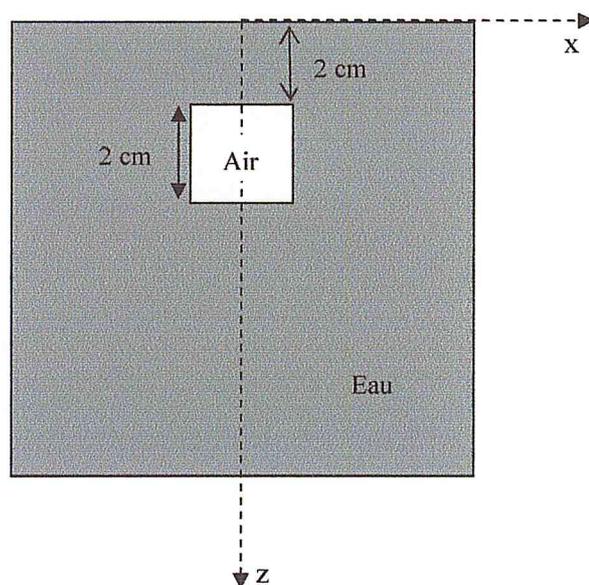


Figure III.8 : Schéma du fantôme hétérogène considéré pour le calcul de doses

Cette fois ci, tout le volume est divisé en voxels pour bien tenir compte des deux densités. Nous avons considéré des dimensions de voxels très petites dans la zone de build up et aux interfaces séparant les deux milieux. Pour le calcul des PDDs, nous avons pris des tailles de voxels de dimensions $(5 \times 5 \times 2) \text{ mm}^3$ au niveau des interfaces. Les mêmes valeurs de PCUT et ECUT ont été retenues pour réduire le temps de calcul. 700 à 1100 millions de particules ont été générés pour atteindre un calcul de doses entachées d'erreur statistique la plus faible. Nous avons également placé l'isocentre du fantôme hétérogène à l'origine du système (Oxyz) et considéré les espaces des phases déjà utilisés pour calculer les doses dans l'eau comme « source de rayonnement ». Ces derniers sont positionnés parallèlement au plan XY, à une distance $d=0 \text{ cm}$ de l'isocentre.

Chapitre IV

Résultats et discussion

Introduction :

L'objectif de notre travail est de calculer par le code MC EGSnrc le dépôt de doses au niveau des interfaces d'un milieu hétérogène et de comparer les résultats obtenus avec ceux prédits par l'algorithme PB décrit dans le premier chapitre ; l'algorithme basé sur les méthodes MC étant considéré comme un outil de référence pour tester la validité des algorithmes implémentés dans les TPS commerciaux en termes de prise en compte de l'hétérogénéité.

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats de nos simulations réalisées d'abord dans un fantôme homogène (eau) ensuite dans un fantôme hétérogène (cuve à eau dans laquelle nous avons inséré une cavité d'air de densité très différente de celle de l'eau).

La comparaison des calculs par MMC de PDDs et profils d'un faisceau de cobalt dans l'eau avec les mesures a pour but de valider la simulation du faisceau. Les résultats obtenus dans le milieu hétérogène seront comparés aux calculs prédits par l'algorithme PB.

I. Simulation du faisceau de Cobalt :

Pour valider la modélisation de la géométrie de l'appareil « Phoenix » ainsi que le faisceau de cobalt simulé par BEAMnrc, nous avons calculé les PDDs et profils de dose dans l'eau pour différentes tailles de champ ($4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $20 \times 20 \text{ cm}^2$) par DOSXYZnrc à une distance SSD=80 cm puis nous les avons comparés aux mesures effectuées dans le service de radiothérapie du CPMC d'Alger. Les mesures de doses dans l'eau ont été réalisées avec une chambre d'ionisation de type PTW101350 de volume sensible égal à 0.625 cm^3 ; celle-ci étant reliée à un électromètre qui mesure le courant induit par le passage du rayonnement dans son volume. Toutes les corrections liées à la température et à la pression ont été prises en compte.

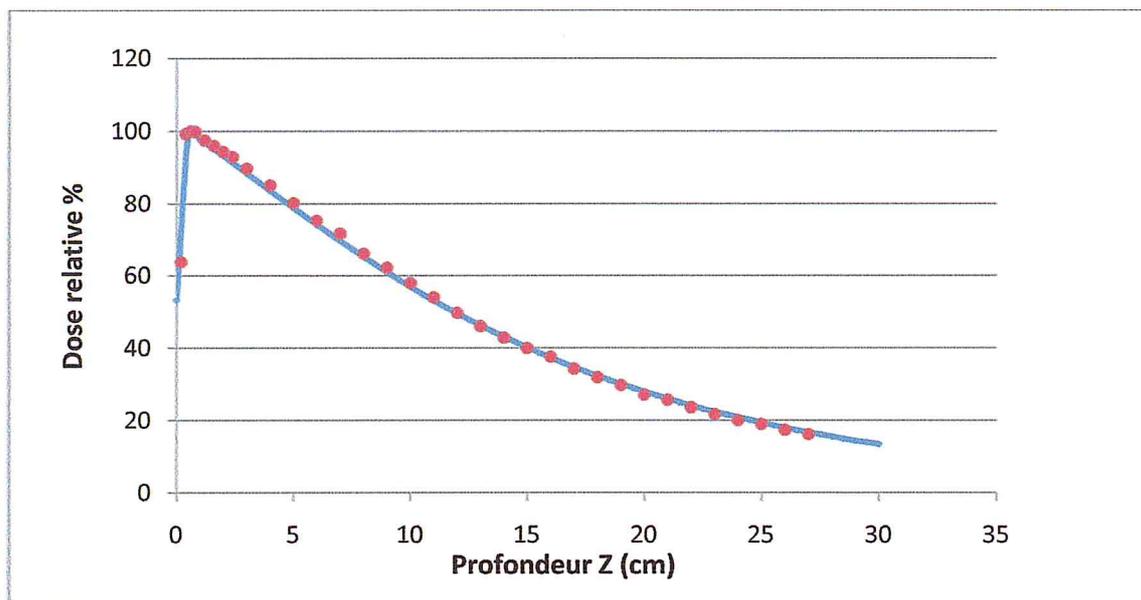


Figure IV.1 : comparaison des PDDs mesurés (trait plein) et calculés par EGSnrc (points) dans un faisceau de ^{60}Co de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance SSD=80 cm

La comparaison des calculs de doses par MMC avec les mesures le long de l'axe du faisceau pour les trois tailles de champ est représentée sur les figures IV.1 et IV.2. Toutes les valeurs sont normalisées par rapport à la dose maximale atteinte pour $z_{D_{max}} = 0.5 \text{ cm}$. Cette profondeur est équivalente au parcours maximal des électrons pour une énergie moyenne de 1.25 MeV [Pod05].

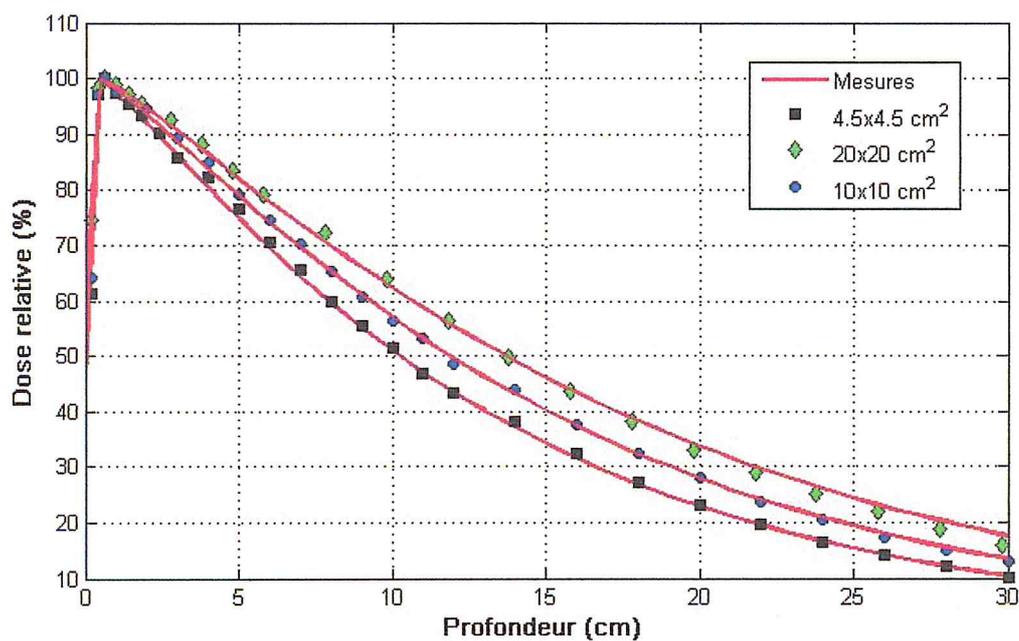


Figure IV.2 : comparaison des PDDs mesurés (trait plein) et calculés par EGSnrc (points) dans un faisceau de ^{60}Co pour les tailles de champ ($4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $20 \times 20 \text{ cm}^2$) à la distance SSD=80 cm.

D'après la figure IV.2, les rendements de doses en profondeur calculés par EGSnrc sont en bon accord avec les mesures dans la région d'équilibre électronique (pour $z \geq z_{D_{max}}$). Nous avons relevé des différences entre les mesures et calculs ne dépassant pas 2 %. Par ailleurs, nous avons trouvé à la profondeur 5 cm, pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, un rendement de dose de 79,22 %, valeur très proche de celle donnée par la littérature [Pod05] et qui est égale à 78.8 % dans les mêmes conditions (mêmes profondeur, taille de champ et SSD).

Cependant, bien que nous ayons noté une dose à l'entrée de la surface de la cuve d'eau qui augmente avec la taille de champ, nous avons relevé un désaccord important entre la valeur calculée et celle mesurée. Nous reportons dans le tableau IV.1 ces valeurs ainsi que leurs écarts pour les trois tailles de champ. Ce désaccord est du notamment à l'utilisation de la chambre d'ionisation cylindrique au lieu d'une chambre d'ionisation d'extrapolation qui est la mieux adaptée dans la région du build up où la variation de doses est importante [Par08].

Taille de champ (cm ²)	Dose d'entrée mesurée : $D_e^{mes}(\%)$	Dose d'entrée calculée : $D_e^{cal}(\%)$	$\Delta D_e = D_e^{mes} - D_e^{cal} $
4.5x4.5	45.48	61.32	15.84
10x10	53.3	64.09	10.79
20x20	60.6	74.77	14.17

Tableau IV.1 : Comparaison des rendements de doses en profondeur à l'entrée du fantôme calculés et mesurés pour différentes tailles de champ.

Pour valider la simulation du faisceau de cobalt dans la géométrie modélisée, nous avons également calculé les profils de doses à la profondeur $z_{D_{max}}$ pour les trois tailles de champ. Toutes les doses sont normalisées par rapport à la dose maximale obtenue à $z_{D_{max}}$ le long de l'axe du faisceau pour la taille de champ 10x10 cm². Le tracé des trois profils de doses calculés et mesurés est représenté sur la figure IV.3.

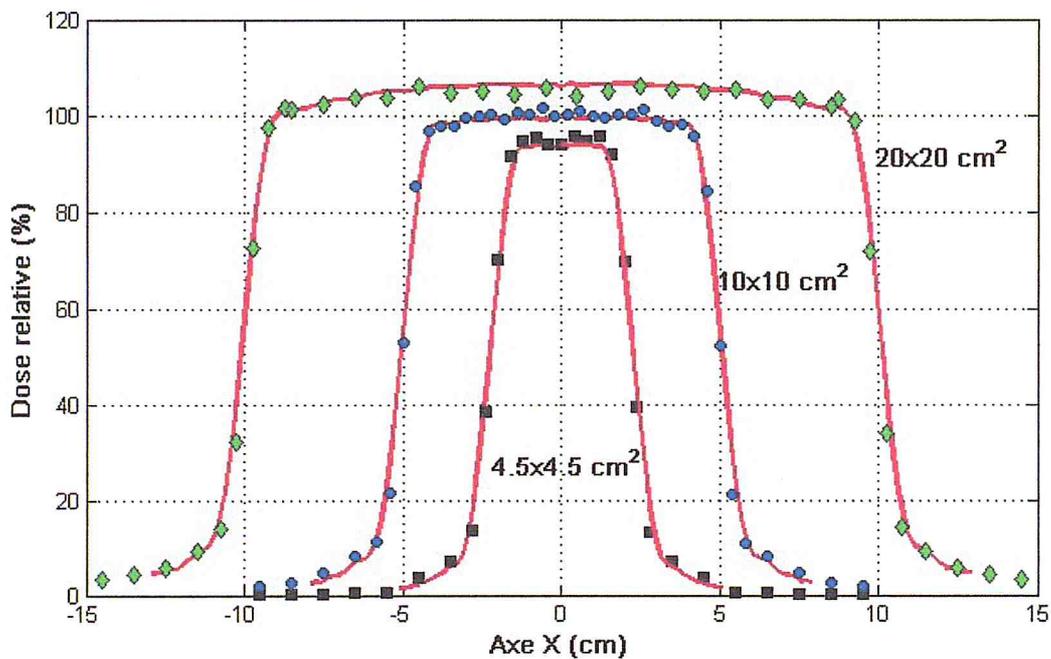


Figure IV.3 : comparaison des profils de doses mesurés (trait plein) et calculés par EGSnrc (points) dans un faisceau de ⁶⁰Co à la profondeur $z_{D_{max}}$ pour les trois tailles de champ.

La comparaison de nos résultats avec les mesures montre un écart ne dépassant pas 3% notamment dans la région du plateau et au-delà de la pénombre. Dans la région du fort gradient de dose, nous avons comparé les valeurs de la pénombre physique déduite respectivement des mesures et des calculs pour les trois tailles de champ (voir Tableau IV.2). La pénombre physique est définie comme étant la distance latérale entre le point à 80% et le point à 20% de la dose maximale sur l'axe du faisceau.

Taille de champ (cm ²)	Pénombre déduite des mesures (mm)	Pénombre déduites par MMC (mm)
4.5x4.5	10	8.5
10x10	9.2	7.7
20x20	10.8	10.5

Tableau IV.2 : Comparaison des pénombres physiques à la profondeur $z_{D_{max}}$

D'après les valeurs reportées dans le tableau IV.2, la pénombre physique est reproduite par EGSnrc avec un écart ne dépassant pas 1.5 mm par rapport aux mesures. Cet écart étant inférieur à la valeur limite (2 mm) fixée dans le rapport de l'AAPM TG 53 [Fra98].

En conclusion, la comparaison de nos résultats obtenus avec les mesures dans un fantôme d'eau montre un bon accord, ce qui nous permet de valider la simulation du faisceau de cobalt par BEAMnrc et de calculer par la suite le dépôt de doses dans d'autres milieux.

II. Calcul de doses dans le milieu hétérogène par EGSnrc:

Nous avons calculé les rendements de doses en profondeur le long de l'axe du faisceau en considérant le fantôme hétérogène décrit dans le précédent chapitre (cf II.3.1) et placé à une SSD = 80 cm. Nous nous sommes intéressés particulièrement aux calculs de doses aux interfaces eau/air et air/eau pour les tailles de champ 4.5x4.5 cm², 10x10 cm² et 20x20 cm².

La figure IV.4 représente les rendements de doses calculés à l'aide du code EGSnrc pour la taille de champ 4.5x4.5 cm². La comparaison de ces valeurs aux mesures dans le milieu homogène (eau) pour la même taille de champ montre une modification de la distribution de doses dans la région de la cavité d'air.

En effet, nous avons noté que la dose relative :

- diminue juste après la première interface eau/air jusqu'à la deuxième interface air/eau

- augmente juste après l'interface air/eau avant de reprendre sa décroissance mais tout en restant supérieure à celle mesurée dans l'eau. Au-delà de 25 cm de profondeur les deux courbes se rejoignent.

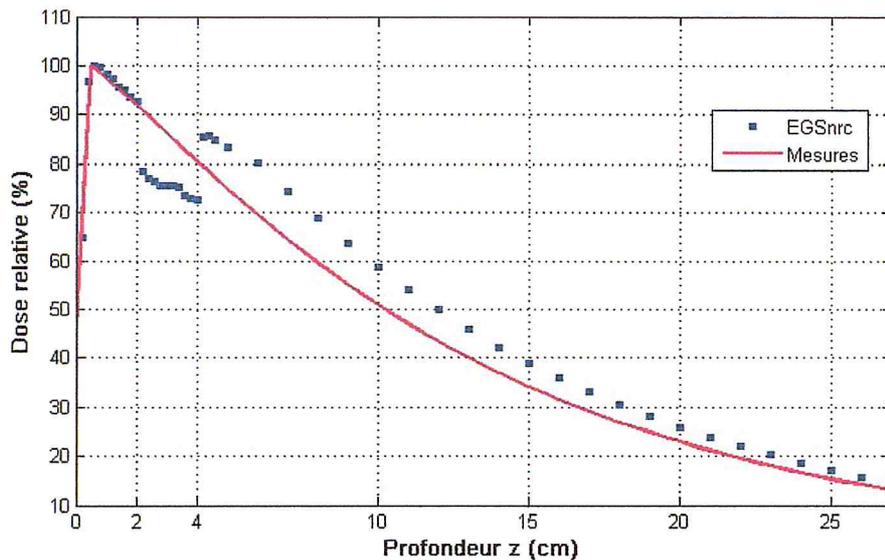


Figure IV.4 : Comparaison des PDDs calculés par EGSnrc dans le fantôme hétérogène avec les PDDs déduits des mesures dans l'eau (trait plein) pour la taille de champ 4.5x4.5 cm².

Cette modification de dose est en réalité directement reliée au flux électronique généré par les photons ayant interagi dans deux milieux de densités très différentes. Lorsque le faisceau de cobalt pénètre pour la première fois dans l'eau, le flux des électrons mis en mouvement augmente jusqu'à ce que l'équilibre électronique soit atteint au bout d'une distance environ égale au parcours moyen de ces derniers (5 mm pour une énergie moyenne maximale de 1.25 MeV) puis diminue graduellement à cause de l'atténuation du faisceau dans l'eau.

A la traversée de l'interface eau/air, le flux électronique subit une brusque diminution à cause de la faible atténuation des photons pénétrant la cavité d'air qui est de densité très faible par rapport à celle de l'eau et du parcours des électrons qui devient plus long dans cette cavité, ce qui induit une diminution de la dose dans cette région. Arrivé à l'interface air/eau, le flux électronique augmente à nouveau en pénétrant dans l'eau. La densité devient plus grande, les électrons déposent plus d'énergie pour atteindre le maximum au bout de quelques mm, décrivant ainsi un deuxième équilibre électronique.

Après cet équilibre, le flux électronique suit une décroissance à cause de l'atténuation du faisceau dans l'eau mais reste plus élevé que le flux électronique dans le fantôme d'eau sans cavité d'air car l'atténuation des photons a considérablement diminué dans la cavité d'air.

Par ailleurs, nous avons étudié l'effet de la taille de champ sur la modification du dépôt de doses aux interfaces. Pour cela, nous avons simulé le transport des particules à travers la cavité d'air pour les trois tailles de champ. Les rendements de doses en profondeur le long de l'axe du faisceau sont représentés dans la figure IV.5.

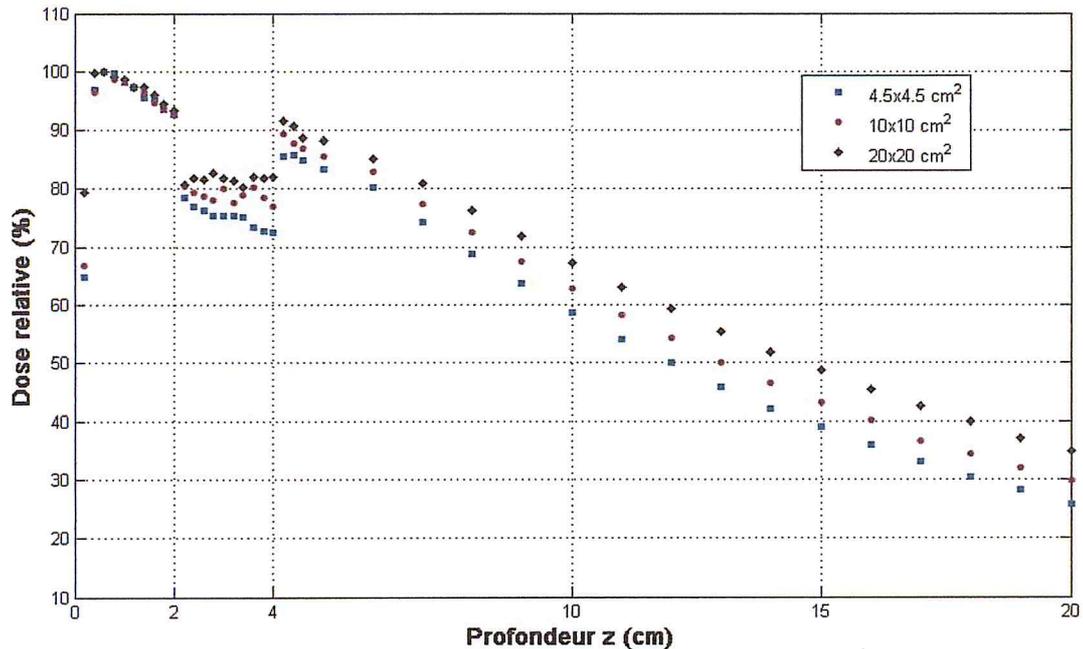


Figure IV.5 : PDDs calculés par EGSnrc dans le fantôme hétérogène pour les trois tailles de champ

La comparaison des trois courbes obtenues aux mesures effectuées dans l'eau (cad sans la cavité d'air) montre que la dose à l'interface eau/air est presque inchangée. Cependant, une diminution de dose est observée à l'interface air/eau pour les trois tailles de champ. Nous reportons dans le tableau IV.3 les valeurs de doses relatives D_1 et D_2 calculées respectivement dans le milieu hétérogène et homogène (eau) à la profondeur 4 cm, le taux de réduction de dose τ_r défini par $\left(\frac{D_2 - D_1}{D_2} \times 100\right)$ et la distance d_e parcourue par le flux électronique pour atteindre un deuxième équilibre électronique à l'interface air/eau.

Nous avons constaté que l'effet de la cavité d'air sur la modification des rendements de doses en profondeur est plus important pour la taille de champ $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$; les valeurs déterminées de τ_r et d_e étant les plus élevées. Cela est expliqué par le fait que plus le flux de photons primaires est grand (tailles de champ très large), plus le nombre d'électrons mis en mouvement avant et dans la cavité d'air est grand, plus le dépôt d'énergie à l'interface air/eau augmente (τ_r diminue) et la distance d_e diminue.

Taille de champ (cm ²)	D ₁ (%)	D ₂ (%)	τ _r (%)	d _e (mm)
4.5x4.5	72.62	80.43	9.71	4
10x10	76.95	83.76	8.13	2
20x20	82.12	86.37	4.92	2

Tableau IV.3 : Calcul des facteurs de réduction de doses à l'interface air/eau et de la distance parcourue par le flux pour atteindre un deuxième équilibre électronique pour les trois tailles de champ.

III. Calcul de doses dans le milieu hétérogène par l'algorithme PB :

Nous avons calculé le dépôt de doses dans un faisceau de photons de cobalt en utilisant l'algorithme PB décrit dans le chapitre I. Nous avons introduit les mêmes dimensions du fantôme hétérogène modélisé pour réaliser nos simulations par MMC. La taille des voxels choisie pour récolter la dose est (2x2x2) mm³ et la distance SSD est fixée à 80 cm.

Nous avons considéré les deux méthodes de correction RTAR et ETAR pour tenir compte de la présence de la cavité d'air. La figure IV.6 représente les tracés des PDDs pour la taille de champ (4.5x4.5) cm² en considérant les deux méthodes de correction.

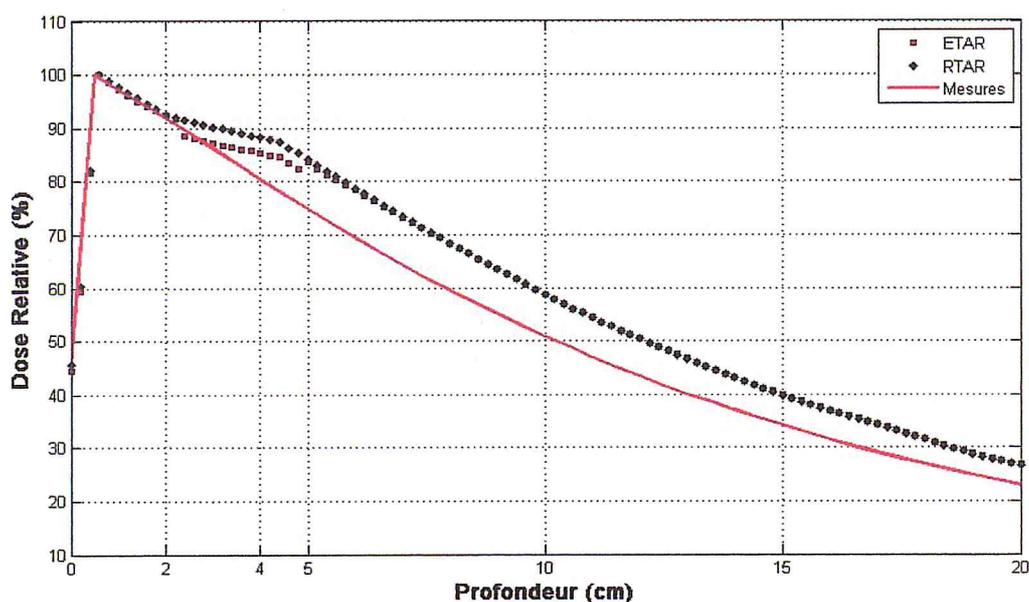


Figure IV.6 : Comparaison des PDDs mesurés dans l'eau avec ceux calculés dans le fantôme hétérogène par l'algorithme PB en considérant les deux méthodes de correction d'hétérogénéité pour la taille de champ (4.5x4.5) cm²

La comparaison des deux courbes avec les mesures montre que la distribution de doses est modifiée par la présence de la cavité d'air. Cependant, on note une différence entre les doses calculées par les deux méthodes pour les profondeurs allant de 2 cm à 5 cm. Cette différence est aussi observée pour les tailles de champ (10x10) cm² et (20x20) cm² comme le montrent les figures IV.7a et IV.7b.

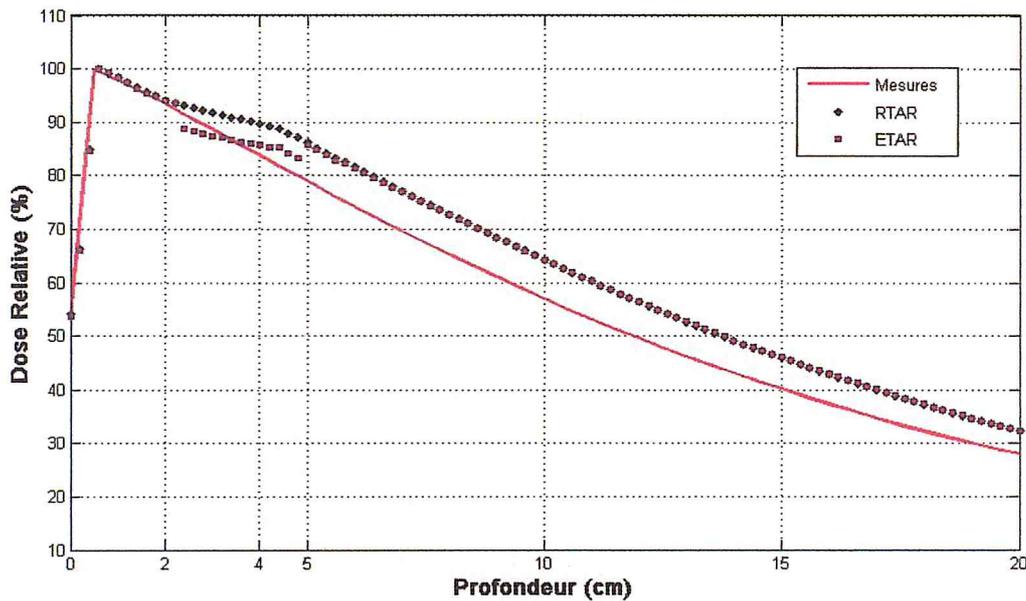


Figure IV.7a : Calcul des PDDs par l'algorithme PB en utilisant les deux méthodes de correction pour la taille de champ (10x10) cm².

En effet, au-delà de 2 cm de profondeur, la dose calculée dans le milieu hétérogène est toujours supérieure à celle mesurée dans l'eau (sans cavité d'air) en utilisant la correction RTAR et cela pour toutes les tailles de champ. Pour la correction ETAR, on peut observer une réduction de dose dans la cavité d'air qui commence à 4 mm après l'interface eau/air et dont la profondeur dépend de la taille de champ. Nous avons noté une profondeur de réduction de dose de 4, 10 et 14 mm pour les tailles (4.5x4.5) cm², (10x10) cm² et (20x20) cm² respectivement.

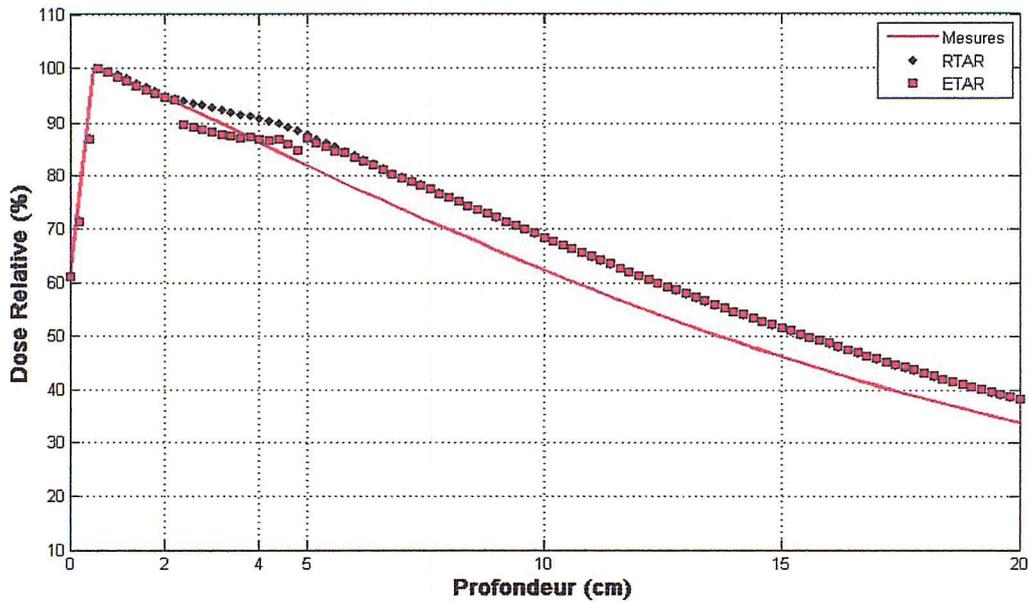


Figure IV.7b : Calcul des PDDs par l'algorithme PB en utilisant les deux méthodes de correction pour la taille de champ (20x20) cm².

IV.Comparaison des résultats et discussion :

Nous avons comparé les doses calculées par les deux algorithmes afin de tester le degré de précision de l'algorithme PB dans la prise en compte de l'hétérogénéité aux interfaces air/eau. La figure IV.8 représente les différents tracés des PDDs pour la taille de champ (4.5x4.5) cm².

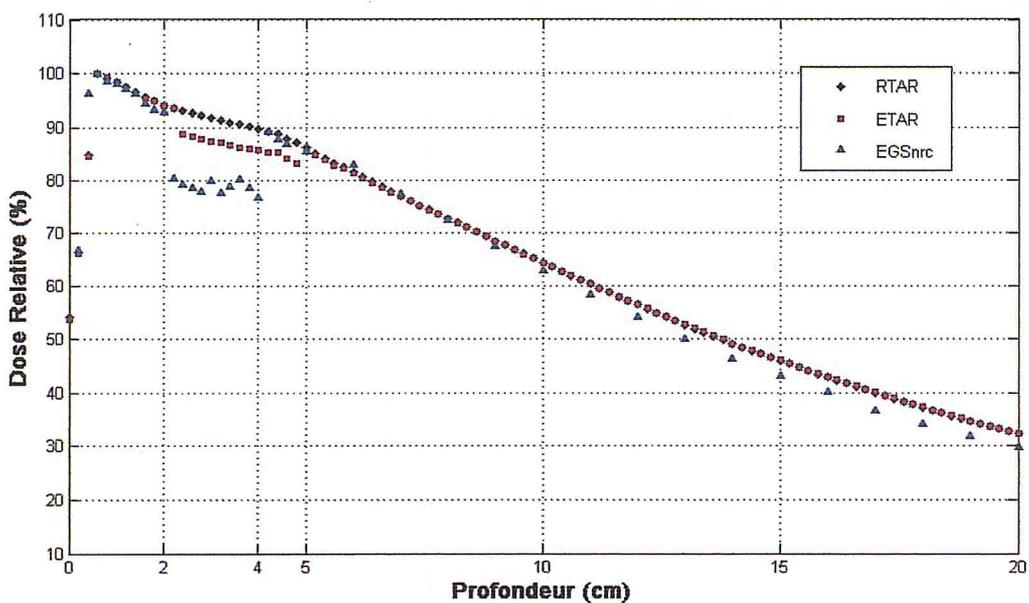


Figure IV.8 : Comparaison des PDDs calculés par les deux algorithmes pour la taille de champ (4.5x4.5) cm²

Nous pouvons remarquer que les résultats obtenus par EGSnrc sont en bon accord avec ceux déduits de l'algorithme PB utilisant les deux méthodes de correction pour les profondeurs comprises entre 0.5 cm et 2 cm. Cependant, une différence entre les trois calculs est observée dans la cavité d'air et quelques mm après l'interface air/eau.

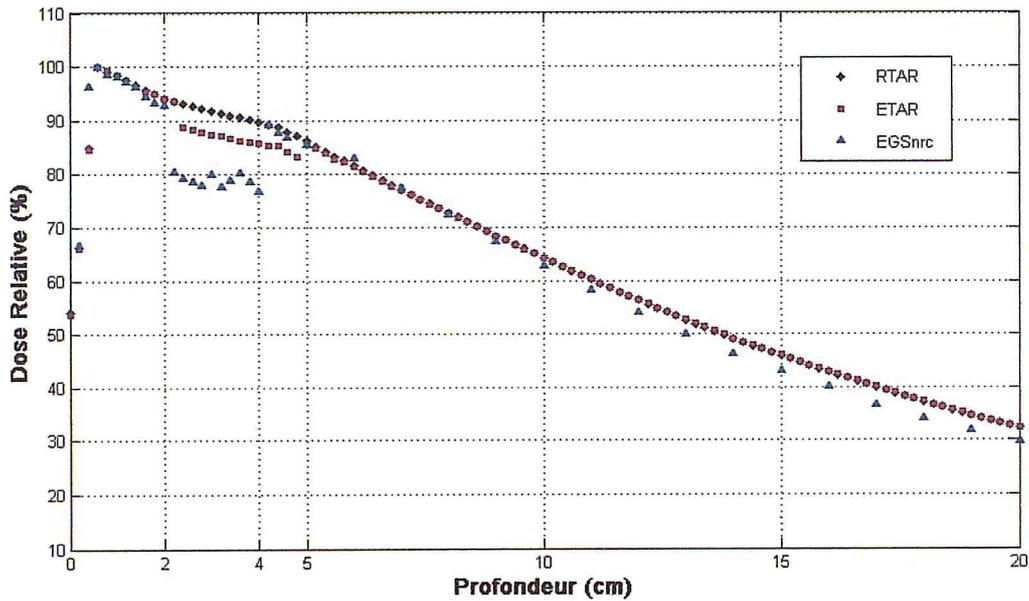


Figure IV.9 : Comparaison des PDDs mesurés et calculés par les deux algorithmes pour la taille de champ $(10 \times 10) \text{ cm}^2$

En effet, le calcul par MMC donne une réduction de dose dans la cavité d'air à partir de 2 mm de profondeur après l'interface eau/air jusqu'à l'interface air/eau alors que dans le cas de l'algorithme PB, la réduction de dose, notée uniquement pour la correction ETAR, a lieu à partir de 4 mm de profondeur après l'interface (eau/air) et son étalement dans la cavité dépend de la taille de champ (voir figures IV.9 et IV.10).

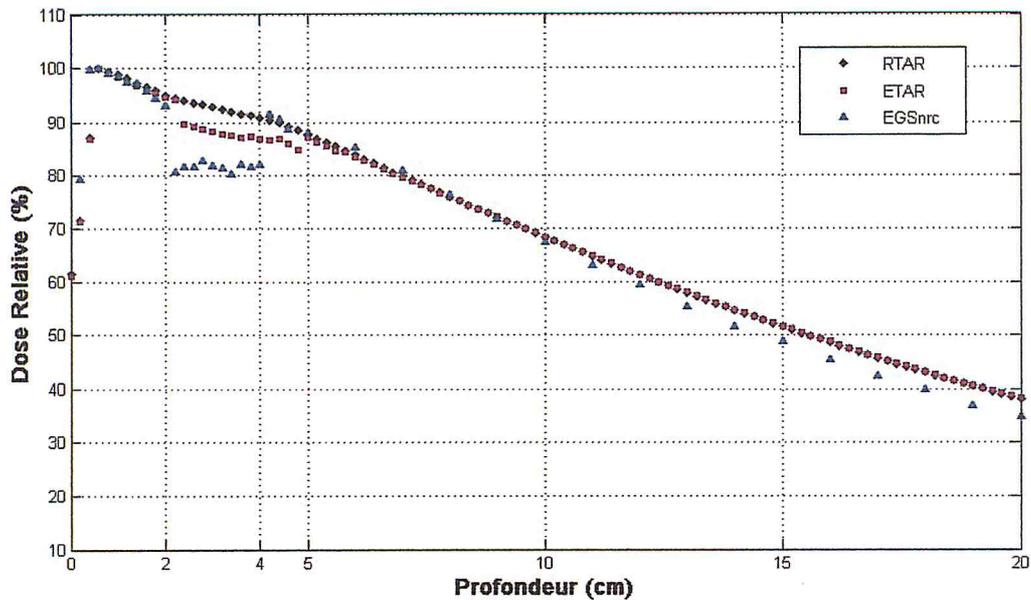


Figure IV.10 : Comparaison des PDDs calculés par les deux algorithmes pour la taille de champ (20x20) cm²

Pour mettre en évidence cette différence, nous avons calculé le facteur de correction de l'inhomogénéité ICF (défini dans le premier chapitre paragraphe III.2) à la profondeur 4 cm correspondant à l'interface air/eau pour les trois tailles de champ. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure IV.11. L'algorithme PB surestime la dose au niveau de l'interface air/eau par rapport l'algorithme MC. Cet effet est d'autant plus marqué que les tailles de champ sont plus petites.

La surestimation de la dose par PB résulte de certaines approximations limitant sa précision telles que :

- Pas de modélisation de transport des électrons par PB alors que le code EGSnrc modélise le transport des particules (photons, électrons et positrons) à travers différents milieux. La séparation entre les deux composantes de doses (primaire et diffusé) dans PB considère que tous les électrons mis en mouvement déposent leur énergie localement i.e. à l'endroit où le photon (primaire ou diffusé) a interagi. Or, le flux électronique peut être modifié par la présence de deux milieux de densités très différentes comme l'eau et l'air à cause de la diffusion multiple des électrons et de leur pouvoir de pénétration qui dépendent de la densité et de l'énergie.

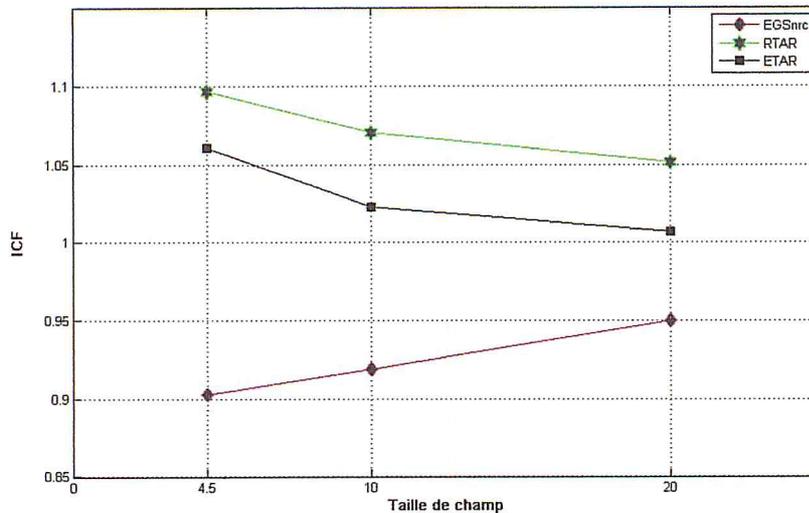


Figure IV.11 : Comparaison du facteur de correction de l'inhomogénéité calculé par les deux algorithmes en fonction de la taille de champ à l'interface air/eau (à 4 cm de profondeur)

- Bien que la correction ETAR soit plus précise dans la description du volume cible à irradier car elle utilise des informations 3D, elle ne permet pas de reproduire correctement la dose dans la région d'intérêt car le calcul du facteur ICF est basé sur le théorème d'O'Connor (cf chapitre I) qui suppose que la probabilité d'interaction est indépendante de la densité du milieu et que les milieux sont de densités différentes mais de compositions chimiques identiques. Ceci est valable pour les tissus mous mais dans le cas de l'air et l'eau leur densité et leur composition chimique sont bien différentes.

Finalement, nous pouvons conclure que la confrontation des doses calculées par le code MC EGSnrc avec celles calculées par l'algorithme commercial PB utilisant aussi bien la correction de l'inhomogénéité ETAR que RTAR, montre l'imprécision de ce dernier dans la prédiction des distributions de doses dans les régions présentant des cavités d'air comme la sphère ORL. La surestimation de doses aux interfaces air/eau par PB pourrait engendrer un sous dosage qui ne permettrait pas de détruire toutes les cellules tumorales localisées dans cette région, compromettant ainsi l'efficacité du traitement.

Conclusion

L'objectif du travail que nous avons entrepris est de calculer les doses relatives aux interfaces de milieux de forte hétérogénéité pour différentes tailles de champ en utilisant le code MC EGSnrc. Considéré comme étant un outil de référence pour le calcul de doses dans n'importe quel milieu en radiothérapie externe, ce code nous a permis de quantifier le degré de précision de l'algorithme PB implémenté dans le TPS THERAPLAN PLUS du service de radiothérapie du CPMC d'Alger. L'algorithme PB est utilisé pour prédire les distributions de doses personnalisées dans un faisceau de photons de cobalt délivré par la machine de traitement de type « Phoenix ».

Pour entreprendre notre étude, nous avons considéré un milieu hétérogène constitué d'un fantôme d'eau dans lequel nous avons inséré une cavité d'air de forme cubique de dimensions $(2 \times 2 \times 2) \text{ cm}^3$ et placée à 2 cm de profondeur suivant l'axe central du faisceau.

Dans la première étape, nous avons modélisé l'appareil de cobalt par BEAMnrc pour simuler le faisceau de cobalt d'énergie moyenne 1.25 MeV. La géométrie détaillée des différents éléments constituant la machine de traitement a été introduite avec soin conformément aux données du constructeur. Le système de collimation a été modélisé pour avoir trois ouvertures différentes $(4.5 \times 4.5) \text{ cm}^2$, $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ et $(20 \times 20) \text{ cm}^2$ à la distance SSD= 80 cm.

Pour valider la simulation du faisceau de cobalt, nous avons calculé dans un fantôme d'eau, les rendements de doses en profondeur ainsi que les profils à $z_{D_{max}}$ correspondant à la profondeur où la dose est maximale pour les trois tailles de champ en utilisant le code DOSXYZnrc. La comparaison de nos résultats avec les mesures a montré une différence ne dépassant 2% pour les PDDs au-delà de $z_{D_{max}} = 5 \text{ mm}$ et 3% pour les profils, ce qui nous a permis de valider la simulation du faisceau de cobalt.

Dans la deuxième étape, nous avons calculé les PDDs dans le fantôme hétérogène pour les trois tailles de champ. La comparaison de nos calculs avec les mesures dans le milieu homogène (eau) a mis en évidence la modification de la dose dans la cavité d'air et aux interfaces séparant les deux milieux. En effet, une réduction de doses par rapport aux mesures ainsi qu'un deuxième déséquilibre électronique après l'interface air/eau ont été observés pour les trois tailles de champ. Cette modification est liée directement au flux d'électrons mis en mouvement par le passage des photons de cobalt dans les deux milieux. Elle est plus importante lorsque la taille de champ est petite. En effet, nous avons noté pour la plus petite taille de champ $(4.5 \times 4.5) \text{ cm}^2$, le maximum de réduction de doses au niveau de l'interface air/eau et une distance plus grande, parcourue par les électrons après cette interface pour atteindre un second équilibre.

Dans la troisième étape, nous avons calculé les PDDs dans le milieu hétérogène à l'aide de l'algorithme PB en considérant les deux méthodes de correction de l'inhomogénéité : la méthode du RTAR (1D) et la méthode ETAR (3D).

La première comparaison des calculs obtenus a été réalisée avec les mesures dans le fantôme d'eau. La correction RTAR donne des valeurs de doses supérieures aux mesures au-delà de 2 cm de profondeur pour les trois tailles de champ tandis que la correction ETAR montre une réduction de doses dans la cavité d'air dont l'étalement dépend de la taille de champ. Nous avons trouvé le plus grand étalement pour la taille de champ (20x20) cm².

La deuxième comparaison a été faite avec les résultats obtenus par MMC, montrant une différence entre les trois calculs. Le facteur de correction de l'inhomogénéité calculé à la profondeur 4 cm (correspondant à l'interface air/eau) montre une surestimation de la dose calculée par l'algorithme PB. Cette surestimation est plus importante en considérant la correction RTAR et lorsque la taille de champ est plus petite, limitant ainsi la précision du calcul de doses par PB en présence de la cavité d'air.

En effet, l'algorithme PB basé sur la séparation des deux composantes primaire et diffusé, considère que les électrons, mis en mouvement par le passage des photons primaires, déposent localement leur énergie. Or, pour mettre en évidence le déséquilibre électronique créé à l'interface air/eau, il est nécessaire de modéliser le transport des électrons dont la probabilité d'interaction et le parcours dépendent fortement de la densité du milieu.

Toutefois, nous devons effectuer des mesures dans le milieu hétérogène pour déterminer les doses relatives à différentes profondeurs afin de les confronter aux résultats donnés par EGSnrc et l'algorithme PB. Par ailleurs, pour compléter notre étude, un calcul de dépôts de doses par MMC aux interfaces de milieux comme l'os, les implants et le poumon permettrait d'avoir une évaluation plus complète sur le degré de précision de l'algorithme PB.

[Mor99] Mora GM & col, "Monte carlo simulation of typical Co therapy source", Med Phys, vol (26) n°11 2494-2501 (1999).

[Pap04] Papanikolaou N. & col "Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photons beams" AAPM TG 65 Med.Phys. (2004).

[Par08] Parsai IE & col (2008). Surface and build-up region dose analysis for clinical radiotherapy photon beams. Applied Radiation and Isotopes. 66 :1438-42.

[Pod05] Podgorsak E.B. "Radiation Oncology Physics: A handbook for teachers and students" International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria (2005).

[Rea76] Reaside D.E "Monte Carlo principles and applications", Phys. Med. Biol, vol 21, n°2:171-181 (1976).

[Rog09] Rogers DWO & col « BEAMnrc Users Manual » NRCC Report PIRS-0509(A)revL (2009).

[SFPM10] Rapport SFPM N° 27 Recommandations pour la mise en service et l'utilisation d'un système de planification de traitement en radiothérapie (TPS) société française de physique médicale.

[Son77] Sontag M.R. & col. "Corrections to absorbed dose calculations for tissue inhomogeneities" Med.Phys. 4: 431-436 (1977).

[Son78] Sontag M.R & col "The equivalent tissue-air ratio method for making absorbed dose calculations in a heterogeneous medium" Radiology 129: 787-794 (1978).

[The01] THERAPLAN PLUS Technical Reference Manual (March 2001).

[Wal09] Walters B & col "BEAMnrc Users Manual" NRCC Report PIRS-794 (2009).