

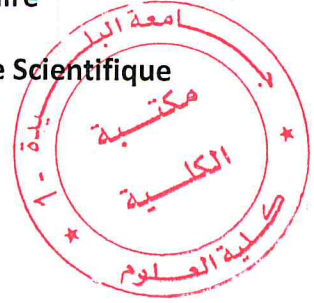
MA-530-33-1

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Saad Dahlab de Blida

Faculté des Sciences

Département de Physique



Mémoire de Master Physique médicale de l'étudiant : Abdelkader BENMBAREK

# Caractérisation Dosimétrique Par la Méthode Monte Carlo des petits champs de photons en milieux homogènes.

Soutenu le Jeudi 10 Octobre 2013

Devant le Jury :

Monsieur HOCINI Brahim	USDB	Président du Jury
Madame TOUTAOUI Nadia	CRNA	Examinatrice
Madame BRAHIMI Zakia	CRNA	Examinatrice
Monsieur TOUTAOUI Abdelkader	CRNA	Rapporteur

MA-530-33-1



# Sommaire

INTRODUCTION	
I. CHAINE DE TRAITEMENT EN RADIOTHERAPIE .....	2
- Introduction .....	2
-Objectifs de la radiothérapie .....	2
-La radiothérapie avec modulation d'intensité .....	2
-La radiothérapie de Stéréotaxie .....	3
-La chaine de traitement en Radiothérapie .....	3
-Unités de Traitements .....	5
II. UTILISATION DES PETITS CHAMPS EN RADIOTHERAPIE .....	9
-Introduction .....	9
-Petits champs de faisceaux de photons .....	9
-Déséquilibre électronique latérale .....	11
-Taille du détecteur .....	12
-Caractéristiques des petits champs .....	12
III. LA METHODE MONTE CARLO ET LE CODE DE SIMULATION EGSNRC .....	20
I.V Matériel et Méthodes .....	40
V. Résultats et Discussions .....	58
CONCLUSION .....	72
BIBLIOGRAPHIE	
LISTE DES FIGURES ET DES TABLEAUX	

# INTRODUCTION

L'utilisation des champs de petites tailles en Radiothérapie a considérablement augmenté en particulier dans les traitements stéréotaxiques et les grands champs uniformes qui sont composés de petits segments comme c'est le cas en IMRT (Intensity Modulated Radiation Therapy). Les améliorations technologiques des accélérateurs linéaires classiques ont conduit à une meilleure précision mécanique, une amélioration de la stabilité et un meilleur contrôle dosimétrique. EN même temps il y a une augmentation de la disponibilité en clinique de différents types de collimateurs multilames (MLC) sur les accélérateurs linéaires classique ainsi que l'introduction de nouveaux appareils de traitement spécialement conçu pour la stéréotaxie (Gamma Knife, Cyberknife) ou pour la radiothérapie par modulation d'intensité.

Ces améliorations techniques encouragent implicitement l'utilisation de champs de traitement de petites tailles sur des équipements conçus et commissionnés à l'origine pour les traitements basées sur les champs larges de faisceaux de photons. Pour ces champs, le risque d'erreurs dosimétriques devient sensiblement plus grand que pour les faisceaux conventionnels [4], essentiellement pour deux raisons :

- Les conditions de références recommandées par les protocoles dosimétriques (Codes of Practice) ne peuvent pas être réalisées sur certaines machines.
- La mesure de la dose absorbée dans l'eau, dans des champs composés, n'est pas normalisée.

L'objectif de notre travail est d'utiliser le code Monte Carlo EGSnrc pour modéliser l'accélérateur linéaire médical de type Varian Clinac 2100C installé au centre anti cancer de Blida. Pour se faire, un fichier espace de phases, résultant de la modélisation de la tête d'irradiation de l'accélérateur linéaire en mode photon d'énergie 6MV par le code utilisateur BEAMnrc/EGSnrc est introduit comme source dans le code utilisateur DOSXYZ/EGSnrc afin de produire les données de base de l'accélérateur linéaire.

La structure de ce mémoire est composée de cinq chapitres. Le premier portera sur la chaine de Traitement en Radiothérapie, dans un deuxième temps nous présenterons l'utilisation des petits champs de photons en Radiothérapie, nous parlerons ensuite du matériel utilisé et de la méthode Monte Carlo, nous présenterons aussi une structure de la tête de l'accélérateur simulé par le code de simulation EGSnrc et on terminera par la discussion des résultats obtenus et des comparaisons en les données simulés et celles mesurées.

# **I. Chaîne de traitement en radiothérapie externe**

## **Introduction**

La radiothérapie externe est l'une des modalités de traitement des pathologies cancéreuses, basée sur l'exposition, souvent localisée, du patient à un rayonnement ionisant. Elle est devenue une technique de routine en clinique depuis la découverte de la radioactivité artificielle ( $^{60}\text{Co}$ ) et l'utilisation des accélérateurs linéaires. En générale on utilise des faisceaux d'électrons et de photons de hautes énergies [1].

### **I.1 Objectifs de la radiothérapie**

L'objectif de la radiothérapie est de délivrer une dose suffisante et la plus homogène possible à la tumeur tout en préservant au mieux les tissus sains avoisinants et notamment les organes à risque, organes pour lesquels on ne peut dépasser certaines doses sans risquer des complications. Pour atteindre un tel objectif, il faut d'abord délimiter le volume à atteindre avec le rayonnement, qui comprend en général la tumeur, ses extensions infra-clinique et les chaînes ganglionnaires ; c'est ce qu'on appelle le volume cible. Sa position et ses dimensions sont déterminées à partir de l'analyse de l'imagerie, (scanographie, IRM) et de l'examen clinique. La radiothérapie peut être de deux sortes, essentiellement à visée curative, qu'elle soit associée ou non à la chirurgie ou à la chimiothérapie, mais aussi palliative et symptomatique.[2]

### **I.2 La radiothérapie avec modulation d'intensité (IMRT)**

Cette technique peut être appelée ultra conformationnelle. Non seulement la forme mais aussi l'intensité du champ aussi se conforment à la forme du volume tumoral point par point à l'intérieur du champ d'irradiation. Elle permet notamment d'incurver les isodoses autour de volumes ou structures concaves ou convexes (cancers ORL ou prostate par exemple).[1].

### **I.3 La radiothérapie de stéréotaxie**

Elle concerne l'irradiation de petits volumes, dans le cerveau par exemple ; c'est une technique très précise réalisée avec un micro-collimateur multilames pour la conformation du champ [3].

## I.4 La chaîne de traitement en radiothérapie externe

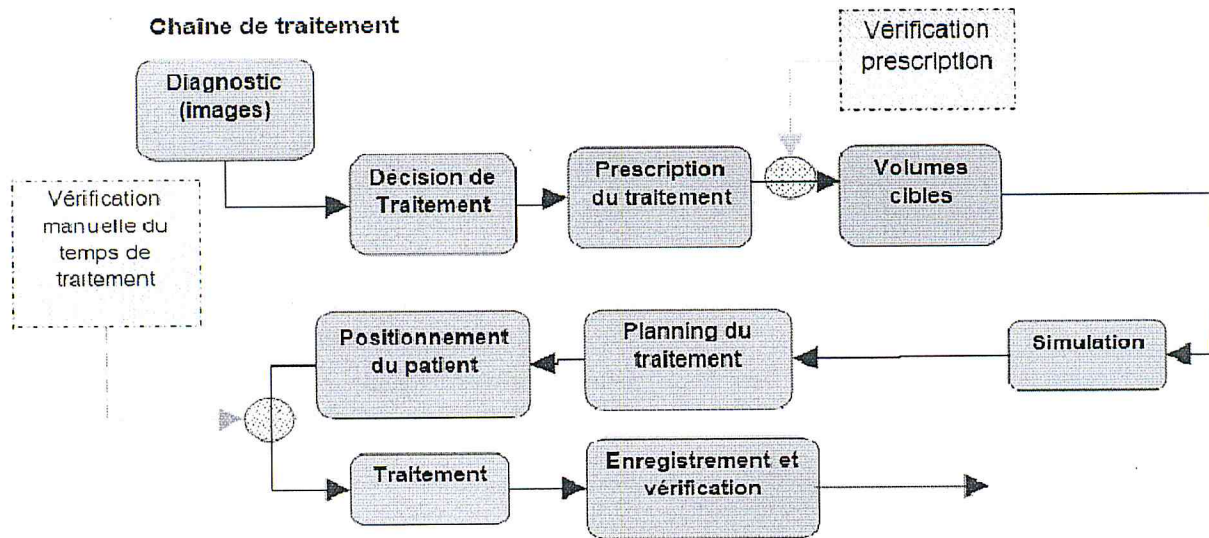


Figure 1.4.1: Chaîne de traitement en radiothérapie [4]

### I.4.1 Centrage et simulation [4]

Le volume cible est souvent invisible en radiologie classique, il faudra donc le situer par rapport à des repères anatomiques pour déterminer les limites géométriques du faisceau d'irradiation, ce repérage est réalisé avec un appareil de simulation classique (figure 1.4.1 à gauche) ou un scanner-simulateur (figure 1.4.1 à droite), le scanner simulateur est différent du scanner classique par sa table plate faite spécialement pour reproduire la position de traitement et un tunnel plus large pour pouvoir accueillir les moyens de contentions utilisés une fois de plus dans le traitement. Le centrage est le positionnement du patient dans sa posture de traitement, l'ajustement des moyens de contention et la prise de repères sur la peau. Il doit assurer une bonne reproductibilité des mises en place au cours du traitement, et un confort suffisant pour éviter au cours de l'irradiation des mouvements indésirables liés à la fatigue.



Figure 1.4.1: Simulateur classique et scanner simulateur [4]

Il doit tenir compte de l'âge du patient, et de ses capacités physiques. Le malade est alors, en prenant comptes ces critères, placé sur la table en décubitus dorsal, latéral ou ventral, en alignant son plan vertical médian avec le laser sagittal. On appelle ligne médiane la trace du plan sagittal médian sur la peau du patient. L'alignement du patient est aidé par un système de lasers. Certaines positions de traitement sont difficiles à maintenir, ou inconfortables : on utilise alors des moyens de contentions pour soulager le patient et assurer la reproductibilité de son positionnement [2].

#### **I.4.2 Le traitement : [4]**

Les traitements sont différents d'une pathologie à une autre et d'un patient à l'autre, ils sont prodigués par des machines (accélérateurs linéaires et cobalthérapie) et en fonction des énergies, des configurations de traitement (nombre et positions des faisceaux) de la dose prescrite et du nombre de séances, le temps de traitement (UM pour les accélérateurs, temps de traitement pour les cobalts) diffère. En effet, le traitement des patients selon la localisation de la zone à traiter et son stade, se fait simplement avec un ou deux faisceaux opposés ou concourants, ou bien avec trois ou quatre faisceaux, il peuvent se faire en même temps ou séparément en traitant la localisation principale, large, puis en ajoutant de nouveaux faisceaux, réduits pour venir se superposer aux premiers. Le traitement se fait selon un protocole classique de 5 séances par semaine, une séance par jour et 2Gy par séance, selon la prescription on aura le nombre de séances total et selon le nombre de faisceaux on aura le fractionnement qui convient, cependant il existe d'autres protocoles, on en cite celui du comité (comité constitué de radiothérapeutes et de chirurgiens) pour le rectum exclusivement

qui consiste en une dose totale de 25Gy fractionnée en 5 séances concentrées de 5Gy chacune, c'est un protocole spécial qui prend une semaine, puis s'en suit une semaine de repos, pour enfin passer à l'opération.

## **I.5 Unités de traitements**

### **I.5.1 Accélérateurs linéaires**

Les accélérateurs linéaires médicaux font partie des plus importants équipements disponibles dans un service de radiothérapie moderne. La figure IV.1 représente un accélérateur avec ces principales composantes. Un accélérateur est basé sur le principe d'accélération des électrons jusqu'à des énergies de quelques dizaines de MeV. Ces électrons sont soit utilisés directement ou bien orientés pour bombarder une cible, créant ainsi des rayonnements de freinage de haute énergie (Rayons X). Ces électrons sont obtenus par effet thermoélectronique à l'aide d'un filament chauffé à une température suffisante dans une enceinte où règne un vide poussé. Les électrons émis quittent le filament et sont accélérés sous l'effet d'un champ électrique intense, obtenu à l'aide d'une différence de potentiel de quelques centaines de kilos volts. [4] Les principales composantes sont :

1. Klystron : Amplificateur de micro-ondes (u 3000MHz). En général utilisé dans les appareils de haute énergie ( $>12MeV$ ). Il est plus stable. [4]
2. Magnétron : Générateur de micro-ondes (u 3000MHz). Il est principalement utilisé pour les accélérateurs qui produisent des rayons X. [4]
3. Canon à électrons (electron gun) : Un filament chauffant émet des électrons. Il est situé à l'entrée du guide d'onde accélérateur. Les électrons sont regroupés en paquet et sont ensuite accélérés par le guide d'ondes. L'entrée des électrons doit être synchronisée avec l'entrée des micro-ondes dans le guide d'onde (section accélératrice). [4]
4. Guide d'onde accélérateur (section d'accélération) : Cylindres juxtaposés en cuivre de différentes dimensions. Les dimensions de chaque cylindre sont accordées comme un instrument de musique pour entrer en résonance avec les micro-ondes. Les électrons provenant du canon passant au centre du guide d'onde, sont portés par les ondes et sont ainsi accélérés. L'énergie des électrons à la sortie est déterminée par la longueur du guide d'onde. Plus le guide d'onde est court, plus l'énergie est petite. [4]
5. Aimants de courbure (Bending magnet) : Ces aimants servent à diriger les électrons vers la cible (target). [4]



6. Tête de l'accélérateur : La tête inclut la cible, les chambres d'ionisation, le filtreégalisateur (photon), les diffuseurs (électron), les collimateurs primaires et secondaires et autres. [5]

Le faisceau de photons produit par l'accélérateur doit alors posséder des caractéristiques avant toute utilisation clinique qui sont notamment :

- Une homogénéité en fluence énergétique sur une grande surface jusqu'à 40 x 40 cm<sup>2</sup> au niveau du patient grâce aux cônes égalisateurs placés en aval de la production de photons.
- Une pénombre limitée qui est optimisée en fonction du rayonnement.
- Un système de collimateur pour protéger de manière optimale les tissus sains avoisinants [6].

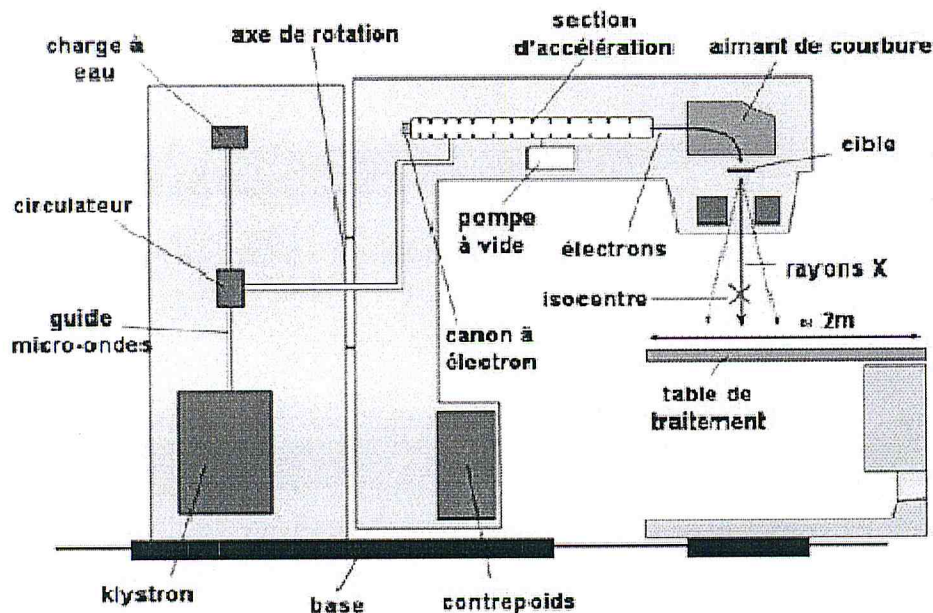


Figure 1.5.1: Accélérateur linéaire avec ses différentes composantes. [6]

### 1.5.2 Description de la tête d'un accélérateur

Le détail de la tête d'un appareil est représenté dans la (figure 1.5.2)

- Cible (Target) : Endroit où il y a production des rayons X. Les électrons arrivent sur la cible et produisent des rayons X par radiation de freinage. Cette cible est constituée d'un matériau à Z élevée (ex. : Tungstène), de 2mm d'épaisseur environ. Lorsque l'on traite en électrons la cible est enlevée.
- Filtre égalisateur (Flatteningfilter) : Filtre (aluminium) situé sous le collimateur primaire qui permet d'égaliser le faisceau sur la grandeur du champ.

- Diffuseur : Feuille mince de métal (plomb) qui diffuse les électrons. Ceci remplace lacible lorsque l'on veut traiter avec des électrons plutôt qu'avec des photons (Rayons X).
- Collimateur : Accessoire de la tête qui détermine la taille de champ. Il peut être fixe (primaire) ou mobile (mâchoires X et Y). Il existe des collimateurs multilames. Ces collimateurs sont formés de plusieurs lames qui permettent d'obtenir des champs complexes autres que rectangulaires. [5]

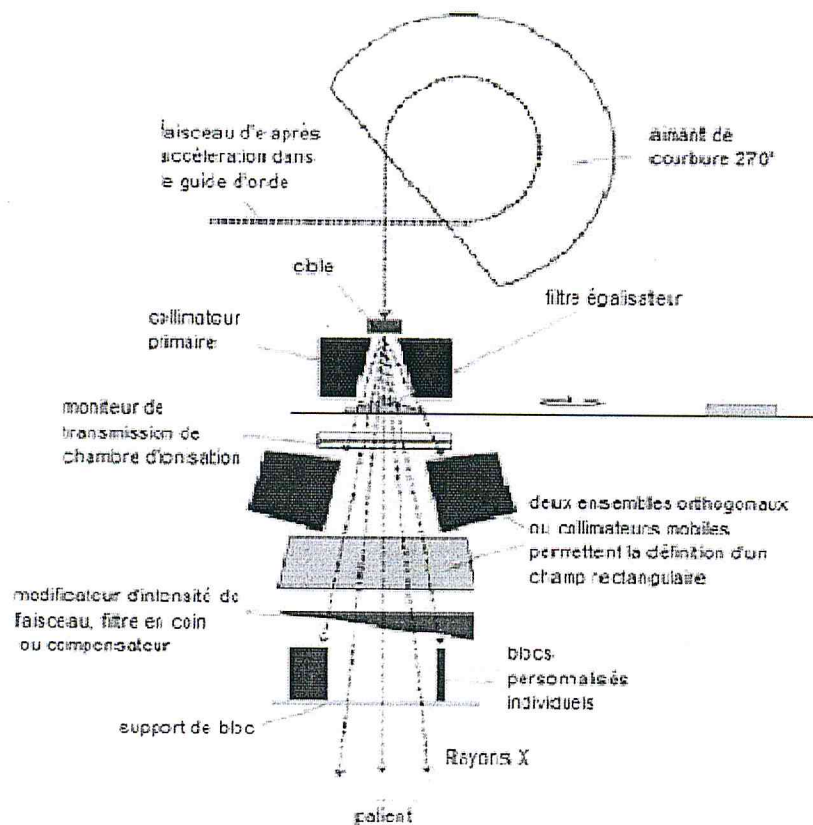


Figure I.5.2: schéma détaillée de la tête d'un accélérateur linéaire [5]

## II. Utilisation des petits champs en Radiothérapie

### II.1 INTRODUCTION :

L'utilisation des champs de petite taille en radiothérapie a considérablement augmenté, en particulier dans les traitements stéréotaxiques et les grands champs uniformes ou non uniformes qui sont composés de petits segments comme c'est le cas en IMRT

(Intensity Modulated Radiation Therapy).

Ceci a été facilité par une plus grande disponibilité des collimateurs standards et mutilâmes, ainsi qu'une variété de nouvelles unités de traitement.

Pour ces champs, le risque d'erreurs dosimétriques devient sensiblement plus grand que pour les faisceaux conventionnels, essentiellement pour deux raisons :

- Les conditions de référence recommandées par les protocoles dosimétriques ne peuvent pas être réalisées sur certaines machines et
- La mesure de la dose absorbée dans l'eau, dans des champs composés, n'est pas normalisée.

## II.2 PETITS CHAMPS DE FAISCEAUX DE PHOTONS MV :

Dans les faisceaux de photons de mégavoltage issus d'accélérateurs linéaires, les contraintes des petits champs résultent de deux effets. Premièrement, l'ouverture du collimateur rendu plus petite fait que la totalité de la source de photon n'est plus visible du point de mesure et, deuxièmement, la taille du champ d'irradiation devient petite par rapport au parcours maximal des électrons secondaires. Le premier effet dépend de la géométrie de la tête de traitement de l'accélérateur linéaire, alors que le deuxième, rupture de l'équilibre électronique, est un effet physique qui dépend de l'énergie du faisceau, et de la densité et composition du milieu irradié. Dans les petits faisceaux collimatés, où les conditions précédentes existent, une réduction de l'output du faisceau est constatée sur l'axe central du faisceau, ainsi que l'élargissement de la pénombre dans la direction transversale résultant du recouvrement de la pénombre.

Le premier défi de la dosimétrie des petits champs est la définition de la taille du champ. L'approche conventionnelle de classification des champs basée sur la largeur à mi-hauteur (FWHM) de leurs profils n'est pas nécessairement appropriée à cause de la réduction de l'output sur l'axe central et de la pénombre de recouvrement.

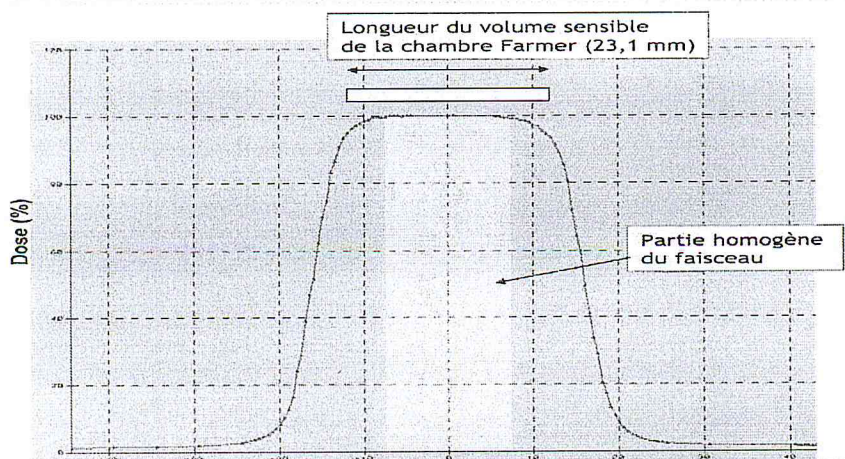
En plus, la mesure exacte des quantités dosimétriques standards dans les champs colmatés étroits, dépend fortement de la taille du détecteur, par rapport à la taille du champ. Un détecteur relativement large, comme les chambres d'ionisations cylindriques classiques, perturbe suffisamment la fluence de particules dans le milieu dont la conversion des ionisations à la dose, basée sur la théorie de la cavité et utilisant les facteurs de perturbations disponibles couramment, n'est pas exacte, pour les détecteur connus.

Un autre challenge important dans l'utilisation des petits champs est la difficulté de la

modélisation du faisceau et le calcul de la dose au patient dans le système de planification de traitement (TPS). L'utilisation d'un modèle conçu et optimisé pour les champs larges peut causer de sérieux problèmes d'exactitude dans la prédiction de la dose au patient délivrée par des petits champs ou des segments.

Enfin, pour certains équipements spécialisés qui utilisent les petites tailles de champs et qui sont utilisés exclusivement pour SRT/SRS et l'IMRT/IGRT, la géométrie d'irradiation de référence spécifiée dans les protocoles dosimétriques standards pour la calibration de faisceau ne peut être réalisée.

Les conditions des petits champs sont présentes lorsque la collimation occulte la vue entière du faisceau de la source, quand l'équilibre électronique est perdu ou lorsque le volume moyen cause la réduction du signal mesuré par le détecteur qui est large par rapport au champ d'irradiation. En effet, pour obtenir une mesure de dose précise en un point, il est nécessaire que le volume sensible du détecteur soit intégralement placé dans la zone homogène du champ de rayonnement (figure II.2.1). En première approximation, on peut considérer que la dose mesurée est proportionnelle au pourcentage du volume sensible irradié. Si seule une fraction du volume sensible du détecteur est dans le champ de rayonnement, on constate une sous-estimation de la dose mesurée par rapport à la dose réellement délivrée.



**Figure II.2.1 : Profil de doses d'un faisceau 30mm x 30mm avec à l'échelle, le volume sensible de la chambre Farmer.**

Il en résulte que les caractéristiques des petits champs diffèrent de celles des champs plus larges.

### **II.3 DESEQUILIBRE ELECTRONIQUE LATERAL :**

Le déséquilibre électronique latéral dans les faisceaux de photons se produit à haute énergie et ou dans les champs étroits lorsque le rayon du faisceau devient petit par rapport au parcours maximal des électrons secondaires. Puisque le parcours des électrons augmente avec l'énergie, le rayon du faisceau à partir duquel cela devient significatif augmente proportionnellement avec l'énergie du faisceau. En conditions de déséquilibre électronique latéral la forme transversale du profil du faisceau aussi bien que la dose absorbée à l'axe central sont affectées. L'équilibre électronique latéral (LEE) à l'axe central à la profondeur du build-up est sensée être atteint lorsque le diamètre du faisceau est proche du parcours maximal des électrons secondaires à la profondeur du maximum de dose.

A distance source axe (DSA) la réponse d'une chambre d'ionisation à paroi fine est mesurée avec et sans capuchon de build-up, dans un milieu à faible densité à la profondeur de l'équilibre longitudinal, comme une fonction de la taille du champ de rayonnements. A condition que l'épaisseur du capuchon de build-up soit telle qu'en sa présence le détecteur mesure sous condition de LEE, le rapport de la chambre avec et sans le capuchon de build-up pour l'augmentation des tailles de champs équivalent eau, devient unité dans les tailles de champ où LEE existe.

### **II.4 TAILLE DU DETECTEUR :**

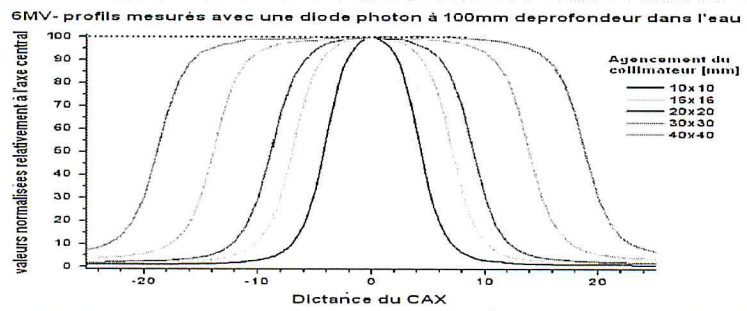
Les détecteurs de radiations peuvent être classés selon leurs tailles comme standard, mini- et micro- détecteurs et cela correspond respectivement à des volumes de  $\approx 10^{-1}$ ,  $\approx 10^{-2}$  et  $\approx 10^{-3}$  cm<sup>3</sup>. En raison de la taille finie du détecteur, son signal est moyenné sur son volume, lequel pour des champs de photons larges est remarquable avec des mesures autour de la région de pénombre. Dans les petits champs, le volume est moyenné avec l'occlusion de la source ainsi que le manque d'équilibre électronique latéral, résultats du signal réduit observé dans la partie centrale du faisceau et baisse dans la mesure de l'output du faisceau.

### **II.5 CARACTERISTIQUES DES PETITS CHAMPS :**

#### **II.5.1 PROFILS :**

Certains des problèmes potentiels dans l'utilisation des petits champs deviennent apparents lorsqu'on regarde les profils des faisceaux. L'analyse de tels profils pour les plus petits champs donnée dans la (figure II.5.1.1) montre qu'un détecteur avec une dimension

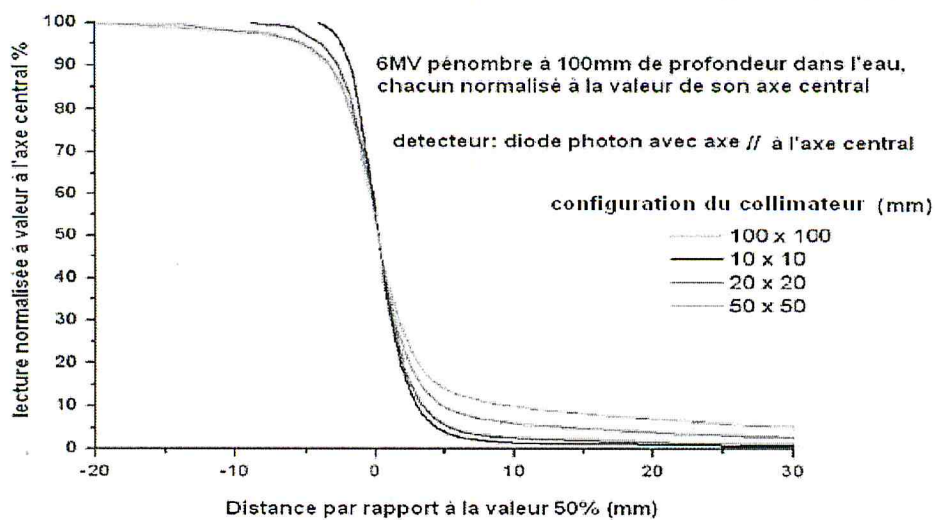
latérale de 10 mm étant exposé à un profil de dose approximativement uniforme, autour de l'axe de rotation du collimateur pour une configuration de 40 mm x 40 mm mais se mesure avec un champ non-uniforme pour des configurations plus petites que celle-là. L'importance de la non-uniformité à travers le dispositif est petite à 30 mm x 30 mm mais augmente significativement lorsque l'agencement du collimateur rétrécit.



**Figure II.5.1.1 profils mesurés à 100mm de profondeur dans l'eau avec une diode**

## II.5.2 PENOMBRE :

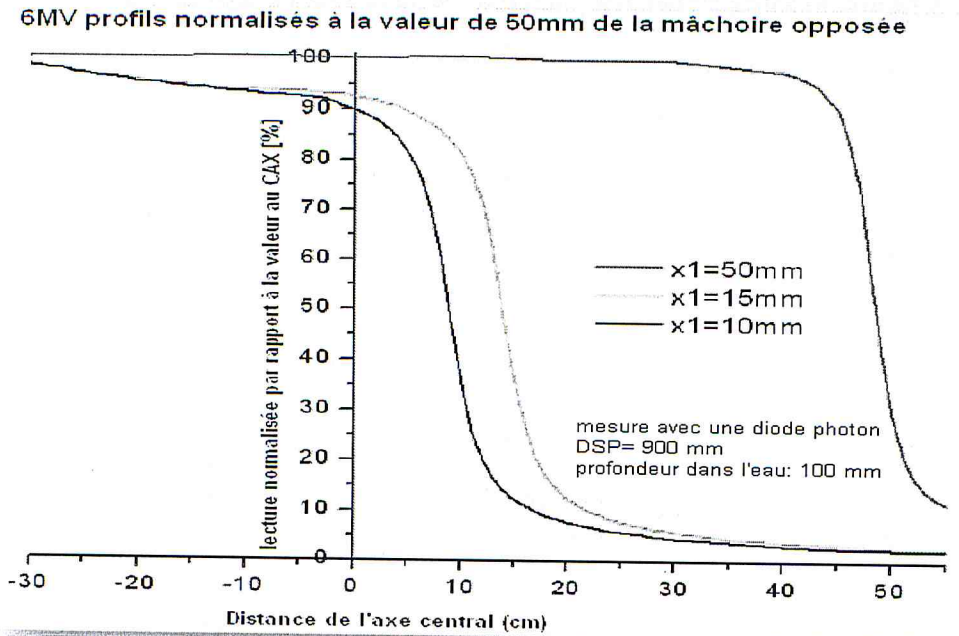
La largeur de la pénombre est typiquement définie comme la distance entre les 80% et 20% niveau d'isodose. La forme du profil dans la région de la pénombre dans les profils des petits champs dépend de la géométrie source/collimateur et de l'énergie du faisceau. La pénombre géométrique rétrécit comme la taille du rétrécit à cause du changement de la projection géométrique de la source étendue après les mâchoires individuelles, et dépend du design de la tête d'irradiation et le design de n'importe quel système de collimation additionnel, l'épaisseur de l'axe central le long de l'axe du faisceau, leurs distance de la source, leurs distance de l'axe de rotation du collimateur et la forme d'ouverture définissant les mâchoires (extrémités des lames du MLC) déterminent la forme de la pénombre géométrique. En recouvrant les bords des profils à leur point d'inflexion (figure II.5.2.1) le changement prévu en pénombre avec la taille de champ est observable avec une tendance de baisse jusqu'au moins 10 mm x 10 mm.



**Figure II.5.2.1 profils de champs symétriques mesurés avec une diode (scanditronix PFD) dans l'eau recouverts à leur point d'inflexion.**

### II.5.3 OUTPUT DU FAISCEAU :

Comme la configuration du collimateur est rétréci, l'output du faisceau est affecté par le manque d'équilibre électronique latérale et l'occlusion de la source. Ceci peut être illustré avec des profils de champs asymétriques où une mâchoire est gardée à une configuration large, avec la mâchoire opposée avec une configuration plus petite de la mâchoire X. La figure II.5.3.1 montre pour 6MV les X-profil mesurée au travers de la mâchoire X sur un accélérateur Siemens Primus à ma profondeur 100 mm dans l'eau. Pour les trois courbes la mâchoire X2 est à 100 mm et la mâchoire X1 à 100mm aussi, 30 mm et 20 mm. Ici les bords du profil aux positions étroites des mâchoires sont tracés séparément, et sont tous normalisés à leurs valeurs à la même position 50 mm de l'axe de rotation du collimateur. L'effet de protection de la source sur l'ionisation sur l'axe central est évident.



**Figure II.5.3.1: bords de profil simple mâchoire normalisés à un point en dehors de la pénombre.**

Les données sont mesurées avec une diode Scanditronix avec son axe parallèle à l'axe central. La figure III.4 montre que la dose à l'axe central due à une seule mâchoire peut baisser de 10%. L'effet combiné de la pénombre des deux mâchoires opposées qui sont proche l'une de l'autre, font référence dans ce cas à un recouvrement de la pénombre, il peut ainsi y avoir 20% de dose en dessous à l'axe central comparé à des champs symétriques où la pénombre ne fait pas de recouvrement, et cela est réduit pour des faisceaux de haute énergie et/ou dans des milieux de faibles densités, ou le déséquilibre des particules chargées devient plus prééminent.

#### **II.5.4 L'ELARGISSEMENT APPARENT DU CHAMP:**

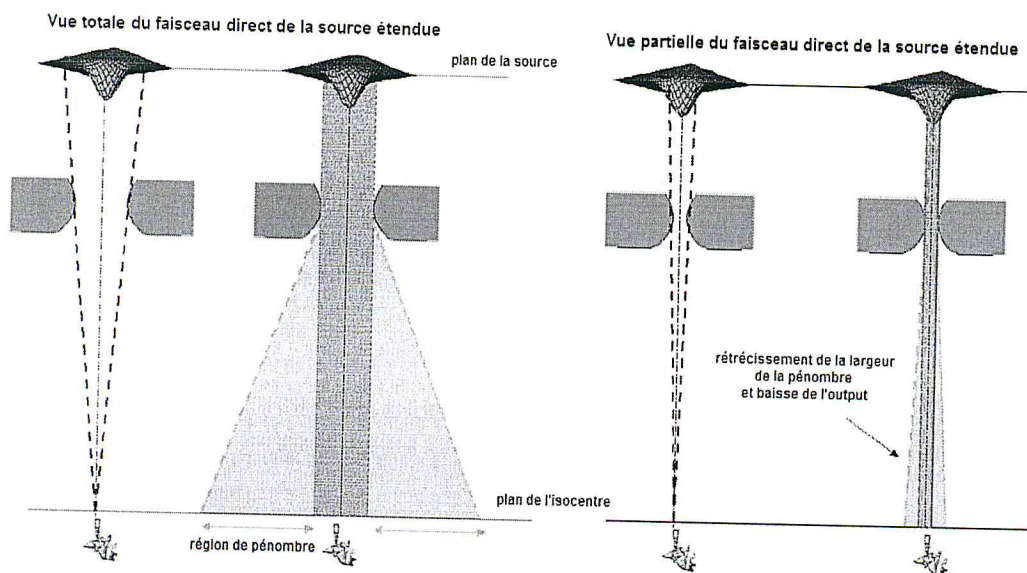
La réduction de la valeur de la dose sur l'axe central, comme les mouvements des mâchoires près de l'axe de rotation du collimateur, a un effet sur la définition de la largeur du champ. Sur les linacs conventionnels la largeur du champ est défini comme la distance entre les positions opposées des 50% de dose, sous 100 mm d'eau, sur le plan de l'isocentre, lorsque le profil est normalisé à 100% sur l'axe central, généralement appelé largeur à mi hauteur (FWHM). Pour les tailles de champs conventionnelles, la relation linéaire existe entre la position des collimateurs en respectant l'axe de rotation du collimateur et FWHM. Cependant, sous des conditions de petits champs, à cause de l'effet de recouvrement de la



la cible par électrons diffusés et par production bremsstrahlung dans la cible et est généralement représentée comme une distribution Gaussienne. La taille et la forme de la tache focale dépend de la forme du profil du faisceau d'électron atteignant la cible.

Plus la configuration du collimateur diminue, moins le filtre égalisateur est exposé et visible du point de mesure (ou calcul). Dans les petits champs, par conséquent, les diffusions extra focales deviennent moins importantes dans la détermination de la dose. Dans les très petites configurations du collimateur le faisceau direct de la source tel qu'il est vu de la position de mesure (ou calcul) est 'protégé' par un dispositif de collimation (figure II.6.1).

Plus grande est la taille de la tache focale, plus large est la configuration du collimateur à laquelle l'occlusion du faisceau de la source commence. Lorsque le faisceau direct de la source est partiellement couvert, le nombre de faisceaux directs de photons atteignant l'isocentre est réduit et sera proportionnellement moindre à mesure que le faisceau à une taille de tache focale plus grande. Une modélisation de dose réaliste dans un petit champ doit donc inclure les informations sur le faisceau direct étendu pour les petits champs définis avec les cônes de radiochirurgie (figure II.6.2). L'occlusion de la source devient importante dans les champs de rayonnements ayant des tailles de l'ordre de la taille du faisceau direct. (Généralement pas plus grand que 5 mm pour les faisceaux des accélérateurs linéaires modernes).



**Figure II.6.1 : illustration de l'occlusion du faisceau direct de la source.**

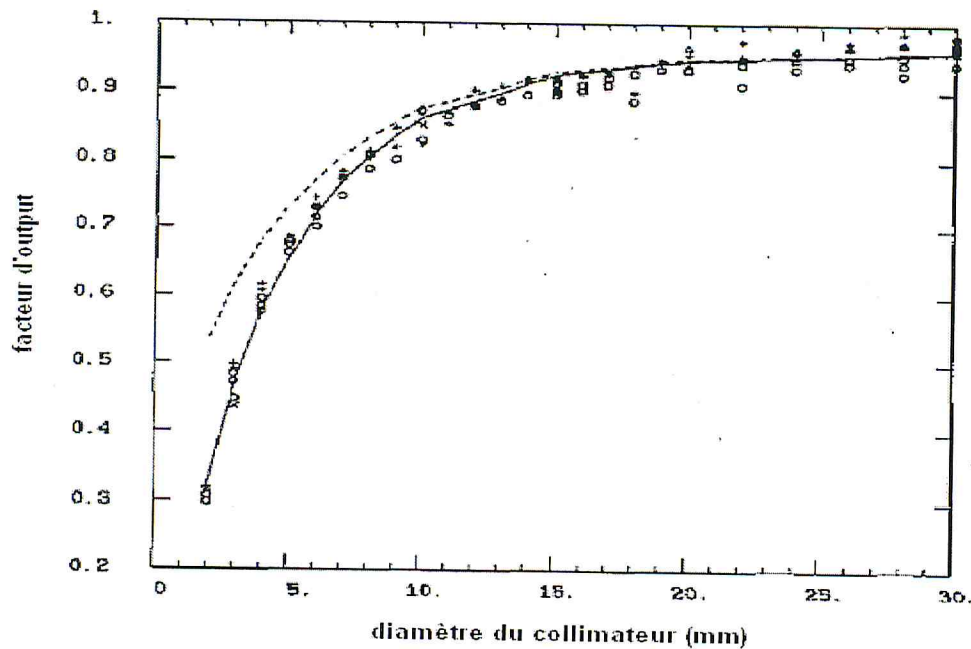


Figure II.6.2 : facteurs d'output de 24 collimateurs stéréotaxique

La ligne continue montre la variation de l'output avec les paramètres du collimateur, du calcul par convolution, où la taille étendue de la source est représentée et la ligne en pointillés montre le calcul pour une source ponctuelle. Les symboles représentent les résultats des mesures avec chambre d'ionisation ( $\square$ ) Wellhöfer IC10,  $0.147 \text{ cm}^3$ , ( $\Delta$ ) PTW M23322,  $0.1 \text{ cm}^3$ ; film (o) Kodak X-Omat V, (x) ISP Technologies Gafchromic et (+) HarshawLiF TLD-100 of 1 mm de diamètre, 6 mm de hauteur

### III. La méthode Monte Carlo et le code de simulation

#### Egsnrc :

##### III.1 Introduction

Le plus vieil exemple d'utilisation d'une méthode d'échantillonnage est attribué à Buffon au 18<sup>ème</sup> siècle. Il est connu sous le nom de "l'aiguille de Buffon" et est destiné à calculer le nombre  $\pi$  à l'aide d'expériences répétées. Dans les années 1944, Ulam (Krakow I and Bielajew A 1998) baptisèrent les méthodes d'échantillonnage par le nom "Monte Carlo", durant le Projet Manhattan de la Seconde Guerre Mondiale. Ils choisirent ce nom pour la similarité du principe de la méthode avec le caractère aléatoire des jeux de chance aux

casinos. La première partie de ce chapitre présente les aspects généraux des méthodes de simulation Monte-Carlo (MC). Ces méthodes numériques sont particulièrement adaptées pour simuler un phénomène aléatoire et dans notre cas les trajectoires des particules dans la matière dont les interactions obéissent à des lois stochastiques. L'utilisation de nombres pseudo-aléatoires décrivant les distributions statistiques représentatives de différentes interactions et d'un échantillonnage adapté assurent la cohérence de ces méthodes. Pour augmenter l'efficacité d'une simulation MC quelques techniques de réduction de variance et du temps de calcul, implémentées dans le code MC EGSnrc, sont présentées.

Dans la seconde partie une brève description du code EGSnrc de ces différents composants, Nous verrons notamment les techniques employées dans le code pour tenir compte, en particulier, du transport des électrons et des photons. Nous expliquerons également les facteurs qui ont motivé notre choix pour le code MC EGSnrc.

### **III.2 Utilisation des codes Monte-Carlo en radiothérapie**

La méthode Monte-Carlo (MC) a énormément évolué et s'est étendue à des domaines aussi variés que la météorologie, le finance, l'astrophysique ou que les diverses branches de la physique fondamentale des interactions rayonnement-matière. Ce n'est qu'en 1963 que Zerby, publia un article sur l'utilité de la méthode MC pour simuler le transport des particules en physique médicale et en présenta les premières applications à travers l'étude de la réponse d'un compteur à scintillation, cette méthode s'est largement généralisée [REA76, TUR85, ROG90, ZAI03]. A ce jour, dans le cadre des applications radiothérapeutiques, la méthode Monte-Carlo est généralement décrite comme étant l'une des méthodes les plus précises pour calculer la dose délivrée [And91, Rog90, Mac90, Rog91, Ma99].

Une meilleure connaissance des sections efficaces d'interactions des particules avec la matière ainsi que l'augmentation considérable des puissances de calcul a contribué à l'apparition de nombreux codes de Monte-Carlo tels que ETRAN/ITS [Hal88] EGS4 [Ne85], EGS4/BEAM [Rog95], EGSnrc [Kaw00], MCNP4 [BRI00], PENELOPE [Sem97], GEANT3(1995) et plus récent GEANT4 (2004). Des améliorations continues leur ont permis de s'imposer dans le domaine de la dosimétrie. Au cours des trente dernières années, de nombreux travaux ont porté sur la simulation des faisceaux de particules issus des accélérateurs linéaires utilisés en radiothérapie. Au départ, seules de très simples géométries

ont pu être modélisées en raison de la puissance de calcul des ordinateurs. A titre d'exemple, McCall et al (1978) s'étaient intéressés à l'influence que pouvait avoir certains éléments de la tête d'irradiation d'un accélérateur linéaire (cibles et filtres) sur l'énergie moyenne d'un faisceau de photons de 25 MV en utilisant le code EGS3 [FOR78].

Les années 80 sont marquées par les premières modélisations complètes des têtes d'irradiation des accélérateurs linéaires ; on peut citer, en référence, les travaux de Patauet al (1978), Nilsson et Brahme (1981), Petiet al (1983). Il est désormais possible de modéliser les géométries les plus complexes de la cible aux systèmes de collimation [CHA94, LOV95, ROG95, LEE97, SHE02, LEW99, MAZ 99]. Enfin les années 2000, sont les années au cours desquelles se généralise l'utilisation de collimateur multilames sur les accélérateurs de radiothérapie [DEVL99, HAR02, VA 03]. L'utilisation de nombreux faisceaux de faible section, pour lesquels les mesures de dose sont délicates, a également fortement relancé l'intérêt des codes MC en radiothérapie

Les synthèses bibliographiques sur l'utilisation des codes MC en radiothérapie, réalisées par Ma and Jiang (1999) et Verhaegen and Seuntjens (2003), concluent que les codes MC occuperont, dans les années à venir, une place privilégiée au sein des outils mis à disposition des services de radiothérapie, tant au niveau de la planification des traitements qu'au niveau du contrôle qualité des calculs de dose.

### **III.3 Principe de la méthode Monte-Carlo**

Les photons, les électrons et les positrons qui pénètrent dans la matière subissent de nombreuses interactions au cours desquelles de l'énergie est transférée à la matière. Les méthodes analytiques, telle que la résolution de l'équation de Boltzmann, peuvent être utilisées pour rendre compte du transport des particules. Malheureusement, il n'est pas toujours possible de résoudre ce type d'équation en particulier dans le cas de géométries complexes.

En revanche, les méthodes Monte-Carlo sont des méthodes statistiques de simulation qui corrélient des processus aléatoires avec des processus physiques. De manière plus précise, reproduire un phénomène physique en supposant qu'il est le résultat d'une succession d'évènements probabilistes.

Le transport des particules dans la matière peut être « suivi », en déterminant la trajectoire et les interactions de chaque particule (primaire et secondaire) depuis son point d'entrée jusqu'à sa sortie ou absorption dans le milieu « histoire ».

Selon le principe de la méthode MC, la trajectoire de chaque particule est simulée, individuellement, en tirant au hasard les paramètres physiques des interactions (position de l'interaction, nature de l'interaction, type de particule secondaire créé, transfert d'énergie, angle de diffusion...), selon les distributions de probabilité qui décrivent les processus physiques mis en jeu. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués. Le transport de la particule est reproduit en réalisant une succession d'interactions. A l'issue de la simulation d'un nombre désiré de particules, la valeur d'une grandeur d'intérêt macroscopique (dose absorbée...) est obtenue. Le nombre de particules primaires est choisi en fonction de la précision recherchée. Un résultat de simulation MC sera toujours exprimé « par particule primaire ». La génération de nombres aléatoires est à la base de toute simulation MC, un algorithme mathématique génère ces nombres aléatoires. Il faut donc remarquer que, du fait même de leur production, ces nombres ne sont pas rigoureusement aléatoires et qu'ils sont conséquemment appelés « pseudo-aléatoires ».

### **III.4 Techniques de réduction de variance**

Malgré les progrès de la puissance de calcul informatique, les temps de calcul d'un programme Monte Carlo peuvent vite atteindre des journées, Ils sont fonction du nombre de particules générées, de l'énergie, du type de ces particules ainsi que du milieu dans lequel elles interagissent. Ces temps de calculs sont inversement proportionnels à l'erreur statistique.

Un code de simulation Monte Carlo est utilisé pour reproduire le plus précisément possible l'intégralité des phénomènes d'interactions rayonnement - matière. La précision est le but principal recherché, Les techniques développées afin d'améliorer la précision des résultats et qui permettent de diminuer les temps de calcul, sont les techniques de réduction de variance. Parmi les diverses méthodes de réduction de variance utilisées dans les simulations des rayonnements, Il existe différentes méthodes de. On peut distinguer globalement 3 catégories : les premières qui vont obliger l'utilisateur à jauger un paramètre physique (range rejection), les secondes auxquelles sera liée une pondération inhérente afin de ne biaiser aucun évènement (russian roulette, splitting, interaction forcing), et enfin les plus générales qui vont

toucher la simulation elle-même (phase space file) dans son protocole ou son organisation périphérique [KAW03, ROG06].

### III.4.1 Efficacité d'une simulation

L'efficacité d'une simulation permet de comparer les performances de deux méthodes de simulation différentes et d'estimer le gain de temps apporté par une méthode pour obtenir une variance donnée. L'efficacité  $\varepsilon$  est définie par la relation [ROG90]:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma^2 * T} \text{ (II.1)}$$

Où T représente le temps de calcul et  $\sigma^2$  la variance de l'estimation.

L'écart type de la grandeur modélisée est inversement proportionnel au carré du nombre de particules primaires générées pour les besoins de la simulation.

$\varepsilon$  apporte plusieurs informations :

Elle indique la fiabilité d'un résultat dans le sens où si le résultat est correct, elle devrait être à peu près constante pour toutes les  $n$  séries d'histoires excepté au début du calcul du fait des fluctuations statistiques.

Elle aide à optimiser le temps de calcul en effectuant plusieurs tests courts avec différents paramètres de réduction de variance et en choisissant alors celui avec  $\varepsilon$  le plus élevé.

Elle permet aussi d'estimer le temps processeur requis pour atteindre une valeur de  $s$  voulue.

### III.4.2 L'interaction forcée

Le forcing d'interaction consiste à avantager un phénomène physique se déroulant dans la simulation, elle est utilisée lorsque la majorité des particules simulées quittent la géométrie d'intérêt sans avoir interagit. Dans ce cas, elles peuvent être forcées à interagir dans le milieu en modifiant la distribution des longueurs de parcours. Le poids statistique, attribué à chacune d'entre elles et calculé après chaque interaction, est également modifié dans cette technique ainsi que dans la plupart des techniques de réduction de variance. Ce poids statistique représente la probabilité qu'a une particule d'énergie incidente  $E$  d'émerger après une interaction. La définition de ce poids est propre au code de transport qui suit l'ensemble des

particules tout au long de leurs histoires et enregistre en un point donné, toutes les contributions des interactions.

### **III.4.3 La roulette russe et le ‘splitting’**

Cette méthode consiste à dupliquer la particule dès qu’elle prétend fortement pouvoir interagir dans le milieu d’intérêt, elles sont souvent employés pour des problèmes de pénétration dans lesquels le nombre de particules incidentes devient très faible en profondeur ou lorsque les importances des régions traversées sont différentes. Il est alors nécessaire d’accroître artificiellement le nombre de particules. Il est également essentiel d’éviter des écarts trop importants entre les valeurs des poids des particules dans une région car la dispersion des poids va diminuer la qualité des résultats. Si parmi l’ensemble des particules d’une simulation, un nombre restreint de particules ont des poids très élevés par rapport aux autres particules, la dispersion des résultats sera importante et la variance sera élevée. De plus, le temps nécessaire pour poursuivre les particules de poids plus faible sera long alors qu’elles n’auront qu’une très faible contribution aux résultats. On utilise alors une technique de ‘splitting’ sur les particules de poids forts pour éclater ces particules en  $N$  particules de poids  $N$  fois plus faible. A l’inverse, on utilise la technique de la roulette russe sur les particules de poids faible afin de les regrouper en une seule particule. Ces deux techniques sont en général utilisées conjointement, bien qu’elles soient totalement indépendantes, car elles permettent de diminuer la dispersion des poids.

### **III.4.4 Range rejection (pour les électrons)**

Cette technique consiste à « tuer » tous les électrons qui ne peuvent pas quitter la région où il se situe. Leur énergie est absorbée localement et les photons de freinage qui auraient pu être créés et quitter la région ne le seront pas, Il est donc nécessaire de s’assurer que ces photons ne sont pas essentiels au calcul des quantités d’intérêt, cette technique de réduction de variance peut fausser le résultat.

### **III.5 Le code EGSnrc**

Le code EGSnrc [KAW03.] (Electron Gamma Shower) développée par Kawrakow and Rogers du National Research Council au Canada offre à l’utilisateur le choix entre différents modèles de diffusion. Par rapport à EGS4-PRESTA, EGSnrc incorpore des méthodes démontrées plus efficaces, notamment concernant le regroupement des déplacements spatiaux

des électrons et le transport des photons de basse énergie. Il est employé principalement en radiothérapie externe. Ce code est basé sur la méthode Monte Carlo pour la simulation du transport des électrons et des photons dans la matière pour des énergies allant de quelque keV à quelque millier de GeV. Avant la sortie de la première version d'EGSnrc (1999), le code EGS4 a montré son efficacité dans diverses utilisations par un large nombre de personnes ou chercheurs. Après quelques années, beaucoup de progrès sont apparus dans les aspects du transport des électrons dans la matière. Par exemple, la théorie de la diffusion multiple des électrons développée par Kawrakow et Bielajew [KAW98] a remplacé la théorie de Molière utilisée dans EGS4.

### III.5.1 Pour quoi EGSnrc ?

Le code EGSnrc fait parti des différents codes basée sur la méthode Monte-Carlo, ces codes se différencient entre eux par leurs modèles physiques d'interaction, les sections efficaces qu'ils intègrent, ainsi que leur générateur de nombres aléatoires. Toutes ces caractéristiques influent sur les résultats des calculs et conditionnent la qualité des simulations. Le choix du code EGSnrc a été motivé par deux critères: l'exactitude des simulations et la flexibilité du code.

#### a. L'exactitude des simulations

La précision des simulations a été démontrée à travers différents tests d'évaluation. Parmi les publications nous citerons :

- ☐ Tommy Knöös [TOM07.] sur la modélisation par le code EGSnrc des unités de radiothérapie des faisceaux de photon de haute énergie.
- ☐ E B Podgorsak, I Kawrakow et J Seuntjens [DOU03] sur la comparaison des distributions de dose mesurées et calculées par Monte Carlo dans des fantômes hétérogènes des faisceaux d'électrons cliniques.
- ☐ G Cranmer-Sargison [CRA04] sur la modélisation de l'interface eau-poumon en utilisant l'algorithme PencilBeam et la méthode Monte Carlo.
- ☐ D.W.Rogers et B.A.Faddegon [ROG95] sur le code BEAM et son utilisation dans la modélisation des accélérateurs médicaux.
- ☐ N Jabbari et B Hashemi-Malayeri [JAB07] sur la comparaison du code MCNP4C et EGSnrc dans le calcul des doses en profondeur pour des faisceaux d'électrons cliniques de faible énergie.



### **b. La flexibilité du code EGSnrc**

Sa structure relativement simple, écrite en Mortran, qui est un préprocesseur du langage Fortran 77, permet à l'utilisateur d'adapter le programme principal à ses propres besoins, sans intervenir dans la partie traitant du transport des particules. Les fichiers auxiliaires qui sont indépendants du Programme principal et qui gèrent la géométrie, les matériaux et les paramètres d'entrée de la simulation favorisent une « prise en main » rapide du code.

### **III.5.2 Structure générale du code EGSnrc**

Le code EGSnrc [KAW03] comme l'illustre la Figure III.5.2.1, se présente sous la forme de plusieurs modules distincts servant à la simulation du transport des particules dans les différents milieux traversés. L'utilisateur doit écrire un programme principal, appelé MAIN, ainsi que deux sous-routines associées HOWFAR et AUSGAB.

- ✦ Le programme MAIN décrit les valeurs initiales des paramètres nécessaires à l'utilisation de la routine SHOWER. Cette routine sert d'interface entre le programme principal MAIN et le code EGSnrc proprement dit et contient des données telles que les noms des différents matériaux et les énergies de coupure.
- ✦ HOWFAR et HOWNEAR décrivent la géométrie
- ✦ AUSGAB le type des données à recueillir pendant la simulation.

Le lancement de la simulation est effectué à partir du programme MAIN grâce à l'appel des routines HATCH, qui lit et vérifie le jeu de données préparé par SHOWER, et le Préprocesseur PEGS4 [KAW03] qui génère un fichier de données matériaux, contenant les informations sur les sections efficaces de ces matériaux concernés par les calculs.

Le code EGSnrc est entièrement écrit en langage MORTRAN3. Ce langage dérivé du FORTRAN77 a été développé afin de simplifier la programmation. Il contient des macro-commandes qui le rendent particulièrement performant. Celles-ci permettent de simplifier la programmation et de faciliter la communication entre le programme utilisateur et le code EGSnrc.

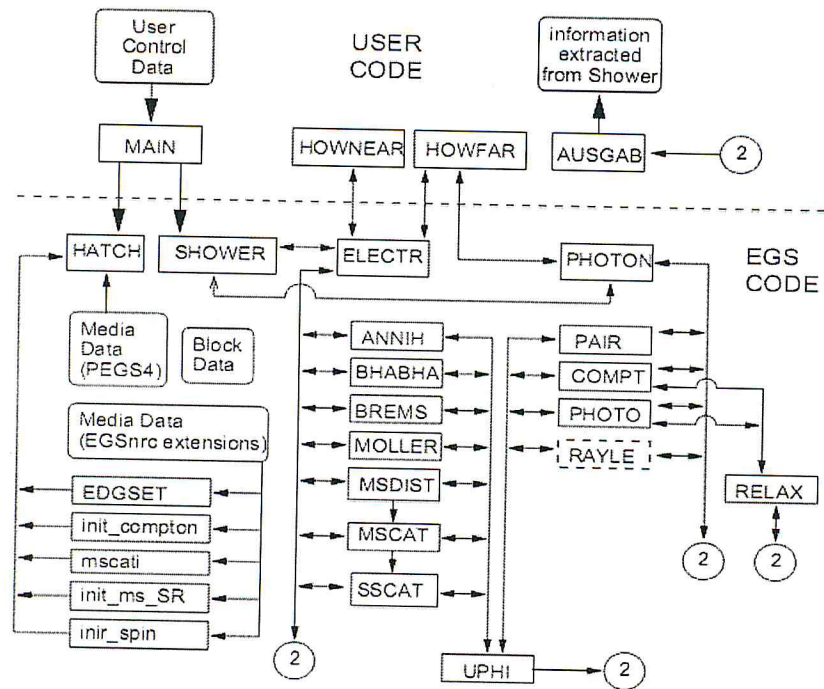


Figure III.5.2.1 : Structure générale du code système EGSnrc avec le code utilisateur

### III.5.3 Bases physiques du code EGSnrc

#### III.5.3.1 Aperçu générale

Le code EGSnrc est basé sur la méthode Monte Carlo pour la simulation du transport des électrons, des positrons et des photons dans la matière pour des énergies allant de quelque keV à quelque millier de GeV. EGSnrc est une version améliorée de EGS4 avec des modifications significatives dans plusieurs aspects du transport des électrons: nouvel algorithme de transport des électrons PRESTA-II (parameterreducedelectronstep transport algorithm), la théorie de diffusion multiple qui inclue l'effet de spin relativiste dans les sections efficaces, algorithme plus correcte au passage des frontières, et divers algorithmes pour les distributions énergétiques et angulaires.

Les données physiques utiles pour les simulations, sont créés par le code préprocesseur PEGS4, utilisant des tables de sections efficaces pour les éléments 1 à 100.

Les processus physiques considérés sont : production de 'bremsstrahlung', annihilation de positron, nouvelle théorie de diffusion multiple qui remplace la théorie de diffusion multiple de Moliere, diffusion de Moller ( $e-e^-$ ) et Bhabha ( $e+e^-$ ), perte continue d'énergie pour les particules chargées (pouvoir d'arrêt total restreint pour les pertes d'énergie par

bremsstrahlung et par collision, la perte par collision est déterminée par le pouvoir d'arrêt restreint de Bethe-Bloch avec le traitement de Sternheimer de l'effet de densité), production de pair, diffusion Compton, diffusion de Rayleigh, effet photoélectrique, excitation et relaxation atomique.

### III.5.3.2 Transport des photons

Les photons interagissent avec la matière selon plusieurs processus EGSnrc utilise la section efficace total d'absorption en prenant en compte la forme compilée par Storm et Israël avec la relaxation fluorescente dans la couche K. l'utilisateur a le choix de sélectionner, pour la simulation, la relaxation dans les couches K,L,M .

- ☐ Pour la diffusion de Rayleigh, EGSnrc utilise la section efficace totale de diffusion de Storm and Israël
- ☐ Le traitement de la diffusion Compton dans EGSnrc est basé sur les approximations relativistes qui tiennent en compte de l'effet de liaison de l'électron, ou en option, considère l'électron libre en accord avec la formule de Klein-Nishina [KAW03].
- ☐ Pour la production de pair, EGSnrc utilise l'approximation extrême relativiste de Born pour la section efficace différentielle.
- ☐ La production Triplet n'est pas considérée explicitement, mais incluse dans la production de pair.

### III.5.3.3 Transport des électrons

Le code EGSnrc utilise la technique 'CH' Class II pour la simulation du transport des électrons. Dans cette forme de la technique CH, le processus de 'bremsstrahlung' donnant naissance a des photons d'énergie supérieure a un seuil  $E(=AP)$ , paramètre utilise dans EGSnrc) et les collisions inélastiques qui mettent en mouvement des électrons atomiques avec une énergie supérieure a un seuil  $E(=AE)$ , paramètres utilisé dans EGSnrc), sont traités explicitement dans le transport. Ce processus d'énergie seuil est pris en considération dans l'approximation 'CSDA' (continuous slowing down approximation). La présence des interfaces dans le milieu de transport, nécessite un algorithme spécifique de traitement, qui est le 'BCA' (boundary crossing algorithm) [25, 27, 30, 39].

- ▣ La théorie de diffusion multiple est basée sur les sections efficaces de diffusions élastiques de Rutherford (screened Rutherford single elastic cross section)
- ▣ la longueur du parcours des électrons est déterminée par un algorithme de calcul ‘Electron step algorithme’, ou PRESTA I dans EGS4 et PRESTA II dans EGSnrc.
- ▣ Le processus de bremsstrahlung est considéré selon deux cas : soit utiliser les sections efficaces de Koch et Motz pour l’énergie supérieure à 50MeV et celles de Bethe-Heitler pour l’énergie inférieure à 50 MeV ; soit utiliser la base de donnée ‘NIST’, utilisant les pouvoirs d’arrêts radiatifs recommandé par ‘ICRU’.
- ▣ Les processus des collisions inélastiques des électrons et des positrons ( $e^-e^+$ ,  $e^-e^-$ ) sont décrits respectivement, par les sections efficaces de Moller et de Bhabha.
- ▣ Les processus des collisions élastiques des électrons et des positrons sont décrits par les sections efficaces de Rutherford si l’effet de spin est ignore, et par les sections efficaces de Mott si l’effet de spin est considéré.

### III.5.4 Générateurs de nombres aléatoires

Le générateur des nombres “pseudo” aléatoires (RNG) est le cœur battant de la méthode Monte Carlo. Il est intéressant de savoir comment les nombres aléatoires sont générés pour donner une vraie nature stochastique des interactions des particules. EGSnrc utilise deux générateurs de nombres aléatoires: RANLUX et RANMAR. Le générateur utilisé dans EGS4 est RANMAR, tandis que le générateur par défaut dans EGSnrc est RANLUX lequel est utilisé avec une variété de niveau pour les séquences des nombres aléatoires et possède une période supérieure à  $10^{165}$  [KAW03].

### III.5.5 Les données matériaux et le code PEGS4

Les sections efficaces pour EGSnrc [KAW03] sont produites par le code PEGS4 (Préprocesseur pour EGS), un programme utilitaire qui est utilisé pour générer un fichier de données matériaux, contenant les informations sur les sections efficaces de ces matériaux concernés par les calculs. Les données matériaux sont générées pour des énergies seuils inférieures des électrons  $AE$  (énergie seuil des électrons secondaires des collisions inélastiques  $e^- - e^-$  afin qu’ils soient considérés explicitement dans le transport) et des photons  $AP$  (énergie seuil des photons de Bremsstrahlung afin qu’ils soient considérés explicitement dans le transport). Les seuils supérieurs correspondants sont  $UE$  et  $UP$ .

### III.6 Le code utilisateur BEAMnrc

Le code BEAMnrc [ROG06.] est un programme utilisateur du code système EGSnrc, écrit en MORTRAN3, un préprocesseur FORTRAN77 utilisé dans le système EGS4/EGSnrc. Ce code est utilisé principalement pour simuler les faisceaux de particules des unités de radiothérapie, incluant les rayons X, les unités de  $^{60}\text{Co}$ , et les faisceaux d'électrons et des photons d'une large variété d'accélérateurs. L'élément de base dans le 'design' du code BEAMnrc est le modèle construit à partir d'une série de composants 'CM', chacun est indépendant de l'autre dans son utilisation. Chaque CM correspond à une certaine forme géométrique bien spécifique. Une fois le modèle est construit, il peut être utilisé pour modéliser une large variété de configurations.

Le code BEAMnrc possède trois formes de fichiers de sortie: fichier 'listing', fichier espace des phases et fichier graphique.

- La sortie 'listing' créée durant la simulation, contient toute les informations d'entrées pour l'accélérateur considéré, une spécification précise et exacte de l'accélérateur utilisé ainsi que les paramètres géométriques des modules 'CM'.
- La sortie espace des phases, contient les données relatives à chaque particule traversant le plan d'enregistrement, c'est à dire, la position, l'énergie, la direction, la charge, le poids et l'histoire. Ce fichier peut être réutilisé par BEAMnrc ou être analysé par les programmes BEAMDP1 [MAC06.] et PAW [BAG06.]
- Le fichier graphique est utilisé par le programme EGS\_Windows [BIE91.] pour représenter la géométrie du modèle construit à travers les données d'entrées.

Pour estimer statistiquement l'incertitude des résultats Monte Carlo, BEAMnrc utilise la méthode histoire par histoire. Les quantités d'intérêts peuvent être calculées en moyennant sur le nombre d'histoires considérées. L'incertitude sur la quantité  $x$  est donnée par:

$$S^2 \langle x \rangle = \frac{1}{N-1} \left[ \frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N} - \left[ \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N} \right]^2 \right]$$

Où  $x_i$  est la quantité calculée pour le nombre d'histoires  $i$  et  $N$  est le nombre total d'histoires,

### **III.7 Le code utilisateur DOSXYZnrc**

DOSXYZnrc [WAL06.] est un code utilisateur, utilisé pour calculer les distributions de dose en (3D) dans un fantôme de géométrie cartésienne. Il simule le transport des particules dans un milieu subdivisé en petit volume  $\Delta V$  ('voxel') et calcule le dépôt d'énergie dans ces petits volumes. Les dimensions des volumes sont indépendantes dans les trois directions. Le matériau et la densité de chaque volume est spécifié individuellement. Pour les erreurs statistiques, la méthode histoire par histoire est utilisée dans le calcul des quantités d'intérêts (e.g. dépôt d'énergie).

Il existe plusieurs types de source utilisées dans le fichier d'entrée du code DOSXYZnrc : source ponctuelle, faisceau incident parallèle, fichier de l'espace des phases générées par BEAMnrc, ....

La sortie du code DOSXYZnrc contient les distributions de dose en 3D et leurs incertitudes correspondantes pour chaque volume élémentaire considéré. Les doses calculées sont normalisées par rapport au nombre d'histoires considéré. Les particules peuvent être recyclées pour réduire l'incertitude des calculs, chaque particule du fichier de l'espace des phases peut être recyclée plusieurs fois.

### **III.8 Les techniques de réduction de variance dans BEAMnrc et DOSXYZnrc**

Pour accélérer la simulation par BEAMnrc et DOSXYZnrc , des techniques de réduction de variance sont utilisées, à savoir : 'Range rejection', 'Bremsstrahlungsplitting' et 'interactions forcées' [ROG06.].

#### **III.8.1 'Range rejection'**

Cette technique est basée sur le calcul du parcours (range) d'une particule chargée depuis le début jusqu'à la fin de son histoire avec une énergie 'ECUTRR'. ECUTRR est l'énergie de coupure de la technique 'range rejection' qui varie d'une région à une autre selon le type de la technique utilisée. Pour déterminer le parcours de cette particule jusqu'à ECUTRR, BEAMnrc calcul d'abord, le parcours de ECUTRR à AE (tables de calcul EGSnrc) pour chaque région au début de la simulation (=0 si ECUTRR=AE). Ensuite, avant chaque étape (step) de cette particule durant la simulation, cette valeur est soustraite du parcours de la particule jusqu'au seuil d'énergie AE. Les parcours sont calculés en utilisant les pouvoirs d'arrêt restreints, qui donnent des valeurs les plus grandes possibles de ces parcours. Quand la variable de contrôle

de cette technique 'IREJCT\_GLOBAL' est réglée à 2, la 'range rejection' est appliquée région par région. Dans ce cas, ECUTRR pour chaque région est simplement égal à ECUT. Si le parcours jusqu'à ECUTRR est inférieur à la distance perpendiculaire jusqu'à la frontière de la région la plus proche, l'histoire de cette particule est terminée et son énergie est consommée dans la région courante. Autrement, quand IREJCT\_GLOBAL est réglée à 1, ECUTRR est l'énergie minimale que peut avoir cette particule chargée pour quitter la région courante et continuer son histoire jusqu'à ce qu'elle atteigne le bas de l'accélérateur avec une énergie supérieure à ECUT globale. ECUTRR est automatiquement calculée pour chaque région au début de la simulation. Comme pour IREJCT\_GLOBAL=2, si le parcours jusqu'à ECUTRR est inférieur à la distance perpendiculaire jusqu'à la frontière de la région la plus proche l'histoire de cette particule est terminée et son énergie est consommée dans la région courante. (IREJCT\_GLOBAL=1) peut apporter un gain de temps supérieur à (IREJCT\_GLOBAL=2), mais il peut être utilisé seulement, si un seul plan d'enregistrement est utilisé et il est situé au bas de l'accélérateur, comme l'applicateur.

La 'range rejection' introduit une approximation dans les calculs en supposant que les photons de bremsstrahlung créés par la particule chargée, ne quittent pas la région d'intérêt. L'utilisateur peut minimiser les erreurs de cette approximation, en utilisant la variable ESAVE\_GLOBAL qui est définie comme l'énergie maximale de la particule chargée (en MeV) pour laquelle la 'range rejection' est considérée. Le choix de 'ESAVE\_GLOBAL' dépend de l'énergie du faisceau incident et du matériau traversé. ESAVE est traité localement région par région, mais seulement dans le module 'CM SLABS' que l'utilisateur a généralement l'habileté d'assigner des valeurs individuelles pour chaque région à travers ESAVEIN, ceci est dû au fait que ce 'CM SLABS' est utilisé comme une cible de freinage pour produire les photons de bremsstrahlung et donc une nécessité d'avoir plus de contrôle. Il a été montré qu'avec ESAVE=2MeV, seulement 0.1% de photons arrivant à la surface du fantôme ont été ignorés.

### **III.8.2 Interactions forcées**

Cette technique offre une option à l'utilisateur pour pouvoir forcer les photons d'interagir dans une région d'intérêt spécifiée durant la simulation. Cette option est utile pour améliorer les statistiques de la diffusion des photons. Brièvement, un photon forcé pour interagir dans une région donnée, il est 'divisé' (split) en un photon diffusé, pondéré avec un poids égal à la probabilité d'interaction, et un autre photon non diffusé, pondéré avec le poids restant. Le photon non diffusé procède comme si une interaction n'a pas eu lieu, et il ne peut pas être

forcé de plus d'interagir dans la région spécifiée, qui peut se composer d'un ou plusieurs zones. Cependant, une fois que le photon non diffusé sort de la région spécifiée, il peut interagir encore selon la longueur de parcours prélevée. Le photon diffusé peut être forcé encore dans la région spécifiée selon le nombre d'interactions qui sont permises d'être forcées. Les variables utilisées pour contrôler les interactions forcées dans le code BEAMnrc sont : **IFORCE**: =0 pas d'interaction forcée (par défaut); =1 interaction forcée **NFMIN**: Nombre d'interaction minimale de photons forcés (1 par défaut). **NFMAX**: Nombre d'interaction maximale de photons forcés (1 par défaut).

**NFCMIN**: le module CM auquel va commencer le 'forcing' (1 par défaut) **NFCMAX**: le module CM auquel va cesser le 'forcing' (= nombre total de CM dans l'accélérateur par défaut) Ces paramètres sont aussi utilisés pour les photons secondaires. Forcer des photons secondaires n'affecte pas le nombre de fois où le photon parent est forcé d'interagir. La manière d'utiliser les paramètres de 'forcing' aux photons secondaires est particulièrement utile pour obtenir de bonnes statistiques pour des interactions de photon de bremsstrahlung.

### III.8.3 Les techniques 'BremsstrahlungSplitting' et la roulette russe

La 'Bremsstrahlungsplitting' offre à l'utilisateur une autre technique de réduction de la variance qui améliore les statistiques des photons de rayonnement de freinage résultant des interactions des électrons. Le code BEAMnrc utilise trois types de 'splitting', uniforme (UBS), sélective(SBS) et directionnelle(DBS). UBS et SBS sont utilisées avec la roulette russe, alors que DBS ne nécessite pas la roulette russe.

**a) La technique 'Uniforme BremsstrahlungSplitting'** Les paramètres 'inputs' associés à UBS, sont:

**IBRSPL**: =1 **NBRSP**: Nombre de 'splitting'. Chaque événement de bremsstrahlung produit NBRSP photons, et chaque photon a un poids égal à  $1/NBRSP$  fois le poids de l'électron donnant naissance à cet événement. L'énergie et la direction de chaque photon sont prélevées individuellement selon les distributions de probabilité appropriées. L'énergie de l'électron primaire est décrétementée par l'énergie d'un seul photon. Ceci doit être effectué afin de préserver les effets du 'straggling' sur l'énergie, il signifie que l'énergie n'est pas conservée sur une histoire donnée, mais moyennement un certain nombre d'histoires (l'énergie devrait être décrétementée par une énergie moyenne des photons créés).



b) La technique ‘**SelectiveBremsstrahlungSplitting**’ La technique ‘Sélective BremsstrahlungSplitting’ (SBS) est plus efficace que la technique ‘UBS’ (par un facteur de 3 à 4), mais elle a été remplacée par la technique ‘DBS’, qui offre une amélioration encore plus grande en efficacité. Les paramètres ‘inputs’ associés à la technique ‘SBS’, sont: **IBRSPL**: =29

**NBRSP**: Nombre maximal de ‘splitting’ (les valeurs appropriées sont entre 200 et 1000)  
**NMIN**: Nombre minimal de ‘splitting’. **FS**: = taille du champ de traitement + 10cm. E.g., 14 pour 4×4 où 50 pour 40×40. **SSD**: la distance de la surface inférieure de la cible de bremsstrahlung au point où est défini le FS. L’approximation suppose que tout le bremsstrahlung est créé au niveau de cette surface. La technique ‘SBS’ utilise une variable du nombre de ‘splitting’, NBR, qui reflète la probabilité qu’un photon de bremsstrahlung entrera dans le champ défini par le FS et SSD. Cette probabilité est calculée en utilisant l’énergie et la direction de l’électron incident qui produira le rayonnement de freinage. NBR fait l’objet de restriction :  $NMIN < NBR < NBRSP$ . Les photons de ‘splitting’ ont un poids égal à  $1/NBR$  fois le poids de l’électron incident.

c) **Roulette russe** Quand les techniques ‘UBS’ où ‘SBS’, sont utilisées, le suivi de toutes les particules chargées

secondaires créés par les photons de ‘splitting’ augmente le temps ‘CPU’ nécessaire à la simulation. Si l’intérêt primaire est dans ces électrons secondaires où leurs effets, la durée de calcul supplémentaire est évidemment acceptable. Mais si l’intérêt principal est dans les photons de bremsstrahlung eux-mêmes, réduire le temps CPU tout en préservant toujours les avantages de réduction de la variance de ‘bremsstrahlungsplitting’ est possible avec l’utilisation de la roulette russe. Le paramètre ‘input’ associés à la roulette russe est :  $IRRLTT=0$  (pas de roulette russe),  $IRRLTT = 1$  et  $2$  (avec roulette russe). La roulette russe est mise en application en donnant aux particules chargées secondaires résultantes des photons de ‘splitting’ un seuil de survie. Le seuil de survie est toujours l’inverse du nombre de photons de ‘splitting’. Ainsi, dans le cas de la technique ‘UBS’, le seuil est fixé à  $1/NBRSP$ , alors que dans le cas de la technique ‘SBS’, le seuil de survie est de  $1/NBR$ . Alors, un nombre aléatoire est choisi pour chaque particule chargée, si ce nombre aléatoire est moins que le seuil de survie, la particule chargée survit, et son poids est augmenté par un facteur de  $NBRSP$  (pour UBS) où de  $NBR$  (pour des SBS). Autrement, la particule chargée est éliminée. Les particules chargées secondaires faisant l’objet de la roulette russe sont des électrons résultant des effets

Compton, photoélectriques et de production de paires. Dans le cas où la roulette russe est considérée, les photons de rayonnement du freinage et d'annihilation sont également dédoublés. Ceci parce que, n'importe quelle particule chargée qui survit à la roulette russe a un poids supérieur au photon qui l'a créé. Si les photons produits par ces particules chargées ne sont pas dédoublés, leur poids élevé peut fausser les statistiques des photons de 'splitting' originaux de rayonnement du freinage. En outre, la division du rayonnement du freinage et les photons d'annihilation n'augmente pas considérablement la durée de calcul, parce que la plupart des particules chargées secondaires ont été éliminées.

**d) La technique 'Directionnelle BremsstrahlungSplitting'** La technique 'DBS' a été utilisée dans BEAMnrc en 2004 avec une plus grande efficacité que

la technique 'SBS'. Les résultats de simulation ont montré, qu'utiliser la technique 'DBS' dans un faisceau de photons, peut avoir une efficacité jusqu'à 8 fois supérieure qu'avec la technique 'SBS' (jusqu'à 20 fois qu'avec la technique 'UBS'). Les améliorations réelles dépendront de l'énergie et d'autres détails du faisceau de particules simulé. La technique 'DBS' a la même philosophie que la technique 'SBS', cependant, les deux algorithmes sont complètement différents. Les paramètres 'input' utilisés pour cette technique sont: **IBRSPL:** =2 **NBRSPL:** ~1000 si vous utilisez la division des particules chargées où ~5000 si non. **FS:** même définition que 'SBS' **SSD:** même définition que 'SBS' **ICM DBS:** le module CM où la division des particules chargées ait lieu (filtre égalisateur). Noter que la division des électrons est possible uniquement dans 'FLATFILT CM'. Si ICM DBS est égal à 0, pas de division des électrons. **ZPLANE DBS:** la surface du module 'ICM DBS' où la division des électrons ait lieu ( surface inférieure du filtre égalisateur, ZPLANE DBS=nombre de plaques dans le filtre égalisateur + 1). **IRAD DBS:** =1, pour redistribuer les 'NBRSPL' particules chargées dans une symétrie radiale par rapport à l'axe Z. Ceci peut améliorer les statistiques des particules chargées si le faisceau a une symétrie radiale. **ZRR DBS:** Z, position de la surface où la roulette russe est utilisée conjointement avec la division des particules chargées. Considérer à quelques mm au dessous de cette surface de division, toujours avec le filtre égalisateur. L'algorithme de la technique 'DBS' est le suivant : Si une particule chargée produit un rayonnement de freinage ou s'annihile, alors la technique 'DBS' multiplie cet événement NBRSPL fois. Tous les photons résultants ont leur poids multiplié par 1/NBRSPL. La technique 'DBS' fait une boucle sur ces photons et pour chacun, elle détermine s'il est visé dans le champ de division défini par le FS et SSD. S'il est dans ce champ, alors le photon est gardé et est considéré « léger ». Sinon, la roulette russe est appliquée sur le photon en

comparant un nombre aléatoire à un seuil de survie de  $1/NBRSPL$ . Si le nombre aléatoire est inférieur à ce nombre, alors le photon est gardé et son poids est multiplié par  $NBRSPL$  et on le considère comme un photon «lourd». La division n'est pas limitée aux événements de rayonnement du freinage et d'annihilation, mais aussi à ces photons «lourd» qui subissent un événement de Compton.

## **IV. Matériels et Méthodes**

Pour l'évaluation des performances de l'algorithmes de calcul de dose pour les faisceaux de photons nous avons effectué un certain nombre de tests représentant des situations simple appeler tests homogènes et des situations plus complexes mettant en jeu des structures de différentes densité qui approche la densité u corps humain tel que le poumon et l'os,

Dans ce chapitre nous donnerons une description générale du matériel que nous avons utilisé pour mener notre études, nous présentons aussi la modélisation de l'accélérateur linéaire Primus a l'aide du code monte Carlo EGSnrc en suite nous aborderons les différents paramètres qui caractérise le faisceau initiale d'électrons ainsi que leur influence sur les distributions de dose

### **IV.1 Matériel utilisé pour les mesure**

#### **IV.1.1 L'accélérateur linéaire**

L'accélérateur étudié au cours de ces travaux est de type Varian Clinac 2100C. C'est un accélérateur linéaire à ondes stationnaires utilisant un klystron. C'est un appareil isocentrique avec une distance source axe de 100 cm. Cet accélérateur fournit deux énergies en régime photon (choisies parmi une combinaison de six énergies disponibles, avec un minimum de 6 MV et un maximum de 18 MV). L'accélérateur du CAC Blida possède un faisceau de 6 MV et un autre de 18 MV. En régime électron, l'accélérateur Clinac 2100C produit cinq faisceaux d'électrons d'énergie 4, 6, 9, 12 et 15 MeV. Cinq applicateurs sont fournis par le fabricant possédant des ouvertures carrées définissent des tailles de champs de  $5 \times 5$ ,  $10 \times 10$ ,  $15 \times 15$ ,  $20 \times 20$  et  $25 \times 25$  cm<sup>2</sup> à une distance source axe de 100 cm. L'accélérateur fonctionne avec un débit de dose variable allant de 80 à 480 UM/mn.

#### IV.1.2 Fantôme automatique à eau

Appelé aussi analyseur de faisceau de rayonnement le fantôme de type PTW MP3 a été utilisé pour l'obtention des mesure nécessaire pour le commissioning de notre algorithme de calcul, la cuve de ce fantôme est en acrylique avec 20 mm d'épaisseur, de dimension 600 mm x 500 mm x 407,5.

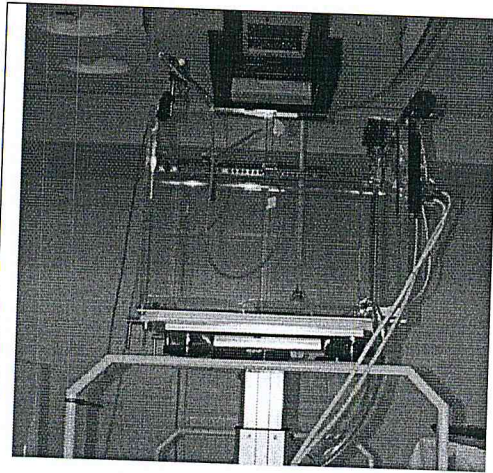


Figure IV.1.2.1 Fantôme automatique PTW MP3

#### IV.1.3 Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation utilisée pour les mesures est la chambre PTW Pinpoint 3D, avec une gamme d'énergie de 30 kV à 50 MV pour les photons et 6 MeV à 50 MeV pour les électrons.

Le dispositif de positionnement et du déplacement de la chambre d'ionisation dans les trois directions dans le fantôme est assuré par un système Servo-3D.

#### IV.1.4 Software MEPHYSTO mc<sup>2</sup>

MEPHYSTO est un progiciel Microsoft Windows puissant de PTW utilisé pour l'acquisition des données dosimétriques. Installé sur un ordinateur il permet de :

- ▶ piloté la chambre d'ionisation via une interface.
- ▶ Contrôle tout les types d'analyseur de faisceau de rayonnement PTW.
- ▶ Supporté une variété d'électromètres PTW.
- ▶ Entreposé les données mesurées dans les répertoires programmés par l'utilisateur.
- ▶ Évalué les données du faisceau d'après les protocoles internationaux.

## IV.2 Modélisation Monte Carlo de l'accélérateur VarianClinac 2100C

La modélisation d'un accélérateur la plus exacte possible, nécessite une description précise afin d'éviter qu'une pièce aussi petite soit-elle n'interagisse plus avec le faisceau de particules. Cependant, toutes les données concernant la structure de la tête de l'accélérateur ne sont pas toujours accessibles. En outre, une modélisation trop complexe peut également se trouver inutile si elle ne permet pas d'obtenir les résultats dans le temps imposé. De fait, la plupart des modèles réalisés dans les études Monte Carlo ne sont jamais complètement définis, voire pour certains, directement créés pour être génériques.

Dans cette étude, les informations sur la géométrie et les matériaux qui composent l'accélérateur linéaire utilisés pour la modélisation nous ont été fournis par le constructeur SIEMENS, pour des raisons d'un accord de confidentialité, certains détails de la tête ne seront pas précisés dans ce manuscrit et nous ne donnerons que les informations qui ont été officiellement publiées.

L'ensemble « section accélératrice / déviation » n'a pas été modélisé mais pris en compte par une distribution énergétique et une tâche focale dont il faut rechercher les caractéristiques, d'où la simulation Monte Carlo démarre au niveau de la fenêtre de sortie. Pour modéliser la tête d'irradiation, les coordonnées de l'accélérateur sont décrites dans un repère cartésien, l'axe z correspondant à l'axe d'incidence du faisceau d'irradiation.

Pour la modélisation monte carlonous avons utilisé le code utilisateur BEAMnrc du code Monte Carlo EGSnrc, selon l'organigramme donné par la figure suivante (figure IV.2.1), et le code utilisateur DOSXYZnrc du code Monte Carlo EGSnrc, pour les distributions de doses.

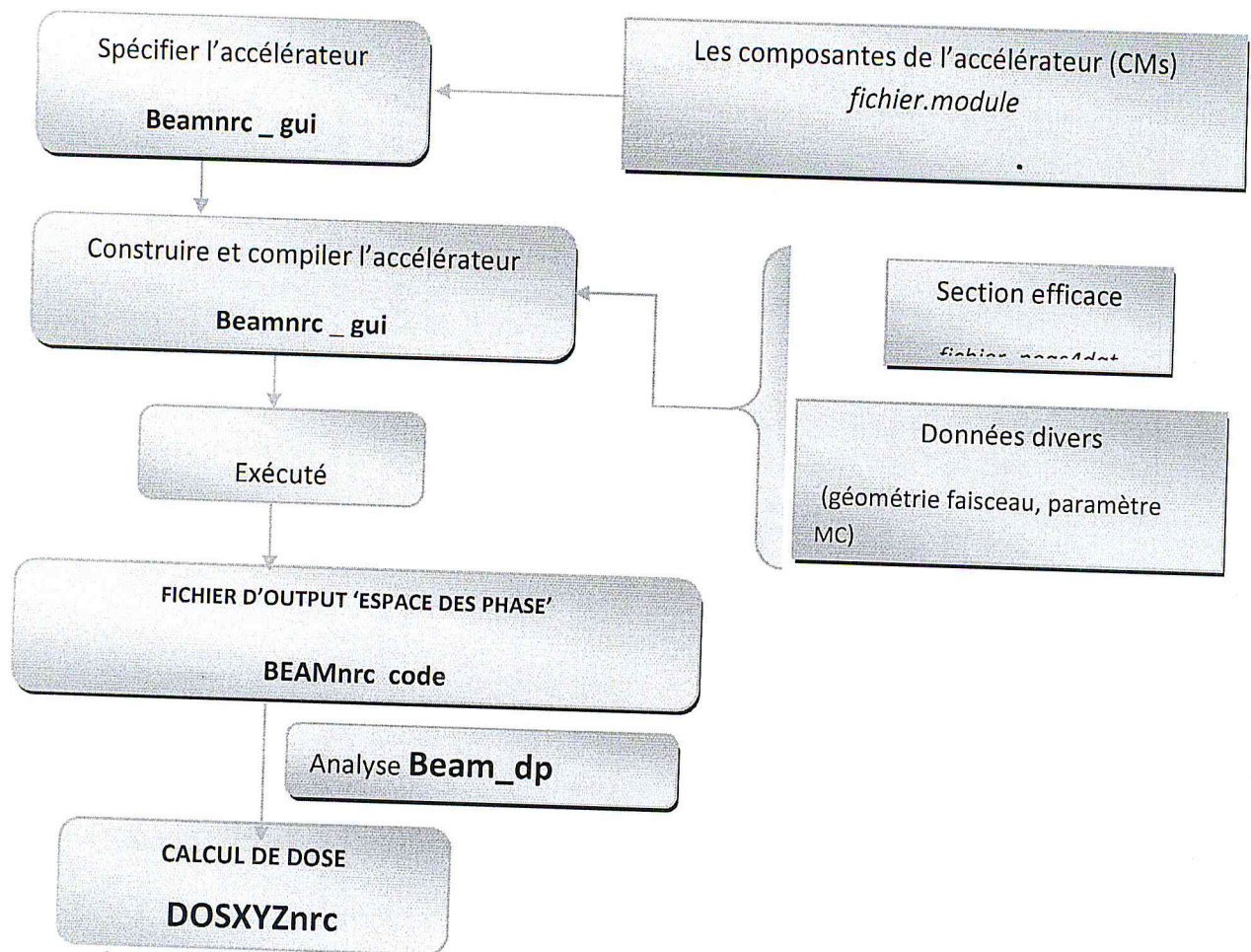


Figure IV.2.1 Organigramme de la simulation de la tête d'irradiation de l'accélérateur

#### IV.2.1 Principe

La géométrie de l'accélérateur et tous les composants essentiels de la tête d'irradiation ont été introduites dans l'interface GUI du code utilisateur BEAMnrc qui utilise plusieurs modules (CM) individuels. Ces modules sont prédéfinis dans le code, il est possible de les modifier « dimensions physiques et matière » selon les composants spécifiques du fabricant. Un module peut être utilisé pour définir plusieurs composants, l'ensemble sont listés dans un fichier de type *mfichier.module*. Pour la simulation de notre tête d'accélérateur nous avons défini 11 modules (figure IV.2.1.1)

Selected components		
Edit main input parameters		
SLABS	<i>xtrw</i>	Edit...
FLATFILT	<i>target</i>	Edit...
FLATFILT	<i>flatfilt</i>	Edit...
CHAMBER	<i>chamber</i>	Edit...
MIRROR	<i>mirror</i>	Edit...
JAWS	<i>yJaws</i>	Edit...
JAWS	<i>xJaws</i>	Edit...
JAWS	<i>access1</i>	Edit...
JAWS	<i>access2</i>	Edit...
JAWS	<i>access3</i>	Edit...
SLABS	<i>slabs</i>	Edit...

Figure IV.2.1.1. Les différents CM qui composent l'accélérateur (6MV)

Ces modules sont, du haut vers le bas de l'accélérateur : fenêtre de sortie, cible, collimateur primaire, filtre égalisateur, chambre d'ionisation, le miroir, les mâchoires et les accessoires. Dans notre cas nous avons utilisé le CM FLATFILT pour définir le collimateur primaire ainsi que le filtre égalisateur. Les espaces existants entre les différentes parties de la tête ont été comblés par de l'air. L'outil de visualisation 'Prewiew' de l'interface graphique beamrc\_gui permet de vérifier la géométrie des éléments de la tête (figure IV.2.1.2).

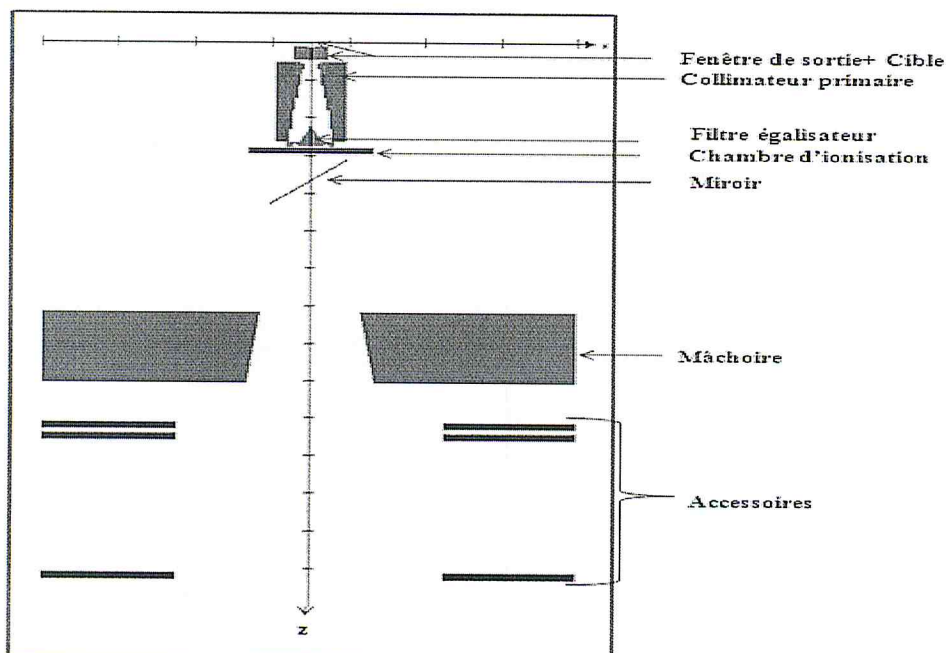


Figure IV.2.1.2. Représentation schématique de la tête de traitement de l'accélérateur utilisé dans les simulations en mode photon.

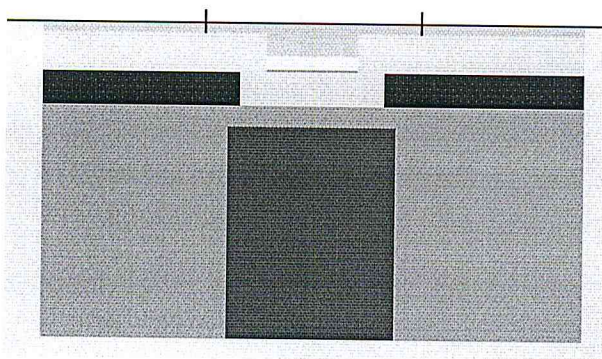
## IV.2.2 Éléments composant la tête d'irradiation

### a. Fenêtre de sortie

La fenêtre de sortie est constituée une couche d'eau prise entre deux fine couche de titane elle est modélisée par le CM Slabs.

### b. Cible

Le Primus possède une seule cible identique pour les deux énergies. Celle-ci est constituée de trois couches successives d'épaisseurs différentes. La première est une couche d'un mélange 'mixture' à base d'or de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur. Celle-ci est accolée à un système de refroidissement liquide géré par un simplecircuit d'eau placé directement a son contact,. La dernière couche est constituée de graphite. L'ensemble est logé dans un cylindre d'acier inoxydable ajouré aux extrémités. Ce module est modélisé par le CM *FLATFILT*, figure IV.2.2.1



*figure IV.2.2.1 la cible*

### c. Collimateur primaire et filtre égalisateur

Le collimateur primaire est élaboré en tungstène de forme spécifique qui permet l'insertion du cône égalisateur, Le filtre égalisateur Fait en acier inoxydable il est propre à chaque énergie, les deux composants sont modélisés par le même CM *FLATFILT*, figure IV.2.2.2



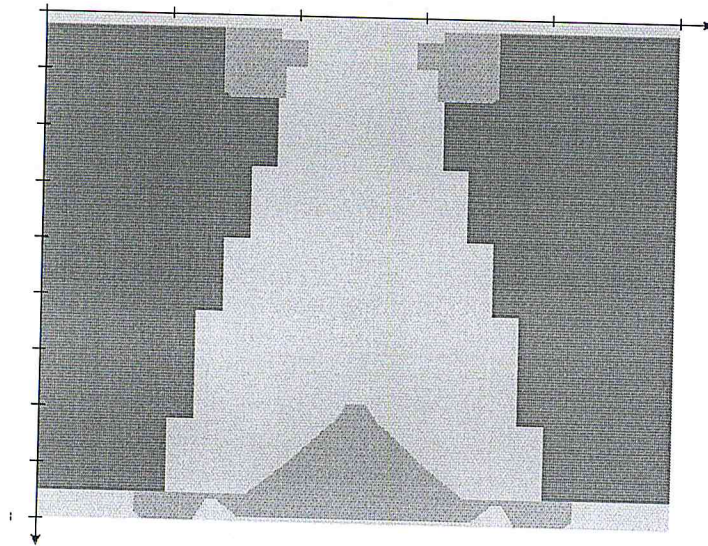


Figure IV.2.2.2 filtre égalisateur inséré à l'intérieur du collimateur primaire de forme cylindrique

#### d. Chambre moniteur

Elle est multi-segmentée de manière à s'assurer de la symétrie du faisceau d'irradiation. Constituée de plusieurs couches de Nitrogène et de Céramique elle est modélisée par le CM CHAMBER, représenté par la figure IV.2.2.3

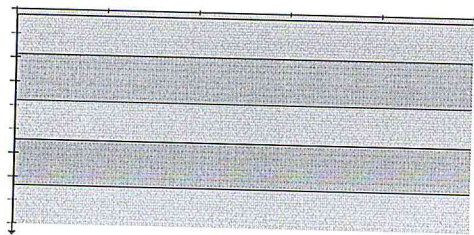


figure IV.2.2.3 Chambre moniteur

#### e. Miroir

Constitué d'une fine couche de silicodioxide\_quartz 'SIO' défini avec un angle d'inclinaison de  $60^\circ$

#### f. Le collimateur secondaire

Constituée par une paire de mâchoires et par le collimateur multilame. Ce collimateur a été remplacé dans la simulation par des mâchoires blocs compacts identiques, donc nous

disposant de deux mâchoires (xy) a base de tungstène, ils sont modélisés par le CM JAWS,(Figure IV.2.2.4) .

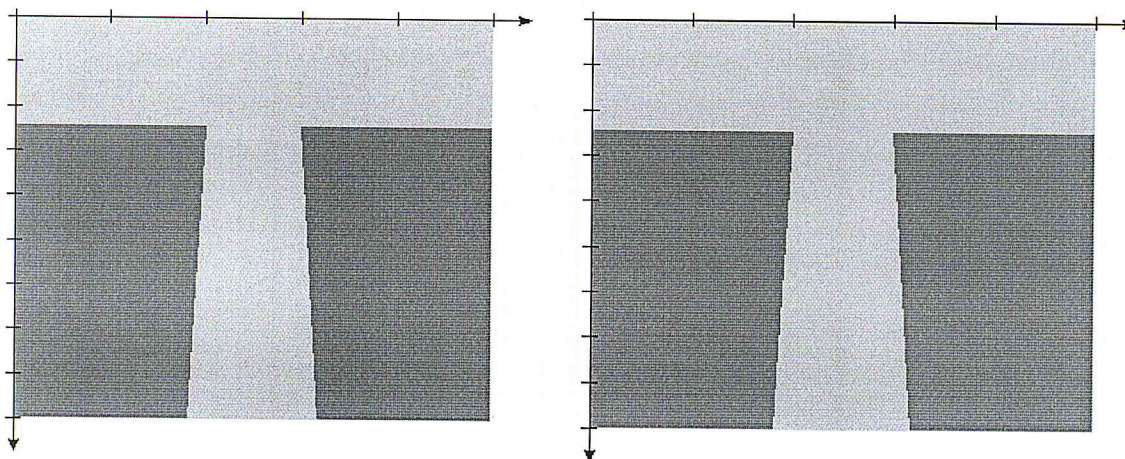


Figure IV.2.2.4 Paire de mâchoires suivant 'x' et suivant 'y'

### IV.2.3 Paramètres de transport du code BEAMnrc

Les valeurs des paramètres utilisés dans nos calculs pour la modélisation de la tête d'irradiation de l'accélérateur linéaire Siemens Primus par le code BEAMnrc selon les

Paramètres de transport	valeur	Paramètres de transport	valeur
Énergie de coupure photon <i>PCUT</i>	10keV	Spin effects	On
Énergie de coupure électron <i>ECUT</i>	700keV	Bremsangularsampling	Simple
Boundarycrossing algorithme <i>BCA</i>	PRESTA I	Brems cross section	NIST
Electrons step algorithme	PRESTA II	Bound Compton scattering	Off
Maximum step-size <i>SMAX</i>	5cm	Photoélectrique angularsampling	Off
photon cross section	Xcom	Atomic relaxation	Off
Maximun energy loss per step <i>ESTEPE</i>	0.25	Rayleigh scatternig	Off

procédures définies par l'organigramme de la figure sont résumé dans le tableau suivant (Tableau IV.1),ces valeurs sont fixée pour toute les simulations.

Tableau IV.1. Les paramètres de transport des électrons, choisi pour la simulation dans BEAMnrc

#### IV.2.4 Les paramètres caractéristiques du faisceau initial d'électrons

Dans l'interface `beamnrc_gui` (Figure IV.2), les données du le faisceau initial sont introduit, pour cela, le code nous offre différent type de sources qui peuvent être défini a une position et orientation donnée, Dans notre travail n'ayant aucune information sur les donner qui caractérises le faisceau d'électrons, nous les avons approximé en faisant une étude sur leurs influences se basant sur différent travaux réalisée.

#### IV.2.5 Données de section efficace

Les données de section efficaces utilisées sont regroupé dans le fichier '`primus.pegs4dat`' qui englobe les différentes données physique pour chaque matériaux qui constitue la tête d'irradiation de l'accélérateur linéaire.

Les valeurs des paramètres utilisés dans nos calculs pour la modélisation de la tête d'irradiation de l'accélérateur virtuel par le code `BEAMnrc`, sont données dans les différents fichiers '`input`' de ce code, à savoir:

- ❖ Le fichier `nfichier.module` contient la liste des modules utilisés pour construire l'accélérateur.
- ❖ Le fichier `nfichier.pegs4dat` contient les sections efficaces d'interactions des électrons et des photons de tout les matériaux utilisés dans les calculs de simulation. Ce fichier est crée lors de l'installation du code système, il contient les données physiques de tout les éléments simples ou composes utilisés dans l'accélérateur crée. Ces données sont calculées pour des gammes d'énergies (AE, UE) pour les électrons et (AP, UP) pour les photons. Les valeurs en MeV de AE, UE, AP et UP sont respectivement 0.7, 55.511, 0.01 et 55.0 MeV.
- ❖ Les fichiers `nfichier.egsinp`, correspondent aux différents cas de simulations utilisés dans ce travail.

### IV.3 Simulation des distributions de dose dans un fantome d'eau

#### IV.3.1 Principe

A l'issue de cette modélisation, plusieurs fichiers d'espace des phases (`.egspshp1`) sont obtenus. Ces fichiers seront utilisés par le code `DOSXYZnrc` dans les simulations sur un fantôme homogène dans le cas d'obtention des données de référence et dans les différentes configurations pour l'obtention des données de vérification.

Le fantôme utilisés dans notre simulation est un fantôme d'eau homogène de géométrie cartésienne subdivisé en plusieurs voxel, les dimensions des voxel ont été fixées en fonction de la taille de Champ choisie, mais la dimension du fantôme choisie est fixé tout le longs de notre étude, qui est de même dimension que celui utilisé lors des mesures.

#### **IV.3.2 Effet de la taille de voxel**

Pour les calculs Monte Carlo la taille de voxel typique varie de 2 à 5 mm pour les champs supérieurs à  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et de 1 à 2 mm dans le cas contraire. Pour les calculs où les caractéristiques du MLC sont prises en compte dans la modélisation, une taille de voxel de 1 à 2 mm serait nécessaire ; pour les calculs en IMRT une taille de 2 à 3 mm (ou moins) serait nécessaire dans les régions de fort gradient [DEM05].

La taille du voxel de calcul a un effet sur la résolution spatiale et sur l'incertitude statistique : en diminuant la taille du voxel l'incertitude relative augmente, pour un nombre d'histoires fixe, parce que moins de particules vont déposer de la dose dans un plus petit volume. Il faudrait donc augmenter le nombre d'histoires pour avoir la même incertitude relative. En revanche, en augmentant la taille du voxel, plus de particules vont y interagir et l'incertitude relative diminue, mais en même temps on risque d'introduire des erreurs et des imprécisions dans la distribution de dose à cause de la résolution spatiale qui est alors réduite.

En radiothérapie, la distribution de dose concerne un très grand nombre de voxel dans le volume irradié (le voxel étant de l'ordre du millimètre). Bien que l'incertitude relative puisse être définie pour un voxel donné dans une région donnée, au voisinage du maximum de dose  $D_m$  par exemple [KEA00], elle ne reflète pas l'incertitude statistique du calcul global d'une distribution de dose donnée dans un plan de traitement donné et la définition d'indices globaux est nécessaire.

#### **IV.3.3 Paramètres de simulation**

Comme dans le cas du code BEAMnrc, les valeurs des paramètres utilisés dans nos calculs de dose dans le fantôme d'eau par le code DOSXYZnrc et selon les procédures définies au chapitre II, sont données dans les fichiers 'input' de ce code, à savoir:

- ❖ Le fichier 'primus.pegs4dat' contient les sections efficaces d'interactions des électrons et des photons de tout les matériaux utilisés dans les calculs des distributions de dose.

Ces données sont calculées pour les mêmes gammes d'énergies que dans le cas du code BEAMnrc.

- ❖ Les fichiers '.egsinp' correspondent aux différents cas de simulations utilisés dans ce travail.

#### **IV.4 Ajustement des paramètres initiaux permettant de produire des photons de l'accélérateur VarianClinac 2100**

##### **IV.4.1 Introduction**

La connaissance précise de l'énergie moyenne, de la dispersion en énergie des électrons initiaux et de la forme de leur point d'impact sur la cible, appelé tache focale, est indispensable pour simuler la production des faisceaux de photons par méthodes Monte-Carlo. Les constructeurs des accélérateurs linéaires sont en mesure de fournir les informations techniques sur la géométrie des différents éléments de la tête d'irradiation et les matériaux qui les composent par contre ils ne donnent aucune information détaillée sur ces paramètres qui sont difficiles à mesurer tant pour eux que pour l'utilisateur. Ils connaissent généralement que les valeurs des énergies nominales des faisceaux de photons et non la distribution énergétique réelle des électrons incidents avant la cible photonique.

La voie normale dans ces conditions est de caractériser ces électrons initiaux par un modèle dont les paramètres sont ajustés en comparant des distributions de dose mesurées sous l'accélérateur à celles calculées par simulation Monte-Carlo sous le même accélérateur. A l'issue de cette étape, l'accélérateur modélisé par Monte-Carlo est considéré comme validé, ainsi pour chaque faisceau étudié, l'énergie moyenne des électrons initiaux, leur distribution énergétique et la forme de la tache focale sont parfaitement connues. Dans cette partie, nous expliquerons le modèle physique paramétrable retenu pour nos simulations MC et l'influence de son paramétrage, nous aborderons ensuite la méthode d'ajustement manuelle classiquement utilisée ainsi que la méthode adaptée dans notre étude et nous donnerons enfin les résultats de ces ajustements.

## IV.4.2 Méthode de détermination des paramètres caractérisant le faisceau d'électrons initial

### IV.4.2.1 Choix du modèle physique

Pour décrire la source des électrons initiaux à l'entrée de la cible, il est nécessaire de définir leur distribution en énergie et en intensité. Deux distributions énergétiques sont possibles : une gaussienne caractérisée par son énergie moyenne et sa largeur à mi-hauteur, et une monoénergétique caractérisée par son énergie. La distribution en intensité ou tache focale peut être décrite par une intensité spatiale de forme gaussienne caractérisée par sa largeur à mi-hauteur ou bien par une intensité homogène de forme circulaire caractérisée par son rayon. Le Tableau IV.2 résume les modèles utilisés dans des études antérieures, classées par ordre chronologique, réalisées sur des accélérateurs Varian de type Clinac haute énergie.

Auteurs	Accélérateur	Distribution Énergétique	Tache focale
Liu 1997	2100 C	Monoénergétique	Circulaire
Deng 2000	2100 C/2100 CD	Gaussienne	Gaussienne
Siantar 2001	Clinac HE	Monoénergétique	Circulaire
Fix 2001	2100 CD	Monoénergétique	Circulaire
Ding 2002	2100 EX	Gaussienne	Gaussienne
Sheikh-bagherie 2002	Clinac HE	Gaussienne	Gaussienne
Keall et al 2003	2100 EX	Gaussienne	Gaussienne
Mesbahi 2006	2100 EX	Gaussienne	Circulaire
Aljarah 2006	21EX	Gaussienne	Gaussienne
Pena 2007	2100 CD	Monoénergétique	Gaussienne
Show 2010	21 EX	Gaussienne	Gaussienne

Tableau IV.2 revue de littérature du paramétrage des électrons initiaux pour les accélérateurs Varian

Le tableau ci-dessous nous présente la sensibilité des simulations Monte Carlo à divers caractéristique du faisceau d'électrons initiaux, l'étude faite par Sheikh-Bagheri et les différents auteurs nous ont amené à adopter une description monoénergétique pour la distribution en énergie et une tache focale circulaire.

Caractéristiques de l'accélérateur linéaire	Effet sur les facteurs hors axe	Effet sur la dose en profondeur
Énergie du faisceau primaire	Décroissance linéaire avec l'énergie du faisceau d'électrons primaire : un changement de 0,2 MeV produit un effet observable pour un faisceau 6MV	un changement de 0,2 MeV produit un effet observable
Largeur Gaussienne de la distribution énergétique des électrons	Aucun effet dû à l'élargissement Gaussien (0-20%) n'est observé pour un faisceau de 6 MV. Une distribution énergétique asymétrique a des petits effets	Faible dépendance à l'étalement énergétique Gaussiennes aux grandes profondeurs. Une distribution énergétique asymétrique affectera la dose dans la région du build-up jusqu'à 1,5% pour un faisceau de 18MV Siemens
Distribution radiale de l'intensité du faisceau d'électron	Décroissance quadratique avec étalement radial : 6% pour une augmentation de 0,15 cm en FWHM pour un faisceau de 18MV	Aucun effet
Divergence du faisceau d'électrons	Léger effet lorsque l'on change la divergence du faisceau de 0-1° pour un faisceau de photon de 18MV	Aucun effet lorsqu'on change la divergence du faisceau de 0-5° pour un faisceau de photon de 18 MV
Ouverture en amont du collimateur primaire	Sensible à une ouverture latérale de 0,01 cm	Aucun effet
Matériau et densité du cône égalisateur	Effet important : le changement de la densité du tungstène de 1g cm <sup>-3</sup> entraîne un changement de 6% dans le rapport hors axe	Non mentionné

	pour un faisceau de 15 MV. Utilisé un matériau incorrect a de très grands effets	
--	--	--

Tableau IV.3. Sensibilité des simulations Monte Carlo des accélérateurs linéaires  
'Sheikh Bagheri et al

#### IV.4.2.2 Influence des différents paramètres caractérisant le modèle physique choisi

De nombreuses études relatives à l'influence des paramètres des électrons initiaux sur les profils de dose et les rendements en profondeur ont été réalisées.

Les travaux de Sheikh-Bagheri et Rogers sur neuf faisceaux de photons issus de trois accélérateurs linéaires : Varian (4, 6, 10, 15 et 18MV), Elekta (6 et 25MV) et Siemens (6 et 18MV) ont permis de définir la sensibilité du faisceau de photons à différents paramètres caractérisant les électrons initiaux : leur énergie moyenne, leur tache focale et leur angle d'incidence. Ils ont conclu que seuls deux paramètres influencent notablement le faisceau de photons : l'énergie moyenne et la tache focale du faisceau d'électrons incidents. Keall et al. en 2003 ont utilisé un accélérateur Varian 21EX (6 et 18MV) pour étudier l'influence de trois paramètres : l'énergie moyenne, la tache focale et la composition de la cible, ils ont conclu :

- ☐ Qu'augmenter l'énergie moyenne atténue les régions latérales, appelées cornes ou "horns", des profils de dose,
- ☐ Qu'élargir la tache focale atténue également les cornes des profils de dose,
- ☐ Que la densité de la cible ne joue qu'un rôle mineur.

Au bilan, les rendements en profondeur sont influencés par l'énergie moyenne du spectre alors que la largeur à mi-hauteur de ce spectre les influence très peu. Les profils de dose sont pour leurs parts très sensibles à l'énergie moyenne des électrons initiaux et à la largeur de la tache focale.

#### IV.4.2.3 Détermination des paramètres caractérisant les électrons initiaux

##### a. Méthodes manuelles traditionnelles

La méthode utilisée classiquement pour faire l'ajustement des caractéristiques physiques des électrons initiaux consiste à modifier l'énergie moyenne jusqu'à ce que la correspondance



entre le rendement en profondeur mesuré et calculé soit réalisée. Pendant cette étape la tache focale est considérée comme ponctuelle et la LMH du spectre en énergie reste fixe car Sheikh-Bagheri et Rogers et Keall et al. Ont montré que son influence est négligeable.

A la fin de cette étape l'énergie moyenne optimale est connue. L'étape suivante consiste à déterminer les caractéristiques de la tache focale en utilisant la distribution en énergie précédemment fixée.

Cet ajustement de la tache focale est réalisé en étudiant son influence sur un profil de dose simulé jusqu'à ce que celui-ci 'colle' au profil de dose mesuré. En effet l'élargissement de la tache focale conduit à une réduction du nombre de particules qui frappent la partie centrale du cône égalisateur, cette modification de la fluence influence les cornes du profil de dose.

#### **b. Méthode adoptée dans notre travail pour la détermination des paramètres**

Dans notre travail nous avons suivi les étapes suivantes

- ❖ *Étape 1* : Faire varier la largeur radiale du faisceau d'électrons pour ajuster les profils de dose pour un champ large 40x40 , pour une profondeur de  $z=5$  et 10 cm ,cela permet d'éviter l'influence du diffusé dans le fantôme aux grandes profondeurs, puis nous effectuons une comparaison avec les mesures dans un fantôme d'eau homogène a l'aide de la méthode de l'indice gamma ,lorsque la valeur de l'indice gamma est inférieur a 1% l'accordement est obtenu
- ❖ *Étape 2* : Une fois que largeur radiale du faisceau d'électrons a été estimée faire varier l'énergie du faisceau primaire d'électron pour ajusté les rendement en profondeur ,d'un faisceau mono énergétique pour différentes énergies, pour un champ 40x40 puis nous effectuons une comparaison avec les mesure dans un fantôme d'eau homogène a l'aide de la méthode de l'indice gamma. Lorsque la valeur de l'indice gamma est inférieur a 1% l'accordement est obtenu

Cette méthode a déjà été utilisé par AntonisTzedakis and all [TZE04], les résultats de cette études figure dans le chapitre résultats et discussion

## V. Résultats et discussions :

Dans ce chapitre nous allons présenter les différents résultats obtenus, les premiers résultats concernant la modélisation et la validation de l'accélérateur linéaire VarianClinac 2100C par les mesures. Cet accélérateur devient alors notre référence pour la caractérisation dosimétrique des faisceaux de photons de petites tailles délivrés par cet accélérateur.

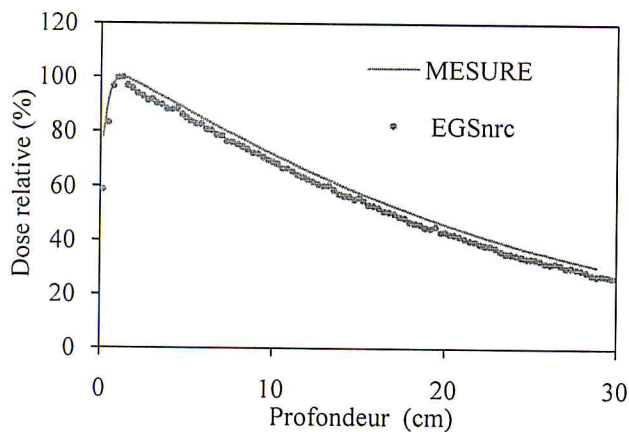
### V.1 Validation des paramètres initiaux de l'accélérateur Varian 2100C

Les différentes variations faites lors de la validation des paramètres initiaux sont résumés dans le tableau V.1. pour une taille de champs  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  et une profondeur de 10cm à distance source surface de 100cm

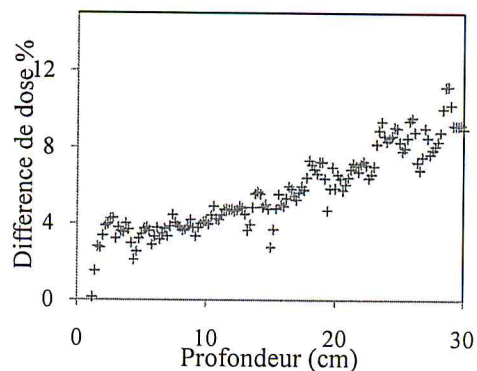
#### V.1.1 Influence de la variation de l'énergie sur les rendements en profondeur

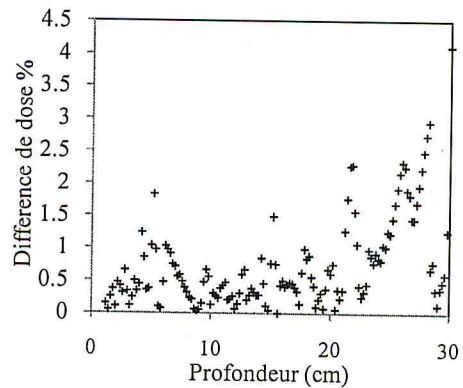
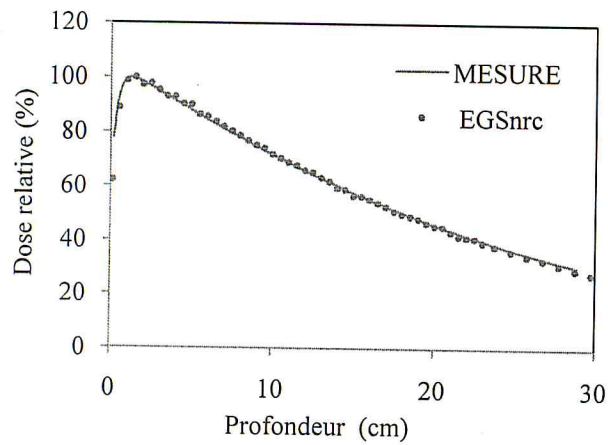
Comme déjà expliqué plus haut, le rendement en profondeur n'est pas influencé par la largeur de la tache focale mais par l'énergie. Pour la détermination de cette énergie, nous l'avons fait varier d'un pas de 0.2 MeV, jusqu'à l'obtention d'un bon accord entre la simulation et la mesure [SHE02]

La figure V.1.1.1 montre une comparaison entre les rendements en profondeurs obtenus par simulation comparés à celle obtenus par mesures, ainsi que la représentation de la différence de dose, pour différentes énergies du faisceau d'électrons incident. Les valeurs de l'énergie choisies sont données dans le tableau. La forme géométrique du faisceau initial a été considérée comme uniforme.

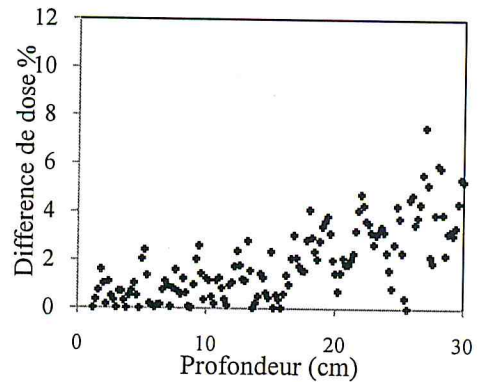
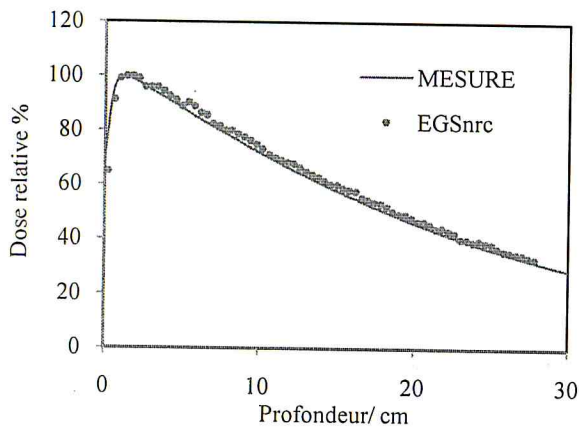


5.8 MeV





### 6.0 MeV



### 6.2 MeV

Figure V.1.1.1 : Comparaison de rendements en profondeur pour un champ  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  d'un faisceau de photon, pour une énergie de  $E=5.8 \text{ MeV}$ ,  $E=6 \text{ MeV}$ ,  $E=6.2 \text{ MeV}$  (b) Différence de dose en pourcentage.

L'examen de ces courbes montre bien la variation de leur comportement en fonction de l'énergie simulé. Sur la figure V.1, pour une énergie  $E=5.8 \text{ MeV}$ , on peut voir que dans la pente située après le maximum de dose le résultat de la simulation se trouve être au-dessous de celui mesuré, contrairement à celui obtenu pour une énergie de  $6.2 \text{ MeV}$  qui se situe au-dessus de celui mesuré, quant au rendement en profondeur obtenu pour une énergie de  $6 \text{ MeV}$ , la figure montre bien un accord entre la mesure et la simulation.

Cette étude démontre la sensibilité du rendement en profondeur à l'énergie du faisceau d'électrons initiale d'où l'intérêt de faire des simulations avec différentes énergies.

La figure V.1.1.1, présente aussi les écarts entre les rendements en profondeurs simulé et mesuré pour trois énergies différentes, nous remarquons que globalement les écarts sont inférieurs à 2% autour de la région de build-up pour les trois énergies mais pour les grandes profondeurs les plus faibles écarts sont obtenus pour une énergie de 6MeV,

De cette examen nous pouvons en effet situer la valeur de l'énergie du faisceau d'électrons initial à 6MeV, à partir de cette valeur nous étudierons l'influence de la largeur de la tache focale sur les profils de doses.

### V.1.2 L'influence de la variation de la largeur de la tache focale sur les profils de doses

L'énergie du faisceau d'électrons ainsi déterminée est utilisée pour l'étude de l'influence de la largeur de la taille focal sur les profils de dose, pour une taille de champs de 40x40cm<sup>2</sup> à une profondeur z= 10cm et une distance source surface de 100cm. Les conditions d'irradiations lors de la simulation ainsi que le nombre de particules initiales sont les mêmes pour chaque rayon, les résultats sont obtenus avec une incertitude statistique de 0.9 % pour le plateau et 1.5% pour la pénombre, et la normalisation est faite par rapport à la moyenne des valeurs de dose autour de l'axe centrale.

Les différents résultats obtenus comparés aux mesures sont représentés dans les figures V2 à V9 ainsi que leurs histogrammes de fréquences de l'indice gamma.

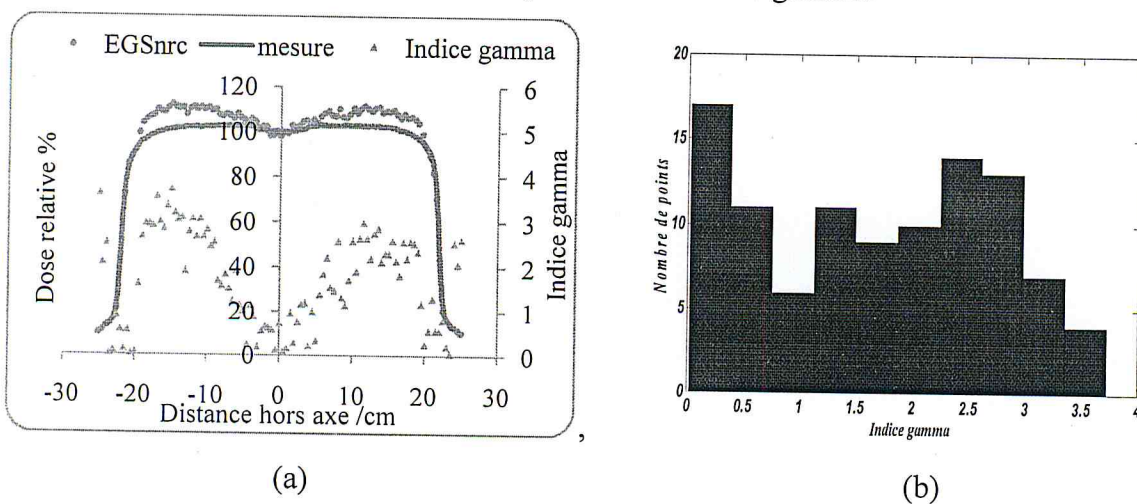
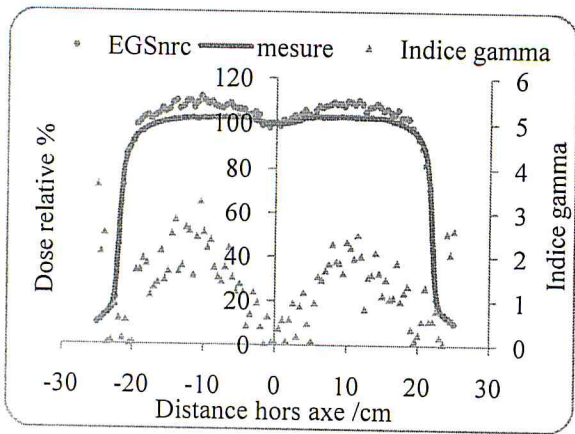
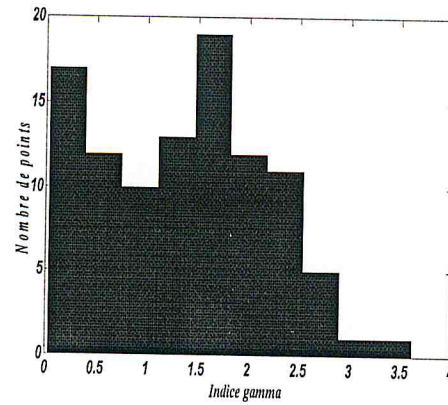


Figure V.2.1 (a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.01cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm<sup>2</sup>,  
 (b) répartition des valeurs de l'indice gamma.

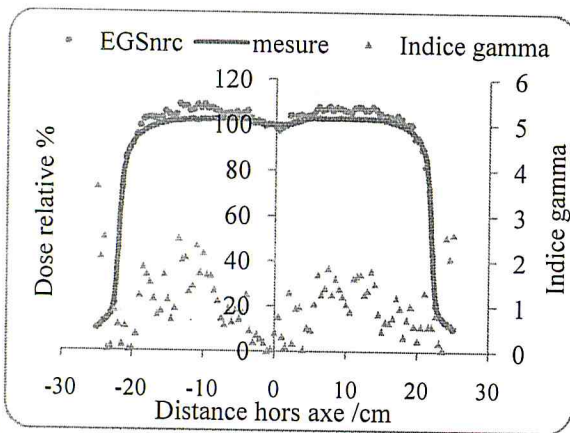


(a)

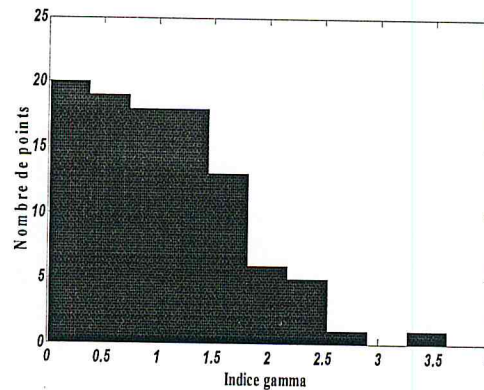


(b)

Figure V.1.2.2(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.1cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm<sup>2</sup>,  
(b) répartition des valeurs de l'indice gamma.

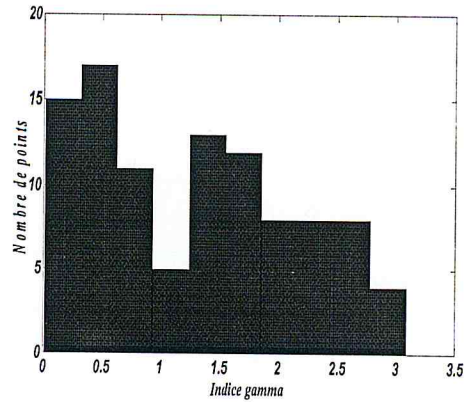
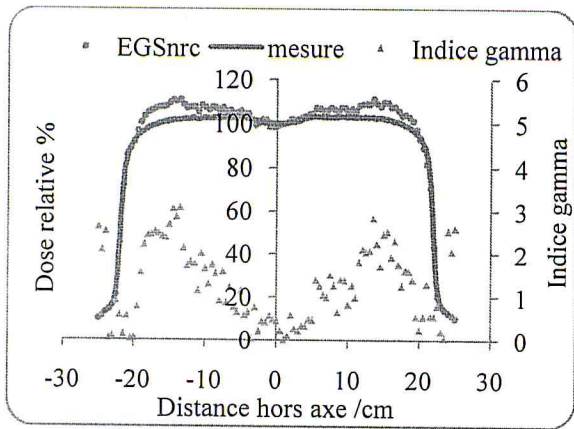


(a)



(b)

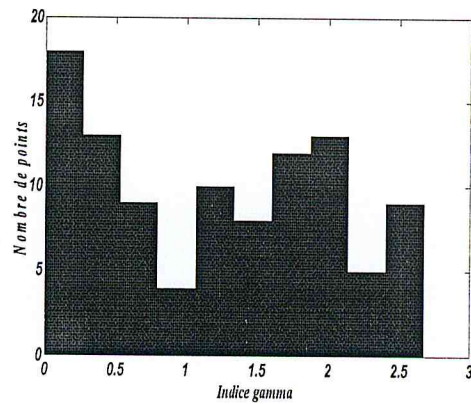
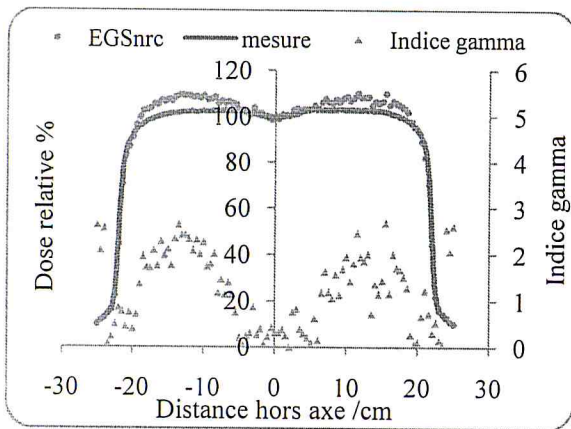
Figure V.1.2.3(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.15cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm<sup>2</sup>,  
(b) répartition des valeurs de l'indice gamma



(a)

(b)

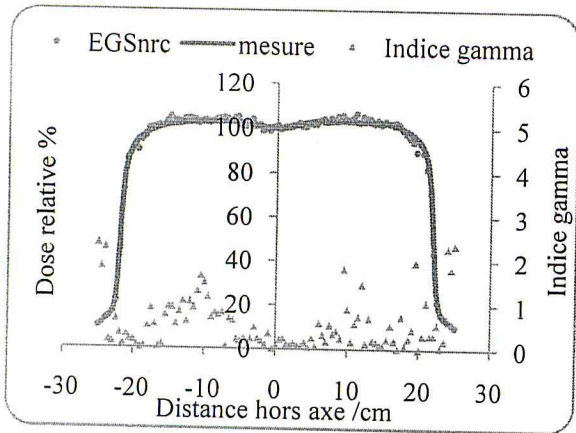
Figure V.1.2.4 (a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.2cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de  $40 \times 40 \text{cm}^2$ , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma



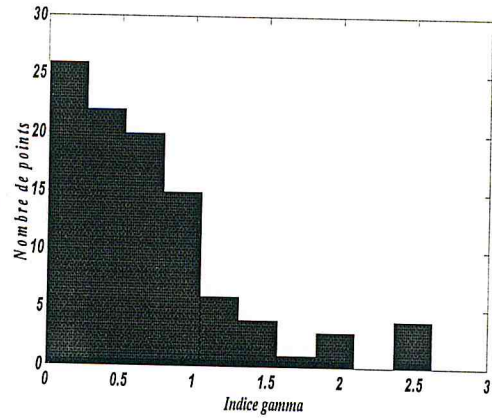
(a)

(b)

Figure V.1.2.5 (a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.2cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de  $40 \times 40 \text{cm}^2$ , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma

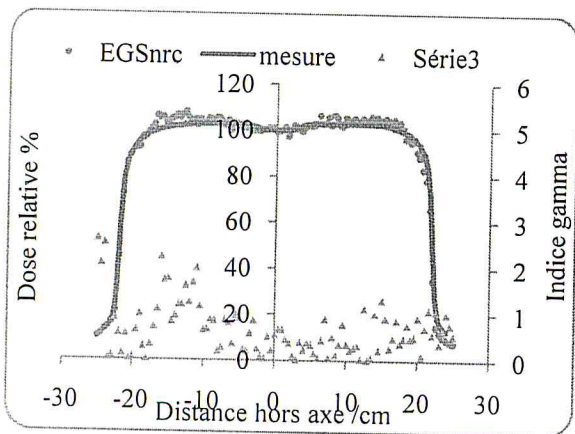


(a)

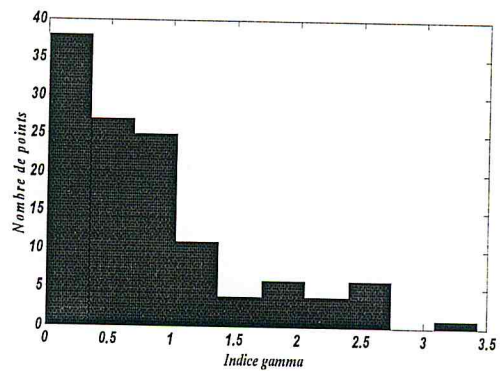


(b)

Figure V.1.2.6 (a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.3cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm<sup>2</sup>, (b) répartition des valeurs de l'indice gamma

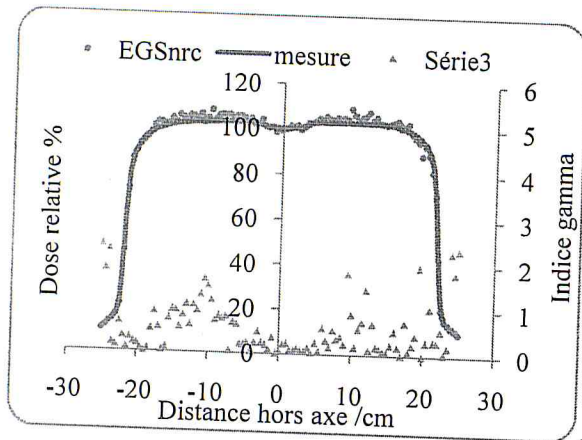


(a)

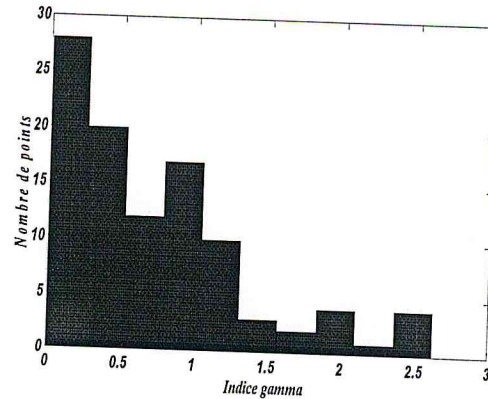


(b)

Figure V.1.2.7(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.35cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm<sup>2</sup>, (b) répartition des valeurs de l'indice gamma



(a)



(b)

Figure V.1.2.8 comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.4cm, une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm<sup>2</sup>, (b) répartition des valeurs de l'indice gamma

Les figures V.1.2.1 à V.1.2.8 montrent l'influence de la variation de la largeur de la tache focale, qui est observé au niveau des Horns. Plus le rayon augmente plus l'épaule diminue jusqu'à l'obtention d'un bon accord avec le profil mesuré. Pour la comparaison de doses nous avons utilisé la méthode de l'indice gamma, et ainsi représenté un histogramme des valeurs de l'indice gamma qui permettra par la suite de déterminer le nombre de point ayant la valeur au-dessous de 1% qui est la valeur de rejet. L'étude de ces variations montre que la valeur du rayon 0.3cm offre le meilleur résultat. De cette étude nous pouvons conclure que les paramètres du faisceau d'électron initial sont :

- ▶ Pour la largeur de la tache focale de 0.35cm
- ▶ Pour l'énergie E=6MeV

Ayant fixé la valeur du rayon nous poursuivrons notre études par la validation de la tête pour différentes taille champs et de profondeur.

## V.2 Simulation des petits champs

Pour la simulation des distributions de doses des faisceaux de photons de petites tailles, nous avons pris la situation la plus fondamentale, des champs carrés de taille 2x2 cm<sup>2</sup> et 3x3cm<sup>2</sup>, à DSP= 100cm et plusieurs profondeurs. Les résultats sont donnés dans les figures suivantes.



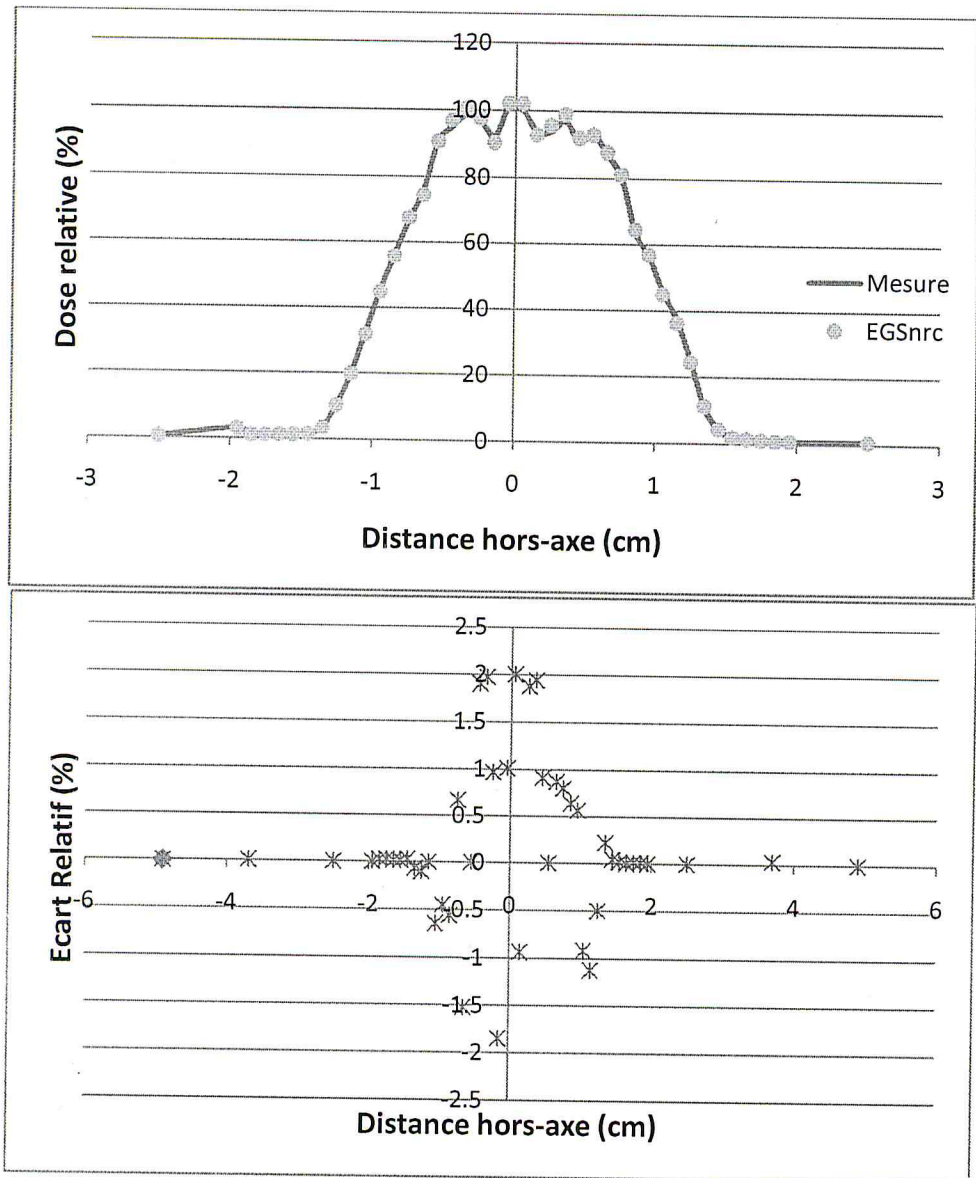


Figure V.2.1 comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 1.5 cm de profondeur pour un champs carré de 2x2 cm<sup>2</sup> ,(b) répartition des valeurs des écarts relatifs.

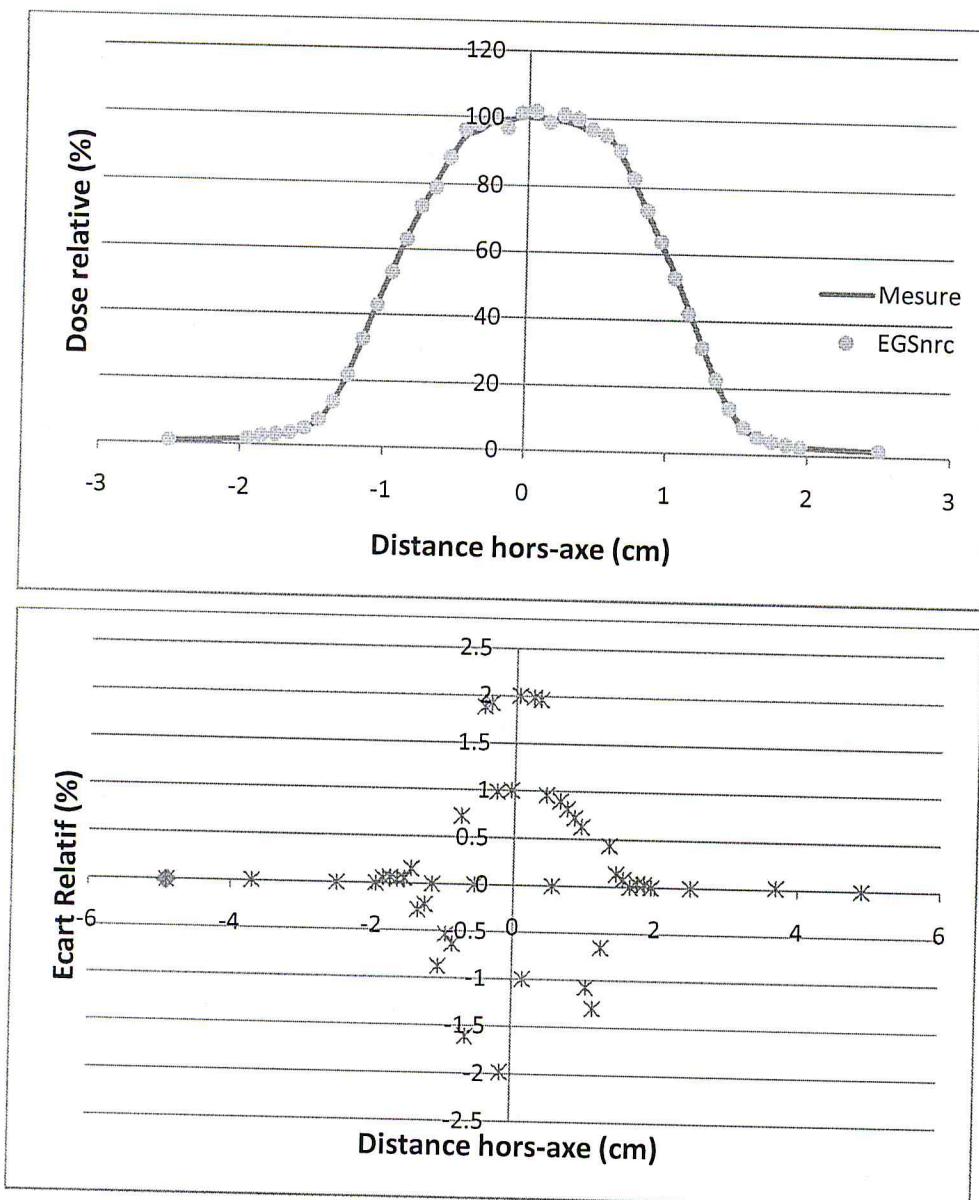


Figure V.2.2 comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 5 cm de profondeur pour un champs carré de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.

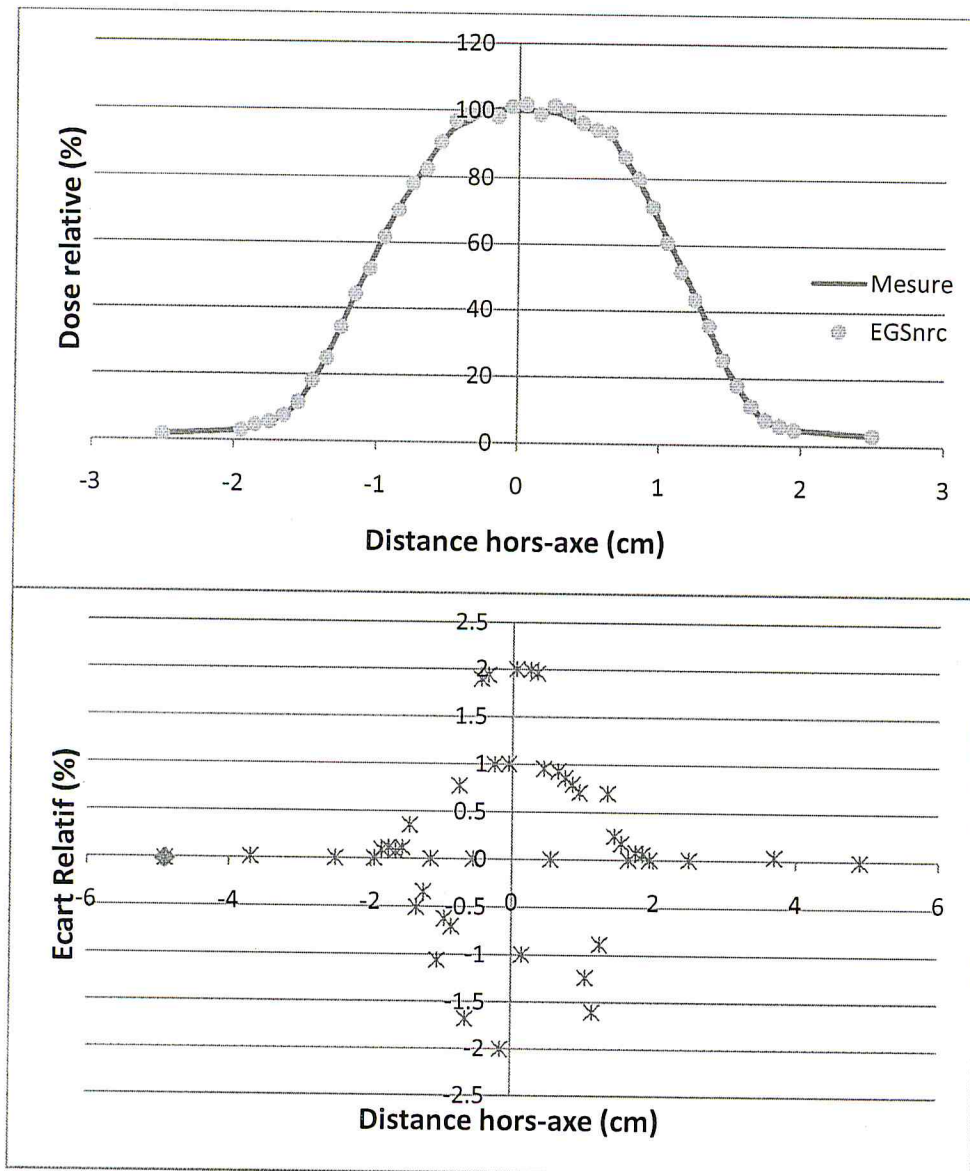


Figure V.2.3 comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 10 cm de profondeur pour un champs carré de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.

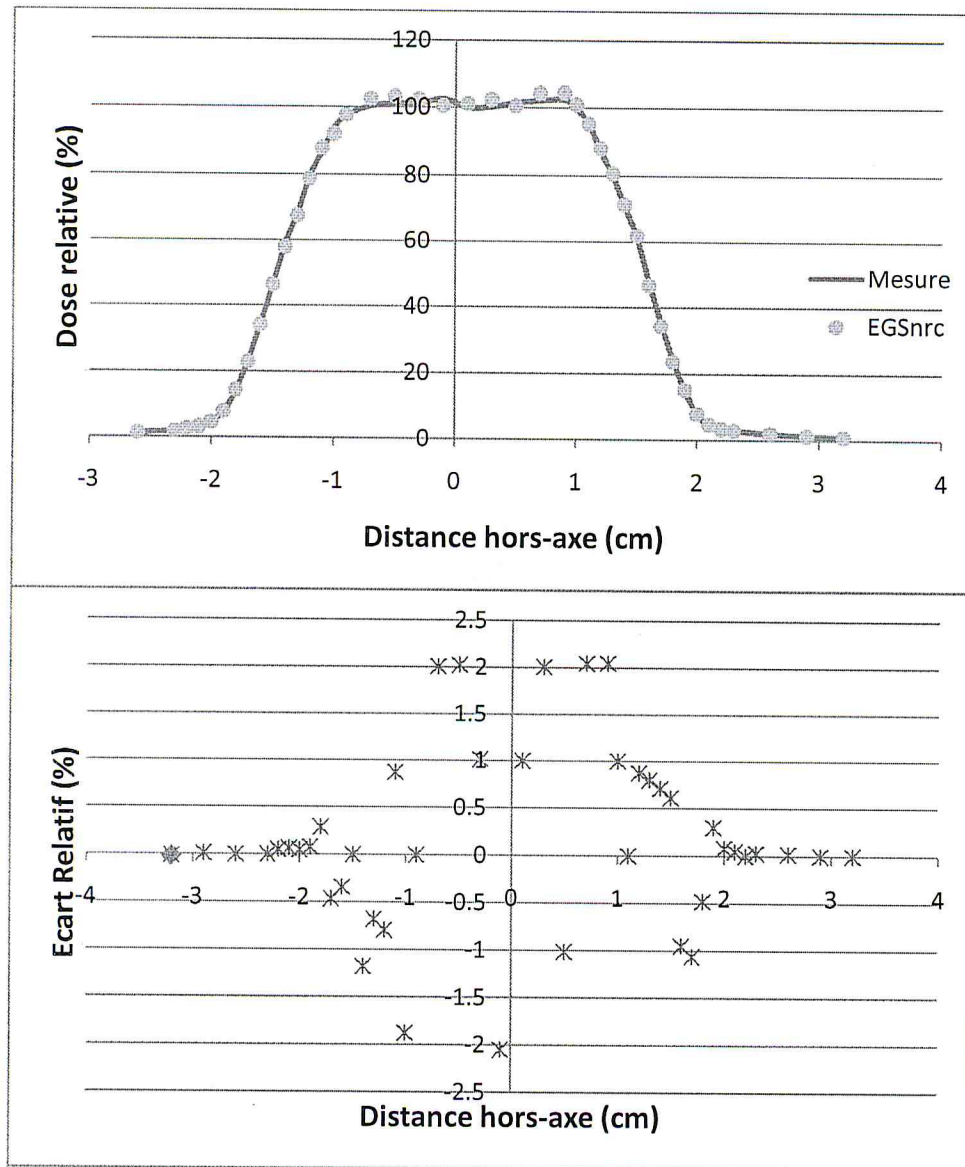


Figure V.2.4 comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 5 cm de profondeur pour un champs carré de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.

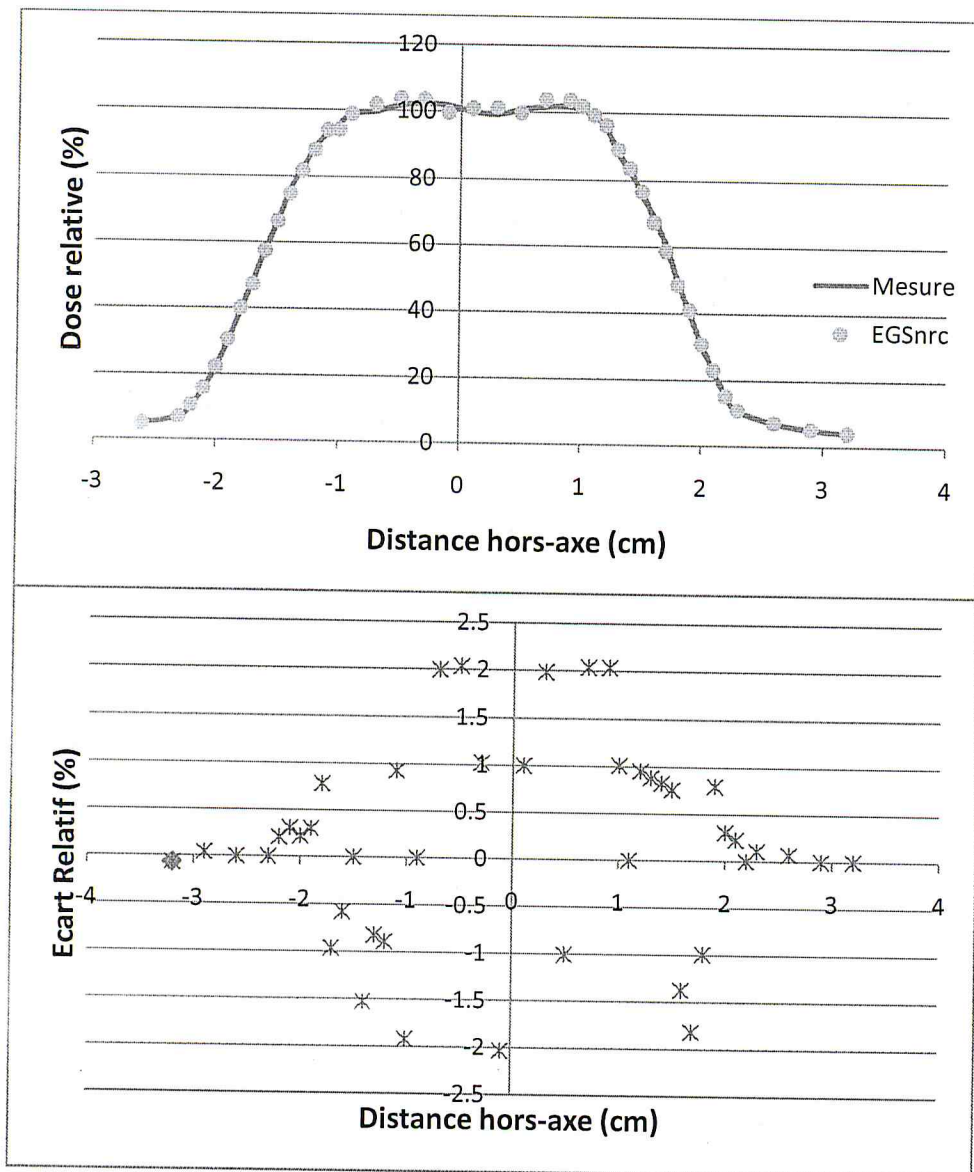


Figure V.2.5 comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 10 cm de profondeur pour un champs carré de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.

Le test le plus fondamental pour une simulation est la capacité de prédire la distribution de dose mesurée dans un fantôme d'eau à la distance source surface de 100cm, les figures : V.2.1 jusqu'à la figure V.2.5 montrent une comparaison des profile de dose pour une énergie de 6MV pour différentes profondeurs pour des tailles de champs de petites dimensions. Nous remarquons qu'il y a un très bon accord entre les valeurs simulées et celles mesurées. Les écarts sont globalement inférieurs à 2%.

A partir des résultats de cette étude, nous pouvons conclure que le modèle tête d'irradiation de l'accélérateur VarianClinac 2100C que nous avons développé à partir du code BEAMnrc, reproduit fidèlement les données dosimétriques de base de l'accélérateur réel.

## CONCLUSION

En radiothérapie moderne, le recours à l'utilisation de faisceaux de photons de petites tailles de champs s'est accru de façon considérable, surtout dans la radiochirurgie stéréotaxique (SRT) et en radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (IMRT). Cet accroissement a été rendu possible grâce aux avancées technologiques dans le domaine des collimateurs multilames et des équipements dédiés. Toutefois une grande attention doit être accordée à l'acquisition des paramètres dosimétriques de ces petits champs en raison de la rupture de l'équilibre électronique latéral et de l'occlusion partielle de la source au niveau du point de mesure. Dans le présent travail, nous avons entrepris une modélisation Monte Carlo pour la caractérisation dosimétrique des faisceaux de photons de petites tailles (de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  à  $4 \times 4 \text{ cm}^2$ ) délivrés par l'accélérateur linéaire de type Varian .

La mise en place d'une telle approche a nécessité l'accomplissement de plusieurs étapes : Nous avons choisi le code Monte-Carlo EGSnrc en raison de sa précision de calcul dans le domaine de la radiothérapie, prouvée dans de nombreuses publications, et sa maniabilité.

À cet effet nous avons simulé l'accélérateur Varian Clinac 2100C par le code Monte Carlo BEAMnrc /EGSnrc en se basant sur les données de la tête d'irradiation fournis par le constructeur , nous avons commencé par élaborer le modèle de simulation et valider les résultats en comparant par rapport aux données mesurées pour une plus grande taille de champ disponible sur l'accélérateur. Pendant cette étape nous avons déterminé les paramètres optimaux de la simulation qui donnent les distributions de doses les plus réalistes. Une fois le modèle de l'accélérateur validé, nous avons entrepris la simulation des distributions de doses pour les petites tailles de champs.

L'évaluation a été faite en utilisant la méthode de l'indice gamma qui combine des critères dosimétriques et spatiaux et la méthode des écarts relatifs, pour juger de la qualité de l'accord entre les courbes simulées, et les courbes calculées. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les résultats des mesures expérimentales. Par conséquent, la méthode Monte Carlo peut être envisagée comme une approche alternative pour la caractérisation dosimétrique des faisceaux de photons de petites dimensions.

# Bibliographie

- [1] BERNARD Hoerni avec J.BRUGER, J.CHAUVERGNE, J-P LE BOURGEOIS, J.MARTIN, J.ROBERT ' Dictionnaire des cancers' Editions FRISON-ROCHE.
- [2] J.-J. MAZERON, A. MAUGIS, C. BARRET, F. MORNEX, techniques d'irradiation des cancers, la radiothérapie conformationnelle. 2e tirage, éd. Maloine, 2008
- [3] SISSAOUI Nassima, Vérification des unités moniteurs pour les champs irréguliers des faisceaux de photons de hautes énergies, mémoire d'ingénieur en physique médicale.
- [4] Ryma LOUELH, Influence de la taille du dosimètre sur la détermination des facteurs dosimétriques pour les faisceaux de photons de petites tailles. Juin 2012
- [5] Nora Fergane, Dosimétrie absolue des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie utilisés en radiothérapie, mémoire magister, juillet 2007
- [6] NassirouHarouna, Utilisation des fantômes solides pour la dosimétrie des faisceaux de photons de haute énergie, mémoire magister, juillet 2008
- [7] PTW radiations dosimetry, UNIDOS UniversalDosemeter
- [8] Ervin B. Podgorsak, Review of Radiation OncologyPhysics : A Handbook for Teachers and Students, INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY VIENNA, AUSTRIA May 2003
- [9] David F.Lewis, Radiochromic film, International Specialty Products, October 20, 2010.
- [10] D W O Rogers, Fiftyyears of Monte Carlo simulations for medicalPhysics, Phys. Med. Biol. 51 (2006)
- [11] CHASSIN Vincent, Dépôt de dose dans les faisceaux d'électrons : simulations Monte Carlo GATE. Comparaisons avec des mesures expérimentales et le module Monte Carlo du logiciel IsoGray. Septembre 2009
- [12] Rogers and al, BEAM : A Monte Carlo code to simulateradiotherapyunits, Med. Phys 22 (1995)
- [13] I. Kawrakow, Accuratecondensedhistory Monte Carlo simulation of electrontransport.I. EGSnrc, the new EGS4 version, Med. Phys. 27 (2000)
- [14] Ying-Li Zhao et al, Monte Carlo evaluation of a treatment planning system for helicaltomotherapy in an anthropomorphicheterogeneousphantom and for clinicaltreatment plans, Med. Phys. 35 (2008)
- [15] C. K. Ross et al, Measurement of multiple scattering of 13 and 20 MeV electrons by thin foils, Med. Phys. 35 (2008)
- [16] E Wieslander and T Knoos, A virtual-accelerator-basedverification of a Monte Carlo dose calculationalgorithm for electronbeamtreatment planning in clinical situations, Radiotherapy and Oncology82 (2007)



## Liste des Figures et tableaux :

### 1. Liste des Figures :

N°	Titre de La figure	Numérotation	Page
1	Chaîne de traitement en radiothérapie	I.4.1	3
2	Simulateur classique et scanner simulateur	I.4.2	4
3	Accélérateur linéaire avec ses différentes composantes	I.5.1	6
4	Schéma détaillée de la tête d'un accélérateur linéaire	I.5.2	7
5	Profil de doses d'un faisceau 30mm x 30mm avec à l'échelle, le volume sensible de la chambre Farmer.	II.2.1	9
6	Profils mesurés à 100mm de profondeur dans l'eau avec une diode	II.5.1.1	11
7	Profils de champs symétriques mesurés avec une diode (scanditronix PFD) dans l'eau recouverts à leur point d'inflexion	II.5.2.1	12
8	Bords de profil simple mâchoire normalisés à un point en dehors de la pénombre.	II.5.3.1	13
9	Baisse de la dose à l'axe central et recouvrement de la pénombre causé par l'occlusion de la source et le manque d'équilibre de particules chargées	II.1.4.1	14
10	Elargissement apparent de FWHM résultant du recouvrement des pénombres pour champs 4MV	II.5.4.2	15
11	Illustration de l'occlusion du faisceau direct de la source	II.6.1	16
12	Facteurs d'output de 24 collimateurs stéréotaxique	II.6.2	17
13	Structure générale du code système EGSnrc avec le code utilisateur	III.5.2.1	25
14	Fantôme automatique PTW MP3	IV.1.2.1	35
15	Organigramme de la simulation de la tête d'irradiation de l'accélérateur	IV.2.1	37
16	Les différents CM qui composent l'accélérateur (6MV)	IV.2.1.1	38
17	Représentation schématique de la tête de traitement de L'accélérateur utilisé dans les simulations en mode photon.	IV.2.1.2	38
18	La cible	IV.2.2.1	39
19	Filtre égalisateur inséré à l'intérieur du collimateur primaire de forme cylindrique.	IV.2.2.2	40
20	Chambre moniteur	IV.2.2.3	40
21	Paire de mâchoires suivant 'x' et suivant 'y'	IV.2.2.4	41
22	Comparaison de rendements en profondeur pour un champ 10x10 cm <sup>2</sup> d'un faisceau de photon, pour une énergie de E=5.8MeV, E=6MeV, E= 6.2MeV (b) Différence de dose en pourcentage.	V.1.1.1	50
23	(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.01cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma.	V.2.1	51
24	(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.1cm une énergie de 6MeV à 10	V.1.2.2	52

	cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma.		
25	a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.15cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma	V.1.2.3	52
26	(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.2cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma	V.1.2.4	53
27	(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.2cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma	V.1.2.5	53
28	(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.3cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma	V.1.2.6	54
29	(a) comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.35cm une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma	V.1.2.7	54
30	comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un rayon de 0.4cm, une énergie de 6MeV à 10 cm de profondeur avec un champs carrés de 40x40cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs de l'indice gamma	V.1.2.8	55
31	comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 1.5 cm de profondeur pour un champs carré de 2x2 cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.	V.2.1	56
32	comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 5 cm de profondeur pour un champs carré de 2x2 cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.	V.2.2	57
33	comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 10 cm de profondeur pour un champs carré de 2x2 cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.	V.2.3	58
34	comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 5 cm de profondeur pour un champs carré de 3x3 cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.	V.2.4	59
35	comparaison des distributions de dose mesurées et calculées pour un faisceau de photons de 6MeV d'énergie à 10 cm de profondeur pour un champs carré de 3x3 cm <sup>2</sup> , (b) répartition des valeurs des écarts relatifs.	V.2.5	60

## 2. Liste des Tableaux

N°	Titre du Tableau	Numérotation	Page
1	Les paramètres de transport des électrons, choisi pour la simulation dans BEAMnrc	IV.1	41
2	Revue de littérature du paramétrage des électrons initiaux pour les accélérateurs Varian	IV.2	45
3	Sensibilité des simulations Monte Carlo des accélérateurs linéaires 'SheikhBagheri et al	IV.3	47