

**Université SAAD DAHLAB de Blida**



**Faculté des Sciences**

Département de Physique

Mémoire Présenté par :

**ZERROUKI Thileli**

**En vue d'obtenir le diplôme de Master**

**Domaine : Sciences de la matière**

**Filière : Physique**

**Spécialité : Physique Médicale**

**Option : Radiothérapie**

**Commissioning d'un algorithme de calcul de dose « AAA » en  
mode photon, implémenté dans un TPS Eclipse**

Soutenue le : **04 Juin 2011**, devant le jury composé de :

Mr. KHELIFI Rachid	Maitre de conférences	Président
Mr. HOCINI Brahim	Maitre assistant	Examineur
Mr. CHEKIRINE Mamoun	Maitre assistant	Examineur
Mr. KHOUDRI Saad	Attaché de recherche	Rapporteur

**Promotion 2010-2011**

# REMERCIEMENTS

*«Le plus important dans un voyage n'est pas le lieu où l'on va ni la date d'arrivée, mais plutôt ce que l'on devient tout au long du trajet »*

*Je voudrais exprimer ma gratitude envers tous ceux qui ont marqué cette étape de mon voyage tant par leurs personnalité que par la nature des connaissances qu'ils mon permis d'acquérir :*

*Je tiens à exprimer ma reconnaissance et mes remerciements à Mr. S.KHOUDRI, mon promoteur, pour ces précieuses aides et soutiens qu'il a manifesté tout au long de ce travail.*

*A Mr. KHELIFI Rachid, MCA à l'université de Blida, de m'avoir fait le grand honneur d'accepter la présidence du jury, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.*

*Un grand merci à Mr. HOCINI Brahim et Mr. CHEKIRINE Mamoune , maitre assistant à l'université de Blida, pour leurs profonds intérêts qu'ils ont apporté à ce travail et pour avoir bien voulu participer au jury de soutenance en tant qu'examineurs.*

*Mes remerciements vont également tout naturellement à Mme. ALI MESSAOUD Annisa chef du département de physique et Mr .BENTAIBA Mustaapha professeur à l'université de Blida et Mr. ZERROUKI Idir qui mon soutenue et crue en moi, ainsi que l'ensemble des enseignants pour leurs disponibilités afin que notre année se déroule dans les meilleures conditions.*

*A Mr. ARIB Mehanna qui ma encouragé et ouvert les portes du CRNA.*

*Et pour finir, je remercie ma famille et mes amis de m'avoir soutenue et supporter durant cette année de mémoire et en particulier mes parents, mes frères et ma sœur et tous les autres qui se connaîtront et qui ont su me soutenir pendant les moments difficiles que j'ai pu avoir et me faire profité de leurs bonnes humeur.*

Bonne lecture à tous !

# Dédicace

*Je dédie ce travail aux personnes les plus proches à mon cœur, mes très chers  
parents.*

*Ma mère la plus grande source d'amour et perle précieuse chez qui j'ai trouvé  
un cœur plein de tendresse, et un esprit compréhensif, et qui m'a été toujours  
source de volonté dans mon parcours d'étude.*

*Mon père ma source d'honneur, qui ma aidé à prendre le chemin celui du  
savoir.*

*A mes chères frères : **ABDEL AZIZ, JUGURTHA, IDIR, MEHDI** et ma chère  
sœur : **NOUDJA***

*A mes belle sœurs : **LILA, HASSINA** et mon beau frère : **AMAR** et ma petite  
nièce : **NINA***

*A toute ma famille en particulier **KARIM** qui à vraiment crus en moi.*

*A Mme **ALI MESSAOUD** qui ma vraiment soutenue et aidé, ainsi que tous les  
professeurs et travailleurs du département*

*« Science de la Matière »*

*A toutes mes ami(e)s ainsi qu'à toute ma promotion*

*Enfin à tous ceux que je connais et m'ont soutenu.*

**THILELI**

## Résumé

Le travail faisant l'objet de ce mémoire a été réalisé lors d'un Commissioning d'un nouveau accélérateur type Varian 2100C mis en exploitation en juillet 2006 au Centre Anti Cancer de Blida.

L'entrée des données dosimétriques dans le système de planification Eclipse ont permis la mise en route clinique du modèle de calcul des distributions de dose AAA (*Anisotropic Analytical Algorithm*), utilisé pour le traitement du cancer localisé de la prostate par la radiothérapie conformationnelle (3D).

## Abstract

The work presented is based on the study of a Commissioning of a new accelerator type Varian 2100C put on services in July 2006 at the Anti Cancer Center of Blida.

The entry of dosimetrics data in the treatment planning system Eclipse, permitted the initiation of clinical model for calculating dose distributions AAA (*Analytical Anisotropic Algorithm*) used for the treatment of localized prostate cancer with conformal radiotherapy (3D).

## ملخص

تم تنفيذ هذا العمل الذي تغطيه هذه الأطروحة خلال التكليف بإجراء معجل جديد Varian 2100C الذي تم إنجازه على مستوى مركز مكافحة السرطان بالبلية في جويلية 2006.

كل النتائج حددت بتدخيل مجموعة البيانات لقياس الجرعات نظام التخطيط للعلاج Eclipse. استخدم هذا المبدأ لبدء السريرية للنموذج حساب توزيع الجرعات AAA (*Analytical Anisotropic Algorithm*)

المستخدم لعلاج سرطان البروستات بالإشعاع المتعلق بتكوين جزئي (3D)

## SOMMAIRE

Listes des figures

Listes des tableaux

Glossaire & symboles

## INTRODUCTION GENERALE

1

## CHAPITRE I

### GÉNÉRALITÉS

<b>I.1 Interaction des photons avec la matière</b>	<b>3</b>
I.1.1 Rappel sur les rayonnements ionisants (RI)	3
I.1.2 Le transport des photons	4
a) Diffusion de Thomson-Rayleigh ou diffusion cohérente	4
b) La photo désintégration	5
c) L'effet photoélectrique	5
d) La diffusion Compton	6
e) La création de paire ( $e^+e^-$ )	7
f) Domaine de prépondérance de ces effets	8
<b>I.2 Coefficient d'interaction des particules non chargées avec la matière</b>	<b>9</b>
I.2.1 Coefficient linéique d'atténuation ( $\mu$ )	9
I.2.2 Coefficient massique d'atténuation ( $\frac{\mu}{\rho}$ )	10
I.2.3 Coefficient massique de transfert d'énergie ( $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ )	11
I.2.4 Coefficient massique d'absorption en énergie ( $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ )	11
<b>I.3 Grandeurs radiométriques et dosimétriques des rayonnements</b>	<b>12</b>
I.3.1 Energie cédée	12
I.3.2 Energie massique ou spécifique	12
I.3.3 Grandeurs radiométriques	12
I.3.3.1 Fluence	13
I.3.3.2 Débit de fluence (Flux de photons)	13
I.3.3.3 La fluence d'énergie	13
I.3.3.4 Le flux d'énergie ou Intensité	13
I.3.4 Grandeurs dosimétriques	13
I.3.4.1 Exposition	14
I.3.4.2 Kerma	14
I.3.4.3 Le debit de Kerma	15
I.3.4.4 Terma	15
I.3.4.5 La Dose Absorbée	16
I.3.5 Equilibre électronique	16
<b>I.4 Caractérisation d'un faisceau de photon de haute énergie</b>	<b>17</b>
I.4.1 Qualité d'un faisceau de photon de haute énergie (Q)	18
I.4.1.1 Détermination directe « la distance source-chambre est constante »	18
I.4.1.2 Méthode indirecte « la distance source-surface est constante »	19
I.4.2 Rendement en profondeur	20
I.4.3 Output Factor (OF)	21

I.4.4	Rapport tissue air	21
I.4.5	Rapport tissue Max	22
I.4.6	Rapport tissue fantôme	22
I.4.7	Profil	22

## **CHAPITRE II**

### **MODELISATIONS DES FAISCEAUX DE PHOTONS GÉNÉRALITÉS**

<b>II.1</b>	<b>Les Algorithmes de calcul de dose en mode photons</b>	<b>23</b>
II.1.1	Méthodes de Convolution/Superposition	24
II.1.1.1	Le Single Pencil beam	26
II.1.1.2	Le Pencil Beam	27
II.1.2	Le Collapsed Cone	28
II.1.3	Le Monte Carlo (MC)	29
II.1.3.1	Généralités	29
II.1.3.2	Principe général de la méthode Monte-Carlo (MC)	30
II.1.3.3	Quelques codes Monte Carlo	32
II.1.3.4	Modélisation de la tête (Le MC en clinique)	32
<b>II.2</b>	<b>The Analytical Anisotropic Algorithm (AAA)</b>	<b>33</b>
II.2.1	Description de l'algorithme	33
II.2.1.1	Modélisation de la source primaire	35
II.2.1.2	Modélisation de la source extra-focale (source secondaire)	35
II.2.1.3	Modélisation de la contamination électronique	35
II.2.2	Modélisation du rayonnement diffusé dans le milieu irradié	36
II.2.2.1	Calcul de la dose dans des faisceaux de photons	38
II.2.2.2	Calcul de la contribution des électrons de contamination	39
II.2.2.3	Calcul de la distribution de dose totale	39
II.2.2.4	Calcul des Unités Moniteurs (UM)	40

## **CHAPITRE III**

### **IMPLEMENTATION DU AAA DANS LE SYSTEME DE PLANIFICATION ECLIPSE**

<b>III.1</b>	<b>Données dosimétriques exigées par l'algorithme AAA</b>	<b>41</b>
III.1.1	Matériels utilisés	41
III.1.1.1	L'Accélérateurs Varian 2100C	41
A	Historiques	41
B	Principe de fonctionnement de l'accélérateur Varian 2100C	42
C	Principe de production de photons	46
III.1.1.2	L'Accélérateurs Varian 2100C	47
III.1.1.3	Fantôme d'eau semi-automatique (WP-300)	49
III.1.1.4	L'électromètre	50
III.1.1.5	Thermomètre	50
III.1.1.6	Le baromètre	51
III.1.1.7	Chambre d'ionisation	51
III.1.1.8	Les détecteurs à semi-conducteur	51
III.1.1.9	Le logiciel de pilotage « OmniPro-Accept , version 6.0A »	52

<b>III.2 Méthodes et Procédures</b>	<b>53</b>
III.2.1 Le débit de référence	53
III.2.1.1 Détermination du TPR <sub>20,10</sub>	53
III.2.1.3 Détermination de débit de référence	56
III.2.1.4 Rendement en profondeur	57
III.2.1.5 Profils de dose en transverse et diagonal	58
III.2.1.6 Le facteur d'ouverture collimateur	58
<b>III.3 Configuration du AAA</b>	<b>59</b>
<b>III.4 Résultats et Discussions</b>	<b>60</b>
III.4.1 Détermination de la qualité de faisceau « TPR <sub>20,10</sub> »	60
III.4.2 Détermination des facteurs d'influence sur la mesure de débit de référence	60
III.4.2.1 Facteur de température et pression KT,P	60
III.4.2.2 Facteur de recombinaison K <sub>rec</sub> et facteur de polarité K <sub>pol</sub>	60
III.4.2.3 Détermination du débit de référence	61
III.4.3 Facteur ouverture collimateur (FOC)	61
III.4.4 Acquisition du rendement en profondeur (PDD)	62
III.4.5 Variation de la profondeur de maximum en fonction de la taille de champ	64
III.4.6 Variation de la dose en profondeur en fonction de la taille du champ	64
III.4.7 Tracé des courbes de profils transverses	65
III.4.8 Tracé des courbes de profils en diagonal	67
III.4.9 Variation de la pénombre en fonction de la profondeur et de la taille de champ	68
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>70</b>
Annexe 1	A1
Annexe 2	A2
<b>Références bibliographiques</b>	<b>71</b>

## « Liste des figures »

- p.5- **Figure I.1:** Diffusion cohérente
- p.6- **Figure I.2:** Effet photoélectrique et émission de fluorescence
- p.6- **Figure I.3:** Effet Compton
- p.7- **Figure I.4:** Création de paire
- p.8- **Figure I.5:** Domaine de prépondérance de divers processus en fonction de l'énergie et du Z de l'absorbeur
- p.9- **Figure I.6:** Atténuation d'un faisceau de photons
- p.10- **Figure I.7:** Graphe qui représente la somme des contributions : Diffusion Rayleigh ( $\sigma_R$ ), Effet photo électrique ( $\tau$ ), Diffusion Compton ( $\sigma_C$ ), Création de paires dans le champ du noyau ( $\kappa$ )
- p.13- **Figure I.8:** Représentation schématique de la fluence
- p.15- **Figure I.9:** Représentation schématique du transfert d'énergie d'un photon au milieu traversé, le Kerma (K)
- p.16- **Figure I.10:** Représentation schématique du transfert d'énergie à l'intérieur et l'extérieur de la sphère qui donne la dose absorbé
- p.17- **Figure I.11:** Représentation schématique de l'établissement de l'équilibre électronique
- p.18- **Figure I.12:** Représentation géométrique des différentes fonctions dosimétriques (DSA, DSP, DSD)
- p.19- **Figure I.13:** Méthode de mesure de TPR<sub>20,10</sub> pour une distance source collimateur fixé
- p.20- **Figure I.14:** Méthode de mesure de TPR<sub>20,10</sub> pour une distance source surface fixé
- p.21- **Figure I.15:** Courbe de PDD pour un faisceau de photon.
- p.22- **Figure I.16:** Courbe de profile de dose
- p.23- **Figure II.17:** Représentation d'un Kernel issu d'une interaction d'un photon
- p.24- **Figure II.18:** Représentation géométrique de la dose déposée en un point unique « point kernel » et pencil kernel
- p.25- **Figure II.19:** Représentation de principe de la superposition.
- p.29- **Figure II.20:** Représentation du principe de la superposition « Terma/Kernel »
- p.30- **Figure II.21:** Représentation d'une simulation Monte-Carlo des interactions des particules avec les éléments de la tête d'un accélérateur
- p.32- **Figure II.22:** Patient représenté par coupes CT (gauche) ; Volume du patient voxelisé
- p.34- **Figure III.23:** Description des différents composants de l'unité de traitement d'un accélérateur Varian
- p.36- **Figure III.24:** Schématisation d'un beamlet dans le patient
- p.37- **Figure III.25:** Schématisation de la prise en compte du diffusé dans le AAA dans la direction de la profondeur et perpendiculairement à la direction du beamlet
- p.41- **Figure III.26:** Accélérateur linéaire Varian 2100C
- p.42- **Figure III.27:** Schéma des éléments de la production du faisceau



- p.43- **Figure III.28:** Klystron
- p.43- **Figure III.29:** Vue de la cathode et de la grille du canon à électrons
- p.44- **Figure III.30:** La section accélératrice
- p.45- **Figure III.31:** La bobine de déviation
- p.45- **Figure III.32:** La cible photon
- p.45- **Figure III.33:** La chambre de déviation
- p.45- **Figure III.34:** Le carrousel rotatif
- p.46- **Figure III.35:** Chambre d'ionisation située dans la tête de l'accélérateur
- p.46- **Figure III.36:** Production du faisceau d'irradiation
- p.48- **Figure III.37:** L'unité de contrôle principale MCU
- p.48- **Figure III.38:** Vue de face de moteur Servo 2D
- p.49- **Figure III.39:** la cuve d'eau, le Servo 2D et le détecteur dans son support
- p.49- **Figure III.40:** Le réservoir d'eau
- p.50- **Figure III.41:** Le fantôme d'eau semi-conducteur WP-300
- p.50- **Figure III.42:** Electromètre Unidos type T10002-20714
- p.50- **Figure III.43:** Thermomètre
- p.51- **Figure III.44:** Le baromètre
- p.51- **Figure III.45:** La chambre d'ionisation (PTW)
- p.52- **Figure III.46:** Détecteur de photons PDF
- p.53- **Figure III.47:** Détecteur de référence RFD
- p.54- **Figure III.48:** Géométrie de mesure du  $TPR_{20,10}$
- p.56- **Figure III.49:** Géométrie de mesure de débit de référence
- p.57- **Figure III.50:** Schéma de set-up des mesures du PDD et profil
- p.62- **Figure III.51:** Variation du FOC en fonction de la taille du champ pour le faisceau 18MV
- p.63- **Figure III.52:** Courbes de rendements en profondeur pour différents tailles de champs.
- p.64- **Figure III.53:** Variation de la dose en profondeur en fonction de la taille du champ.
- p.65- **Figure III.54:** Courbe de profil transverse pour un champ  $4*4\text{ cm}^2$
- p.65- **Figure III.55:** Courbe de profil transverse pour un champ  $6*6\text{ cm}^2$
- p.66- **Figure III.56:** Courbe de profil transversal pour un champ  $8*8\text{ cm}^2$
- p.66- **Figure III.57:** Courbe de profil transversal pour un champ  $10*10\text{ cm}^2$
- p.67- **Figure III.58:** Courbe de profils diagonaux pour un champ  $35*35\text{ cm}^2$
- p.68- **Figure III.59:** Détermination de la pénombre dans une courbe de profil
- p.69- **Figure III.60:** Variation de la pénombre en fonction de la taille du champ et la profondeur pour un faisceau de 18MV.

« Liste des tableaux »

- p.19- **Tableau 01** : Les conditions de référence pour la détermination de l'indice de qualité  $TPR_{20,10}$  ;
- p.47- **Tableau 02** : Les caractéristiques de l'MCU ;
- p.48- **Tableau 03** : Les caractéristiques de la cuve d'eau ;
- p.52- **Tableau 04** : Les données techniques de la Chambre d'ionisation PTW M 31013 ;
- p.60- **Tableau 05** : Détermination de la qualité de faisceau ;
- p.61- **Tableau 06** : Facteur de température et pression ;
- p.61- **Tableau 07** : Facteur de recombinaison  $K_{rec}$  et facteur de polarité  $K_{pol}$  ;
- p.61- **Tableau 08** : Détermination du débit de référence ;
- p.A1- **Tableau 09** : Facteur ouverture collimateur (FOC) ;
- p.A2- **Tableau 10** : Acquisition du rendement en profondeur (PDD) ;
- p.64- **Tableau 11** : Variation de la profondeur de maximum en fonction de la taille de champ ;
- p.A3- **Tableau 12** : Variation des courbes de profils en transversal pour un cham  $4*4cm^2$  ;
- p.A4- **Tableau 13** : Variation des courbes de profils en transversal pour un cham  $6*6cm^2$  ;
- p.A5- **Tableau 14** : Variation des courbes de profils en transversal pour un cham  $8*8cm^2$  ;
- p.A6- **Tableau 15** : Variation des courbes de profils en transversal pour un cham  $10*10cm^2$  ;
- p.A7- **Tableau 16** : Variation des courbes de profils en diagonal ;
- p.68- **Tableau 17** : Variation de la pénombre en fonction de la profondeur et de la taille de champ.

« **GLOSSAIRE & SYMBOLES** »

- **AAA** : Anisotropic Analytical Algorithm ;
- **A** : taille du champ
- **Anisotropique** : Relatif à un corps, milieu ou élément dont les propriétés diffèrent selon la direction considérée ;
- **Bremsstrahlung** : « Rayonnement de freinage », rayons X produits après interaction d'électrons avec la matière ;
- **BJR** : The British Journal of Radiology Archives;
- **C<sup>++</sup>** : Est un langage de programmation impératif conçu pour la programmation système ;
- **CAF** : Le contrôle automatique de fréquence ;
- **CAC** : Centre anti cancer de Blida
- **CAX** : Central Axis, l'axe central du faisceau d'irradiation ;
- **CBSF** : Collimator Back scatter Factor ;
- **CT (images)** : Images acquises avec un scanner Computed Tomograph ;
- **D** : Dose absorbée dans le milieu ;
- **DSD** : Distance source détecteur ;
- **DSF** : Distance source fantôme ;
- **D<sub>w,Q</sub>** : La dose absorbée à une profondeur de référence  $d_{ref}$  dans l'eau ;
- **Energie Switch**) : Dispositif qui adapte la géométrie de la section accélératrice et permet d'obtenir des faisceaux de faible et haute énergies de grande stabilité aussi bien en dose, en énergie qu'en maintien de la symétrie et d'homogénéité ;
- **Electron- volt (Ev)** : Energie d'un électron accéléré par une différence de potentiel de un volt ( $\sim 1.6 \cdot 10^{-19}$ ) ;
- **ESTRO** : European society for therapeutic radiology and oncology;
- **E** : L'énergie cédée dans le milieu ;
- **$\epsilon_i$**  : La somme du dépôt d'énergie ;
- **FOC** : Facteur ouverture collimateur ;
- **Fantôme** : représentation numérique d'un patient ;
- **Gray (Gy)** : Un gray est la dose d'énergie absorbée par un milieu homogène d'une masse d'un (1) kilogramme lorsqu'il est exposé à un rayonnement ionisant apportant une énergie d'un (1) joule, **1 Gy = 1 J/kg** ;

- **GEANT**: Gigabit European Academic Network;
- **HF** : haute fréquence ;
- **GHz** : Hertz (Hz ) unité de fréquence égale à un cycle par seconde. Sont multiple par  $10^9$  donne le gigahertz (Ghz) ;
- **HSF** : Head Scatter Factor ;
- **IAEA**: International Atomic Energy Agency;
- **ICRU** : International Commission on Radiation Units and Measurements ;
- **Joule (J)**: Il est définis comme étant le travail d'une force d'un newton dont le point d'application se déplace d'un mètre dans la direction de la force :  $1\text{J}=1\text{N.m}=1\text{Kg.m}^2.\text{s}^{-2}$  ;
- **Kernel** : Concept décrivant la distribution de l'énergie dans un milieu autour d'un site d'interaction d'un photon primaire ;
- **K**: KERMA abbreviation de "kinetic energy released in the medium";
- **K<sub>TP</sub>**: Facteur de température et pression ;
- **K<sub>pol</sub>** : Le facteur de polarité ;
- **K<sub>rec</sub>**: Le facteur de recombinaison ;
  
- **linac** : Linear Accelerator ;
- **L (A, Q)** : est la lecture dans l'eau à la profondeur d pour le faisceau de qualité Q et la taille du champ A.
  
- **MC** : La méthode de Monte-Carlo ;
- **Mev** : Energie équivalent à  $10^6$  électron-volt (eV) ;
- **MLC** ou **CML** : Multi-leaf collimateur où collimateur multi lames ;
- **MCU**: Main Control Unit ;
- **M<sub>Q</sub>** : La lecture donnée par la chambre d'ionisation corrigée ;
- **N<sub>D,w,Q</sub>** : Le facteur d'étalonnage de la chambre défini en terme de dose absorbée dans l'eau ;
- **OF**: Output Factor;
- **ORL** : L'Oto-Rhino-Laryngologie est la specialité medico-chirurgicale consacrée aux anomalies de l'oreille, du nez et des sinus, de la gorge et du cou.
- **P** : Pression ;
- **PDD** : Percentage Depth Dose ;
- **RT**: Radiothérapie ;
- **Profil de fluence** (du faisceau primaire ou d'un sous-faisceau) : Fluence sur les points situés à une profondeur donnée par rapport à la source du faisceau primaire. On parle de

profil déséquilibrée à une profondeur donnée quand la fluence n'est pas constante à cette profondeur ;

- **PSF** : Phantom Scatter Factor ;
- **R** : Le libre parcours moyen ;
- **R $\gamma$**  : Rayon gamma ;
- **RI** : Abréviation de rayonnement ionisant ;
- **RTC** : Radiothérapie conformationnelle ;
- **RX**: Rayon X ;
- **RFD** : Diode de référence ;
- **RFP** : Diode de photons ;
- **RDF** : Facteur de dose relative
- **Scaling** : Dilatation ou compression d'une distribution de dose, ou du parcours d'une particule, en fonction de la densité électronique du milieu ;
- **SSD** : Source scatter Distance ;
- **Si** : Silicium ;
- **3D** : Trois dimensions, se dit de tout objet ou espace possédant une longueur, une largeur et une épaisseur, sur un écran ;
- **2D** : deux dimensions se dit pour un objet plan (comme une feuille de papier) dont on néglige l'épaisseur, car il faut deux nombres ( $x, y$ ) pour désigner un de ses points.
- **T** : Température ;
- **TAR** : Le rapport tissu air ;
- **Terma**: Total energy released per unit mass ;
- **TMR** : Tissue-Maximum Ration ;
- **TPR** : Tissue-Phantom Ratio ;
- **TPS** : Treatment Planning System (Système de planification des traitements) ;
- **TRS** : Technical Reports Series
- **$\mu$**  : Coefficient d'atténuation linéaire ;
- $\frac{\mu}{\rho}$  : Coefficient massique d'atténuation
- $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$  : Coefficient massique de transfert d'énergie
- **UM, MU** : Unité Moniteur, Monitor Unit ;
- **Unité de traitement** : autre terme utilisé pour parler de la tête d'un accélérateur linéaire
- **UH (HU)** : Hounsfield Unit (niveau de gris), définie par HU=1000 ;

- **UV** : Ultra violet ;
- **Voxel** : Volume élémentaire dans une structure tridimensionnelle numérisée ("voxel" est la contraction de "volumetric pixel") ;
- $\psi(s)$  : La fluence d'énergie ;
- **X** : L'exposition au rayonnement ;
- **Z<sub>i</sub>** : La profondeur « i » dans le fantôme.

# INTRODUCTION

## INTRODUCTION GENERALE

En science médicales, les spécialistes se sont inspirés des propriétés que possèdent les rayonnements ionisants de détruire les tissus biologiques, pour les utiliser à des fins thérapeutiques au traitement des tumeurs cancéreuses.

L'un des traitements utilisés est la *Radiothérapie*, elle consiste en l'utilisation des rayonnements ionisants et vise à détruire le maximum des cellules tumorales en évitant les tissus sains avoisinants. Pour atteindre cet objectif, des études ont montré qu'une précision de  $\pm 5\%$  sur la dose délivrée en tout point dans le volume cible est exigée.

Dans une unité de radiothérapie ou autre, le contrôle de qualité est toujours nécessaire pour l'appareillage et les faisceaux de rayonnement utilisés. Le radiophysicien est amené aussi à faire établir des Systèmes de Planification des Traitements (ou TPS « Treatment Planning System »). L'objectif de ce logiciel est d'assister le médecin dans la réalisation du traitement de radiothérapie, on offre des fonctionnalités de suivi des irradiations réalisées au cours des différentes séances de traitement [1].

Tout TPS utilise un algorithme pour calculer la distribution de dose dans le patient, les deux types d'algorithmes les plus utilisés pour le calcul de la dose en radiothérapie sont les algorithmes du type « Convolution/Superposition » et les Codes Monte Carlo [2,3]. La plupart de ces algorithmes se basent sur un modèle physique qui simule le transport des radiations, ce modèle physique utilise des approximations valables dans des conditions simples (des milieux homogènes et des champs réguliers) et dans d'autres conditions complexes (des milieux hétérogènes (exemples : poumon, ORL, ...)).

Dans ce travail, on se penchera sur le Commissioning de l'algorithme « **Anisotropic Analytical Algorithm** » (AAA) en mode **photon** censé améliorer considérablement le calcul de la dose, tout en restant très rapide. Le AAA est développé par la firme Varian Medical Systems [4]. Cette firme possède son propre TPS (Eclipse) dans lequel est implanté l'algorithme « Single Pencil Beam ».

Le AAA est un algorithme de type « *Convolution/Superposition* » qui a la particularité de se baser sur des données Monte Carlo pour modéliser la distribution de dose. La description de



son Kernel en six exponentielles permettrait une solution **analytique** lors de la convolution. Par ailleurs, une fonction particulière et **anisotropique** est utilisée pour tenir compte des hétérogénéités dans le calcul de la dose. Ce sont bien entendu ces éléments qui lui ont conférés le nom de « *Anisotropic Analytical Algorithm* » [2].

Néanmoins, l'établissement des plannings de traitement nécessite l'entrée des données dosimétriques exigées par le nouveau modèle de calcul dont les résultats sont mentionnés et commentés dans notre rapport.

Dans la première partie, nous avons cru utile de rappelés quelques principes et phénomènes physique de base ayant un lien étroit avec la dosimétrie (les différents interactions des rayonnements non chargés avec la matière, les différents coefficients associés, et l'équilibre électronique...). C'est dans cet ordre d'idées en complétant avec une définition générale des grandeurs dosimétriques et les différentes caractéristiques d'un faisceau de photons de hautes énergie qui vont être utilisés dans ce travail.

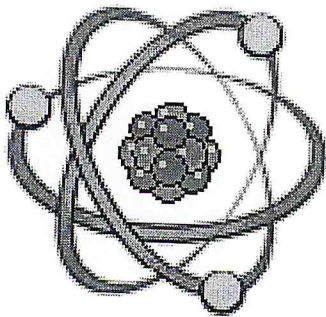
Par la suite, nous avons essayé de donner des généralités où nous décrivons brièvement les algorithmes de calculs de doses en radiothérapie type « Convolution/Superposition », Monte Carlo, Pencil Beam et le Collapsed Cone, pour terminer avec une description particulière de l'algorithme AAA.

La second partie de ce mémoire concernera l'utilisation des bases de données pour un faisceau de photons de 18MV, élaborer lors d'un Commissionning d'un nouveau accélérateur **Varian 2100C** mis on route en juillet 2006 au Centre Anti Cancer de Blida. Ces données dosimétriques seront utilisées par le système de planification Eclipse en vue d'exploration en routine clinique.

Nous terminons ce mémoire par une brève conclusion.

# **CHAPITRE 1**

## **GENERALITES**



## CHAPITRE I

### GÉNÉRALITÉS

#### I.1 INTERACTION RAYONNEMENT MATIERE

##### I.1.1 Rappel sur les rayonnements ionisants

Les rayonnements ionisants sont aujourd'hui très utilisés en médecine, soit à visée thérapeutique pour traiter des cancers (radiothérapie, curiethérapie...) ou à visée diagnostique (utilisation des rayons X en radiologie, utilisation des rayons gamma en scintigraphie etc.).

L'intérêt des rayonnements ionisants dans les applications thérapeutiques réside dans la capacité qu'ont certains rayonnements de pénétrer dans la matière et d'y déposer de l'énergie le long de leurs parcours. Les rayonnements ionisants subissent de nombreuses collisions qui engendrent à leurs tours l'émission d'un grand nombre d'électrons secondaires. Les dépôts d'énergie de la particule primaire et des électrons secondaires engendrés constituent alors la trace du rayonnement et conduisent aux effets sur les cellules. Nous obtenons donc une distribution de dose qui provoque des effets biologiques qui sont à l'origine de la destruction des cellules cancéreuses. Parmi les différents rayonnements, nous avons:

- ❖ Les ondes les plus énergétiques du spectre électromagnétique :
  - Le rayonnement X, produit par l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible métallique. Ces électrons interagissent avec les noyaux des atomes de la cible et produisent un rayonnement de freinage (rayons X) de haute énergie (exemple d'un accélérateur linéaire).
  - Le rayonnement gamma( $\gamma$ ) est émis suite à une désintégration radioactive des transitions isomérique .
- ❖ Les rayonnements alpha ( $\alpha$ ), bêta plus ( $\beta^+$ ) et bêta moins ( $\beta^-$ ) : particules émises par des atomes radioactifs lors de leurs désintégrations.
- ❖ Les neutrons, particules non chargés qui ionisent indirectement le milieu.
- ❖ Les protons, électrons, deutons ( ${}^2_1\text{H}$ ) sont des rayonnements directement ionisants

Par leurs énergies et leurs natures, ces rayonnements ionisants sont plus ou moins pénétrants dans la matière. Leur pouvoir de pénétration est différent [5]. Ce qui offre plusieurs choix

thérapeutiques selon les cas de cancers à traiter. Dans les applications de radiothérapie, les particules les plus couramment utilisées sont les photons et les électrons de haute énergie.

### I.1.2 Le transport des photons

Le photon est défini comme le quantum du champ électromagnétique. Sa masse et sa charge électrique sont nulles.

Le photon étant neutre, la probabilité qu'il interagisse avec la matière est faible (en comparaison à la probabilité d'interaction d'une particule chargée). Un photon peut parcourir plusieurs centimètres de matière avant d'interagir, et il y a donc une probabilité non nulle qu'il traverse un corps sans subir d'interaction.

Lorsqu'un photon interagit avec un atome, cette interaction se traduit la plupart du temps par un transfert d'énergie du photon vers un des électrons de l'atome. L'énergie ainsi conférée à l'électron a pour effet de le mettre en mouvement hors de l'atome. Il va alors se déplacer et déposer cette énergie, comme nous le verrons ci-dessous. L'interaction que subit le photon peut également donner lieu à la diffusion d'un autre photon. Ce photon, dit secondaire, pourra à son tour soit interagir avec le milieu, soit éventuellement en sortir sans perte d'énergie.

L'atténuation d'un faisceau de photons dans un milieu est due à trois principales interactions. Ces différents processus d'interaction sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la création de paire. Ces interactions peuvent être représentées par leurs propres coefficients d'atténuation qui dépend de l'énergie des photons ainsi que du numéro atomique ( $Z$ ) du matériau absorbant. On peut citer encore la diffusion Rayleigh et la photodésintégration, cette dernière dépend de la section efficace de réactions, de l'énergie, de numéro atomique ( $Z$ ) du matériau et du type de réaction considéré. Mais ces dernières ont une faible probabilité pour se produire. Suivant l'énergie des RX ou des  $\gamma$  nous pouvons avoir les processus d'interaction suivants [5, 6,7] :

#### a. Diffusion de Thomson-Rayleigh ou diffusion cohérente

La diffusion Rayleigh sur l'atome ou la diffusion Thomson sur un électron sont nettement moins probables que les effets ci-dessus. Noter que ces deux diffusions s'accompagnent seulement d'un changement de direction du photon, sans transfert d'énergie. L'atome reste dans le même état qu'avant la collision (figure I.1).

Le phénomène consiste à une absorption d'un photon passant près d'un électron et le mettant en oscillation [8]. L'électron réémet alors un photon de la même énergie que le photon incident avec une direction différente pour retomber dans un état stable. Il n'y a donc aucune

absorption dans le milieu. Ce phénomène est important pour les photons peu énergétiques (Visibles, UV) mais négligeable avec les rayons X ou  $\gamma$ .

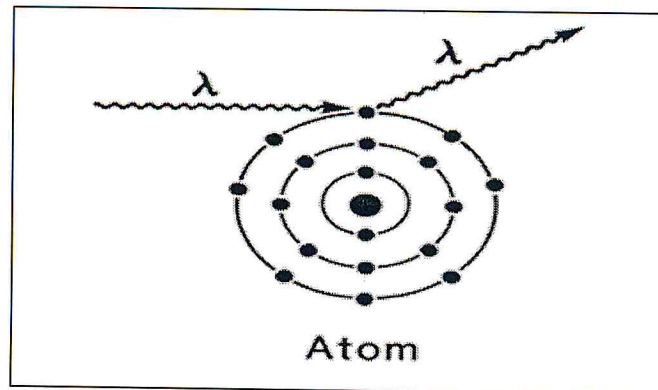
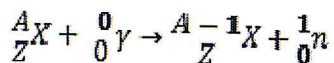


Figure I.1: Diffusion cohérente [8].

### b. La photo désintégration

L'interaction d'un photon de haute énergie avec un noyau atomique peut mener à une réaction nucléaire et émettre ainsi un ou plusieurs nucléons [8]. Dans la plupart des cas, la photodésintégration résulte en l'émission de neutrons par le noyau avec des réactions du type  $X(\gamma, n)Y$ .



Ce type de réactions peut se produire à partir de 10 MeV mais la probabilité reste faible pour les énergies utilisées en radiothérapie.

### c. L'effet photoélectrique

Cet effet concerne l'interaction entre un photon et un électron fortement lié dans l'atome cible. Le photon incident est totalement absorbé par l'atome dans sa globalité qui expulse alors un de ses électrons des couches  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , ou  $N$ . Le photon-électron est éjecté de son orbitale avec une énergie cinétique initiale égale à  $T_{e^-} = E_0 - E_s$ . Où  $E_0 = h\nu_0$  est l'énergie du photon incident et  $E_s$  correspond à l'énergie de liaison de l'électron avant interaction avec le photon [9]. L'atome excité retourne dans son état fondamental par des processus radiatifs ou non.

La lacune laissée par l'électron sera ensuite comblée par un électron d'une couche périphérique en émettant un  $RX$  caractéristique de faible énergie qu'on appelle rayonnement de fluorescence, tous sa correspond au mode radiatif.

Le mode désexcitation non radiatif ou électronique est également connu sous le nom de cascade ou effet Auger. Lorsque la vacance électronique créée dans l'atome est comblée par un

électron moins lié provenant d'une autre couche, l'excédant d'énergie n'est pas libéré sous forme photonique mais provoque l'éjection d'un autre électron de la sous couche « Y ». Cette électron est notée  $e^-_{sxy}$  [9].

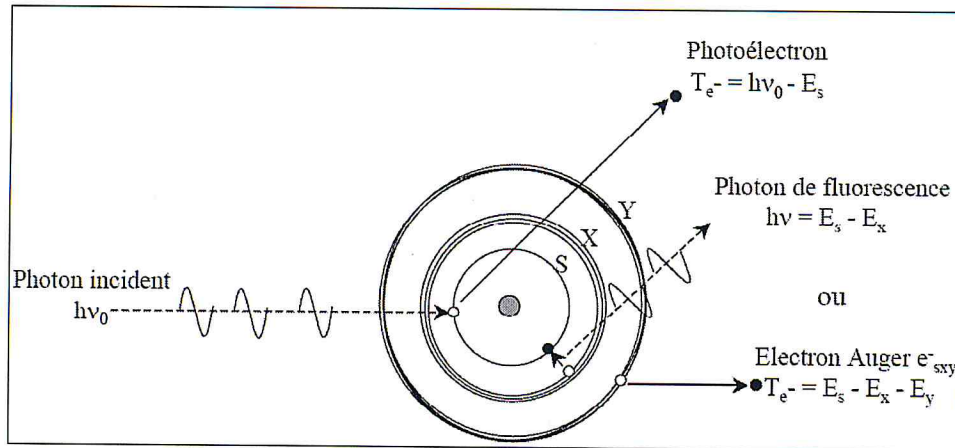


Figure I.2 : Interaction d'un photon par effet photoélectrique, réarrangement du cortège électronique par fluorescence ou effet Auger [9].

L'effet photoélectrique est prépondérant à basse énergies ( $<100keV$ ), et dans des matériaux à numéro atomique élevé, tandis que sa section efficace croît rapidement avec le numéro atomique  $Z$  du milieu .L'effet Auger est quant à lui prépondérant dans les matériaux légers ( $Z < 20$ ), mais la fluorescence est le mode majoritaire de désexcitation [9].

#### d. La diffusion Compton

La diffusion Compton (ou effet Compton) est un processus de diffusion d'un photon par un électron faiblement lié (figure I.3). Le photon incident est diffusé à un angle  $\varphi$  et cède une partie de son énergie à l'électron qui est émis à un angle  $\theta$ . Ces angles ( $\theta, \varphi$ ) dépendent de l'énergie du photon incident. De façon générale on à :  $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$  et  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  [2].

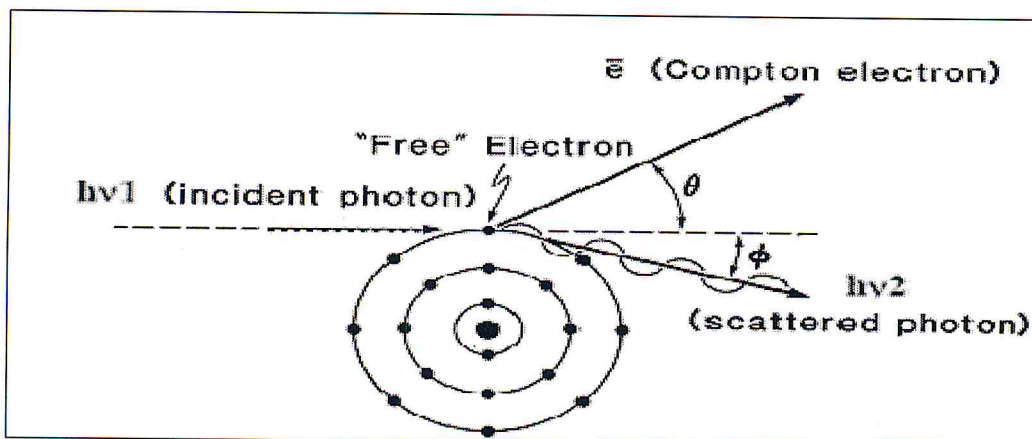


Figure I.3 : Effet Compton [8].

Les relations suivantes décrivent la répartition des énergies entre le photon diffusé et l'électron,

Soit :  $E_1 = h \nu_1$ : énergie initiale du photon ;

$E_2 = h \nu_2$ : énergie du photon après diffusion ; et

$T$  : énergie de l'électron de recul.

D'où :

$$E_2 = E_1 \frac{1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (I.1)$$

Et

$$T = E_1 \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_1}{m_e c^2}}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (I.2)$$

Avec :  $m_e$  la masse de l'électron au repos.

Le phénomène de diffusion Compton est l'interaction dominante pour des photons de haute énergie (de 50 keV à 20 MeV), dans des milieux de faibles numéros atomiques (par exemple l'eau).

#### e. La création de paire ( $e^+ e^-$ )

Lorsque l'énergie du photon est supérieure à 1.02 MeV, c'est-à-dire que l'énergie  $E$  du photon est plus grande que deux fois la masse de l'électron au repos, le photon peut, dans le champ électromagnétique d'un noyau, se matérialiser en une paire d'électron positron. Bien que ces deux particules soient créées au détriment de l'énergie du photon, ce processus ne peut pas se produire dans le vide à cause de cinématique. L'excédent d'énergie se répartit, sous forme d'énergie cinétique, entre les deux particules.

L'électron et le positron sont ensuite ralentis dans la matière par suite de collisions. Lorsqu'il est suffisamment lent, le positron rencontre un électron du milieu et les deux particules s'annihilent en émettant deux photons de 0,511 MeV (figure I.4).

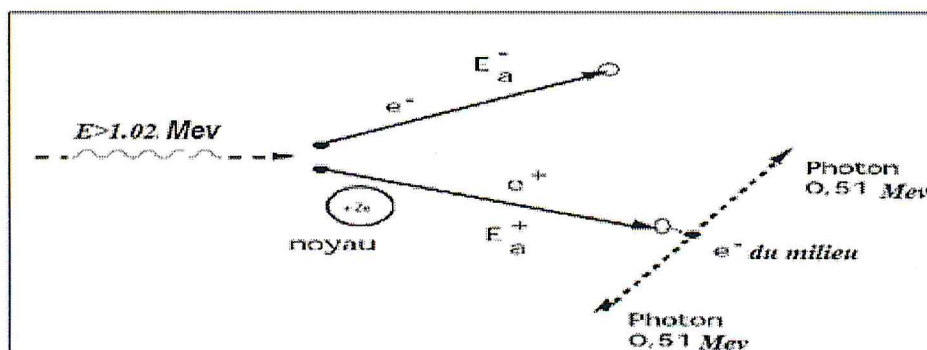


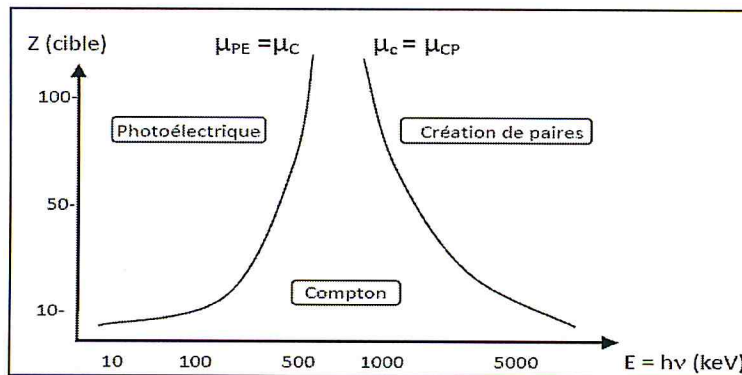
Figure I.4 : Création de paire [10].

La création de paire est un phénomène prépondérant pour des hautes énergies de photons dans des milieux de  $Z$  élevé. Dans l'eau, la création de paires est dominante à partir de  $20\text{ MeV}$ [11]. L'énergie cinétique de l'électron et du positron est donnée en  $\text{MeV}$  par :

$$T_{e^-} + T_{e^+} + 2m_e c^2 = E_0 \quad (\text{I.3})$$

#### f. Domaine de prépondérance de ces effets

Pour des photons traversant un milieu donné (figure I.5), les trois effets peuvent se produire, mais avec une probabilité différente selon l'énergie des photons et la nature du milieu. Schématiquement, l'effet photoélectrique est nettement prépondérant pour des photons  $\gamma$  de faible énergie et la création de paires est l'effet principal pour les photons de haute énergie. L'effet Compton se produit principalement dans le domaine d'énergie intermédiaire, largement majoritaire en radiothérapie. Les limites entre ces domaines énergétiques dépendent de la matière traversée.



**Figure I.5:** Zone de prédominance des différents types d'interaction photon matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique du matériau traversé [61]. Les lignes d'iso-probabilités d'apparition des effets sont représentées (d'après [60]).

La probabilité d'une interaction entre un photon et un atome (ou l'un de ces électrons) est donnée par la section efficace  $\sigma$  exprimée en *barn* ( $b$ ), est le rapport entre le nombre d'interaction par seconde et le nombre de photons incidents par  $\text{cm}^2$  et par seconde (flux incident). La probabilité d'interaction  $\mu$  d'un photon par unité de longueur est appelé coefficient linéique d'atténuation. C'est le produit de la section efficace  $\sigma$  par la densité atomique  $n$  (nombre d'atomes par unités de volume) [61] :

$$\mu = n \sigma_{\text{tot}} \quad (\text{I.4})$$

Avec  $\sigma_{\text{tot}}$  est la somme de toutes les sections efficaces des différents processus, donnée par la formule, ci-dessous :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_c + \sigma_{\text{pair}} \quad (\text{I.5})$$



## I.2 COEFFICIENT D'INTERACTION DES PARTICULES NON CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE

### I.2.1 Coefficient linéique d'atténuation ( $\mu$ )

Considérons un faisceau incident contenant ( $N_0$ ) photons et traversant une épaisseur ( $X$ ) de matière. Au sein de ce milieu, nous nous intéressons à une épaisseur très fine ( $dX$ ) de matière, où ( $dN'$ ) parmi ( $N'$ ) photons incident subissent une interaction [61]. ( $dN'$ ) est proportionnelle au nombre de photons incident ( $N$ ) et à l'épaisseur d'absorbeur ( $dX$ ) [12]. Il dépend aussi de la nature du milieu traversé et la nature (énergie) des photons, il est exprimé en  $\text{cm}^{-1}$ .

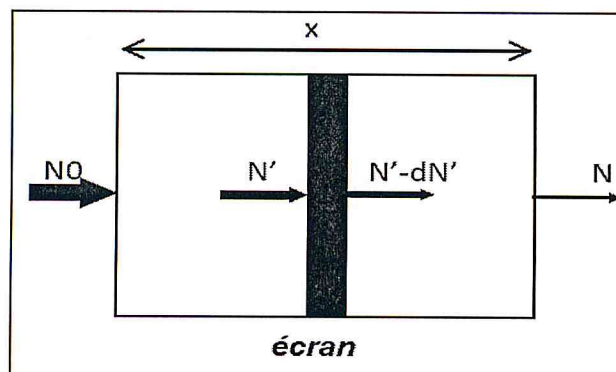


Figure I.6 : Atténuation d'un faisceau de photons [61]

$$\text{D'où :} \quad \mu = - (dN' / N') / dX \quad (\text{I.6})$$

L'intégration de (I.6) conduit à une loi exponentielle décroissante liant l'intensité du faisceau de photons émergents du milieu sans y avoir interagi à l'épaisseur  $x$  :

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (\text{I.7})$$

Avec :

$N_0$  : Nombre total de photons mono-énergétiques arrivant sur l'écran ;

$X$  : Epaisseur d'écran en  $\text{cm}$  ;

$\mu$  : Coefficient d'atténuation linéaire.

On déduit le libre parcours moyen  $R$  :

$$R = 1/\mu, \text{ en cm}$$

### I.2.2 Coefficient massique d'atténuation ( $\frac{\mu}{\rho}$ )

Le coefficient massique d'atténuation d'un milieu  $\frac{\mu}{\rho}$  pour des particules ionisantes non chargées est le quotient de  $(dN/N)$  par  $(\rho \cdot dX)$ , ou  $(dN/N)$  est la fraction des particules qui subissent des interactions en parcourant l'élément de longueur  $(dX)$  du milieu de masse volumique  $(\rho)$ , il est exprimé en  $\text{cm}^2\text{g}^{-1}$  [12] :

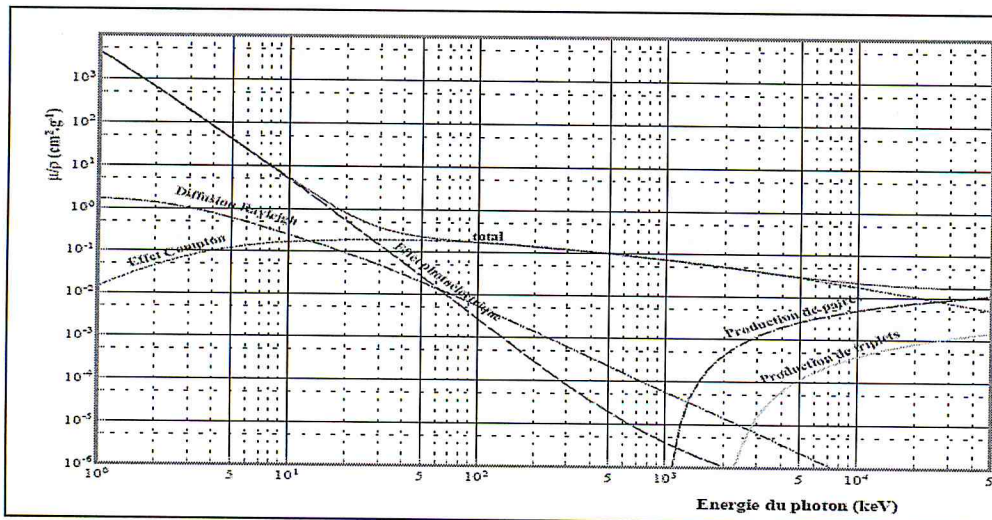
$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{-1}{\rho \cdot N} \frac{dN}{dX} \tag{I.8}$$

On intégrant (I.8) on obtient alors :

$$N(x) = N_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho x} \tag{I.9}$$

D'où :  $\rho X$  a une dimension de masse surfacique ( $\text{g cm}^{-2}$ ).

Les coefficients d'atténuation massiques sont des quantités plus fondamentales que les coefficients linéaires, parce qu'ils sont quasi indépendants de la densité et de l'état physique (gaz, liquide, solide) de l'absorbant [13].



**Figure I.7:** Coefficients massiques d'atténuation de l'eau liquide pour des photons d'énergies comprises entre 1keV et 50 MeV .Contribution des différents types d'interactions physiques [9].

La somme respective du phénomène d'atténuation due à l'effet Compton ( $\mu_c/\rho$ ), l'effet photoélectrique ( $\mu_{PE}/\rho$ ) ainsi qu'à la matérialisation ( $\mu_{CP}/\rho$ ) donnent le coefficient d'atténuation global ( $\mu/\rho$ ) qui sera supérieur, de quelques millièmes à la somme des trois premiers, pour tenir compte des phénomènes plus rares (effets Thomson-Rayleigh et photo-nucléaire) [13].

On peut écrire avec une très bonne approximation l'égalité :

$$\mu/\rho = \mu_c/\rho + \mu/\rho + \mu/\rho \quad (\text{I.10})$$

Et même dans le domaine énergétique de l'imagerie médicale, la relation devient :

$$\mu/\rho = \mu_c/\rho + \mu/\rho \quad (\text{I.11})$$

Puisque l'effet de matérialisation ne survient que pour des énergies supérieures à 1,02 MeV.

### I.2.3 Coefficient massique de transfert d'énergie ( $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ )

Le coefficient massique de transfert d'énergie,  $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ , d'un milieu pour des particules ionisantes

non chargées, est le quotient de  $\frac{dE_{tr}}{E_n}$  par  $\rho * dX$ , où ( $E$ ) est l'énergie cinétique de chacune

des particules excluant l'énergie de masse au repos, ( $n$ ) est le nombre de particules, et  $\frac{dE_{tr}}{E_n}$

est la fraction de l'énergie cinétique des particules chargées émises lors des interactions selon l'élément de longueur ( $dX$ ) du milieu de masse volumique ( $\rho$ ), il est exprimé en  $\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ .

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho E_n} \frac{dE_{tr}}{dX} \quad (\text{I.12})$$

### I.2.4 Coefficient massique d'absorption en énergie ( $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ )

Le coefficient d'absorption massique en énergie  $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ , d'un milieu donné pour les particules

ionisantes non chargées, est le produit du coefficient de transfert massique en énergie  $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ , par

( $1-g$ ), ou  $g$  est la fraction de l'énergie des particules secondaires chargées perdue par émission de rayonnement de freinage, il est exprimé en  $\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ .

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (\text{I.13})$$

### I.3 GRANDEURS RADIOMETRIQUES ET DOSIMETRIQUES DES RAYONNEMENTS

En radiothérapie, l'établissement d'un planning de traitement pour le traitement d'une tumeur nécessite la connaissance des valeurs de certaines grandeurs dosimétriques et radiométriques.

Elles représentent l'outil nécessaire pour corréler et quantifier les effets des irradiations. Ces grandeurs sont définies et explicitées dans ce présent chapitre.

#### I.3.1 Energie cédée

La somme du dépôt d'énergie «  $\epsilon_i$  », consécutif à une interaction «  $i$  », donne l'énergie cédée  $E$ , exprimée en **Joule (J)**. Elle est définie par la relation suivante [15] :

$$E = \sum \epsilon_i = \epsilon_{in} - \epsilon_{out} + \Sigma Q \quad (I.14)$$

Où:

- ✓  $\epsilon_{in}$  est l'énergie incidente de la particule ionisante (à l'exclusion de l'énergie de masse),
- ✓  $\epsilon_{out}$  est la somme de toutes les énergies sortant de l'interaction sous forme de particules ionisantes (à l'exclusion de l'énergie de masse), et
- ✓  $\Sigma Q$  est la modification de l'énergie de masse du noyau et de toutes les particules impliquées dans l'interaction.

#### I.3.2 Energie massique ou spécifique

L'énergie massique ou spécifique  $Z$ , et le quotient de ( $E$ ) par ( $m$ ). Où ( $E$ ) est l'énergie cédée par les rayonnements ionisants dans le volume de matière de masse ( $m$ ).

$$Z = \frac{E}{m} \quad (\text{unité} = \text{j.Kg}^{-1})$$

L'unité de cette quantité d'énergie spécifique est le **Gray** tel que :

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ j. Kg}^{-1}$$

#### I.3.3 Grandeurs radiométriques

Elles permettent la description objective de la quantité de signal physique (propriétés énergétiques d'un rayonnement). Elles rendent compte de l'énergie du rayonnement émise par la source, transportée par les photons dans le faisceau et reçue par un récepteur (écran, détecteur...), ou elle produira certains effets [16].

### I.3.3.1 Fluence

La fluence  $\phi$ , exprimée en  $\text{m}^{-2}$ , décrit le nombre de particules ( $dN$ ) traversant une sphère de section ( $da$ ) par unité de surface [17]:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (\text{I.15})$$

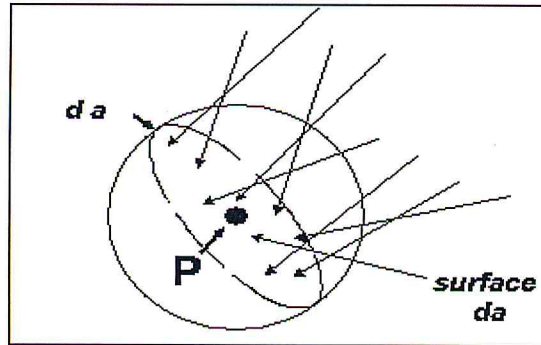


Figure I.8 : Représentation schématique de la fluence [22].

### I.3.3.2 Débit de fluence (Flux de photons)

Débit de fluence, exprimé en  $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , est défini comme la dérivée de la fluence par rapport au temps :

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{da \cdot dt} \quad (\text{I.16})$$

### I.3.3.3 La fluence d'énergie

La fluence d'énergie  $\psi_E$ , exprimée en  $\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$ , est le rapport entre  $dE_{\text{fl}}$  et  $da$ , ou  $dE_{\text{fl}}$  est la somme des énergies de tous les photons qui entrent dans une sphère de section  $da$  [17] :

$$\Psi = E \cdot \frac{dN}{da} = E \cdot \Phi = \frac{dE_{\text{fl}}}{da} \quad (\text{I.17})$$

### I.3.3.4 Le flux d'énergie ou Intensité

Le Flux d'énergie, exprimé en  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ , est défini comme la dérivée du flux par rapport au temps.

$$\Psi = \frac{d\Psi}{dt} = E \cdot \frac{d^2N}{da \cdot dt} \quad (\text{I.18})$$

## I.3.4 Grandeurs dosimétriques

Les grandeurs dosimétriques se rapportent à un effet physique c'est le transfert d'énergie à une substance. Puisque les radiations ionisantes ont des effets non négligeables sur la matière

vivante, il est primordial de pouvoir les quantifier. Ceci se fait à travers les notions suivantes [18].

### I.3.4.1 Exposition

L'exposition au rayonnement ( $X$ ), exprimée en  $\text{C.Kg}^{-1}$ , est le rapport de charge totale  $dQ$  créée dans un volume d'air de masse  $dm$ , lorsque la totalité des électrons (+ et/ou -) libérés par des photons dans cette élément de masse d'air sont complètement arrêtés dans l'air [19,20].

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (\text{I.19})$$

L'unité :  $\text{C.Kg}^{-1}$  peut s'exprimer par le **Röntgen (R)**

Avec:

$$1\text{R} = 2.58.10^{-4} \text{ C.Kg}^{-1}.$$

### I.3.4.2 Kerma

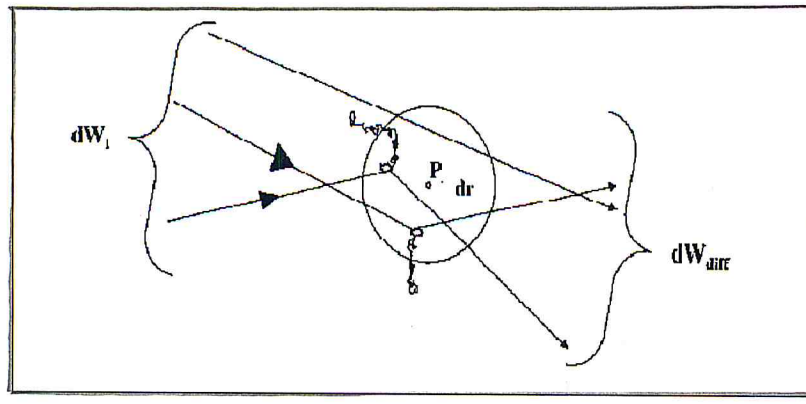
Le transfert d'énergie par un flux de photons à un milieu se fait en deux étapes :

- **La 1<sup>ère</sup> étape** : est l'interaction des photons avec les atomes du milieu mettant ainsi des électrons en mouvement.
- **La 2<sup>ème</sup> étape** : concerne le transfert d'énergie qui se fait entre ces électrons de haut énergie et le milieu par excitation et ionisation.

Une grandeur appelée **Kerma** a été introduit par l'*ICRU 60*, pour décrire cette première interaction. Il représente le premier acte de transfert d'énergie, à savoir la mise en mouvement par collision des particules secondaires (Figure I.9). Le Kerma (**K**) est l'abréviation de « *Kinetic energy released per unit Mass in the medium* », il est défini comme le quotient de ( $dE_{tr}$ ) par ( $dm$ ), ou ( $dE_{tr}$ ) est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules ionisantes chargées (électrons et positrons) libérées par des particules non chargées (photons) dans un élément de matière de masse ( $dm$ ) [5] :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (\text{I.20})$$

L'unité du Kerma est le **Gray (Gy)**.



**Figure I.9 :** Le Kerma correspond aux transferts d'énergie qui se produisent au sein de la sphère centrée (P), quel que soit le devenir des particules mises en mouvement lors de ces transferts [23].

Il faut bien noter que cette notion de Kerma ne s'adresse qu'aux parties indirectement ionisantes. Il dépend de l'énergie des photons et de la nature du matériau, mais il n'est pas directement mesurable.

#### I.3.4.3 Le débit de Kerma

Le débit de Kerma est égal au quotient de  $\Delta K$  par  $\Delta t$ ; avec ( $\Delta K$ ) étant l'accroissement de Kerma pendant un intervalle de temps ( $\Delta t$ ).

$$\dot{K} = \frac{\Delta K}{\Delta t} \quad (\text{I.21})$$

L'unité du débit de Kerma est le **Gray/second** ( $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

#### I.3.4.4 Terma

Il s'agit d'un acronyme ayant pour signification « *Total energy released per unit mass* ». Il exprime l'interaction du rayonnement primaire avec le milieu et permet d'obtenir l'énergie cinétique en tout point, il fait intervenir le coefficient d'atténuation linéaire ( $\mu$ ) qui dépend de l'énergie  $E$  du rayonnement incident, de la densité  $\rho$  et du numéro atomique  $Z$  de milieu irradié. Il représente le point de dépôt primaire de la dose, il est déterminé par le produit du coefficient d'atténuation massique  $\frac{\mu}{\rho}$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) et de la fluence d'énergie primaire  $\Psi_E$  ( $\text{J}/\text{cm}^2$ ) définis à la position du voxel [21].

$$\text{Terma} = \mu/\rho * \Psi_E = \mu/\rho * \Phi * E \quad [\text{J}/\text{g}] \quad (\text{I.22})$$

Avec :  $1\text{Mev} = 1.6021 * 10^{-13} \text{ J}$

Dans des conditions d'équilibre électronique, il y a une relation linéaire entre le Terma et la dose absorbée. Le Terma est un paramètre très important qui, avec le kernel (défini plus loin), entrera dans le calcul de la distribution de la dose.

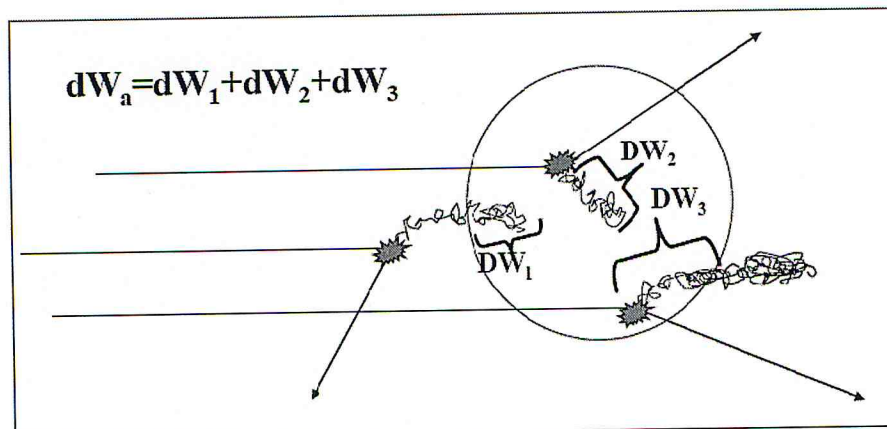
### I.3.4.5 La Dose Absorbée

La dose absorbée est une grandeur beaucoup plus intéressante en radiothérapie et en radiobiologie. Qui est une mesure des effets biologiques significatifs produits par des radiations ionisantes.

Dans la radiothérapie, le terme « Dose Absorbée » désigne la dose moyenne reçue par un tissu ou un organe.

ICRU 60 (1998) a définie la quantité « Dose Absorbée » par le quotient de  $(d\bar{\epsilon})$  par  $(dm)$ , ou  $(d\bar{\epsilon})$  est l'énergie moyenne communiquée par des radiations ionisantes à un élément de matière de masse  $(dm)$  [21] :

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (\text{I.23})$$



**Figure I.10** : La dose absorbée correspond à l'énergie déposée dans la sphère élémentaire centrée sur P, quel que soit le lieu du transfert d'énergie initial [23].

L'unité de dose absorbée est le **Gray (Gy)**.

Le **rad** (abréviations de 'radiation absorbed dose') est l'ancienne unité de dose absorbée, qui est toujours très utilisée :  $1\text{rad} = 0.01\text{Gy} = 0.01\text{JKg}^{-1}$  [18].

### I.3.5 Equilibre électronique

Nous avons vu précédemment qu'un rayonnement électromagnétique ( $\alpha, \gamma$ ) interagit avec la matière pour donner des électrons secondaires qui cèdent leurs énergies à la matière selon les différents processus (ionisation, excitation) .Il est donc nécessaire de connaître le flux



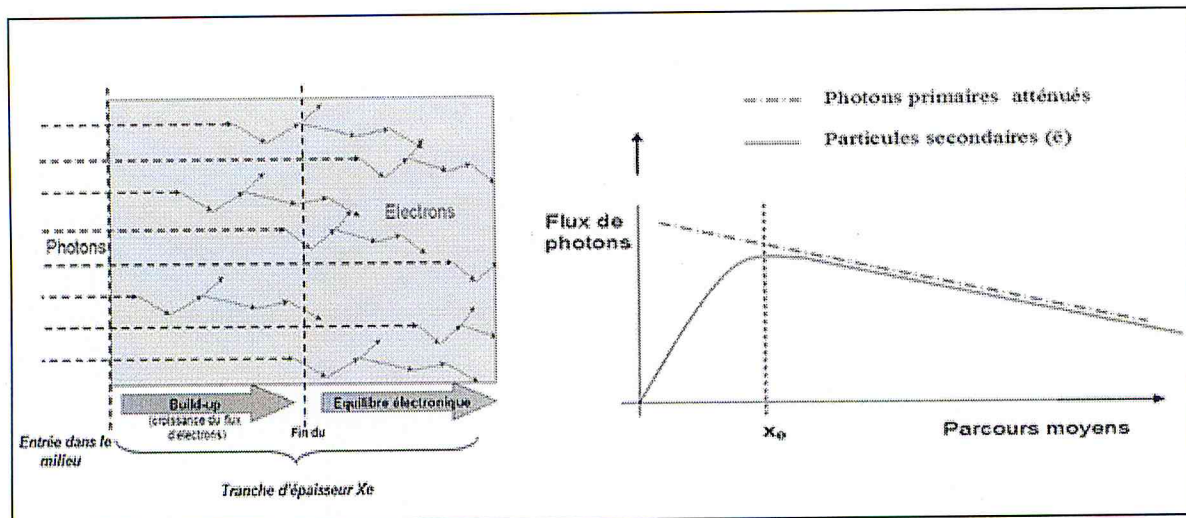
d'électrons secondaires dont la première mesure est de connaître l'énergie déposée à la matière.

Considérons un faisceau de photons pénétrant dans un milieu matériel, les électrons mis en mouvement ont un certain parcours en fonction de l'énergie.

Nous remarquons que le flux d'électrons secondaire augmente et ceci jusqu'à une profondeur égale au parcours des électrons d'énergie maximale mis en mouvement dans le milieu (c'est la profondeur d'énergie électronique).

Lorsque celle-ci est atteinte, le flux d'électrons est proportionnel au flux de photons, il reste donc constant tant que le flux de photons l'est aussi.

Mais ce dernier étant atténué, le flux d'électrons diminuera alors parallèlement tout en restant proportionnel au flux de photons. La figure I.11, ci-dessous, illustre parfaitement ce phénomène.



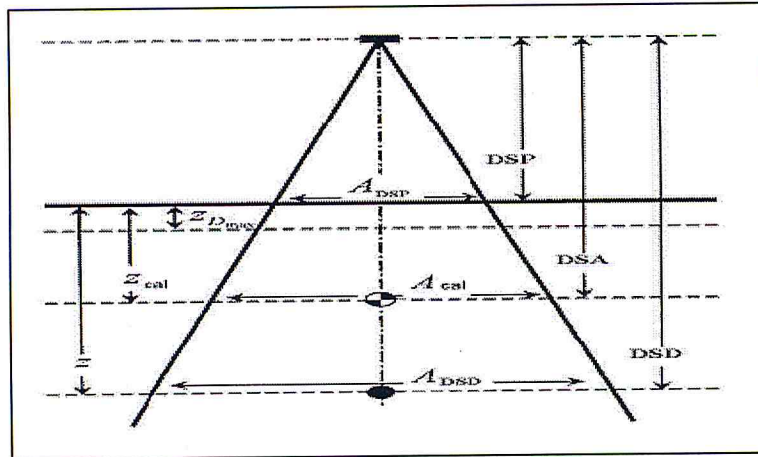
**Figure I.11:** Représentation schématique de l'établissement de l'équilibre électronique [1,7].

#### I.4 CARACTERISATION D'UN FAISCEAU DE PHOTON DE HAUTE ENERGIE

En dosimétrie clinique, l'utilisation de la chambre d'ionisation comme détecteur soulève un problème majeur qui est lié à son volume qui perturbe l'ensemble du capteur. Ceci impose donc la connaissance de plusieurs coefficients qui interviennent pour la détermination de la dose absorbée à partir des mesures ionométriques.

Il est donc nécessaire de spécifier la qualité des faisceaux utilisée pour la détermination de ces différents coefficients de corrections.

On commence tout d'abord par une définition géométrique des différentes fonctions dosimétriques (DSP, DSA, DSD):



**Figure I.12 :** Représentation géométrique des différentes fonctions dosimétriques [24].

Avec :

**A** : la taille du champ,

**DSP** : correspondent à la distance source peau,

**DSA** : distance source axe (isocentre), et

**DSD** : distance source détecteur (point d'intérêt) respectivement.

**Remarque:**

- ✓ Pour les irradiations isocentriques : **DSD=DSA.**
- ✓ Pour les irradiations non isocentriques : **DSP=DSA.**

#### I.4.1 Qualité d'un faisceau de photon de haute énergie (Q)

L'indice **Q** de la qualité du rayonnement peut être déterminé par deux méthodes :

##### I.4.1.1 Détermination directe « la distance source-chambre est constante »

La qualité du rayonnement (**Q**) est le rapport tissu-fantôme  $TPR_{20,10}$ , défini comme le rapport des lectures corrigées (la température et la pression de l'air et pour les pertes par recombinaison ionique).

Tenant compte, des conditions illustrées dans le *tableau 01*, ci-dessous, la qualité du rayonnement **Q** est donnée par la formule ci-après :

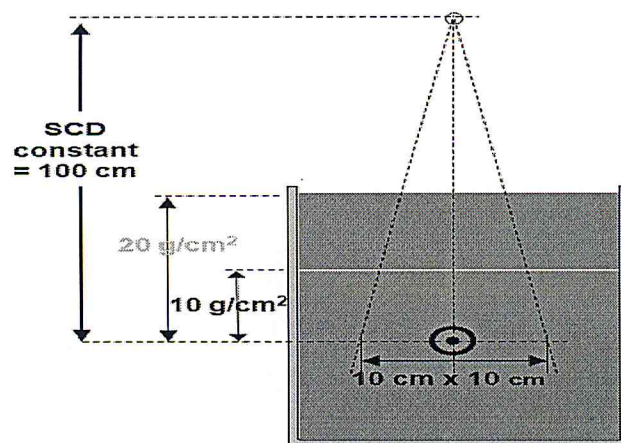
$$Q = TPR_{20,10} \quad (I.24)$$

**Remarque :**  $TPR_{20,10}$  est indépendant de la contamination électronique du rayonnement de photons incident.

**Tableau 01 :** Les conditions de référence pour la détermination de l'indice de qualité  $TPR_{20,10}$  [25]

Les quantités	Les valeurs de références
Le fantôme	Eau
Type de la chambre ionisation	Cylindrique ou Plate
La profondeur de mesure	$20 \text{ g.cm}^{-2}$ et $10 \text{ g.cm}^{-2}$
Point de référence de la chambre	- Pour chambre cylindrique, sur l'axe central au centre du volume de la cavité. - Pour chambre plate a parois parallèles, sur la surface intérieure de la fenêtre à son centre.
La position de référence au point de mesure de la chambre	A la profondeur de mesure pour les 2 types de chambre
Distance source collimateur « SCD »	100cm
Le champ à SCD	$10*10\text{cm}^a$

« a » : La taille de champ est définie à l'avion du point de référence du détecteur, située aux profondeurs recommandées dans le fantôme d'eau.



**Figure I.13 :** Mesure de  $TPR_{20,10}$  à 20cm et 10cm pour une distance source collimateur fixé pour un champ  $10*10 \text{ cm}^2$ .

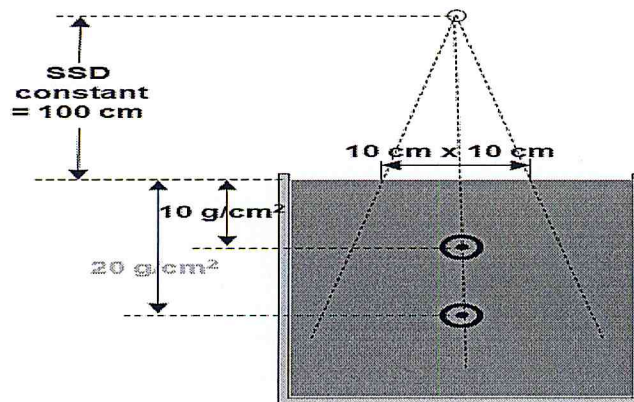
### I.4.1.2 Méthode indirecte « la distance source-surface est constante »

Le rapport  $M_{10}/M_{20}$  (figure 14), est défini comme le rapport des lectures corrigées de l'instrument avec le centre de la chambre à 10 cm et 20 cm de profondeur dans un fantôme d'eau avec un champ de 10 x 10 cm<sup>2</sup> à la surface de l'eau et une distance source-surface de 100 cm. Ce rapport peut être aussi utilisé comme indice de qualité du rayonnement [24]. Cet indice  $Q$  est alors donné par la relation suivante [26]:

$$Q = 2.012 - 1.050 \cdot m + 0.1265 \cdot m^2 + 0.01887 \cdot m^3 \quad (I.25)$$

Où :

$$m = M_{10}/M_{20} \quad (I.26)$$



**Figure I.14 :** Mesure de  $TPR_{20,10}$  à 20cm et 10cm pour une distance source surface fixé pour un champ 10\* 10 cm<sup>2</sup> à la surface du fantôme.

### I.4.2 Rendement en profondeur

Un rendement en profondeur «  $PDD$  » (Percentage Depth Dose) a été défini par l'ICRU comme étant le rapport en pourcentage (%) de la dose absorbée à une profondeur quelconque  $Z$  et de la dose absorbée à une profondeur de référence fixée  $Z_0$ , le long de l'axe central du faisceau, ce qui mène à :

$$PDD(d) = \frac{D_z}{D_{z_0}} \times 100 \quad (I.27)$$

Pour des faisceaux de haute énergie utilisées en radiothérapie, la profondeur de référence  $d_0$  correspond généralement à la profondeur du maximum de dose  $d_{max}$  (build-up) [8].

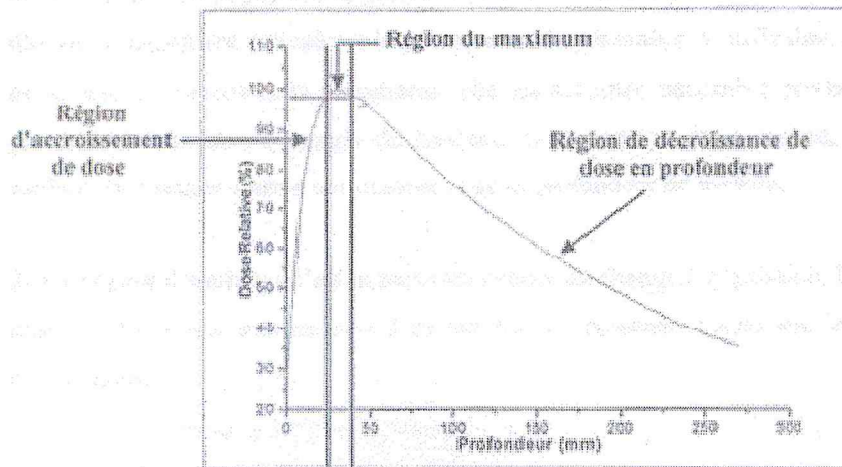


Figure I.15 : Courbe de PDD pour un faisceau de photons .

### I.4.3 Output Factor (OF)

Il s'agit du rapport de la dose à l'isocentre à une profondeur de référence  $Z_{cal}$  pour une certaine taille de champ  $A$  et de la dose à la même profondeur pour un champ de référence  $A_{cal}$  (généralement un champ  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) :

$$OF(A, z_{cal}) = \frac{D(A, z_{cal})}{D(A_{cal}, z_{cal})} \quad (\text{I.28})$$

### I.4.4 Rapport tissue air

Le Tissue Air Ratio (**TAR**) est défini comme le quotient de la dose absorbée en un point donné dans un fantôme et de la dose absorbée en ce même point dans l'air. On peut utiliser un capuchon de build-up ou un mini-fantôme selon l'énergie du faisceau pour garantir l'équilibre électronique au point de mesure [8].

Cette définition du **TAR** présente des inconvénients pour les rayons X de hautes énergies dues aux difficultés expérimentales pour assurer l'équilibre électronique idéal dans l'air à des profondeurs loin de  $Z_{max}$ , car pour des épaisseurs supérieures à  $0.5 \text{ mm}$  des diffusions supplémentaires dans le capuchon ou le mini-fantôme sont inévitables[14].

Pour cette raison, une autre définition du **TAR** a été proposée (BJR 1983). Dans cette nouvelle définition, la dose primaire, c'est-à-dire la mesure dans l'air s'effectue toujours à la profondeur de maximum de build-up ( $Z_{max}$ ), ce qui mène la relation suivante:

$$TAR(A_{SSD}, z) = \frac{D(A_{SSD}, SSD, z)}{D_{(build\ up\ cap)\ air}(A_{SSD}, SSD, z_{max})} \quad (\text{I.29})$$

### I.4.5 Rapport tissue Max

Le Tissue-Maximum Ration (TMR) est défini comme le rapport entre la dose  $D(Z, A_{DSD})$ , mesurée pour une taille de champ  $A_{DSD}$ , à la profondeur  $Z$  et la dose  $D(Z_{max}, A_{DSD})$ , mesurée pour la même taille de champ  $A_{DSD}$ , à la profondeur du maximum de dose  $Z_{max}$  [26].

$$TMR(A_{DSD}, z) = \frac{D(A_{DSD}, DSD, z)}{D(A_{DSD}, DSD, Z_{max})} \quad (I.30)$$

### I.4.6 Rapport tissue fantôme

Le Tissue-Phantom Ratio (TPR) est défini comme le rapport de la dose absorbée en un point sur l'axe central et la dose absorbée en ce même point mais à une profondeur de référence  $Z_{réf}$  avec une  $DSA$  constante [28].

$$TPR(A_{DSD}, Z, Z_{réf}) = \frac{Dose(A_{DSD}, DSD, Z)}{Dose(A_{DSD}, DSD, Z_{réf})} \quad (I.31)$$

Il est conseillé d'utiliser un point de référence loin de la région de l'équilibre électronique car l'incertitude sur la contribution des électrons de contamination est compliquée pour les RX de hautes énergies (Le pic de maximum de dose devient plat). L'utilisation du TPR est le meilleur moyen dans le système dosimétrique de l'accélérateur.

### I.4.7 Profil

La mesure du profil du faisceau nous indique si le faisceau est uniforme sur toute la grandeur du champ. Ceci est nécessaire pour donner une dose uniforme au patient. La courbe de profil traduit la variation de la dose absorbée en fonction de la position sur une ligne perpendiculaire à l'axe du faisceau.

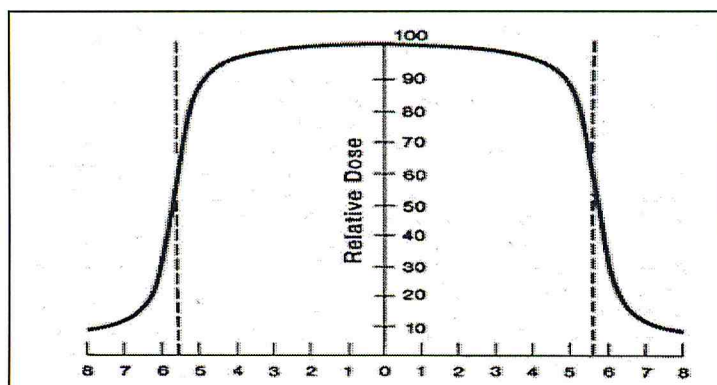
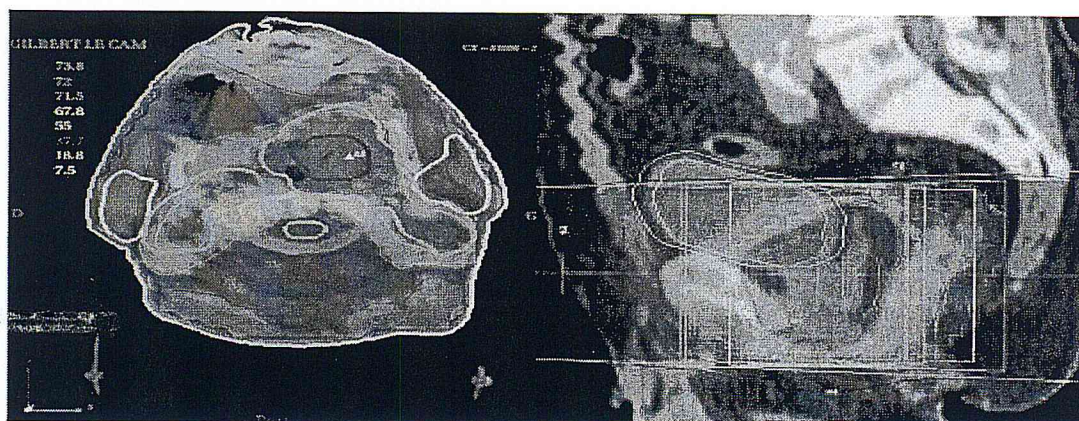


Figure I.16 : Courbe de profil de dose [24].

On peut définir à partir de la courbe de profil de dose : la pénombre, la taille du champ, les corrections hors axe central et la profondeur de mesure.

## CHAPITRE 2

# MODELISATIONS DES FAISCEAUX DE PHOTONS



## CHAPITRE II

### MODELISATIONS DES FAISCEAUX DE PHOTONS GÉNÉRALITÉS

De nombreuses méthodes de calcul de dose ont été développées au cours du 20<sup>ème</sup> siècle. Malgré ces importants efforts de recherche, certains besoins algorithmiques ne sont pas à ce jour satisfaits, au premier rang desquels celui d'une méthode assez rapide pour pouvoir envisager une planification automatique des traitements.

Ce chapitre a pour objectif de dresser un état de l'art des méthodes les plus utilisées, leur présentation sera comme suit :

#### II.1 LES ALGORITHMES DE CALCUL DE DOSE EN MODE PHOTONS

La plupart des systèmes de planification *TPS* conventionnels ne prennent pas en compte directement le transport des particules secondaires, considérant que ces particules déposent leur énergie à l'endroit où elles ont été créées. C'est donc via les kernels que les algorithmes actuels calculent la distribution de la dose en se basant sur un modèle physique qui simule le transport des radiations. Ils modélisent la fluence d'énergie des photons primaires et la diffusion des particules secondaires et la perte d'énergie de manière générale.

Le kernel, appelé aussi « *Energy Deposition Kernel* » ou encore « *Point Spread Function* », décrit la manière dont l'énergie est déposée dans un milieu (en général de l'eau) autour d'un site d'interaction d'un photon primaire mono-énergétique.

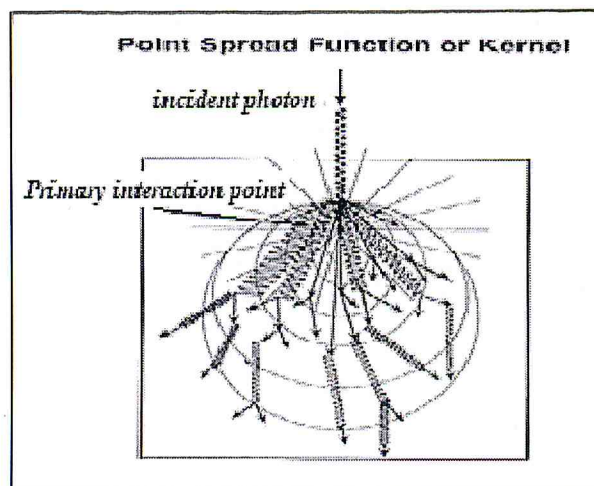


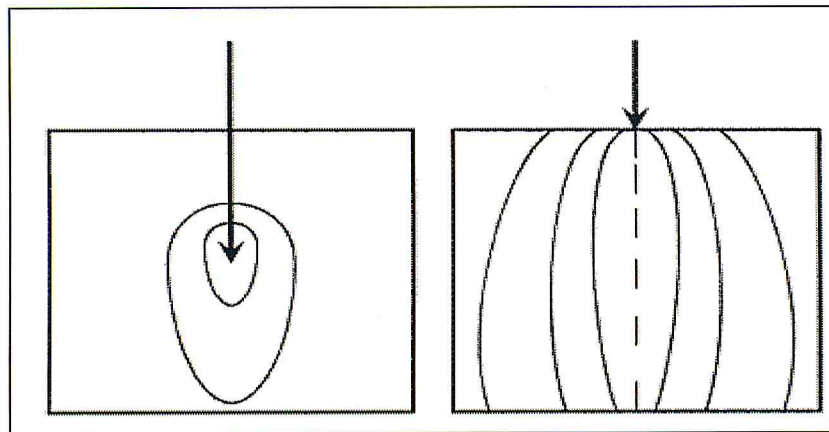
Figure II.17 : Représentation d'un Kernel issu d'une interaction d'un photon [55].

Depuis les années 1980, une classe de ces algorithmes appelée « convolution/superposition » est apparue et ne cesse d'être développée.



### II.1.1 Méthode de Convolution/Superposition

Dans ce type de modèle, la distribution de la dose est vue comme une superposition de réponses (kernels) pondérée de manière adéquate pour chaque photon incident. Les kernels sont catégorisés en fonction de la géométrie du faisceau élémentaire qui délivre l'énergie incidente (figure II.16). Il s'agit des « points kernels » décrivant la manière dont l'énergie est déposée dans un milieu infini autour d'un site d'interaction d'un photon primaire où encore des « pencil kernels » décrivant le dépôt d'énergie dans un milieu semi-infini d'un faisceau monodirectionnel.



**Figure II.18** : Représentation géométrique de la dose déposée en un point unique « point kernel » (à gauche) et pencil kernel (à droite) [Ahnesjö and Aspradakis 1999].

Nous exposons, ci-dessous, la technique de convolution de base, appelée « point kernel » avant de présenter deux méthodes alternatives qui lui ajoutent des approximations dans le but d'obtenir un calcul plus rapide.

Les méthodes de convolution séparent les processus de transport et le dépôt de l'énergie en deux phases [27] :

- Le transport de l'énergie par les photons primaires (Terma),
- Le dépôt d'énergie par les particules secondaires (électrons et photons).

Le lien entre ces deux phases est effectué au moyen d'une convolution.

Ensuite, la dose est calculée par superposition des kernels pondérés de manière appropriée. Pour un faisceau mono-énergétique, la dose  $D(\mathbf{r})$  en un point  $\mathbf{r}$  est donnée par [28] :

$$D(\mathbf{r}) = \int_{\mathbf{v}} \frac{\mu}{\rho} \cdot \psi \psi(\mathbf{s}) \mathbf{h}(-\mathbf{s}) d^3\mathbf{s} = \int_{\mathbf{v}} T(\mathbf{s}) \mathbf{h}(\mathbf{r} - \mathbf{s}) d^3\mathbf{s} \quad (\text{II.1})$$

Où :

$\frac{\mu}{\rho}$  : Coefficient d'atténuation massique ;

$\psi(s)$  : Fluence d'énergie des photons primaires ;

$h(r-s)$  : Kernel de convolution (calculés par des codes Monte Carlo) ;

$T(s)$  : Énergie totale libérée par unité de masse ; elle représente le produit du coefficient d'atténuation massique et de la fluence d'énergie primaire.

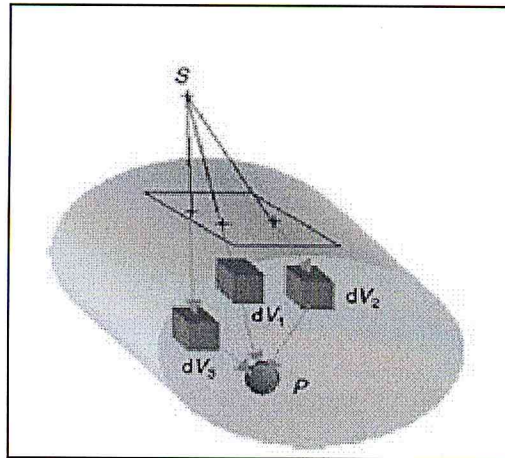


Figure II.19 : Représentation de principe de la superposition [20].

Les faisceaux de rayons X utilisés en radiothérapie ne sont pas mono-énergétiques mais ont un spectre en énergie continu. Une généralisation de l'équation (II.1), nous fait aboutir à une équation pour un faisceau poly-énergétique [28] :

$$D(r) = \int_E \iiint_V T_E(s) h(E, r-s) d^3s dE \quad (\text{II.2})$$

Où la dépendance en énergie est incluse dans le kernel et dans le Terma qui à la forme :

$$T_E(s) = \frac{\mu}{\rho}(E, s) \cdot \psi_E(s) \quad (\text{II.3})$$

La résolution d'une telle équation dépendante de l'énergie demande une répétition d'intégrations spatiales qui nécessite beaucoup de temps de calcul. Une série d'approximations ont alors été tentées afin d'avoir des résultats acceptables. Elles consistent à la séparation du processus de diffusion d'énergie dans des convolutions séparées pour la dose primaire et pour la dose diffusée dans le patient. La dose primaire représente ici la contribution des photons primaires ainsi que les photons secondaires créés dans la tête de l'accélérateur. La dose diffusée dans le patient reprend tous les photons qui ont interagi au moins une fois avec le milieu [27].

En effet, puisque le Terma, dépendent très peu de l'énergie. L'équation (II.2) devient donc :

$$D(\mathbf{r}) \approx \iiint_V P(\mathbf{s}) \tilde{h}_p(\mathbf{r}-\mathbf{s}) d^3s + \iiint_V S(\mathbf{s}) \tilde{h}_d(\mathbf{r}-\mathbf{s}) d^3s \quad (\text{II.4})$$

Où :

$$P(\mathbf{r}) = \int T_E(\mathbf{r}) \frac{\mu_{en}(E)}{\mu} dE$$

$$S(\mathbf{r}) = \int T_E(\mathbf{r}) \left(1 - \frac{\mu_{en}(E)}{\mu}\right) dE$$

Avec:

- Des kernels  $\tilde{h}_p(\mathbf{r})$  (dose primaire) et  $\tilde{h}_d(\mathbf{r})$  (dose diffusée par le patient) pondérés par le Terma et re-normalisés.
- $\mu$  et  $\mu_{en}$  sont respectivement le coefficient d'atténuation linéaire et le coefficient d'absorption d'énergie.

Le transfert d'énergie des premiers photons diffusés dépend de la composition du milieu entre le site d'interaction primaire et l'endroit du dépôt de la dose. C'est pourquoi il est d'usage d'utiliser le concept de profondeur radiologique, définie comme la profondeur géométrique multipliée par le coefficient d'atténuation moyen ( $\bar{\mu}$ ) par rapport à l'eau, évalué le long du trajet du rayon jusqu'au point de calcul.

Le Terma est ainsi calculé à la profondeur radiologique du site d'interaction du photon primaire, tandis que le kernel est pondéré par la densité électronique moyenne entre le site d'interaction et le site de dépôt de la dose. Cette méthode, appelée « *density scaling* », évite la fastidieuse tâche de calculer des kernels exacts pour chaque situation [28].

L'algorithme « Convolution/Superposition » n'est pas utilisable en routine clinique car il nécessite un grand nombre d'opérations ainsi que des approximations afin de résoudre l'équation (II.1) dans des limites de temps raisonnables. Nous allons ainsi décrire le « Pencil Beam » qui est utilisé en clinique.

### II.1.1.1 Le Single Pencil beam

Le « Single Pencil Beam », tout d'abord, est une version simplifiée du Pencil Beam, cette algorithme n'est pas de type « Convolution/Superposition », mais nous le reprenons ici car il s'agit de l'algorithme de base utilisé par Varian dans son système de planification Eclipse.

Le « Single Pencil Beam » se base sur des kernels mesurés. Ces kernels sont déterminés à plusieurs profondeurs pour chaque énergie, ils sont modélisés de manière analytique par deux exponentielles [29]. Le calcul de la dose à d'autres profondeurs nécessite l'utilisation des interpolations entre les kernels pré-calculés [30].

Pour les corrections de la dose dans le cas d'hétérogénéités, cet algorithme utilise la loi de Batho (1964) modifiée [31], et ne tient compte que de l'atténuation du faisceau. Cette loi utilise le rapport des « Tissue Air Ratios » pour calculer la dose dans un milieu à deux couches et elle a été ensuite adaptée à un milieu multicouche pour finalement la rendre utilisable dans des images radiologiques. Les limites de cette loi ont été longuement étudiées [32] pour en arriver à la conclusion que la dose est surestimée dans le cas d'une densité supérieure à 1 et sous-estimée lorsque la densité est inférieure à 1[2].

### II.1.1.2 Le Pencil Beam

Comme son nom l'indique, cet algorithme se base sur des « pencil kernels » et non sur des « point kernels ». L'objectif de cette approche est de réduire le temps de calcul en utilisant un pencil kernel qui peut être vu comme une pré-convolution de point kernel selon la dimension de la profondeur [28]. La dose en un point arbitraire peut être interpolée par deux fonctions dépendantes de la profondeur et dérivées de point kernels. Ces deux fonctions représentent essentiellement la dose primaire et la dose secondaire. Et le pencil kernel exprimé dans des coordonnées cylindriques peut être schématisé de manière précise par [2]:

$$\frac{p}{\rho}(r, z) = \frac{A_z e^{-a_z r} + B_z e^{-b_z r}}{r} \quad (\text{II.5})$$

Où :  $A_z$ ,  $a_z$ ,  $B_z$ ,  $b_z$  dépendent de la profondeur. Une technique d'intégration numérique a été développée par Ahnesjö et al [33] pour permettre de paramétrer des formes de champs compliquées au moyen d'une décomposition triangulaire.

En milieu hétérogène, le pencil beam néglige les effets tels l'élargissement de la pénombre, le manque de diffusé, car la modélisation de tels effets augmenterait dramatiquement le temps de calcul [55]. Le noyau, souvent calculé dans l'eau, doit alors subir un « depth-scaling » pour être adaptée à la densité du matériau. Cette approche est d'une grande utilité cependant on trouve les limites suivantes:

- Elle ne prend pas en compte des densités qui se situent dans les régions proches à l'axe de faisceau, qui ont pourtant un effet non négligeable sur les diffusions latérales d'énergie.

- Dans le cas des géométries multicouches, la déformation du noyau par un tel scaling ne fourni pas un résultat exact.

### II.1.2 Le Collapsed Cone

La méthode « Collapsed Cone » a été proposée par Ahnesjö en 1989, consiste à appliqué une discrétisation angulaire du kernel qui permet une approche efficace pour le transport et le dépôt de l'énergie [34]. Elle offre un des meilleurs compromis **temps/précision**.

Elle utilise des noyaux exprimés en coordonnées sphériques, ce qui permet de voir une direction de transport d'énergie comme un cône partant du point central (c.-à-d du point où le Terma a été préalablement calculé). Disposer de tels noyaux permet d'utiliser les deux approximations suivantes pour accélérer le calcul des dépôts d'énergie [1] :

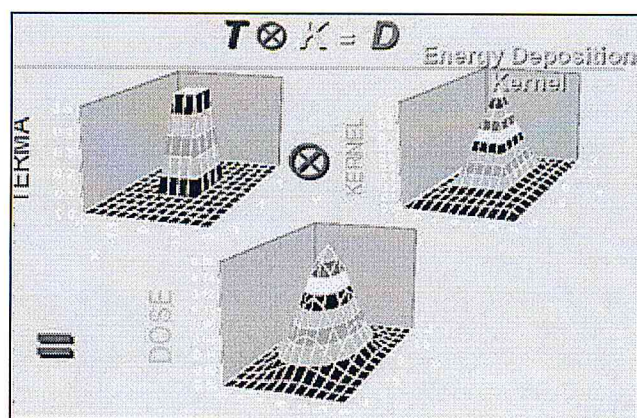
**Approximation 1** : toute l'énergie qui est propagée dans un cône du noyau est transportée, atténuée et déposée sur l'axe de ce cône. Cette approximation est tout à fait valable puisque :

- Très près du point central, on a une grande précision car les cônes ne sont pas encore très larges ;
- Plus loin, les erreurs sont faibles car les cônes voisins se compensent les uns les autres. Par ailleurs, les doses en jeu deviennent moins importantes à mesure que l'on s'éloigne du centre du noyau.

**Approximation 2** : les noyaux de dépôt sont donnés, pour chacun des cônes, par une fonction exponentielle décroissante, dont le paramètre dépend de la direction du cône. Cette approximation fournit des résultats très corrects [Ahnesjö, 1989].

La première étape de cette méthode est, comme pour le point kernel, le calcul de la distribution de Terma. Mais ensuite, les deux approximations énoncées, ci-dessus, sont utilisées pour répartir très rapidement les énergies via les noyaux. Le Terma en un point est déposé petit à petit, en partant du centre du noyau, sur chacune des directions. Mais en avançant dans une direction donnée, (c'est-à-dire en parcourant les voxels situés dans cette direction), on va, sur chacun de ces voxels :

- Déposer de l'énergie (action classique, à la façon du point kernel) ;
- Prendre au passage l'énergie du Terma déposé dans ce voxel, pour l'emmener et la déposer dans la même direction. On additionne ainsi des énergies provenant de différents voxels. Ceci est rendu possible par la modélisation des noyaux de dépôt d'énergie par des fonctions exponentielles.



**Figure II.20:** Représentation du principe de la superposition « Terma/Kernel » [55].

Le « Collapsed Cone » a apporté de grandes améliorations dans le calcul de dose en milieu hétérogène. Il permet de modéliser avec beaucoup plus de précision que les autres algorithmes de type « Convolution/Superposition » des interfaces comprenant des grandes différences de densité, même s'il n'est pas assez précis que le Monte Carlo [2].

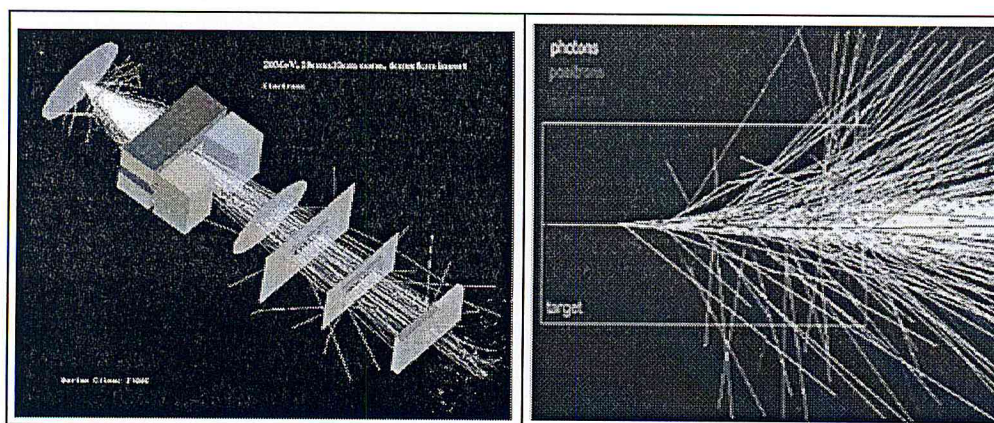
### II.1.3 Le Monte Carlo (MC)

#### II.1.3.1 Généralités

Le développement des méthodes Monte Carlo remontent aux années 40 et à la course à l'arme atomique. Il faudra attendre 30 ans plus tard pour que les techniques de Monte Carlo soient associées au domaine de la radiothérapie avec la simulation de sources des rayonnements ponctuelles interagissant sur des tumeurs cancéreuses homogènes. Ce n'est qu'une décennie plus tard, avec le développement de l'informatique, que la méthode Monte Carlo est devenue un outil indispensable dans ce domaine. Dans un premier temps la méthode a permis de mieux connaître les accélérateurs linéaires pour le traitement des patients, en donnant des informations plus précises sur le faisceau de rayonnement utilisé. Par la suite, la modélisation complète des accélérateurs a généré un intérêt important pour la dosimétrie clinique. En effet, la mesure y est peu pratique et les algorithmes déterministes sont mal adaptés à des systèmes à géométrie complexe.

En radiothérapie [35], la technique Monte Carlo consiste à un programme informatique qui simule le transport de millions de photons et autres particules à travers la matière tel qu'illustré dans la figure II.17. Il utilise les lois fondamentales de la physique pour déterminer les probabilités de distributions, d'interactions individuelles des particules mises en jeu. Dans le cadre des applications radio-thérapeutiques, cette méthode est généralement décrite comme étant l'une des méthodes les plus précises pour calculer la dose délivrée.

Parmi les premiers travaux scientifiques portant les techniques Monte Carlo en radiothérapie, on peut citer: Jenkins et al (1988), Rogers et Bielajew (1990) et Ljungberg et al (1998). Partant de ces principes de bases, diverses équipes et laboratoires de part le monde ont développé des applications Monte Carlo capables de traiter à des niveaux de précisions différents les problèmes de transport des particules.



**Figure II.21:** Représentation d'une simulation Monte-Carlo des interactions des particules avec les éléments de la tête d'un accélérateur [62].

### II.1.3.2 Principe général de la méthode Monte-Carlo (MC)

Dans le chapitre précédent nous avons indiqué que l'interaction des rayonnements avec la matière est un processus aléatoire. La grande complexité du processus de transport et de diffusion des électrons et photons rendant impossible sa description analytique, Le traitement de ce dernier peut donc s'effectuer en faisant appel aux principes des méthodes Monte Carlo [56, 57].

Les algorithmes de Monte Carlo sont des méthodes stochastiques permettant de résoudre des problèmes numériques pour lesquels on ne peut obtenir de formulation analytique. Celle-ci consiste à modéliser totalement le transport des particules à partir des distributions de probabilité régissant leurs différentes interactions avec la matière.

Les trajectoires (ou histoires) de ces différentes particules sont simulées par une succession de tirages aléatoires sur ces distributions de probabilité. La dose éventuellement délivrée lors des interactions est enregistrée automatiquement dans les voxels correspondants [1].

Le nombre de tirages réalisés doit être important afin de couvrir l'ensemble des probabilités offertes par la fonction densité de probabilité. Ensuite, il est nécessaire que ces tirages soient tous indépendants, c'est-à-dire issus d'un processus unique d'échantillonnage. C'est donc sur la génération des nombres aléatoires que repose l'intégrité de l'échantillonnage, et plus

précisément sur l'unicité de chacun des nombres ainsi générés [36], tout ça, afin d'assurer une convergence vers un résultat statistiquement acceptable.

Le parcours d'une particule (photon ou électron) dans la matière est simulé comme une succession des deux éléments suivants [1] :

**a. *Transport en ligne droite*** : la particule se déplace en ligne droite et sans interaction.

La longueur de son parcours est obtenue par un tirage aléatoire sur la distribution de probabilité de la longueur du parcours d'une particule. A titre d'exemple, nous avons vu dans la partie I.1.2, que cette distribution est exponentielle dans le cas des photons. Rappelons également que cette distribution dépend principalement de la nature et de l'énergie de la particule, ainsi que de la densité électronique du matériau.

**b. *Interaction***: la position de l'interaction ayant été calculée, son type et ses caractéristiques doivent être déterminés. Le type d'interaction est d'abord déterminé par un tirage aléatoire, à partir des probabilités de chacune des interactions, ces probabilités dépendant notamment de l'énergie de la particule et des données relatives au matériau. Puis l'interaction en elle même est simulée : de nouveaux tirages aléatoires donnent la perte d'énergie et la nouvelle direction de la particule incidente, mais également les caractéristiques des particules secondaires éventuellement créent. Ces particules entrent alors dans la phase de transport (a).

Le parcours d'une particule se poursuit jusqu'à ce que son énergie soit inférieure à un seuil appelé « énergie de coupure ». Ainsi, lorsque l'énergie de la particule devient trop basse, on considère que cette énergie est déposée sur place.

La méthode Monte Carlo étant une simulation détaillée du phénomène physique, devienne nécessairement la méthode la plus précise. Les distributions de dose obtenues par un code Monte Carlo peuvent donc être utilisées comme référence.

De nombreuses méthodes ont été développées pour accélérer les calculs des codes Monte Carlo. Les principales sont les techniques de réduction de la variance, qui ont pour but d'accélérer la convergence vers une solution acceptable [56,57].

Une autre approche consiste à pré-calculer des trajectoires d'électrons, évitant ainsi de longs calculs physiques [58]. Diverses approximations sur la physique peuvent également être envisagées pour réduire au maximum le temps de calcul [59].



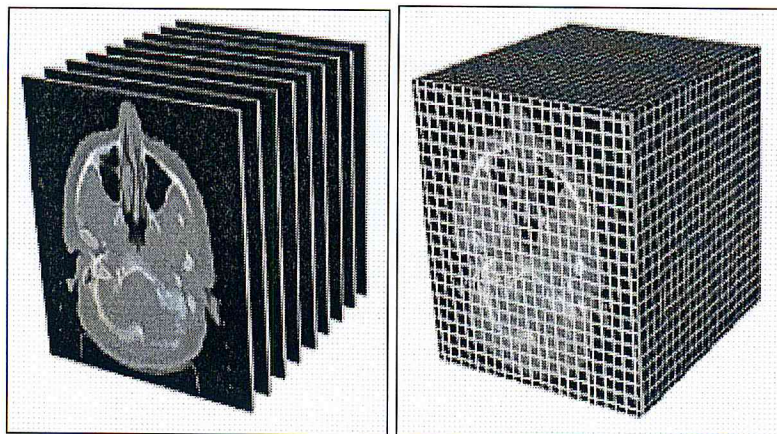
### II.1.3.3 Quelques codes Monte Carlo

Dans la large gamme des applications MC développées, les codes les plus fréquemment utilisés pour les simulations en radiothérapie sont : ETRAN / ITS [37], [38], EGS4 [39], EGSnrc [40], MCNP4 [41], MCNPX [42], PENELOPE [43] et GEANT4 [44]. Tous ces codes sont écrits dans le langage de programmation **FORTRAN**, à l'exception de GEANT4 qui est écrits en **C++**.

D'après ces propriétés, on note que le code MC permet de suivre les particules selon les différentes interactions qu'elles subissent le long de leurs parcours ainsi que le lieu de ses interactions. La simulation de la tête de l'accélérateur linéaire en est une bonne illustration.

### II.1.3.4 Modélisation de la tête (Le MC en clinique)

Le développement de l'algorithme MC offre la possibilité d'importer des images scanners, et donc de réaliser des plans de traitement cliniques complexes en utilisant les densités électroniques réelles du patient. Il offre une forte précision pour le calcul de la distribution de dose dans un patient, malgré les temps de calcul excessif qu'il requiert. Les plans cliniques simulés par MC ont montré des gains significatifs dans la précision du calcul de dose, spécialement pour des petits champs aux interfaces de tissus hétérogènes [28,45]. Avec les avancées technologiques constantes dans le domaine informatique, il semble probable que la technique Monte Carlo sera implantée dans les TPS en routine clinique dans les prochaines années.



**Figure II.22:** Patient représenté par coupes CT (gauche) ; Volume du patient voxelisé (droite)  
[62]

## II.2 THE ANALYTICAL ANISOTROPIC ALGORITHM (AAA)

L'algorithme de calcul de la dose dans le TPS Eclipse est le « **Single Pencil Beam** », avec pour la correction des hétérogénéités la loi de Batho modifiée. Cet algorithme avait plusieurs limites particulièrement dans les milieux hétérogènes. En 1995, les bases de AAA ont été lancées avec l'article de W. Ulmer et de D. Harder, « *A Triple Gaussian Pencil beam Model for Photon beam Treatment Planning* » [46]. L'idée était de décrire la distribution de dose d'un faisceau de photons sous la forme de Gaussiennes.

La première version du AAA, basée sur des kernels décrits par trois Gaussiennes n'était pas satisfaisante pour la clinique [résultats non publiés]. En effet, seuls les champs ouverts simples en milieu homogène étaient bien décrits par l'algorithme, et dès lors que des faisceaux plus complexes étaient utilisés (MLC), les profils et les PDD n'étaient plus acceptables. Il en était de même dans des milieux hétérogènes [2].

L'implémentation de AAA dans le système de planification Eclipse a beaucoup évolué. Ces améliorations ont été réalisées au niveau de l'algorithme dans le but de mieux modéliser les hétérogénéités et d'augmenter la précision dans le calcul de la dose, ces développements sont d'ailleurs toujours en cours.

La plus grande modification apportée à l'algorithme est le remplacement des Gaussiennes par des exponentielles, dans le but de mieux modéliser la distribution de la dose.

### II.2.1 Description de l'algorithme

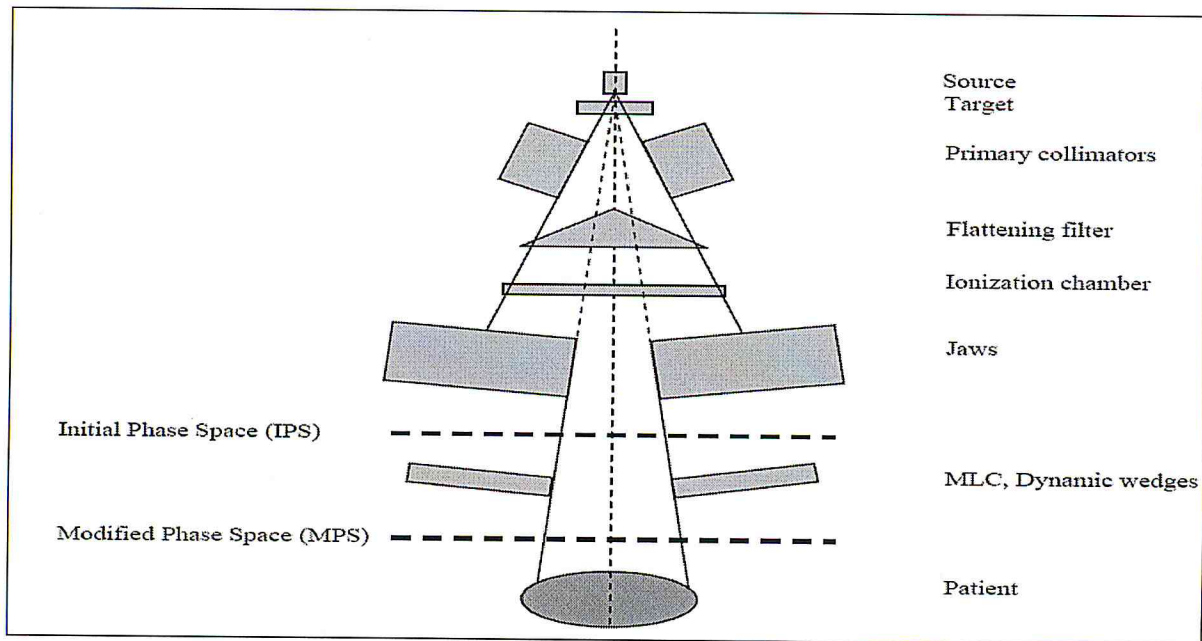
Le AAA est l'algorithme de calcul de dose le plus récent à être mis en œuvre dans le système de planification de traitement Eclipse (Varian des Systèmes Médicaux, Palo Alto, CA, les USA) [47,48].

C'est un modèle de type « Convolution/Superposition » qui utilise des données dérivées de simulations Monte Carlo pour modéliser les photons primaires, la diffusion des photons extra focaux ainsi que les électrons créés au niveau des éléments diffusants situés dans la tête de l'accélérateur, il a été développé par Ulmer et al [49].

L'algorithme AAA utilise des paramètres spécifiques pré-calculé d'une unité de traitement de référence qui vont être adapté de manière optimale avec les données mesurées sous une unité de traitement clinique afin de construire un espace de phase qui définit la fluence et le spectre en énergie. La correction d'inhomogénéité est mise en œuvre par la graduation de photons et d'électrons dispersent de manière anisotropique, selon la distribution de densité électronique

du tissu traité ainsi que sont voisinage [49]. Tous les paramètres modélisés pour cet algorithme sont calculés dans un milieu équivalent-eau.

Les expressions physiques fondamentales dans le AAA permettent une convolution analytique, ce qui réduit de manière significative le temps de calcul, il tient compte des hétérogénéités des tissus de manière anisotrope en 3D dans le voisinage d'un site d'interaction, d'où on obtient l'origine de nom « **Anisotropic Analytical Algorithm** ».



**Figure II.23:** Description des différents composants de l'unité de traitement d'un accélérateur Varian [50].

L'implémentation clinique de AAA est divisée en deux algorithmes [51,52] :

- ▲ L'algorithme de configuration.
- ▲ L'algorithme de calcul de dose.

L'algorithme de configuration, détermine les paramètres physiques fondamentaux requis pour le calcul de la dose. Le faisceau clinique est représenté dans le AAA en utilisant un modèle multi-source qui comporte les composantes principales suivantes :

- La fluence en énergie des photons primaires (source primaire),
- La fluence en énergie des photons extra-focaux (source extra-focale),
- La fluence des électrons de contamination et des photons diffusés (la contamination électronique) et les photons diffusés par le wedge (auquel nous ne nous intéresserons pas dans ce présent travail).

Le faisceau est divisé en mini-faisceaux  $\beta$  appelés « beamlets » de tailles finies. La section de ces beamlets à l'isocentre est déterminée par le choix de la résolution de la grille de calcul (figure II.21).

### II.2.1.1 Modélisation de la source primaire

Un photon primaire est un photon produit par Bremsstrahlung au niveau de la cible de l'accélérateur et qui n'interagit avec aucun élément diffusant avant d'atteindre le patient.

La source de photon primaire est modélisée avec trois paramètres physiques fondamentaux : les spectres d'énergie de photons initiaux non atténués, qui sont pré calculé avec des méthodes MC. L'énergie moyenne en fonction de la distance radiale par rapport à l'axe central du faisceau, elle est utilisée pour déterminer le durcissement du faisceau. Le profil d'intensité radiale prend en compte la variation de l'intensité du faisceau (fluence) après le cône égalisateur, en fonction de la distance radiale [2, 51,52].

### II.2.1.2 Modélisation de la source extra-focale (source secondaire)

La source de photon extra-focale est modélisée comme une source virtuelle avec un profil de Gaussienne et localisée dans le plan du cône égalisateur. Cette seconde source est plus proche de l'isocentre et par cela produit un faisceau plus divergent que la source primaire.

Elle modélise les photons diffusés principalement par le cône égalisateur et par le collimateur primaire. De par sa position, la source extra-focale influx empiriquement sur l'énergie moyenne et l'intensité relative du spectre de photon extra-focal, en plus la variation en dehors du faisceau primaire n'est pas modélisée [2, 51,53].

### II.2.1.3 Modélisation de la contamination électronique

Les électrons de contamination sont produits principalement du cône égalisateur, la chambre moniteur, le collimateur, les filtres. La contamination électronique est modélisée par une courbe qui décrit la dose relative due à la contamination électronique en fonction de la profondeur. Cette courbe est obtenue à l'aide d'un kernel paramétré par une somme de deux Gaussiennes, dont l'une a un sigma effectif très petit permettant de bien modéliser les électrons créés dans l'air. La contribution de ce paramètre est bien évidemment essentielle afin de bien modéliser la zone du build-up [3].

## II.2.2 Modélisation du rayonnement diffusé dans le milieu irradié

Ce modèle décrit la manière dont la dose est déposée à l'intérieur du patient. La totalité du faisceau qui entre dans le volume du patient est divisé en mini-faisceaux (beamlet) de taille uniforme (figure II.21). Chaque mini-faisceau est modélisé en utilisant plusieurs kernels mono-énergétiques. Ces kernels décrivent la manière avec laquelle la dose est déposée dans le patient, et ce pour différentes qualités de faisceaux. Ces kernels pour des pencil beams mono-énergétiques ont été calculé par des codes MC ; leur somme construit les kernel poly-énergétique. Durant la phase de calcul en 3D, ces kernels sont également pondérés en fonction des densités réelles des tissus déterminés par les images CT.

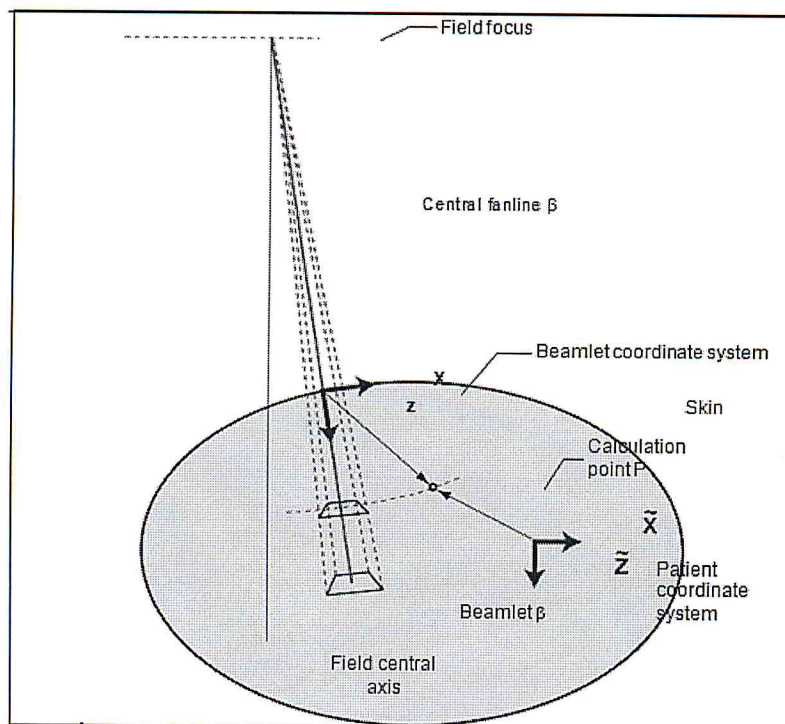


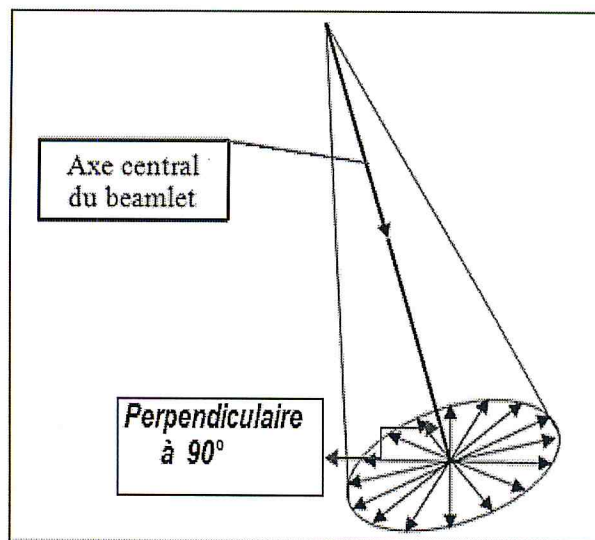
Figure II.24 : Schématisation d'un beamlet dans le patient [4].

La section du mini-faisceau correspond à la résolution de la grille de calcul. Le calcul de la dose est basé sur la convolution des sections de mini-faisceaux en séparant les photons primaires, les photons inclus dans la source secondaire et les électrons de contamination. La dose est convoluée en utilisant les paramètres définis pour chaque mini-faisceau. Toutes les fonctions dépendantes de la profondeur utilisée dans les convolutions des mini-faisceaux sont calculées le long de l'axe central du mini-faisceau. La dispersion latérale de dose due aux photons et aux électrons est définie sur la perpendiculaire sphérique sur l'axe central du mini-faisceau.

Le modèle AAA part du principe que la dose résultant de la diffusion des photons et des électrons peut être calculée séparément sur deux directions latérale et en profondeur. Le calcul du rayonnement diffusé dans un voxel ainsi est réalisé par une superposition des contributions diffusées dans la direction de la profondeur et des contributions du diffusé provenant des voxels environnants situés dans le plan perpendiculaire à la direction du mini-faisceau.

Le plan de calcul latéral a la forme d'un cercle dont le centre est situé au centre du faisceau.

L'utilisation de coordonnées sphériques permet de mieux modéliser les pencil beam dans le faisceau.



**Figure II.26 :** Schématisation de la prise en compte du diffusé dans le AAA dans la direction de la profondeur et perpendiculairement à la direction du beamlet [2].

Pour effectuer les calculs en  $3D$ , le volume du patient est divisé suivant une matrice de voxels de la dimension transverse de la grille de calcul. La géométrie du voxel est divergente afin d'aligner les coordonnées sur les axes des mini-faisceaux. Chaque voxel est associé à sa densité électronique moyenne calculée sur les images tomodensitométriques du patient lié à la relation densité électronique – *unités Hounsfield*.

La distribution tridimensionnelle de la dose est calculée à partir de convolutions séparées de la source primaire, de la source secondaire et de la contamination électronique. La convolution est réalisée pour tous les mini-faisceaux inclus dans le faisceau qui traverse le volume du patient. La distribution de dose finale est obtenue par simple superposition de la contribution de chaque mini-faisceau.

### II.2.2.1 Calcul de la dose dans des faisceaux de photons

Pour le calcul des photons, l'utilisation de la méthode MC consiste à un jeu de pencil beam mono énergétique, crée pour des rayonnements étroits. La convolution de la dose est réalisée dans le AAA en termes d'énergie. La contribution des photons primaires et extra-focaux est calculée de manière analogue, à l'exception de leurs compositions spectrales, de la position et la taille de leurs sources.

La distribution d'énergie due aux photons et résultant d'un beamlet  $\beta$  dans un milieu homogène suffisamment grand est calculée comme suit :

$$E_{\text{ph},\beta}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \Phi_{\beta} \times I_{\beta}(z, \rho) \times \iint_{(u,v) \in \beta} K_{\beta}(u-x, v-y) du dv \quad (\text{II.6})$$

Dans cette convolution, le point de calcul  $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$  est représenté par  $(x, y, z)$  dans le système de coordonnées centré sur le beamlet. La fluence  $\Phi_{\beta}$  est supposée uniforme sur la surface d'intersection définie par le faisceau  $\beta$ . La fonction  $I_{\beta}(z, \rho)$ , déterminant l'intégrale de surface de l'énergie déposée à une profondeur  $z$ , est une fonction poly énergétique construite par superposition de fonctions de densité de dépôt d'énergie mono-énergétiques pré-calculées. Elle tient compte des hétérogénéités des tissus en utilisant le concept de la profondeur radiologique  $z'$  :

$$I_{\beta}(z, \rho) = I_{\beta}(z') \cdot \frac{\rho(x; y, z)}{\rho_{\text{eau}}} \quad (\text{II.7})$$

Avec :  $z' = \int_0^z \frac{\rho(x; y, t)}{\rho_{\text{eau}}} dt$  où  $\rho$  est la densité électronique.

Les « photon scatter kernels » sont composés d'une somme pondérée de six fonctions exponentielles :

$$K_{\beta}(x, y, z) = \sum_{k=0}^5 c_k(z') \frac{1}{r} e^{-\mu_k(z')r} \quad (\text{II.8})$$

Où :  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ .

La valeur  $z'$  est utilisée au lieu de  $z$  afin de prendre en compte des hétérogénéités entre le point de calcul et le point d'entrée du faisceau.

Les paramètres  $c_k(z')$  et  $\mu_k(z')$  du kernel poly-énergétique ;  $K_{\beta}(x, y, z)$  sont déterminés en effectuant un ajustement par les méthodes moindres carrés de la fonction  $\frac{1}{r} e^{-\mu_k(z')r}$  sur les

kernels déterminés par le Monte Carlo.

Pour tenir compte des hétérogénéités latéralement pour chaque beamlet, l'énergie est pondérée par la densité moyenne entre le point de calcul et l'origine du kernel.

En pratique, cela est réalisé en divisant le kernel de l'équation (II.9) en un nombre fini de rayons émergents de l'origine.

$$K_{\beta}(x, y, z) = \frac{\rho_{eau}}{\rho(x, y, z)} \sum_{k=0}^5 c_k(z') \frac{1}{r} e^{-\mu_k(z') r_d(x, y, \rho)} \quad (\text{II.9})$$

Où :

$r_d(x, y, \rho)$  est la distance radiologique du kernel origine  $(0,0,z)$  à  $(x,y,z)$  selon le rayon  $R$  qui

$$\text{passe par } (x,y) : r_d(x, y, \rho) = \int_R \frac{\rho(\vec{p})}{\rho_{eau}} |d\vec{t}|.$$

### II.2.2.2 Calcul de la contribution des électrons de contamination

Pour les électrons de contamination, le kernel se dispersant est mesuré d'une façon conventionnelle par une fonction de distribution Gaussien qui dépend de la profondeur et la détermination de la densité par la méthode monté Carlo. La fluence électronique est modelée comme une convolution du rayonnement primaire avec une fonction de Gaussien modélisant la diffusion latérale causée par la source finie. La dose déposée par les électrons de contamination est calculée comme la circonvolution de cette fluence d'électron avec une autre fonction de Gaussien modélisant la diffusion latérale des électrons dans l'eau, multipliée avec la déposition d'énergie électronique comme une fonction de profondeur [53,46].

### II.2.2.3 Calcul de la distribution de dose totale

L'énergie totale absorbée  $E$  en un point arbitraire du patient est obtenue par superposition des différentes contributions énergétiques provenant des photons primaires, des photons extra-focaux et des électrons de contamination pour tous les beamlets individuels [51]. L'étape finale consiste à convertir l'énergie absorbée en dose. Avec l'approximation que la densité peut être convertie en épaisseur équivalent eau, alors la dose est exprimée en fonction du rapport des densités [55].

$$D(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = E(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot \frac{\rho_{eau}}{\rho(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})} \quad (\text{II.10})$$



### II.2.2.4 Calcul des Unités Moniteurs (UM)

Le calcul final d'UM dépend de la dose prescrite, de la normalisation du plan, du poids du champ, de la normalisation du champ et du facteur de normalisation déterminé par l'algorithme de calcul de la dose. Ce facteur de normalisation déterminé par le AAA est le nombre d'UM pour *un Gy* à 100% du champ courant. Le AAA calcule ce facteur de normalisation  $UM_{norm}$  en utilisant l'équation suivante [2] :

$$UM_{norm} = CBSF(X, Y) \times \left( \frac{UM_{calib}}{D_{calib}} \right) \times \left( \frac{D_{ref}}{D_{norm}(x, y)} \right) \quad (II.11)$$

Avec :

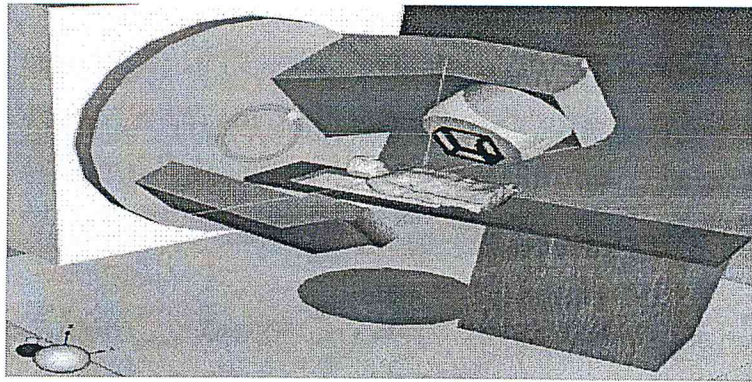
- CBSF(X, Y) : Le « Collimator Backscatter Factor » pour un champ ouvert (X, Y), il dépend de la diffusion dans le fantôme, de la diffusion dans la tête de l'accélérateur et des Output Factors (OF).
- $MU_{calib}$  : La dose de référence en UM à la profondeur de calibration.
- $D_{calib}$  : La dose de référence en Gy à la profondeur de calibration.
- $D_{ref}$  : La dose calculée par le AAA pour les conditions de référence.
- $D_{norm}(X, Y)$  : La dose calculée par le AAA au point de normalisation du champ.

Les OF ont été mesurés et entrés dans la configuration du faisceau pour différentes tailles de champs. Le CBSF à la chambre moniteur suivra donc la formule suivante :

$$OF = (PSF + HSF) * CBSF \quad (II.12)$$

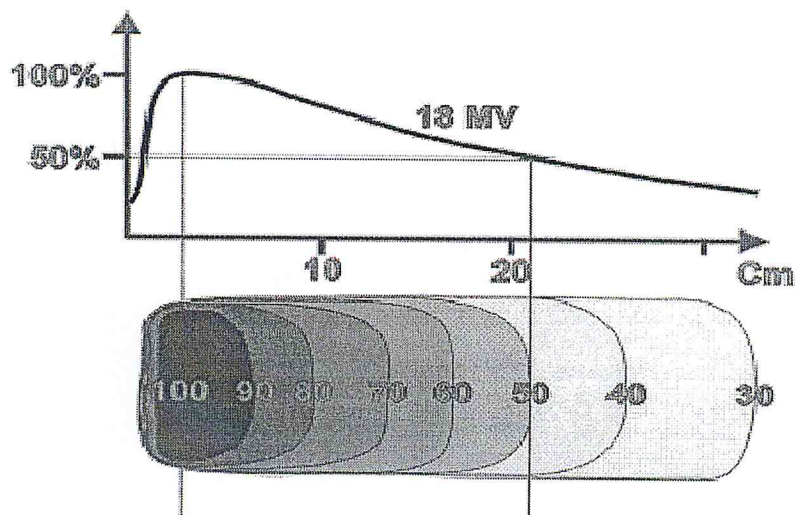
Le « Phantom Scatter Factor » (PSF) est dérivé de calculs basés sur des kernels Monte Carlo. Il représente la contribution à la dose due au diffusé provenant du fantôme [29].

Le « Head Scatter Factor » (HSF) représente le changement de la fluence des photons par UM à la surface du fantôme en fonction de l'ouverture des mâchoires, tenant compte ainsi du rétrodiffusé dans la chambre moniteur et des photons secondaires provenant de la tête de l'accélérateur [54]. Il est calculé en utilisant les paramètres de la source secondaire.



## CHAPITRE 3

# IMPLEMENTATION DU AAA DANS LE SYSTEME DE PLANIFICATION ECLIPSE



## CHAPITRE III

### IMPLEMENTATION DU AAA DANS LE SYSTEME DE PLANIFICATION ECLIPSE

#### III.1 DONNEES DOSIMETRIQUES EXIGEEES PAR L'ALGORITHME AAA

##### III.1.1 Matériels utilisés

##### III.1.1.1 L'accélérateurs Varian 2100C

###### A. Historiques

Les accélérateurs de particules à visé thérapeutique sont de deux types : les accélérateurs d'électrons de haute énergie pour produire des électrons et des rayons X, et les accélérateurs de particules lourdes (cyclotron et synchrotron, etc.), pour produire des neutrons et des protons.

Dans ce travail, toutes les mesures ont été réalisées sur un accélérateur linéaire de type Varian (*Clinac 2100C*), qui est le premier accélérateur linéaire à usage médicale de la nouvelle génération installé en Algérie au service de Radiothérapie-Oncologie du Centre Anti Cancer de Blida en juillet 2006. C'est un appareil de traitement qui peut fonctionner soit en mode photons ou bien mode électrons. La figure III.26 représente l'accélérateur avec ces principales composantes.

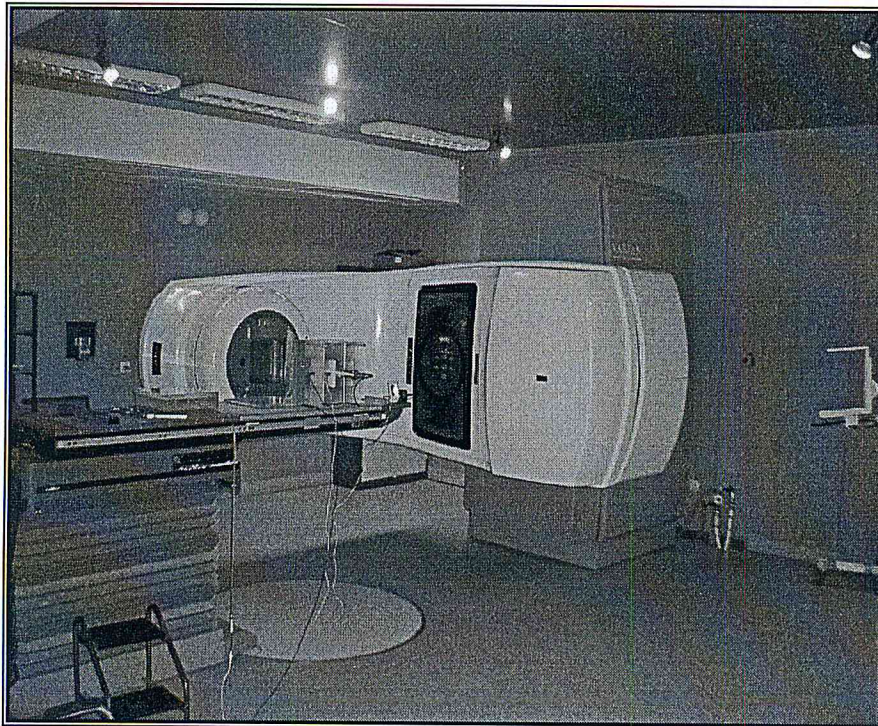


Figure III.26 : Accélérateur linéaire Varian 2100C

Cet accélérateur offre deux gammes d'énergie en photons (6 et 18 MV) et plusieurs gammes en électrons (4, 6, 9,12 et 15MeV).

### B. Principe de fonctionnement de l'accélérateur Varian 2100C

La tête d'accélération comprend plusieurs composants qui influencent sur la production, la forme et la localisation du faisceau de photons. Ses composantes essentielles sont données comme suit [3] :

- La cible à rayons X.
- Le cône égalisateur et le diffuseur à électrons.
- Le collimateur primaire et secondaire ajustable.
- Le collimateur multi-lames.
- Les chambres d'ionisation monitrices.
- Les filtres en coin rétractables.

La figure ci-dessous, est une vue globale du dispositif section accélératrice et tête d'un accélérateur linéaire (Varian 2100C) utilisé à l'usage médicale.

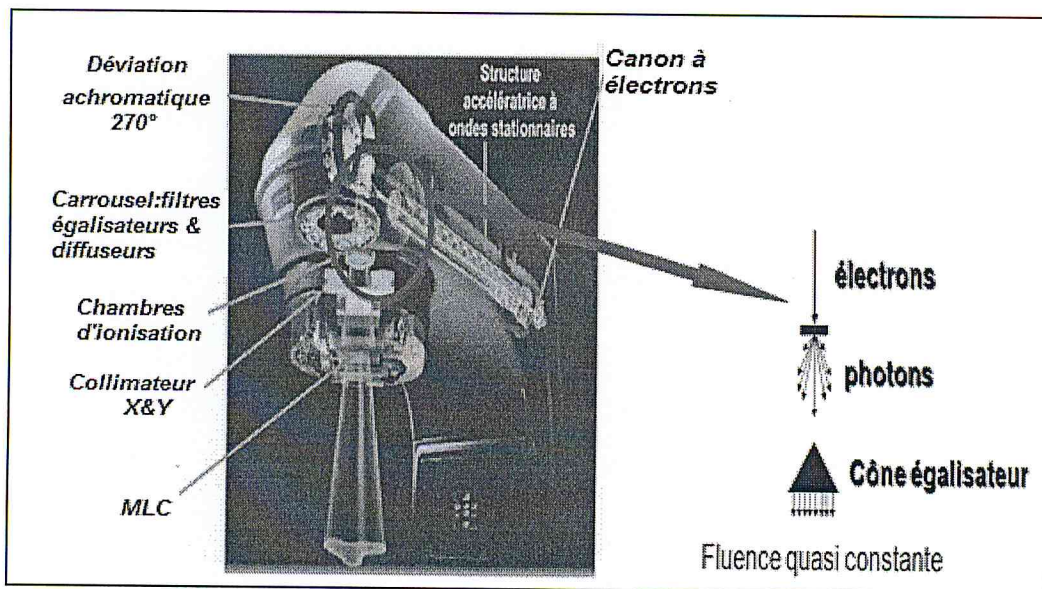


Figure III.27 : schéma des éléments de la production du faisceau.

Un ensemble d'accélérateur est constitué des éléments suivants [63] :

#### (i) Modulateur

Fournissant l'énergie électrique, il génère des impulsions de haute tension à des intervalles réguliers (fréquence de 50 à 200 Hz).

**(ii) Le générateur d'onde électromagnétique « Klystron ou Magnétron »**

Ce sont deux technologies différentes de production d'onde, mais le principe reste le même à savoir une conversion d'une impulsion haute tension en une impulsion haute fréquence (3 GHz).

Le klystron Varian (figure28) est un tube amplificateur qui nécessite un pilote. Le magnétron est un tube auto oscillateur (pas besoin de pilote) haute fréquence. Le klystron est très compacte et permet une installation dans le statif de la machine, son rendement est élevé et sa durée de vie est plus longue qu'un magnétron.

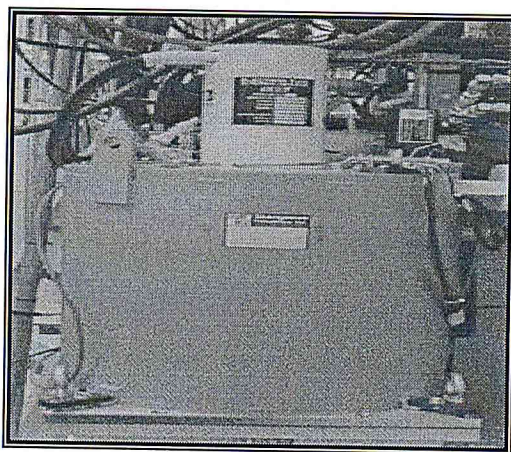


Figure III.28 : Klystron

**(iii) Le canon à électrons**

Le canon à électrons est de type triode, c'est-à-dire constitué d'une cathode et une anode séparées par une grille. Cette grille est une spécificité Varian. Elle commute le passage des électrons et permet le contrôle précis et quasi-instantané du débit de dose. La présence de la grille permet le contrôle du faisceau sans arrêter le modulateur, ni l'onde HF dans la section accélératrice.

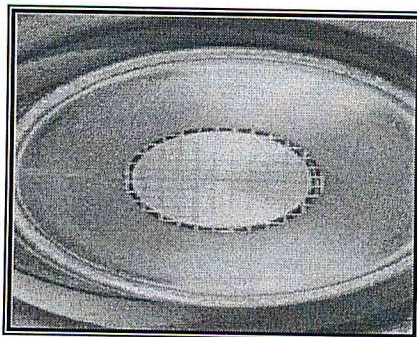


Figure III.29 : Vue de la cathode et de la grille du canon à électrons

Le canon est fixé à la section accélératrice par une bride démontable ce qui permet son démontage aisé en cas de panne.

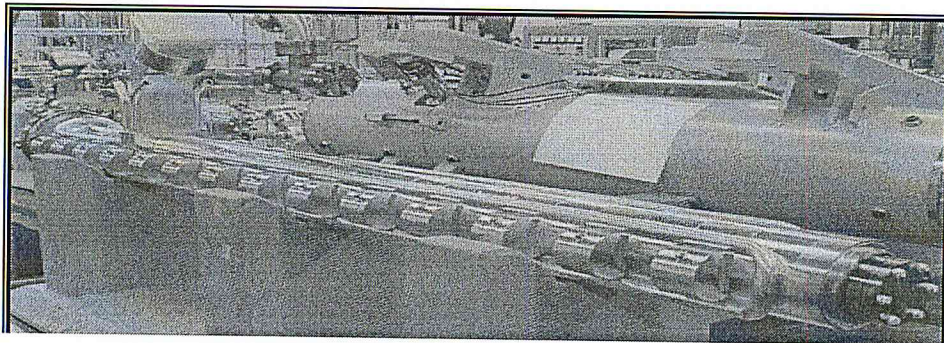
**(iv) Le contrôle automatique de fréquence (CAF)**

CAF permet de maintenir la fréquence de résonance de la structure. Ce système de **guide d'onde** transporte l'onde hyperfréquence depuis la source vers la Section accélératrice.

**(v) La section accélératrice**

Dans laquelle règne un vide poussé, est constituée d'un assemblage de cylindres creux à parois de cuivre, appelés cavités résonantes.

La section accélératrice des accélérateurs Varian fonctionne en onde stationnaires. De cette manière, la section à une faible longueur ( $1.4m$ ) engendrant ainsi un encombrement moindre. Elle est donc intégrée, horizontalement dans le bras de l'accélérateur, est peu sensible aux variations de température et du champ magnétique terrestre, la focalisation du faisceau y est facilitée.



**Figure III.30** : La section accélératrice.

La section accélératrice Varian est indépendante du canon et de la chambre de déviation. Elle est équipée d'un commutateur d'énergie (ou **Energie Switch**). Ce dispositif spécifique aux équipements Varian, adapte la géométrie de la section accélératrice et permet d'obtenir des faisceaux de faible et haute énergies de grande stabilité aussi bien en dose, en énergie qu'en maintien de la symétrie et d'homogénéité.

**(vi) La bobine de déviation**

La bobine de déviation est achromatique et permet la déviation du faisceau à  $270^\circ$ . Elle est constituée de 3 secteurs angulaires et d'une fente d'énergie limitant la variation d'énergie à  $\pm 3\%$ .

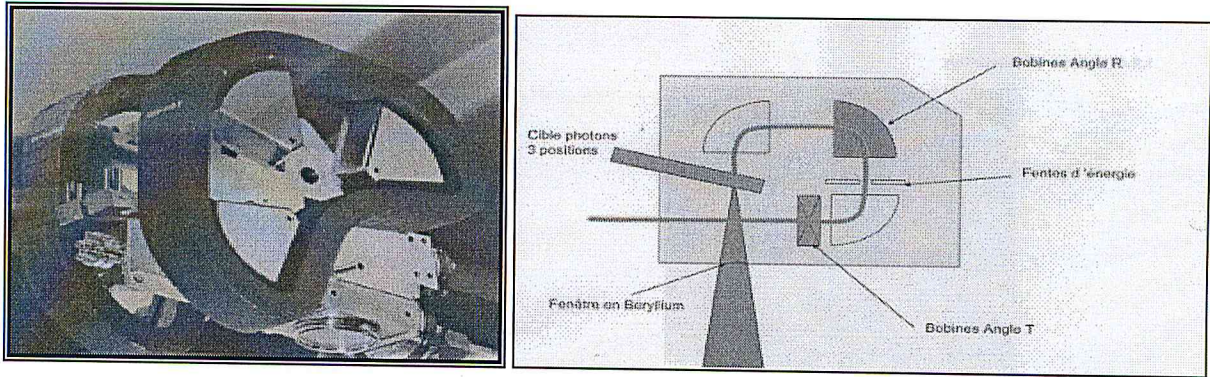


Figure III.31: La bobine de déviation

**La cible photon** est intégrée à la chambre de déviation et est donc sous vide. Etant sous vide, elle est préservée de l'oxydation créée par le tir direct du faisceau et diffuse le faisceau sur la fenêtre pour en éviter la surchauffe. Elle est montée sur un système de positionnement pneumatique et à 3 positions possibles : faible et/ou haute énergie photons, sortie directe (pour traitement électrons).

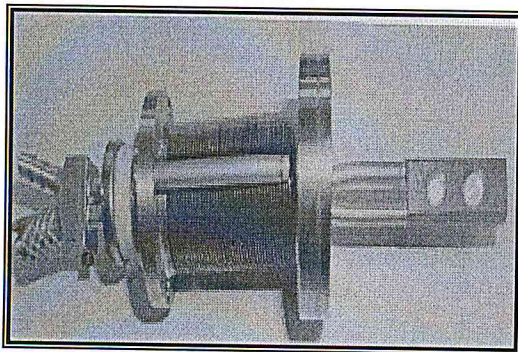


Figure III.32 : La cible photon

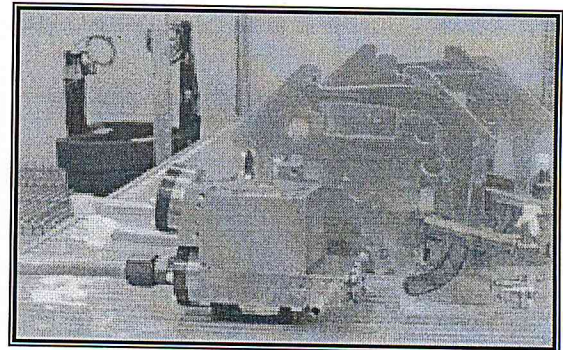


Figure III.33 : La chambre de déviation

(vii) **Le carrousel rotatif**

A chaque énergie électron est associée un diffuseur en béryllium et à chaque énergie photons un cône égalisateur. Les diffuseurs et cônes sont situés sur le carrousel rotatif indexé. Lors de la sélection du mode, le cône approprié se place automatiquement sur le trajet du faisceau.

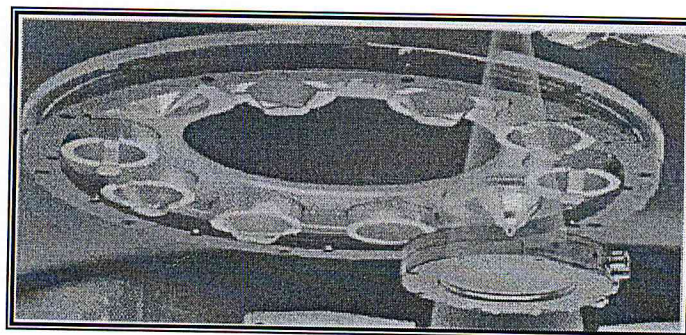


Figure III.34 : Le carrousel rotatif

**(viii) Chambre d'ionisation**

Les accélérateurs Varian sont équipés de 2 chambres de dosimétrie indépendantes avec alimentations et contrôle séparés. Il s'agit de chambre d'ionisation à transmission, scellées, à parois rigides, situées entre les cônes ou diffuseurs et à la mâchoire supérieure du pré-collimateur. Les 2 chambres sont superposées et à 4 secteurs décalés de  $90^\circ$  les uns par rapport aux autres. Leur rôle est de vérifier en temps réel le débit, l'homogénéité, et la symétrie des faisceaux et assurent l'asservissement du courant des bobines de positionnements et de déviation pour corriger tout écart de symétrie.

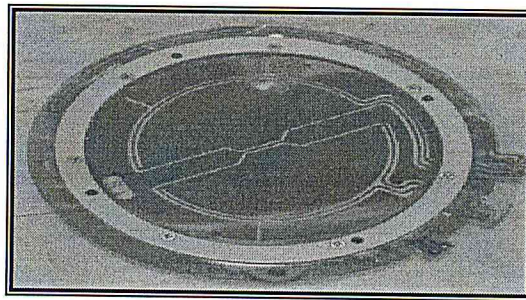


Figure III.35 : Chambre d'ionisation située dans la tête de l'accélérateur

**C. Principe de production de photons**

Un accélérateur est basé sur le principe d'accélérer des électrons jusqu'à des énergies de quelques dizaines de *Mev*. Ces électrons sont orientés pour bombarder une cible faite de matériau à numéro atomique (*Z*) élevé, créant ainsi des rayonnements de freinage de haute énergie (RX). Ces électrons sont obtenues par effet thermoélectronique à l'aide d'un filament chauffé à une température suffisante dans une enceinte où règne le vide poussée. 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 (KV)*.

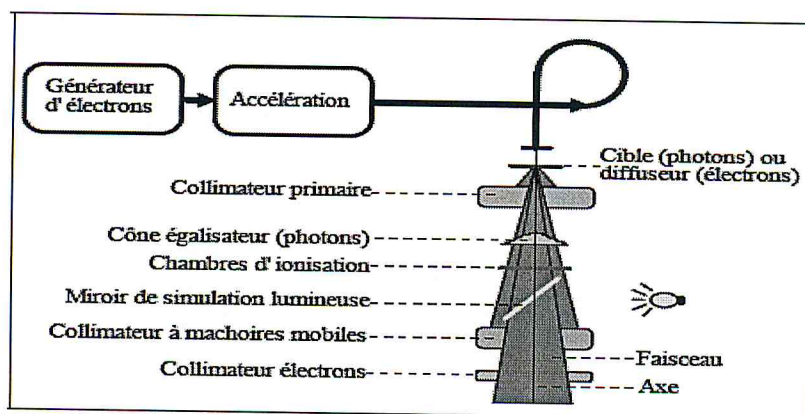


Figure III.36 : Production du faisceau d'irradiation [5].



Le champ du collimateur est encadré par de 2 paires de mâchoires asymétriques en Tungstène. Les mâchoires peuvent s'ouvrir indépendamment l'une de l'autre. Elles permettent de délimiter le faisceau avec des dimensions variables. Les mâchoires *X* (inférieures) ont un déplacement de  $-2\text{cm}$  à  $+20\text{cm}$ , les mâchoires *Y* (supérieures) se déplacent de  $-10\text{cm}$  à  $+20\text{cm}$ . En mode photons, les champs ouverts vont de  $05*05\text{cm}^2$  à  $40*40\text{cm}^2$ . Cet accélérateur est équipé aussi d'un collimateur multi lames (*MLC*) qui se compose de 40 à 60 paires de lames, en Tungstène, mobiles, disposées en deux rangés opposées, soit un total de 80 à 120 lames (selon les constructeurs). Les lames peuvent être déplacées pendant l'irradiation ; ces caractéristiques font du *CML* l'outil de conformation idéal pour reproduire la forme complexe des champs [63].

### III.1.1.2 Explorateur fantôme « RFA 200 »

Le RFA 200 est conçues pour faire face aux diverses situations de mesures qui peuvent survenir dans les départements de radiothérapie. Le RFA200 comporte une unité de contrôle principale (*MCU*) et un sevro à deux dimensions (*Sevro 2D*) et une cuve d'eau, tout ce mécanisme est piloté par un logiciel Omnipro-Accept. Ce fantôme est utilisable pour les mesures dans l'air et dans l'eau, les détecteurs qui peuvent être connecté au Sevro 2D sont uniquement les détecteurs à semi conducteurs, les détecteurs de type linéaires (*LDA*), et aussi les chambres d'ionisations cylindriques et parallèles plates [64].

#### • Les composantes du fantôme automatique « RFA200 »

##### (i) L'unité de contrôle principale (MCU)

Les caractéristiques de l'MCU sont données dans le tableau(02) suivant :

Dimensions (largeur*longueur*hauteur)	390mm*360mm*75 mm
Poids	8.8Kg
Matériau de construction	Aluminium et acier

La figure suivante représente une vue du MCU :

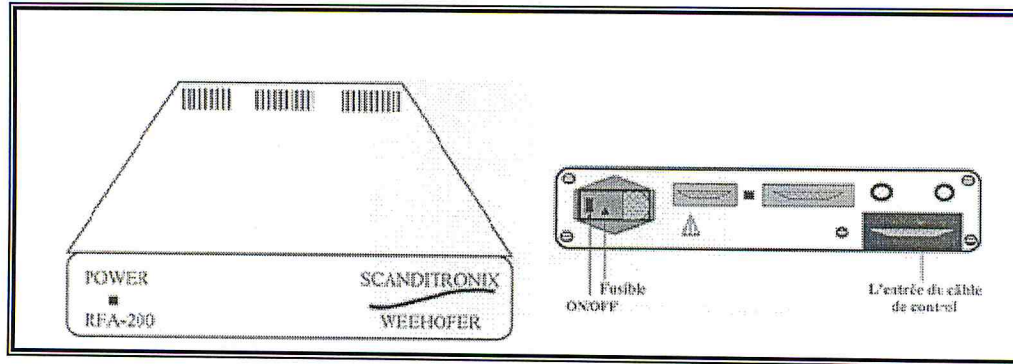


Figure III.37 : L'unité de contrôle principale MCU [64].

**(ii) Le Sevro 2D**

Il comprend un moteur pour assurer le déplacement à 2 Dimension selon (X et Z) et une cuve d'eau. Son poids est de 135Kg (lorsqu'il est rempli d'eau jusqu'à 20mm du bord de la cuve). Ce système comporte aussi un support pour ajuster sa position par rapport au faisceau. Un support est ajouté pour faciliter la fixation ou l'échange du détecteur de référence.

La figure suivante représente le moteur Servo 2D :

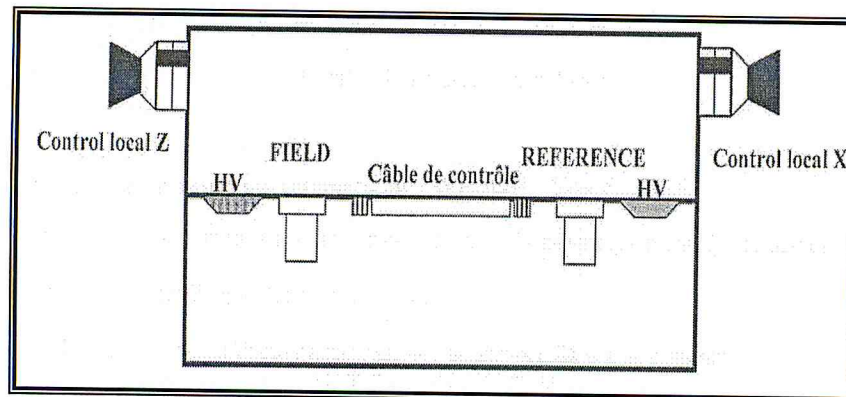


Figure III.38 : Vue de face de moteur Servo 2D [64].

La cuve d'eau possède les caractéristiques illustrées dans le tableau (03) suivant :

Matériau de la cuve	Plastique acrylique (perspex) ,10mm/12mm
Zone balayée	X : 495mm, Z (eau) :300mm, Z (air) :350mm
Volume	112dm <sup>3</sup> , 638mm*400mm*440mm
Poids	23Kg (≤135Kgrempli d'eau)



Figure III.39 : La cuve d'eau, le Servo 2D et le détecteur dans son support [64].

### (iii) Le réservoir d'eau

Il assure, par un système de pontage, le remplissage en eau de la cuve en perspex. Le réservoir à une capacité de 220 litres d'eau.

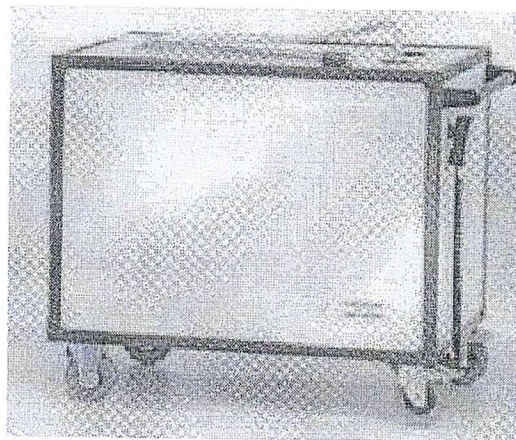


Figure III.40 : Le réservoir d'eau [64]

#### III.1.1.3 Fantôme d'eau semi-automatique (WP-300)

C'est un fantôme doté d'un mécanisme manuel de positionnement du détecteur et un mécanisme de contrôle à distance, il comporte :

- Une cuve d'eau (30cm de largeur ,38cm de long, 38cm de hauteur) ;
- Une manivelle tournante ;
- Un support pour le détecteur en téflon ;
- Deux tiges en acier inoxydables ;
- Un moteur RDM-100-3 de positionnement téléguidé d'un pas minimal de 0.001 cm.

Le fantôme pèse 6.4 Kg à vide et 50Kg lorsqu'il est rempli d'eau, le déplacement de détecteur est vertical (à une dimension) et atteint 25cm de profondeur.

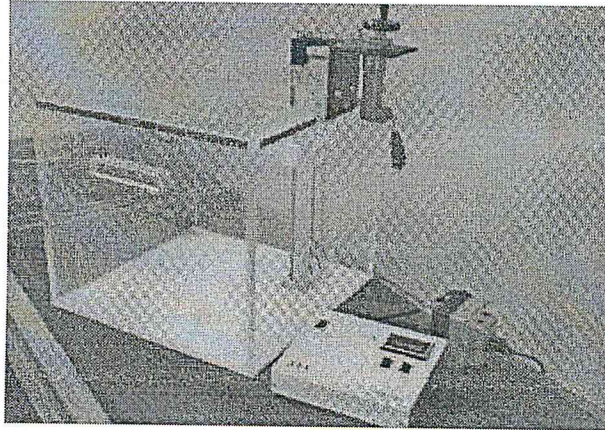


Figure III.41 : Le fantôme d'eau semi-conducteur WP-300.

#### III.1.1.4 L'électromètre

C'est un électromètre commercialisé par PTW de type T10002-20714



Figure III.42 : Electromètre Unidos type T10002-20714

#### III.1.1.5 Thermomètre

Le thermomètre sert à mesuré des températures dont la grandeur est comprise entre  $-50^{\circ}$  à  $+150^{\circ} \pm 0.20^{\circ}\text{C}$ , il contient une sonde en acier inoxydable, de longueur 10cm avec une câble de 1mm.

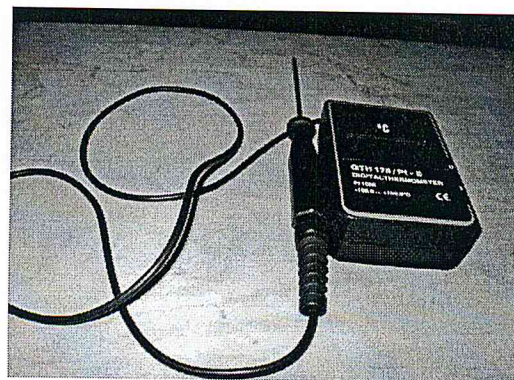


Figure III.43 : Thermomètre

### III.1.1.6 Le baromètre

Le baromètre est un instrument de mesure de la pression atmosphérique de type LAM BRECHT.



Figure III.44 : Le baromètre.

### III.1.1.7 Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation (PTW) 31013 semi-flexible est une chambre cylindrique scellée, étanche, de volume sensible de  $0,3 \text{ cm}^3$ . Elle est idéale pour les mesures de dose précise et pour la mesure des distributions de dose dans les systèmes de balayage dans les fantômes d'eau [65].

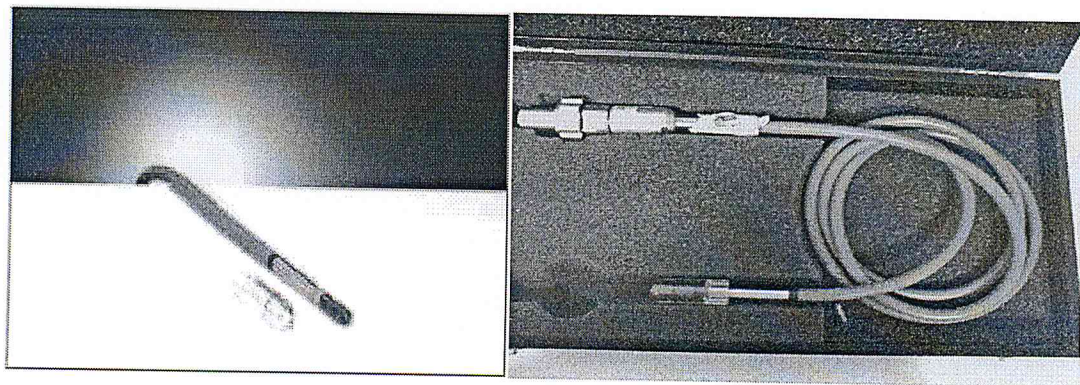


Figure III.45 : PTW  $0,3 \text{ cm}^3$  Semiflex Chamber, Type 31013[65].

Données techniques Chambre d'ionisation PTW M31013 sont donnée dans le tableau(04) suivant :

<b>Volume</b>	0.3cm
<b>Réponse</b>	10 nC/Gy
<b>Fuite</b>	$\leq \pm 4$ fA
<b>Point de référence</b>	sur l'axe de la chambre, à 9.5 mm de la pointe de la chambre
<b>Tension de polarisation</b>	400V minimum ; $\pm 500$ V maximum
<b>Fuite de câble</b>	$\leq 1$ pC/ (Gy·cm)

### III.1.1.8 Les détecteurs à semi-conducteur

#### ➤ Détecteur de photons PDF

Le détecteur est au Silicium (*Si*) type *P*, il permet des mesures avec une grande résolution spatiale grâce aux petites dimensions de sa zone sensible. Ce détecteur est destiné spécialement pour les mesures des faisceaux de photons. Le point effectif de mesure  $P_{eff}$  se trouve à 1cm sous la surface du détecteur.

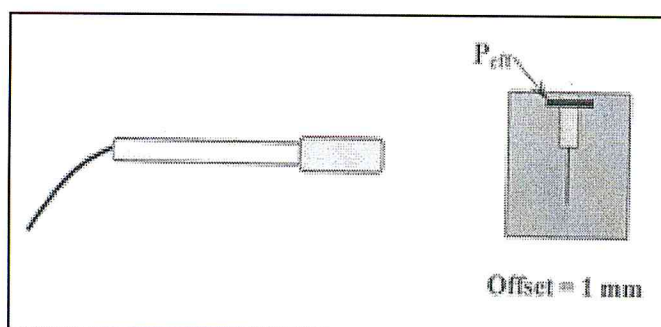


Figure III.46: Détecteur de photons PDF.

Les caractéristiques de ce détecteur sont les suivants :

- Gamme d'énergie d'utilisation : 1-50Mev ;
- Temps de collection : 5mS ;
- Diamètre de la zone active : 2mm ;
- Epaisseur du volume active : 0.06mm.

### ➤ Détecteur de référence

Utilisé pour obtenir un signal de référence stable, que ce soit pour les photons ou pour les électrons, en identifiant les interactions dans le faisceau, l'inexactitude des mesures relatives aux variations de l'output de l'accélérateur est réduite.

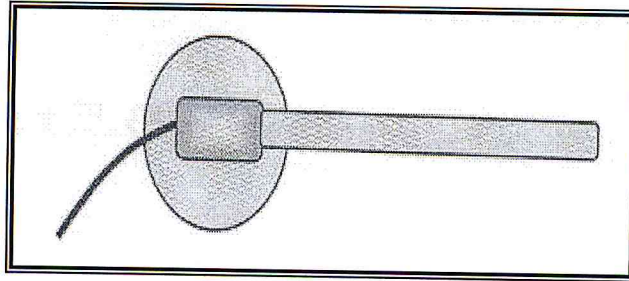


Figure III.47 : Détecteur de référence RFD.

#### III.1.1.9 Le logiciel de pilotage « OmniPro-Accept , version 6.0A»

C'est un logiciel de pilotage de matériel servant à mesurer des distributions de doses des différents rayonnements.

**OmniPro-Accept** est une application Windows et on a donc besoin de l'environnement d'exploitation « Microsoft Windows » pour l'exécuter.

##### (1) Modes de mesure

La configuration standard permet le mode rapport de dose utilisé lorsque la distribution de dose est constante pendant l'irradiation. Il existe, en option, les modes pour la mesure de doses intégrée, mode temps réel, mode de dosimétrie absolue, et le mode faisceau balayé.

##### (2) Chaines de mesure

Dans l'OmniPro-Accept, les mesures sont appelés *chaines* ce qui est à la base une liste de définition de Scan, elles sont utilisées spécialement dans les mesures pour le TPS. Une chaîne de mesure peut contenir des scans pour différents faisceaux (c'est-à-dire différents énergies, différents tailles de champs....etc.).

##### (3) Les mesures des profils de dose et PDD

Les mesures de profils et PDD sont définis dans la fenêtre de « Définie Water profils Scan ». Au début, il faut définir la configuration de l'accélérateur (énergie, applicateur, filtre en coin, taille de champs et SSD). Ensuite, il faut sélectionner le type de balayage (PDD, profils ou multi-profils).

## III.2 METHODES ET PROCEDURES

### III.2.1 Le débit de référence

#### III.2.1.1 Détermination du TPR<sub>20,10</sub>

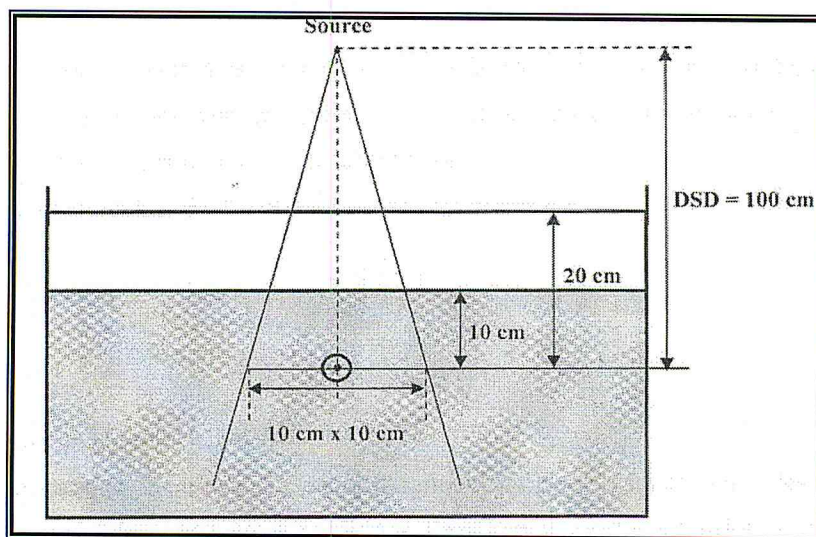
- **Conditions de mesure**

On a utilisé le fantôme d'eau semi-automatique *WP-300* avec une chambre cylindrique (type PTW, flexible 0.3cc) polarisé à  $-400V$ . La distance entre la source et la surface et le centre géométrique de la chambre (*DSD*) est fixée à  $100cm$  pour une taille de champ de  $10*10cm^2$ .

Le débit de l'appareil étant réglé à  $250 \text{ unités /minute}$ .

- **Procédure**

Le principe consiste à réaliser deux séries de mesures dans les conditions de mesures décrites précédemment. Une première série de mesure à  $10cm$  de profondeur et une deuxième à  $20cm$  (voir figure 48).



**Figure III.48** : Géométrie de mesure du TPR<sub>20,10</sub>

L'indice de qualité du faisceau TPR<sub>20,10</sub> est défini par le rapport des doses, telle que illustré dans la formule (III.1) suivante:

$$\text{TPR}_{20,10} = \frac{D_{20}}{D_{10}} \quad (\text{III.1})$$



### III.2.1.2 Détermination des facteurs d'influence sur la mesure du débit

- **Conditions de mesure**

Les facteurs d'influence sont :

- ✓ Le facteur de température et pression  $K_{T,P}$  ;
- ✓ Le facteur de recombinaison  $K_{rec}$  et
- ✓ Le facteur de polarité  $K_{pol}$ .

Ces facteurs ont été mesurés dans les mêmes conditions d'irradiations que le débit de référence.

- **Procédure**

- a. **Facteur de température et pression  $K_{T,P}$**

La température et la pression sont notés au début et à la fin de chaque série. Ce facteur est donné par la relation suivante :

$$K_{T,P} = \frac{273.15 + T}{293.15} + \frac{1013.25}{P} \quad (\text{III.2})$$

Où :

- ✓ **T** est la température mesurés en degré *Celsius*.
- ✓ **P** est la pression mesuré en *mbar*.

- b. **Le facteur de recombinaison  $K_{rec}$**

Les pertes des charges dues à la recombinaison des ions à l'intérieur du volume sensible de la chambre d'ionisation, dépend : de la tension d'alimentation, de la chambre de la chaine électronique de mesure, du débit de dose et du type de rayonnement.

La méthode adoptée pour mesurer ce facteur est la méthode des **deux voltages**, elle consiste en la mesure des charges collectées  $Q_1$  et  $Q_2$  respectivement pour deux tensions  $V_1$  et  $V_2$  pour les même conditions d'irradiations.

Le facteur de correction  $K_{rec}$  du à la recombinaison est donnée par :

$$K_{rec} = \frac{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 - 1}{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2} - \frac{Q_1}{Q_2} \quad (\text{III.3})$$

### c. Le facteur de polarité $K_{pol}$

L'effet de polarité se manifeste par une différence entre les valeurs absolues des courants d'ionisation mesurés, dans les mêmes conditions d'irradiation avec une tension positive puis négative et égale en valeur absolue.

La méthode de mesure consiste à faire a chaque fois, deux mesures l'une polarité positive, l'autre, polarité négative, ensuite de prendre la moyenne arithmétique des valeurs absolues des charges  $Q^+$ ,  $Q^-$  obtenus. Ce facteur est obtenu avec la relation suivante :

$$K_{pol} = \frac{|Q^+ + Q^-|}{2|Q|} \quad (\text{III.4})$$

Où :  $Q$  représente la réponse de la chambre d'ionisation pour la polarité de la tension appliqué (la même que celle utilisé lors de son étalonnage).

#### III.2.1.3 Détermination de débit de référence

- **Conditions de mesure**

Les mesures ont été réalisées dans un fantôme d'eau semi-automatique, la chambre d'ionisation utilisée est une chambre cylindrique flexible  $0.3cc$  pour une distance source surface phontome (DSP) égale à  $100cm$ . La taille de champ utilisée est  $10*10cm^2$  et la profondeur de mesure serra en fonction la valeur du  $TPR_{20,10}$  mesuré :

✓ Pour  $TPR_{20,10} < 0.7$  :  $d_{réf} = 5cm$  ;

✓ Pour  $TPR_{20,10} \geq 0.7$  :  $d_{réf} = 10cm$ .

- **Procédure**

La procédure est illustrée dans la figure suivante :

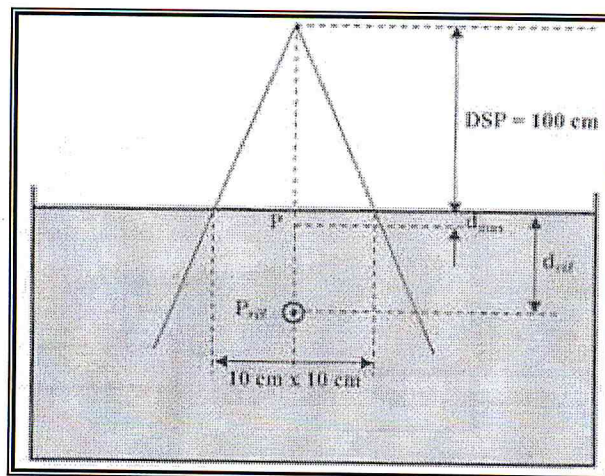


Figure III.49 : Géométrie de mesure de débit de référence

La dose absorbée à une profondeur de référence  $d_{ref}$  dans l'eau, pour un faisceau de qualité Q est donnée par :

$$D_{w,Q} = M_Q * N_{D,w,Q} \quad (III.5)$$

Où :

- ✓  $M_Q$  : la lecture donnée par la chambre d'ionisation corrigée avec les différents facteurs de correction  $K_{Q,Q_0}$ .
- ✓  $N_{D,w,Q}$  : le facteur d'étalonnage de la chambre défini en terme de dose absorbée dans l'eau.

### III.2.1.4 Rendement en profondeur

#### • Conditions de mesures

Les mesures ont été réalisés dans un fantôme d'eau automatique RFA 200, deux détecteurs a semi conducteur ont été utilisés pour accomplir ces mesures, une diode au Si type photons PFD et une diode de Si dite diode de référence RFD. La distance entre la source-surface-fantôme (DSF) fixée a 100cm .Les mesures sont réalisées pour des tailles de champs carrés :  $4*4, 6*6, 8*8, 10*10, 20*20, 30*30, 35*35$  en  $cm^2$ , la profondeur maximale de mesure est  $25cm$  avec un intervalle de mesure qui ne dépasse pas  $5mm$  recommandé par l'algorithme AAA.

#### • Procédure

La procédure de mesure est explicitée selon le montage de la figure suivante :

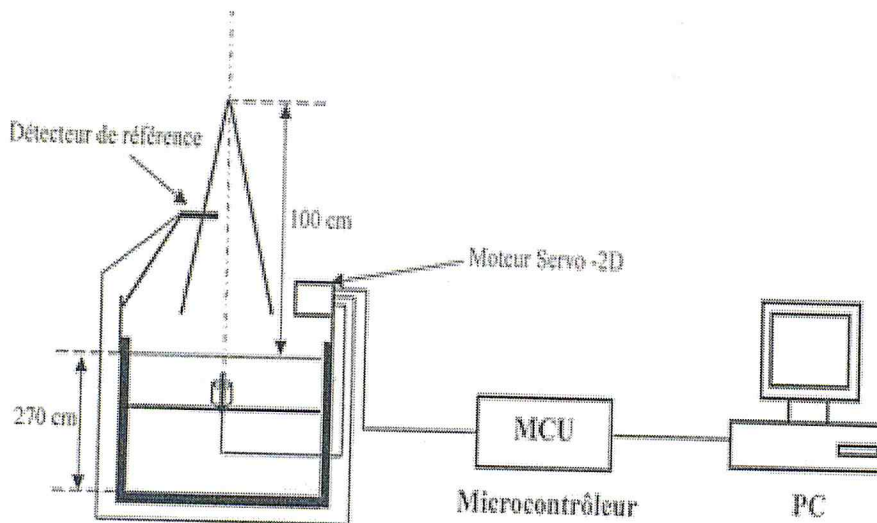


Figure III.50 : Schéma du setup des mesures du PDD et profils

Avant de commencer toutes mesure, on s'assure correctement que le point effectif de mesure de la diode est placé à la surface d'eau (1mm au dessus de la fenêtre).

Après la mise en place du matériel, on passe à la configuration du logiciel *Omni-Pro-Accept* :

- **Dans une 1<sup>ière</sup> étape** : on définit la configuration actuelle des mesures (c'est-à-dire quel équipement est utilisé).
- **Dans une 2<sup>ème</sup> étape** : on définit le mode de mesure (exploration en profondeur «PDD»).
- **Dans la 3<sup>ème</sup> étape** : on règle correctement les appareils, c'est-à-dire, définir l'origine, régler le gain et normaliser les valeurs mesurés (l'accélérateur étant en marche).

Avant de commencé l'acquisition, il faut préparer la chaine de mesure par des acquisitions d'essai (modifier les pas du détecteur, sa vitesse, le nombre de mesure en un point, la profondeur maximale de mesure....etc.) et cela afin d'avoir la chaine optimale qui donnerais la meilleurs acquisition des PDD.

### III.2.1.5 Profils de dose en transverse et diagonal

- **Conditions de mesure**

Nous avons utilisé le fantôme d'eau automatique **RFA 200** à une distance de source fantôme (DSF) égale à 100cm. Les mesures ont été réalisées pour les tailles de champs carrés égales à:  $4*4, 6*6, 8*8, 10*10, 20*20, 30*30, 35*35$  en ( $cm^2$ ). Le balayage en mode profil s'effectue sur un axe perpendiculaire à l'axe central du faisceau. Les profils sont mesurés à 5 différentes profondeurs recommandés par l'algorithme AAA ( $d_{max}$ , 5cm, 10 cm, 20 cm, 25 cm).

Les profils en diagonale mesurés avec un pas de mesure qui ne dépasse pas 2.5mm, aux mêmes profondeurs citées précédemment pour la taille du champ max.

- **Procédure**

La procédure est la même que celle adapté pour la mesure des *PDD* sauf que lors de la configuration du logiciel *Omni-Pro-Accept* c'est le mode de mesure profil qui est choisi. Le détecteur est positionné à une certaine profondeur et se déplace sur un axe perpendiculaire à l'axe central lors de la génération de la chaine de mesure, il faut principalement définir la profondeur de mesure et la position des deux points délimitant la zone de balayage sur l'axe perpendiculaire à l'axe de central.

### III.2.1.6 Le facteur d'ouverture collimateur

- **Conditions de mesure**

Les mesures ont été réalisées dans le fantôme d'eau semi-automatique WP300 avec une chambre d'ionisation cylindrique flexible 0.3cc à une distance source fantôme (DSF) égale à 100cm. Les tailles de champs carrés utilisés sont de 3\*3 cm<sup>2</sup> jusqu'à 30\*30cm<sup>2</sup> avec un pas de 1cm.

- **Procédure**

Les mesures ont été effectuées à la profondeur de référence 10cm. Les mesures sont normalisées par la suite par rapport à la lecture du champ de référence à 100% pour la taille de champs de référence (10\*10cm<sup>2</sup>).

Le facteur collimateur s'obtient avec la relation suivante :

$$\text{FOC (A, Q)} = \frac{L'(A, Q)}{L(A, Q)} \quad (\text{III.6})$$

Où :

- ✓ **L' (A, Q)** : est la lecture dans l'eau à la profondeur  $d_{\text{max}}$  pour le faisceau RX18 et de taille de champs A.
- ✓ **L (A, Q)** : est la lecture dans l'eau à la profondeur 10cm et de taille de champs 10\*10cm<sup>2</sup> pour le faisceau RX 18.

### III.3 CONFIGURATION DU AAA

La configuration du AAA nécessite l'entrée d'une série de données, qu'ils agissent de données mesurées ou de paramètres définis par l'utilisateur ou provenant de bases de données. Ces paramètres décrivent la géométrie et les caractéristiques physiques du faisceau.

Tout d'abord, il faut l'ajustement des mesures, c'est-à-dire, vérification des données faisceaux mesurées et, si possible, adaptation des valeurs mesurées. Ensuite, il faut entrer le type de cible de l'accélérateur à configurer, les spectres en énergie étant prédéterminés pour les différentes cibles Varian. Tous ces paramètres sont définis par défaut en fonction de la base de données du AAA.

A partir de ces paramètres géométriques définis dans la partie « *Beam Configuration* » du TPS (Voir annexe 2), le programme de configuration établit les caractéristiques du faisceau

pour en déduire la distribution de dose dans un fantôme d'eau. Le processus d'optimisation va adapter ces paramètres de manière à ce que les distributions de dose mesurée et calculée concordent au mieux. Ces paramètres sont par ailleurs adaptables manuellement si l'utilisateur n'est pas satisfait de l'optimisation.

### III.4 RESULTATS ET DISCUSSIONS

#### III.4.1 Détermination de la qualité de faisceau « $TPR_{20,10}$ »

Les mesures effectuées sont reportées dans le tableau (05) suivant :

Lectures	$d_1= 10\text{cm}$	$d_2= 20\text{cm}$
Valeur1	10,05	7,880
Valeur2	10,05	7,882
Valeur3	10,05	7,881
Valeur moyenne	10,05	7,881

En utilisant la formule (III.1), on obtient :

$$TPR_{20,10} = 0.7842$$

⇒ L'indice de qualité  $TPR_{20,10}$  est supérieur à 0.7, la profondeur de mesure de référence sera de 10cm.

#### III.4.2 Détermination des facteurs d'influence sur la mesure de débit de référence

Afin d'obtenir des résultats fiables, il est recommandé d'effectuer un contrôle de stabilité avant et après chaque mesure, contrôle effectué à l'aide de la source radioactive de contrôle, le thermomètre et le baromètre.

##### III.4.2.1 Facteur de température et pression $K_{T,P}$

Les mesures effectuées sont reportées dans le tableau (06) suivant :

Grandeurs mesurées	Température (C°)	Pression (mbar)
Lecture 1	17.4	995
Lecture 2	17.4	995
Moyenne	17.4	995

En utilisant la formule (III.1), on obtient :

$$K_{T,P}=1.010$$

### III.4.2.2 Facteur de recombinaison $K_{rec}$ et facteur de polarité $K_{pol}$

Les mesures effectuées sont reportés dans le tableau (07) suivant :

Tension appliqué	-400V	100V	+400
Lecture 1(nC)	8.165	8.147	8.124
Lecture 2(nC)	8.164	8.147	8.124
Lecture 3(nC)	8.166	8.147	8.124
Lecture 4(nC)	8.165	8.147	8.124
Moyenne(nC)	8.165	8.147	8.124

En utilisant les formules (III.2) et (III.4) on obtient :

$$K_{rec}=1.010$$

$$K_{pol}=1.003$$

### III.4.2.3 Détermination du débit de référence

$TPR_{20,10} = 0.7842 \Rightarrow$  Profondeur de mesure  $d_{réf} = 10\text{cm}$ .

Les mesures effectuées sont reportés sans le tableau(08) suivant :

Lecture 1 (nC)	Lecture 2 (nC)	Lecture 3 (nC)	Lecture 4 (nC)	Moyenne(nC)
8.165	8.165	8.165	8.165	8.165

Dans ce travail le :

✓  $N_{D,W,Q} = 0.0984 \text{ Gy/nC}$

✓  $K_{Q0} = 0.9663$

D'après (III.5) ont obtient un débit de référence égale à :

$D_{\text{réf}} = 0.79 \text{ cGy/MU}$

### III.4.3 Facteur ouverture collimateur (FOC)

Le FOC traduit la variation de la dose absorbée dans le milieu en fonction de la taille de champ. Les valeurs de mesure sont données dans le tableau (09) en annexe.

La variation de ce facteur est représentée dans la figure suivante :

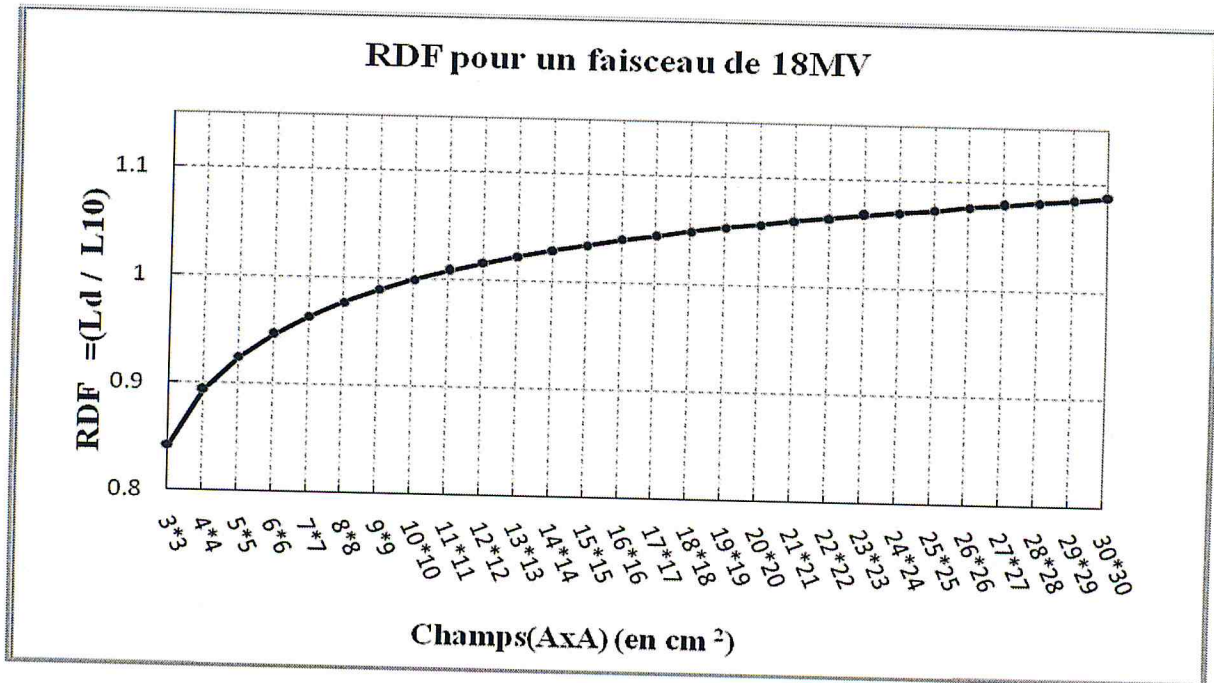


Figure III.51 : Variation du FOC en fonction de la taille du champ pour le faisceau de photons de 18MV.

Le FOC augmente lorsque la taille du champ augmente, cette augmentation est due à l'accroissement du diffusé en fonction des dimensions du champ.

### III.4.4 Acquisition du rendement en profondeur (PDD)

Les courbes de rendement en profondeur représentées, sont celles correspondant aux tailles de champ carrés suivant : 4\*4,6\*6,8\*8,10\*10,20\*20,30\*30,35\*35 les mesures sont données dans le tableau (10) en annexe.



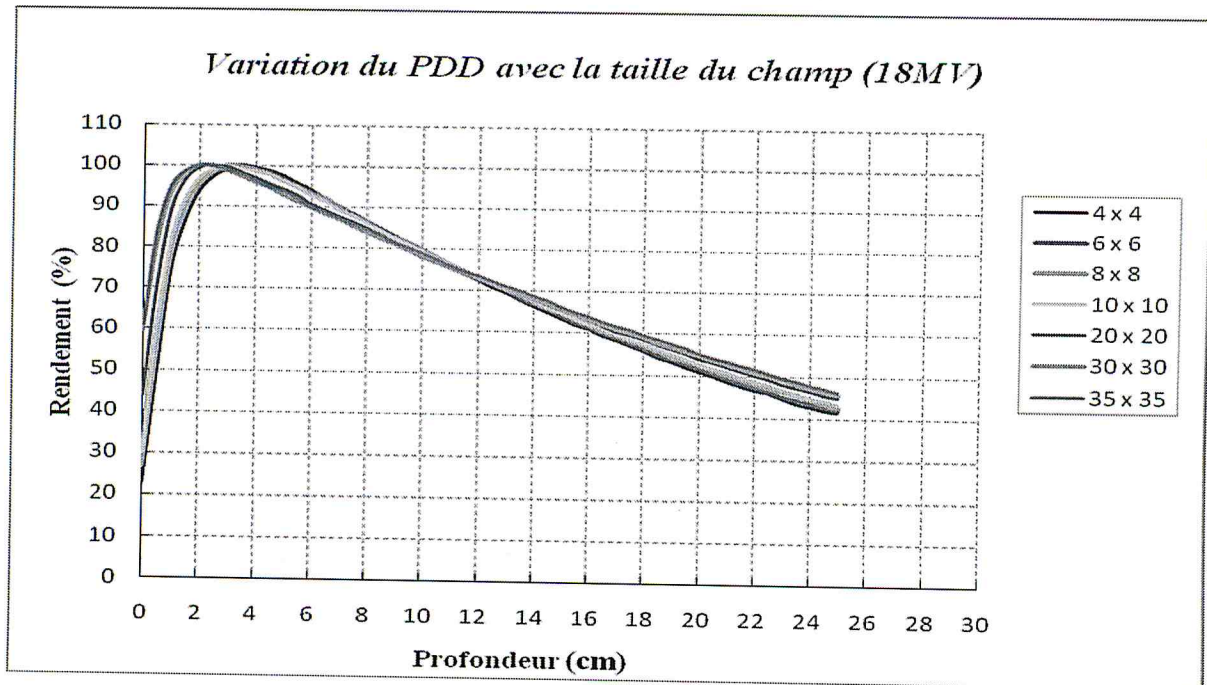


Figure III.52 : Courbes de rendements en profondeur pour différents tailles de champs.

Le rendement en profondeur correspond à la variation de la dose absorbée le long de l'axe du faisceau. Il est normalisé par rapport à la dose maximale absorbée.

Pour des différents tailles de champ carrés suivant :  $4 \times 4$ ,  $6 \times 6$ ,  $8 \times 8$ ,  $10 \times 10$ ,  $20 \times 20$ ,  $30 \times 30$ ,  $35 \times 35$  en ( $cm^2$ ) avec une énergie fixe de  $18MV$ , on a :

- ⇒ La normalisation fait apparaître dans les premiers **cm** en profondeur un meilleur PDD pour les petits champs que pour les grands champs. Par la suite le PDD diminue progressivement pour les petits champs du fait que le milieu diffusant est moins important.
- ⇒ Le rendement est meilleur pour les grands champs que pour les petits car le rayonnement diffusé augmente en profondeur.
- ⇒ A partir d'une profondeur de 14 cm, on constate qu'on a une *superposition* entre les différents champs, ce qui explique le manque de diffusé pour les petits champs.

Certaines grandeurs dosimétriques peuvent être définies à partir de la courbe de rendement en profondeur : la dose à la surface, la dose de sortie et la profondeur de maximum de dose (profondeur de l'équilibre électronique):  $Z_{max}$ .

### III.4.5 Variation de la profondeur de maximum en fonction de la taille de champ

Les mesures des différents PDD en permis de déterminer  $d_{max}$  pour différents tailles de champs. Ces valeurs sont illustrées dans le tableau (11) ci-dessous :

Taille du champ (cm*cm)	4*4	6*6	8*8	10*10	20*20	30*30	35*35
Profondeur $d_{max}$ (cm)	3.5	3.5	3	3	2.5	2	2

⇒ Le  $d_{max}$  dose se décale vers la surface pour les grand champs a cause de diffusé par le collimateur et la tête de l'accélérateur.

### III.4.6 Variation de la dose en profondeur en fonction de la taille du champ

La dose en profondeur  $D_d$  a été mesurée à 25cm de profondeur pour différents tailles de champs, les résultats sont représentés sur la courbe suivante:

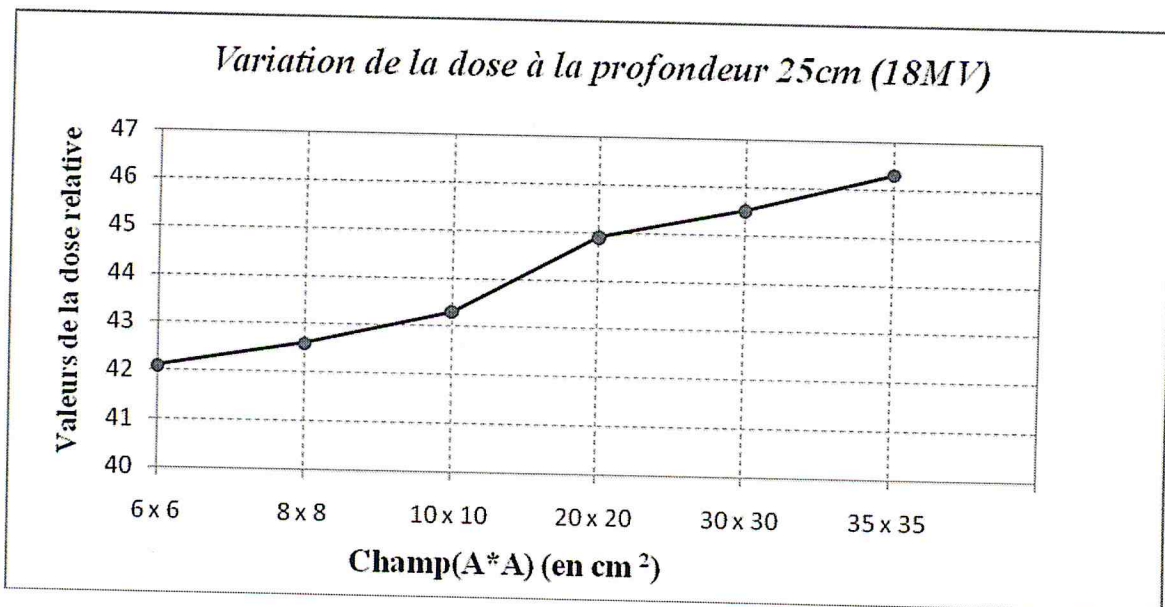


Figure III.53 : Variation de la dose en profondeur en fonction de la taille du champ.

Lorsque la taille du champ augmente le volume diffusant augmente entraînant un accroissement de la dose à l'axe à toute les profondeurs ainsi même l'entrée.

### III.4.7 Tracé des courbes de profils transverses

Les figures (54, 55, 56, et 57) illustrent la variation de la dose en fonction de la distance à l'axe dans l'eau à des profondeurs suivantes :  $d_{max}$ , 5cm, 10cm, 20cm, 25cm et à une distance source surface de l'eau de 100 cm pour des champs de photons de 18MV et des dimensions 4\*4, 6\*6, 8\*8, 10\*10 en  $cm^2$  à la profondeur de mesure, dans le plan transversal.

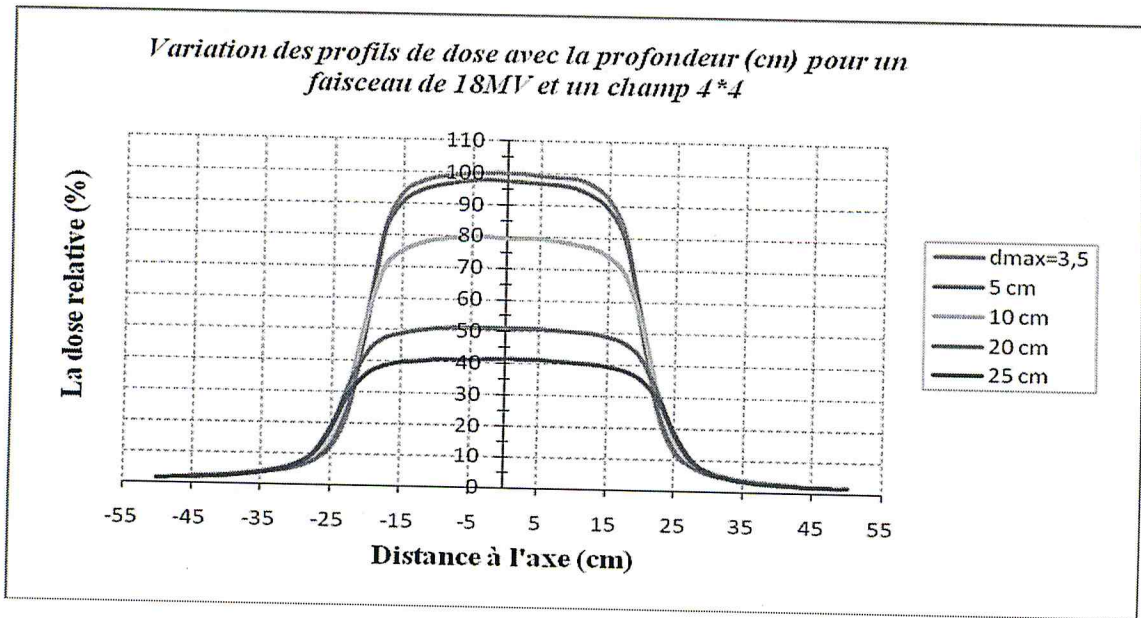


Figure III.54 : Courbe de profil transverse pour un champ 4\*4  $cm^2$ .

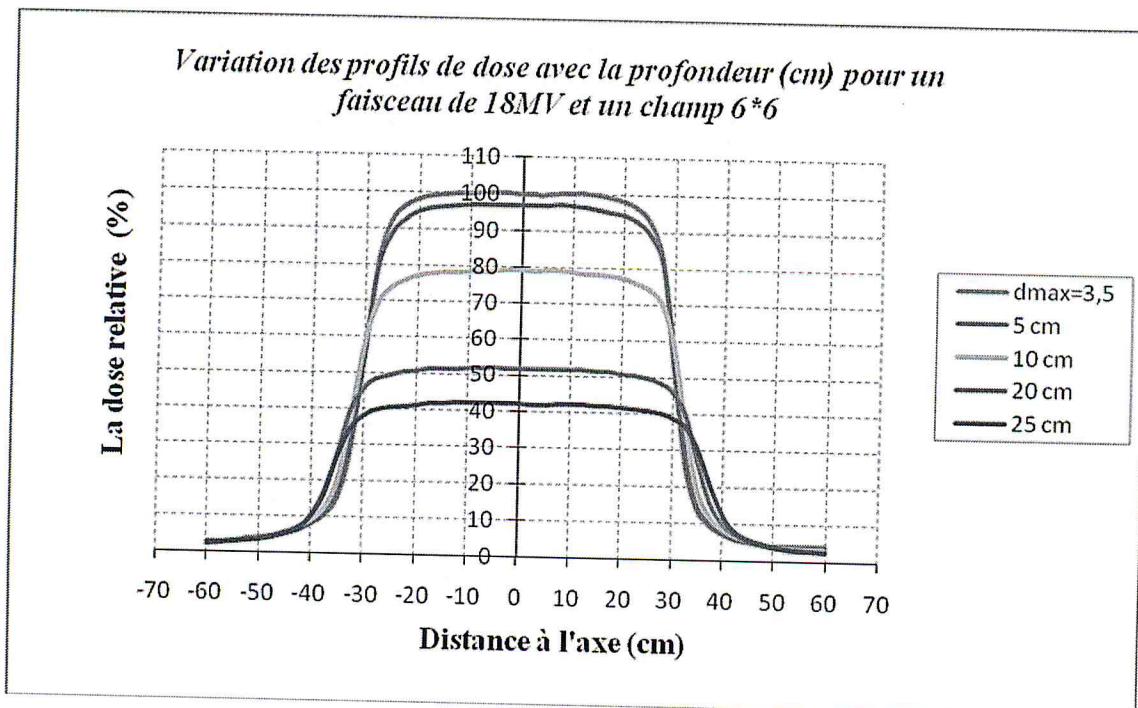
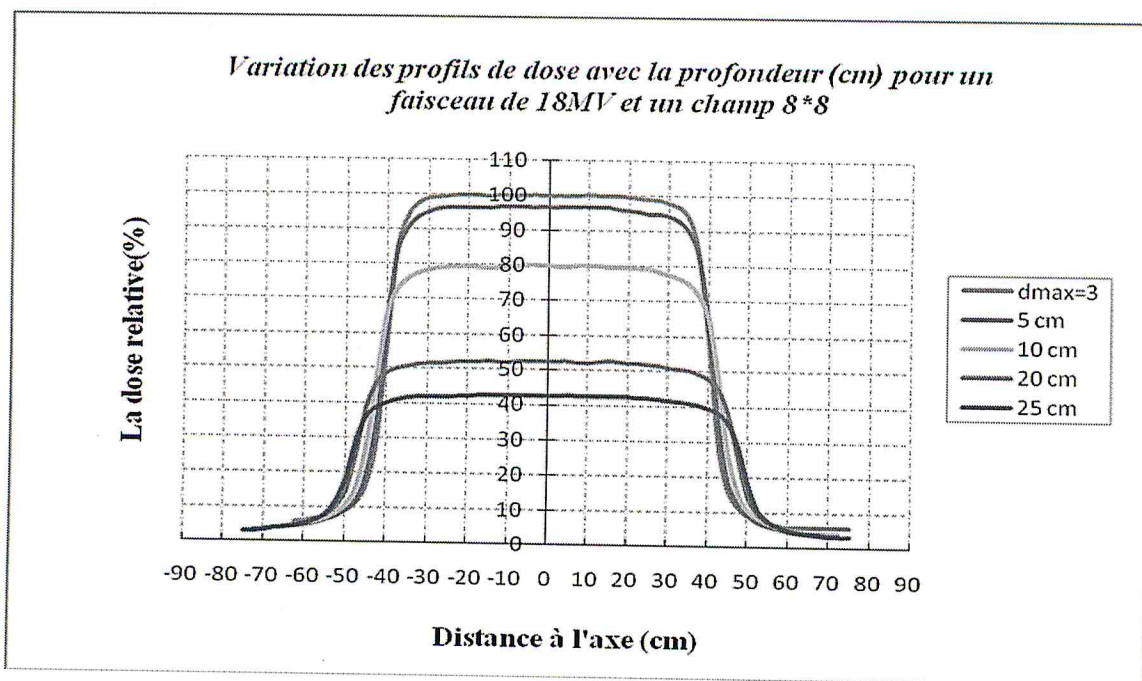
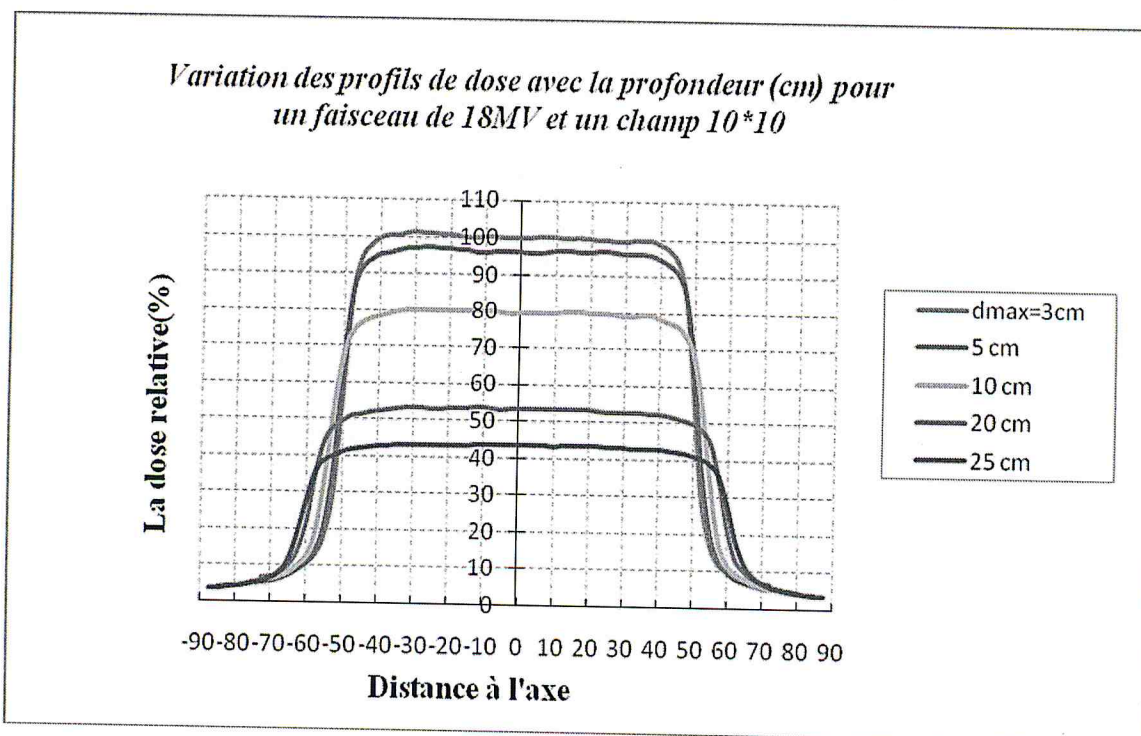


Figure III.55 : Courbe de profil pour un champ 6\*6  $cm^2$



**Figure III.56 :** Courbe de profil transversal pour un champ 8\*8 cm<sup>2</sup>



**Figure III.57 :** Courbe de profil transversal pour un champ 10\*10 cm<sup>2</sup>

**Remarque :** Valeurs tabulées (voir annexe, tableaux (12, 13, 14,15)).

L'acquisition de ces courbes de profils et leurs combinaisons avec les rendements en profondeurs permet de générer des courbes d'isodoses.

Ce qui ressort de ces graphes en, ci-dessus, le plateau (la zone homogène et asymétrique), la zone de déclin (pénombre physique), et la queue en dehors du champ d'irradiation à travers le collimateur (zone d'ombre) suit l'augmentation du champ. Cette tendance est due à la diffusion à travers les collimateurs.

### III.4.8 Tracé des courbes de profils en diagonal

Les courbes de profils représentées par la figure 58, correspondants aux différents profondeurs ( $d_{max}=3\text{ cm}, 5\text{ cm}, 10\text{ cm}, 20\text{ cm}, 25\text{ cm}$ ) de la taille du champ carré max :  $35*35\text{ cm}^2$ . Les valeurs de mesure sont données dans le tableau (16) en annexe.

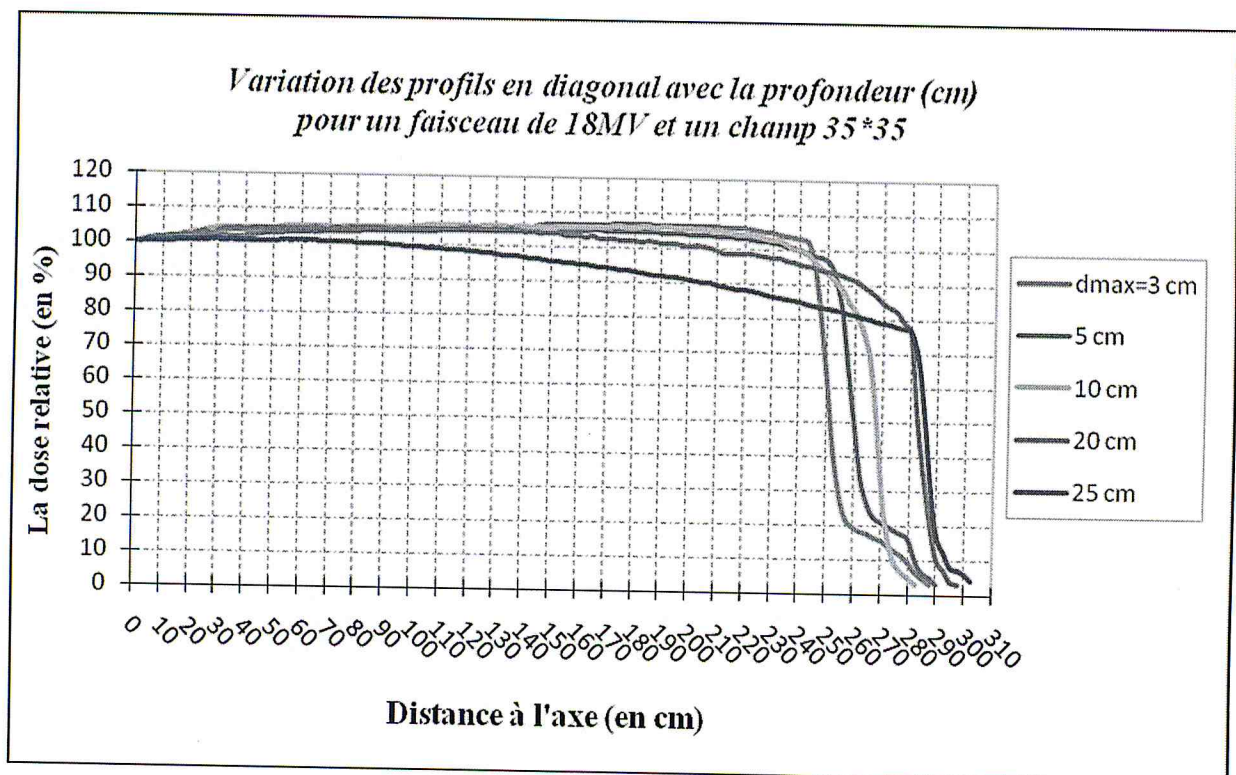


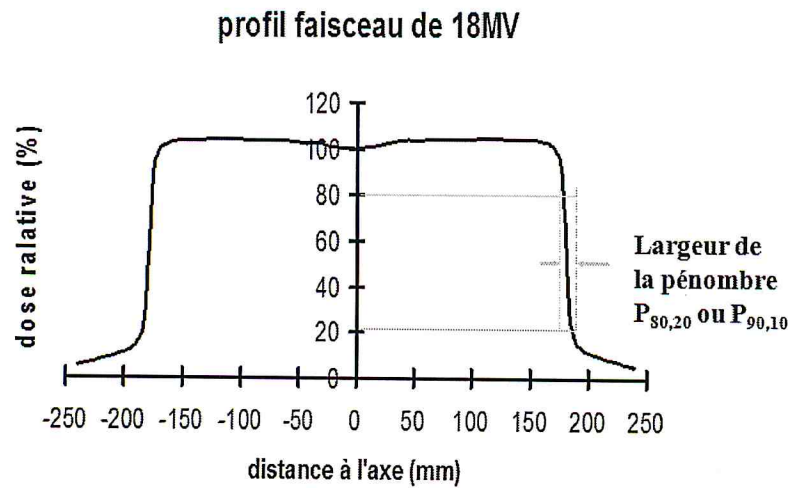
Figure III.58 : Courbe de profils diagonaux pour un champ  $35*35\text{ cm}^2$ .

L'acquisition des courbes de profils diagonaux c'est effectuer on fessons tourner le collimateur d'un angle de  $45^\circ$  ; après on déplace le détecteur selon la diagonal du champ max possibles.

### III.4.9 Variation de la pénombre en fonction de la profondeur et de la taille de champ

La pénombre d'un faisceau est la région située à la limite du faisceau d'irradiation, dans laquelle le débit de dose change rapidement en fonction de la distance par rapport à l'axe.

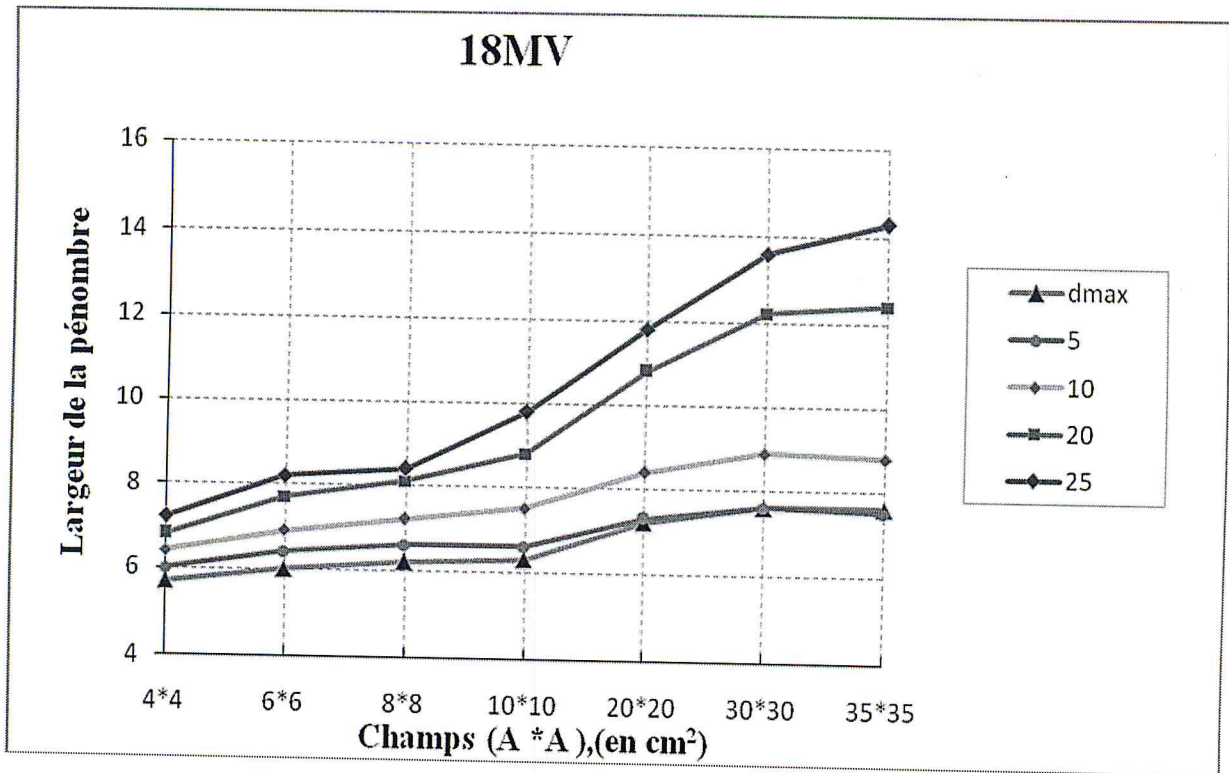
Dans la pratique, la pénombre est déterminée dans un profil comme la largeur de la zone de gradient passant de 20% à 80% de la dose, normalisée à l'axe.



**Figure III.59** : Détermination de la pénombre dans une courbe de profil.

Le tableau (17) résume la mesures de pénombre effectués pour les tailles de champs :  $4*4, 6*6, 8*8, 10*10, 20*20, 30*30, 35*35$  à différents profondeur  $d_{max}$  , 5, 10, 20, 25.

$\begin{matrix} \text{cm} \\ \text{cm}^2 \end{matrix}$	$d_{max}$ pour chaque champ	5	10	20	25
4*4	5,7	6	6,4	6,8	7,2
6*6	6	6,4	6,9	7,7	8,2
8*8	6,2	6,6	7,2	8,1	8,4
10*10	6,3	6,6	7,5	8,8	9,8
20*20	7,2	7,3	8,4	10,8	11,8
30*30	7,6	7,6	8,9	12,2	13,6
35*35	7,6	7,5	8,8	12,4	14,3

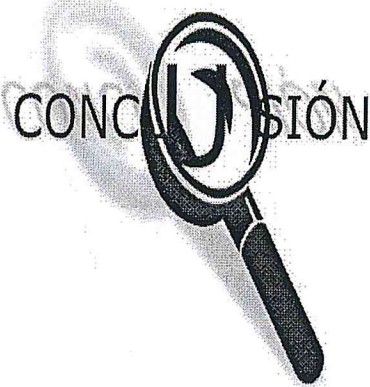


**Figure III.60:** Variation de la pénombre en fonction de la taille du champ et la profondeur pour un faisceau de 18MV.

On constate que la pénombre augmente lorsque la taille de champ augmente pour une profondeur donnée.

La pénombre dans un accélérateur linéaire est due au manque d'équilibre électronique latéral qui constitue la part la plus importante de la pénombre. La géométrie joue un rôle peu important dans ce cas car la source est pratiquement ponctuelle.

# CONCLUSION





## CONCLUSION GENERALE

Le Commissionning d'un nouveau modèle de calcul des distributions de dose utilisant l'algorithme **AAA** (*Anisotropic Analytical Algorithm*) de type « Convolution/Superposition » implanté dans un système de planification de traitement *Eclipse*, développé par la firme Varian médicale système, a nécessité l'entrée d'une série de données empiriques provenant de la base des données élaborés lors d'un Commissionning d'un nouveau accélérateur Varian **2100C** installé au Centre Anti Cancer( CAC) de Blida en juillet 2006.

L'acquisition de ces données dosimétriques s'est réalisée grâce à un explorateur fantôme *RFA200* et un fantôme d'eau semi-automatique **WP-300**. Ces mesures expérimentales exigées par l'algorithme **AAA** ont consisté sur :

- La détermination de l'indice de qualité  $TPR_{20,10}$  nécessaire pour spécifier le faisceau de photons  $18Mv$ .
- Détermination du débit de référence selon les recommandations de l'AIEA (*Rapport technique N°398*) et sa variation avec la taille de champ (**FOC**).
- Rendement en profondeur (**PDD**) pour les champs  $4*4, 6*6, 8*8, 10*10, 20*20, 30*30, 35*35$ . L'intervalle de mesure est de 5cm jusqu'à une profondeur limitée par les dimensions du fantôme (25cm).
- Courbes de profils transverses à 5 profondeurs ( $d_{max}$  5cm, 10cm, 20cm, 25cm) pour des tailles de champs identiques à celles de **PDD**. L'intervalle de mesure recommandé est de 2.5cm.
- Courbes de profils en diagonales à 5 profondeurs ( $d_{max}$  5cm, 10cm, 20cm, 25cm) pour une taille du champ carré max  $35*35cm^2$ .

L'entrée de ces données dosimétriques dans le système de planification Eclipse ont permis la mise en route du modèle de calcul **AAA** en routine clinique notamment dans le traitement inédit au centre anti cancer de Blida des patients purement atteints du cancer localisé de la prostate par la radiothérapie conformationnelle (3D).

# ANNEXES

**Annexe 1**

Les tableaux suivant illustrent toutes les valeurs mesurées pour Clinac  
Varian 2100C pour une énergie de photon (18 MV)

❖ **Tableau (09) : Facteur ouverture collimateur (FOC)**

Champs	M1	M2	M(moyen)	RDF
3	16,51	16,51	16,51	0,841703
4	17,52	17,52	17,52	0,893194
5	18,13	18,13	18,13	0,924293
6	18,56	18,56	18,56	0,946215
7	18,9	18,9	18,9	0,963548
8	19,18	19,18	19,18	0,977823
9	19,42	19,42	19,42	0,990059
10	19,61	19,62	19,615	1
11	19,79	19,79	19,79	1,008922
12	19,94	19,94	19,94	1,016569
13	20,07	20,07	20,07	1,023197
14	20,19	20,2	20,195	1,029569
15	20,3	20,3	20,3	1,034922
16	20,42	20,41	20,415	1,040785
17	20,5	20,5	20,5	1,045119
18	20,59	20,59	20,59	1,049707
19	20,67	20,67	20,67	1,053785
20	20,74	20,74	20,74	1,057354
21	20,82	20,81	20,815	1,061178
22	20,88	20,88	20,88	1,064491
23	20,95	20,95	20,95	1,06806
24	21,01	21,01	21,01	1,071119
25	21,06	21,06	21,06	1,073668
26	21,13	21,12	21,125	1,076982
27	21,18	21,18	21,18	1,079786
28	21,23	21,24	21,235	1,08259
29	21,29	21,29	21,29	1,085394
30	21,35	21,35	21,35	1,088453

❖ Tableau (10) : Rendement en profondeur (PDD)

champ prof	4 x 4	6 x 6	8 x 8	10 x 10	20 x 20	30 x 30	35 x 35
0	23	29,9	26,8	30	43,8	59,4	61,1
0,5	48,1	59,5	55,9	59,1	69,5	81,5	83,4
1	73,9	79,5	79	81,1	88,8	93,7	94,8
1,5	86,4	89,6	89,9	91,5	96,5	98,1	98,6
2	93,8	95,4	95,8	96,8	99,5	100	100
2,5	97,3	98,2	98,6	99,2	100	99,7	99,8
3	99,2	99,3	100	100	99,7	98,7	98,9
3,5	100	100	99,7	99,2	98,5	97,5	98,1
4	99,6	99,3	99,1	98,7	97,1	96	96,5
4,5	98,8	98,4	97,9	97,8	95,5	94,6	94,8
5	97,6	96,9	96,5	96,4	94,2	92,9	93,7
5,5	95,7	95,3	95	94,7	92,7	91,4	92,1
6	94,3	93,7	93,2	92,7	90,8	89,9	90
6,5	92,1	91,8	92	91,4	89,1	88,3	88,9
7	90,3	89,9	89,9	89,3	87,6	86,9	87,4
7,5	88,4	88,3	88,1	87,9	86,3	85,4	85,9
8	86,7	86,3	86,6	85,8	84,9	84	84,7
8,5	84,7	84,6	84,2	84,3	83,1	82,5	83,1
9	82,7	82,8	82,7	82,5	81,4	81,1	81,4
9,5	80,9	81,1	81,3	81,1	80,1	79,7	80,2
10	79,3	79,2	79,9	79,3	78,7	78,1	78,9
10,5	77,6	77,9	78,1	77,6	77,4	76,8	77,4
11	75,9	75,8	76,2	76,2	75,7	75,5	75,9
11,5	74,1	74,3	74,7	74,6	74,2	74,1	74,7
12	72,5	72,8	73,2	73,2	73,1	72,9	73,6
12,5	70,8	71,3	72	71,9	71,7	71,6	72,3
13	69,6	70,1	70,5	70,4	70,5	70,4	71
13,5	67,8	68,2	69	68,9	69,1	69,2	70
14	66,1	66,7	67,4	67,6	67,9	68	68,7
14,5	64,9	65,5	65,8	66,3	66,6	66,7	67,7
15	63,3	63,9	64,9	64,9	65,5	65,6	66,2
15,5	61,9	62,6	63,3	63,4	64,3	64,4	65
16	60,7	61,1	61,9	62,2	63	63,1	63,8
16,5	59,2	59,9	60,5	61	61,5	62	62,5
17	58,3	58,6	59,4	59,8	60,4	60,9	61,7
17,5	57	57,4	58,2	58,5	59,5	59,9	60,7
18	55,6	56,2	57,1	57,4	58,4	58,9	59,5
18,5	54,3	54,9	56	56,3	57,3	57,7	58,6
19	53,2	53,9	54,4	55	56,1	56,7	57,4
19,5	52	52,8	53,6	53,9	55,1	55,6	56,4
20	50,9	51,8	52,4	52,7	53,8	54,7	55,3
20,5	49,9	50,5	51,2	51,7	53,2	53,6	54,2
21	48,5	49,4	50,2	50,8	52,1	52,7	53,3
21,5	47,5	48,2	49,1	49,7	51	51,7	52,4

## Suite de tableau (10) de PDD :

champ prof	4 x 4	6 x 6	8 x 8	10 x 10	20 x 20	30 x 30	35 x 35
22	46,6	47,4	48,1	48,6	50,2	50,8	51,6
22,5	45,9	46,3	47,2	47,7	49,2	49,9	50,6
23	44,7	45,2	46,3	46,8	48,1	49,1	49,6
23,5	43,5	44,4	45,5	45,8	47,3	47,9	48,7
24	42,7	43,6	44,6	44,8	46,5	47,2	47,8
24,5	41,9	42,8	43,5	44,1	45,5	46,3	46,9
25	41,4	42,1	42,6	43,3	44,9	45,5	46,3

❖ Tableau (12) : Profil transverse pour un champ 4\* 4 cm<sup>2</sup>

	dmax=3,5	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm		dmax=3,5	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm
-50					1,5	25	12,6	14	15,8	17,7	18,4
-47,5				1,8	1,6	27,5	8	8,7	9,4	9,7	10
-45			2,3	2	1,9	30	5,5	6	6,5	6,2	6,1
-42,5		2,5	2,5	2,3	2,2	32,5	4,3	4,3	4,8	4,4	4,3
-40	2,8	2,8	2,8	2,6	2,5	35	3,6	3,5	3,8	3,5	3,3
-37,5	3,1	3,2	3,3	3,1	3	37,5	3,1	2,9	3,2	2,9	2,7
-35	3,6	3,8	4	3,7	3,7	40	2,8	2,6	2,7	2,5	2,3
-32,5	4,3	4,7	5	4,8	4,7	42,5		2,5	2,4	2,2	2
-30	5,5	6,1	6,6	6,5	6,4	45				1,9	1,8
-27,5	7,6	8,6	9,4	10	10,2	47,5				1,9	1,6
-25	12,2	13,6	15,4	17,7	18,4	50					1,6
-22,5	23,5	26,5	30,3	31,5	29,3						
-20	51,8	53,8	53,9	42,7	36						
-17,5	82,2	81,4	70,1	47,3	38,6						
-15	93,6	90,7	75,1	49,1	39,8						
-12,5	96,9	94,2	77,3	50	40,4						
-10	98,5	95,8	78,6	50,5	40,8						
-7,5	99,2	96,9	79,4	50,8	41						
-5	99,7	97,6	79,6	51	41						
-2,5	100	97,8	79,6	51	41,2						
0	100	97,6	79,3	50,9	41,4						
2,5	99,7	97,3	79,3	50,9	41,3						
5	99,3	96,9	79,3	50,9	41,2						
7,5	98,9	96,5	78,7	50,7	40,9						
10	98,4	95,5	77,9	50,3	40,7						
12,5	96,5	93,3	76,6	49,8	40,2						
15	92,1	89,2	74,2	48,8	39,6						
17,5	80,7	78,9	68,3	46,9	38,3						
20	51,7	54,3	53,6	42,2	35,6						
22,5	25	27,2	30,6	31	29,1						

❖ Tableau (13) : Profil transverse pour un champ 6\*6 cm<sup>2</sup>

	dmax=3,5	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm		dmax=3,5	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm
-60				2,8	2,4	45	5,4	5,2	5,6	5,7	6
-57,5				2,9	2,6	47,5	4,7	4,5	4,7	4,7	4,8
-55			3,4	3,2	2,9	50	4,3	4	4	4,1	4
-52,5	4,1	3,7	3,6	3,6	3,3	52,5	4,2	3,7	3,6	3,6	3,4
-50	4,3	4	4,1	4	3,7	55	4,2	3,7	3,4	3,3	3,1
-47,5	4,7	4,6	4,7	4,6	4,3	57,5	4,2	3,7	3,4	2,9	2,8
-45	5,3	5,3	5,6	5,6	5,2	60	4,2	3,7	3,4	2,8	2,5
-42,5	6,3	6,4	6,9	7,1	6,7						
-40	7,8	8,2	8,9	9,9	9,9						
-37,5	10,3	11,3	12,4	15,8	16,5						
-35	15,4	17	20,3	27,5	26,7						
-32,5	28	31	37,3	39,6	34,6						
-30	54,8	57,2	58,7	45,9	38,1						
-27,5	82,1	80,8	69,8	48,3	39,7						
-25	93,1	89,4	74	49,6	40,5						
-22,5	96,6	93	76	50,5	40,9						
-20	98,3	94,9	77,2	50,9	41,3						
-17,5	99,1	95,9	78	51,3	41,7						
-15	99,7	96,3	78,3	51,4	41,9						
-12,5	100	96,6	78,5	51,5	42						
-10	100	96,9	78,8	51,7	42,1						
-7,5	100,3	96,8	78,7	51,9	42,1						
-5	100,3	96,8	78,9	52	42,1						
-2,5	100,1	97	79,3	51,8	42,2						
0	100	96,9	79,2	51,8	42,1						
2,5	99,8	96,8	79	51,8	41,9						
5	99,8	97	79,2	51,7	41,9						
7,5	100,1	97,2	79,3	51,9	42						
10	100,4	97	78,9	51,9	42,2						
12,5	100,4	96,5	78,5	51,9	42,1						
15	99,8	95,9	78,4	51,6	41,9						
17,5	99,1	95,4	78	51,3	41,8						
20	98,1	94,6	77,3	50,9	41,6						
22,5	96,5	92,8	76,1	50,4	41,3						
25	92,9	89,7	74,2	49,7	40,8						
27,5	83	82	70,5	48,5	40						
30	54,9	58,7	59,4	46	38,8						
32,5	26,6	29,5	37,1	39,7	36,4						
35	14,1	15,4	19,6	27,2	30,5						
37,5	9,7	10,2	12	15,8	20,5						
40	7,4	7,7	8,7	9,8	12,2						
42,5	6,1	6,1	6,8	7,2	8						

❖ Tableau (14) : Profil transverse pour un champ 8\*8 cm<sup>2</sup>

	dmax=3	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm		dmax=3	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm
-75					2,9	27,5	98,8	94,7	78,5	51,4	42,1
-72,5				3,3	3,1	30	98	94,2	77,6	51	41,6
-70				3,6	3,4	32,5	96,6	92,6	76,7	50,6	41,3
-67,5				3,9	3,8	35	93,2	89,5	75	50,2	40,9
-65			4,2	4,3	4,2	37,5	83,4	82,7	71,9	49,3	40,3
-62,5	5,8	4,6	4,7	4,8	4,7	40	57,9	63,7	64,8	47,8	39,5
-60	6,1	5	5,2	5,4	5,3	42,5	30,3	36,4	47,8	45,1	38,3
-57,5	6,6	5,6	5,9	6,3	6,4	45	16,8	19,7	27,3	38,2	35,6
-55	7,1	6,3	6,8	7,6	8	47,5	11,7	12,7	15,8	25,5	28,7
-52,5	7,9	7,4	8,3	9,8	11,4	50	9,2	9,4	10,9	14,9	18,6
-50	9,1	9,1	10,6	14,9	18,6	52,5	7,8	7,5	8,5	9,8	11,1
-47,5	11,3	12	15,3	25,4	29,2	55	7	6,2	6,9	7,4	7,7
-45	16,1	18,7	26,8	38,6	36,1	57,5	6,3	5,4	5,8	6,1	6
-42,5	29,5	35,9	48,3	45,9	38,9	60	5,9	4,8	5,1	5,3	5
-40	58	64,6	66,3	48,7	40,1	62,5	5,7	4,4	4,6	4,7	4,4
-37,5	85	84,2	72,9	50	41	65	5,7		4,2	4,2	3,9
-35	94,3	90,8	75,9	50,6	41,6	67,5	5,7		4,2	3,9	3,7
-32,5	97,5	93,7	77,6	51,2	42	70	5,7		4,2	3,6	3,4
-30	99	95,2	78,5	51,5	42,1	72,5	5,7		4,2	3,5	3,2
-27,5	99,3	96,1	79	51,6	42,1	75	5,7				3,2
-25	99,6	96,4	79,3	51,9	42,1						
-22,5	100	96,3	79,5	52,1	42,2						
-20	100,1	96,3	79,6	52,1	42,4						
-17,5	100	96,3	79,4	52,3	42,5						
-15	99,8	96,3	79,1	52,4	42,6						
-12,5	99,9	96,6	79,3	52,3	42,7						
-10	100	96,7	79,5	52,2	42,6						
-7,5	99,9	96,6	79,8	52,4	42,5						
-5	100,2	96,5	80,1	52,5	42,5						
-2,5	100,2	96,5	80	52,4	42,5						
0	99,9	96,5	79,9	52,4	42,6						
2,5	99,9	96,5	79,7	52,6	42,7						
5	99,9	96,7	79,8	52,6	42,8						
7,5	100	96,8	80,1	52,3	42,7						
10	100,3	96,8	80,1	52,3	42,5						
12,5	100,2	96,7	79,9	52,5	42,6						
15	100	96,5	79,7	52,7	42,7						
17,5	100	96,1	79,7	52,6	42,6						
20	99,8	95,7	79,6	52,3	42,5						
22,5	99,4	95,3	79,4	52,1	42,4						
25	99,1	94,9	79,2	51,8	42,3						

❖ Tableau (15) : Profil transverse pour un champ 10\*10cm<sup>2</sup>

	dmax=3cm	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm		dmax=3cm	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm
-87,5					3,6	25	99,5	96,4	79,7	52,8	43,3
-85				4	3,7	27,5	99,3	96,1	79,4	52,7	43,2
-82,5				4,2	4	30	99,3	95,9	79	52,7	43,1
-80				4,4	4,3	32,5	99,5	95,9	78,9	52,7	42,9
-77,5			4,7	4,7	4,7	35	99,7	95,8	79,2	52,5	42,8
-75		5,1	5	5,2	5,2	37,5	99,5	95,5	79,2	52,3	42,7
-72,5	6,6	5,3	5,6	5,8	5,8	40	98,7	94,6	78,4	52,2	42,7
-70	7	5,8	6,2	6,6	6,8	42,5	97,3	93,1	77,4	51,9	42,6
-67,5	7,6	6,5	7	7,9	8,5	45	94	90,7	76,2	51,4	42,2
-65	8,3	7,4	8,2	9,9	11,8	47,5	84,5	84,8	73,7	50,7	41,7
-62,5	9,3	8,7	10	13,9	18,6	50	59	67,3	68,6	49,8	41,2
-60	10,7	10,6	12,9	22,2	28,4	52,5	31	39,1	54,7	48,2	40,4
-57,5	13	14	19,1	35	35,7	55	17,2	20,7	32,9	44,6	38,9
-55	18,1	21,3	32,6	43,9	38,7	57,5	12,2	13,2	17,9	35	35,6
-52,5	31,5	39,2	54	47,8	40,2	60	9,9	10	12,1	22,1	28,4
-50	59	67,1	68,1	49,7	41,2	62,5	8,6	8,2	9,4	13,5	18,5
-47,5	85,2	85,3	73,8	50,9	41,8	65	7,8	7,1	7,9	9,9	11,7
-45	94,6	91,4	76,4	51,4	42,2	67,5	7,3	6,3	6,8	8	8,6
-42,5	97,8	93,9	77,7	52	42,6	70	6,9	5,7	6	6,9	7
-40	99,6	95,2	78,4	52,4	42,8	72,5	6,7	5,3	5,4	6	6
-37,5	100,2	95,7	79	52,7	43	75		5,3	5	5,4	5,3
-35	100,3	96,3	79,6	53	43,1	77,5			4,9	4,9	4,7
-32,5	100,9	96,8	79,9	53,3	43,1	80				4,5	4,3
-30	101,2	97	80	53,4	43,2	82,5				4,1	3,9
-27,5	101	97,2	80,1	53,3	43,3	85				4	3,7
-25	100,8	97,2	80	53,1	43,3	87,5					3,6
-22,5	100,7	96,9	80,1	53,1	43,2						
-20	100,7	96,8	80,1	53,3	43,2						
-17,5	100,4	96,7	79,9	53,3	43,3						
-15	100,1	96,4	80	53,4	43,3						
-12,5	100,1	96	79,9	53,6	43,4						
-10	100,2	95,8	79,9	53,5	43,6						
-7,5	100,2	96,1	80	53,3	43,5						
-5	100,1	96,2	79,8	53,1	43,4						
-2,5	100	96,1	79,5	53,2	43,6						
0	99,9	96,2	79,6	53,2	43,5						
2,5	99,9	96	79,7	53,3	43,4						
5	100,2	95,8	79,8	53,2	43,4						
7,5	100,4	96,2	79,7	53,2	43,4						
10	100,2	96,6	79,7	53,3	43,3						
12,5	99,9	96,6	79,9	53,3	43,4						
15	99,9	96,4	80,1	53,3	43,5						
17,5	100,1	96,2	80	53,3	43,4						
20	99,8	96,2	79,8	53,2	43,4						
22,5	99,6	96,5	79,6	53	43,4						



❖ Tableau (16) : Valeurs de profils diagonaux

	dmax=3 cm	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm		dmax=3 cm	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm
0	100	99,9	100	100	99,9	107,5	104,7	103,9	105,5	104,4	99
2,5	100,2	100	100,3	100	99,9	110	104,7	104	105,7	104,4	98,8
5	100,4	100	100,5	100,8	100,1	112,5	104,7	104,1	105,5	104,4	98,6
7,5	100,7	100,2	100,8	101,2	100,1	115	104,7	104,2	105,5	104,4	98,5
10	100,9	100,4	101,1	101,2	100,2	117,5	104,5	104,3	105,5	104,8	98,4
12,5	101,1	100,5	101,7	101,6	100,2	120	104,7	104,3	105,5	104,8	98,3
15	101,3	100,7	101,7	101,6	100,3	122,5	104,7	104,3	105,2	104,8	98,1
17,5	101,5	100,8	102,2	102	100,4	125	104,7	104,2	105,5	104,4	98
20	102	100,9	102,8	102	100,4	127,5	104,7	104,2	105,5	104,4	97,7
22,5	102,4	101,1	102,8	102,5	100,6	130	104,9	104,2	105,5	104,8	97,5
25	102,6	101,2	103,3	102,9	100,6	132,5	104,7	104,3	105,5	104,4	97,1
27,5	102,8	101,3	103,9	102,3	100,7	135	104,9	104,3	105,2	104,8	97
30	103	101,4	104,1	103,3	100,7	137,5	104,9	104,3	105,5	104,4	97
32,5	103,2	101,5	104,1	103,7	100,6	140	104,9	104,4	105,5	104	96,8
35	103,4	101,6	104,1	103,7	100,7	142,5	104,9	104,5	105,2	104	96,5
37,5	103,4	101,7	104,1	104,1	100,6	145	106,1	104,5	105,5	103,6	96,3
40	103,5	101,8	104,1	103,7	100,6	147,5	106,2	104,6	105,2	103,6	96,1
42,5	103,4	102	104,1	104,1	100,6	150	106,2	104,5	105,2	103,6	95,8
45	103,5	102,2	104,1	104,1	100,6	152,5	106,2	104,6	105,5	103,6	95,6
47,5	103,4	102,5	104,1	104,1	100,6	155	106,3	104,6	105,5	103,2	95,3
50	103,5	102,6	104,1	104,1	100,6	157,5	106,3	104,6	105,7	103,2	95,2
52,5	103,5	102,8	104,4	104,1	100,7	160	106,3	104,6	105,7	103,2	95
55	103,7	102,9	104,7	104,1	100,8	162,5	106,4	104,6	105,7	102,8	94,7
57,5	103,5	103	104,7	104,1	100,8	165	106,4	104,7	105,7	103,2	94,5
60	103,7	103,1	104,7	104,1	100,8	167,5	106,5	104,7	105,7	102,4	94,2
62,5	103,7	103,2	104,7	104,1	100,7	170	106,5	104,6	105,7	102,4	94
65	103,7	103,2	104,7	104,4	100,7	172,5	106,6	104,6	106	102,4	93,7
67,5	103,7	103,3	104,7	104	100,6	175	106,6	104,5	106	102	93,5
70	103,9	103,3	104,7	104	100,5	177,5	106,6	104,5	105,7	102	93,3
72,5	103,9	103,4	104,4	104,4	100,3	180	106,6	104,5	105,7	102	92,9
75	103,8	103,4	104,7	104	100,3	182,5	106,6	104,4	106	101,5	92,7
77,5	103,8	103,5	104,9	104,4	100,3	185	106,6	104,4	105,9	101,9	92,3
80	103,8	103,5	104,7	104,4	100,2	187,5	106,5	104,4	105,7	101,5	92,1
82,5	104,1	103,6	104,9	104,4	100,1	190	106,5	104,3	105,9	101,1	91,9
85	104,1	103,6	104,9	104,4	100,1	192,5	106,5	104,2	105,9	101,1	91,7
87,5	104,1	103,6	104,7	104,4	100	195	106,5	104,1	105,6	101,1	91,5
90	104,3	103,7	104,9	104,4	99,9	197,5	106,5	104	105,6	100,7	91,2
92,5	104,7	103,7	104,9	104	99,8	200	106,5	103,9	105,6	100,3	90,8
95	104,7	103,7	104,9	104,4	99,6	202,5	106,4	103,8	105,4	100,7	90,5
97,5	104,7	103,8	104,9	104	99,4	205	106,4	103,7	105,4	100,3	90,2
100	104,7	103,8	105,2	104,4	99,3	207,5	106,3	103,6	105,1	99,9	89,9
102,5	104,7	103,8	105,2	104,4	99,2	210	106,2	103,5	105,1	99,5	89,5
105	104,7	103,9	105,5	104,4	99,1	212,5	106,1	103,4	104,8	98,7	89,1

Suite de tableau (16) des Valeurs de profils diagonaux:

	dmax=3 cm	5 cm	10 cm	20 cm	25 cm
215	106	103,3	104,6	98,7	88,7
217,5	105,9	103,1	104,3	98,7	88,4
220	105,8	102,9	104	98,7	88,1
222,5	105,6	102,6	104	98,7	87,9
225	105,3	102,4	103,7	98,3	87,4
227,5	105	102,1	102,9	97,9	86,9
230	104,7	101,8	102,6	97,5	86,4
232,5	104,3	101,4	102,6	97,5	86,1
235	103,9	100,9	101,5	96,7	85,7
237,5	103,4	100,3	100,2	96,3	85,3
240	103,1	99,7	99,9	95,8	84,8
242,5	102,2	99,1	98,5	95,4	84,3
245	96,5	98,3	96,9	95	83,9
247,5	82,7	97,7	94,9	94,2	83,5
250	62	96,6	93	93,8	83,2
252,5	41,6	93,2	91,1	93,4	82,7
255	27,9	83,5	88,7	92,6	82,2
257,5	21,5	66,9	85,1	91,8	81,7
260	19,4	48,2	81,8	91	81,1
262,5	18,4	33,4	77,4	89,8	80,6
265	17,5	25,5	69,2	88,2	80,1
267,5	16,6	22,4	53,6	86,6	79,5
270	15,5	20,9	28,7	84,6	79
272,5	14,3	19,8	16,1	83,4	78,5
275	12,8	18,7	9,3	82,2	78
277,5	11,1	17,4	6,6	78,9	77,4
280	9,3	16,1	4,9	76,5	76,6
282,5	6,5	9,5	3,1	50,4	69,1
285	4,8	6,4		35	53,2
287,5	3,1	4,9		20	30,1
290		3,2		10	16,8
292,5				7	12
295				4	8
297,5				3	7
300					6
302,5					4,3

Annexe 2

**Configuration AAA**



**Configuration du faisceau de photons pour l'accélérateur  
linéaire**

**Algorithme AAA**

**PROCÉDURE**

**Eclipse version 7.5.51**

Cette procédure décrit la configuration des données de faisceau pour une énergie photons au moyen de l'algorithme AAA. On doit toujours commencer par les données de champs ouverts. Les données de filtres en coin ne peuvent pas être configurées sans données de champs ouverts. Dans ce travail on a juste travaillé sur les champs ouverts.

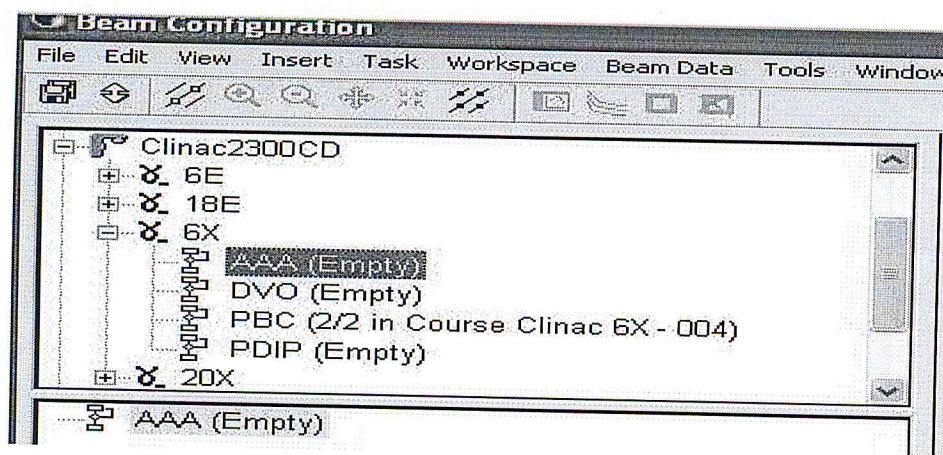
**La méthodologie à suivre pour la configuration est comme suit :**

### I. Données de champs ouverts

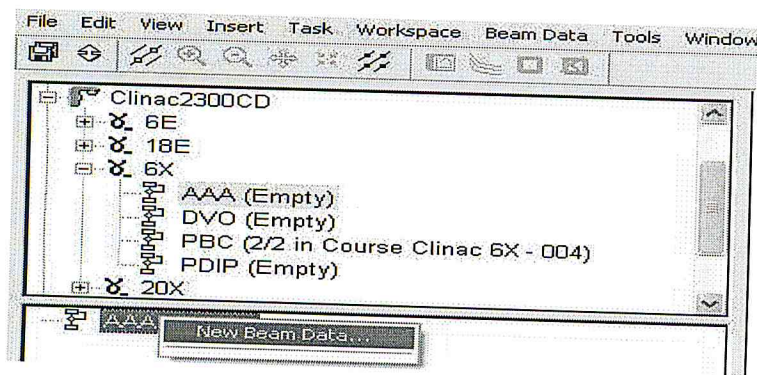
1. Ouvrez une session dans Windows comme Administrateur.
2. Démarrez l'application Eclipse.
3. Ouvrez une session dans Eclipse comme Physicien.
4. Sélectionnez la tâche (*Task*) Configuration Faisceau (*Beam Configuration*).



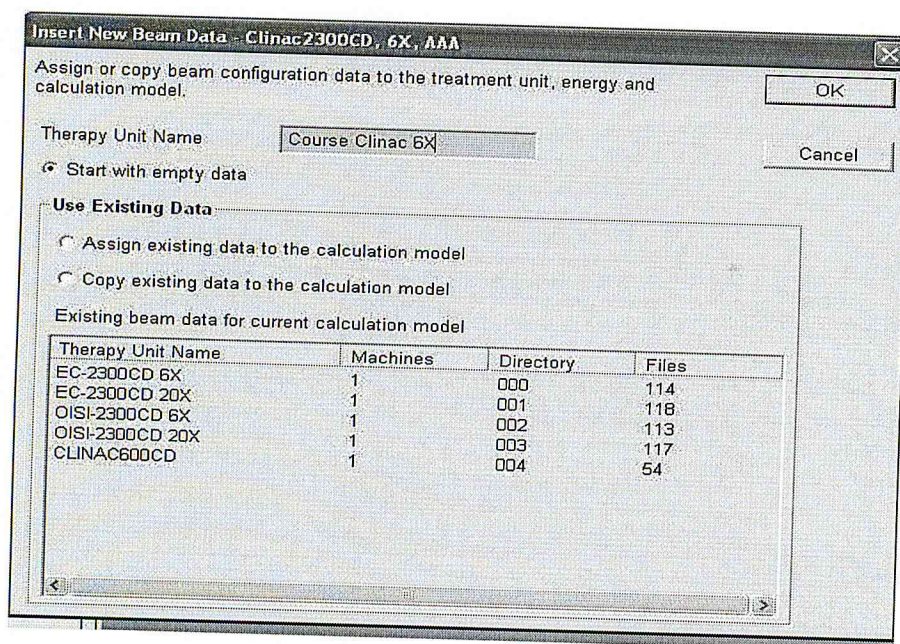
5. Cliquez sur le signe + de la machine de traitement à configurer, puis sur le signe + de l'énergie photons correspondante et sélectionnez le modèle de calcul de faisceau de photons.



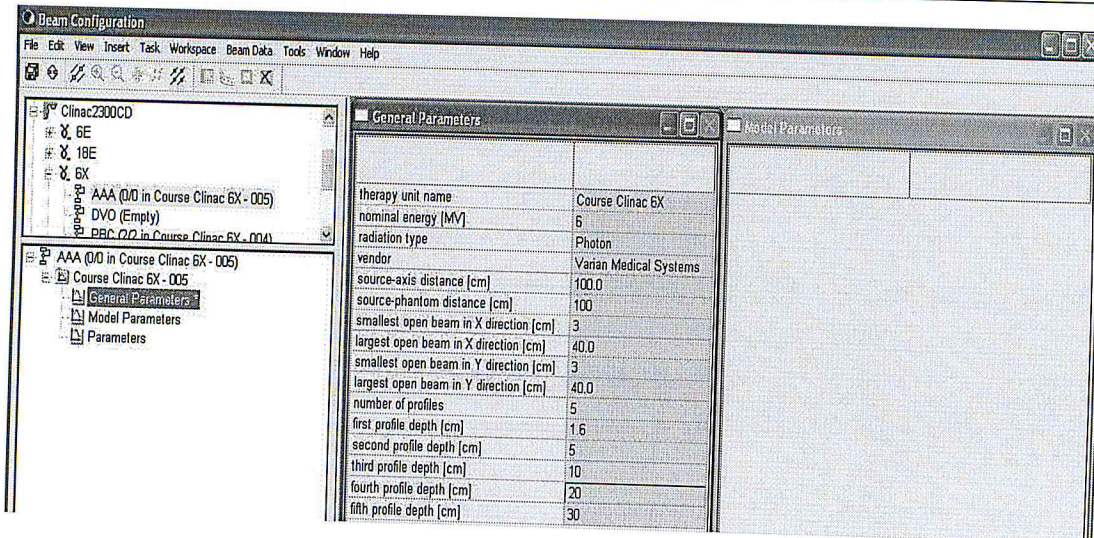
6. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le modèle photons et sélectionnez Nouvelles données de faisceau (*New Beam Data*).



7. Définissez le nom de la machine et sélectionnez Démarrer avec des données vides. Sélectionnez OK pour poursuivre.

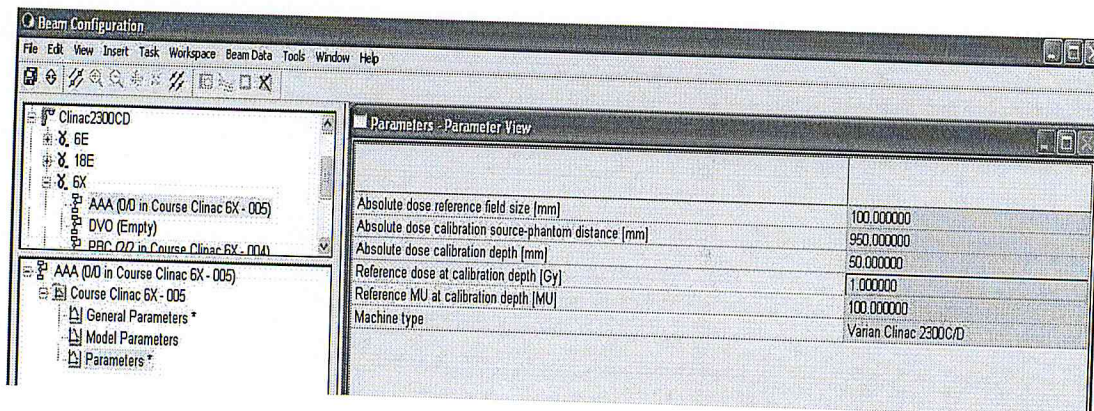


8. Sélectionnez Paramètres généraux (*General Parameters*) et entrez la *DSF (SPD)*, le plus petit et plus grand champ ouvert en direction X et Y, le nombre de profils, ainsi que les profondeurs d'acquisition des profils.

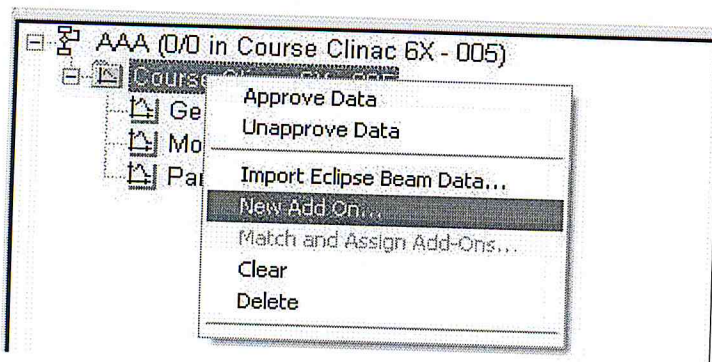


9. Aucun modèle de paramètres (*Model Parameters*) ne doit être entré.

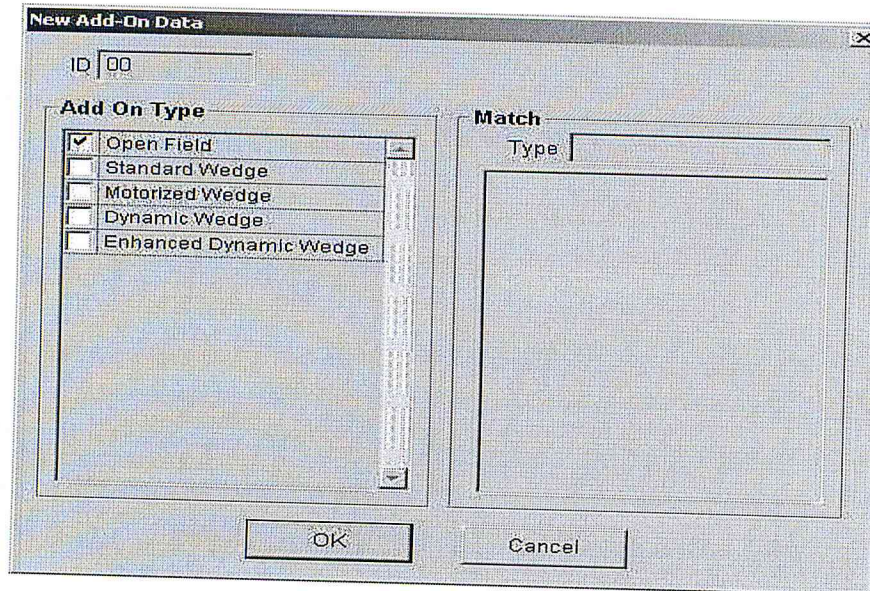
10. Sélectionnez Paramètres (*Parameters*) et entrez la taille du champ de référence pour la mesure de dose absolue, la DSF de calibration (*SPD*), la profondeur de calibration, la dose de référence et les UM de référence à la profondeur de calibration. Sélectionnez ensuite le type de machine.



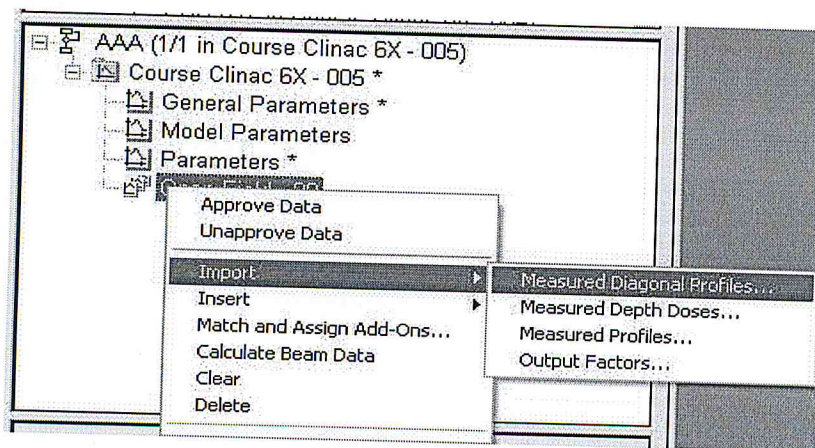
11. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine de thérapie et sélectionnez Nouvel accessoire (*New Add On*).



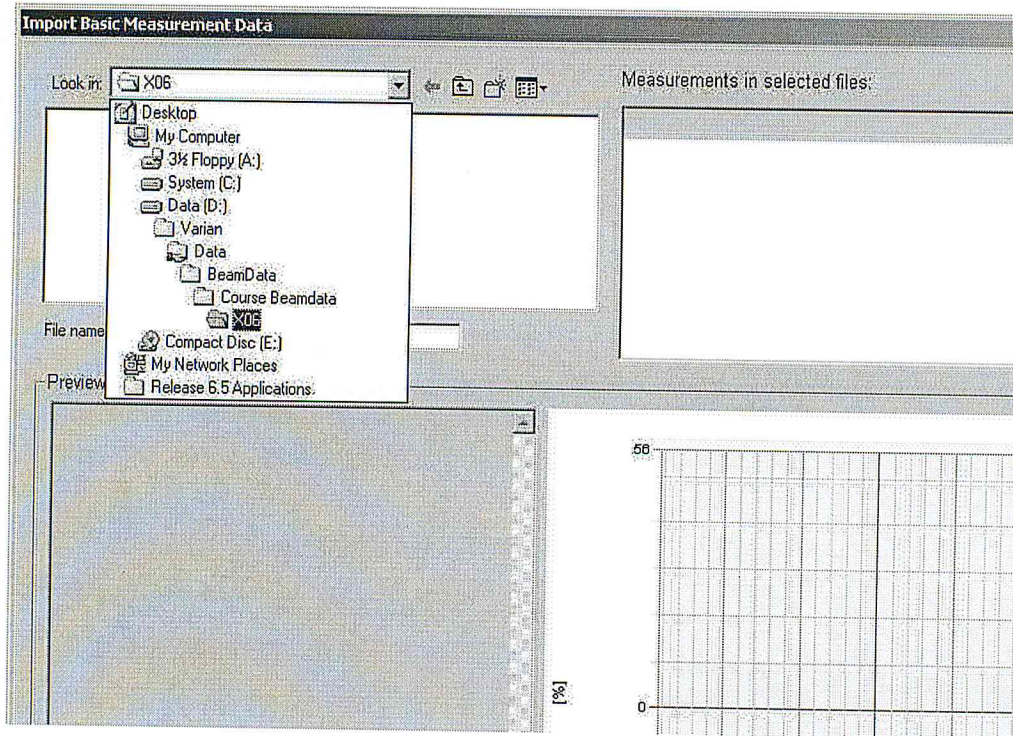
12. Sélectionnez Champ ouvert, puis cliquez sur OK.



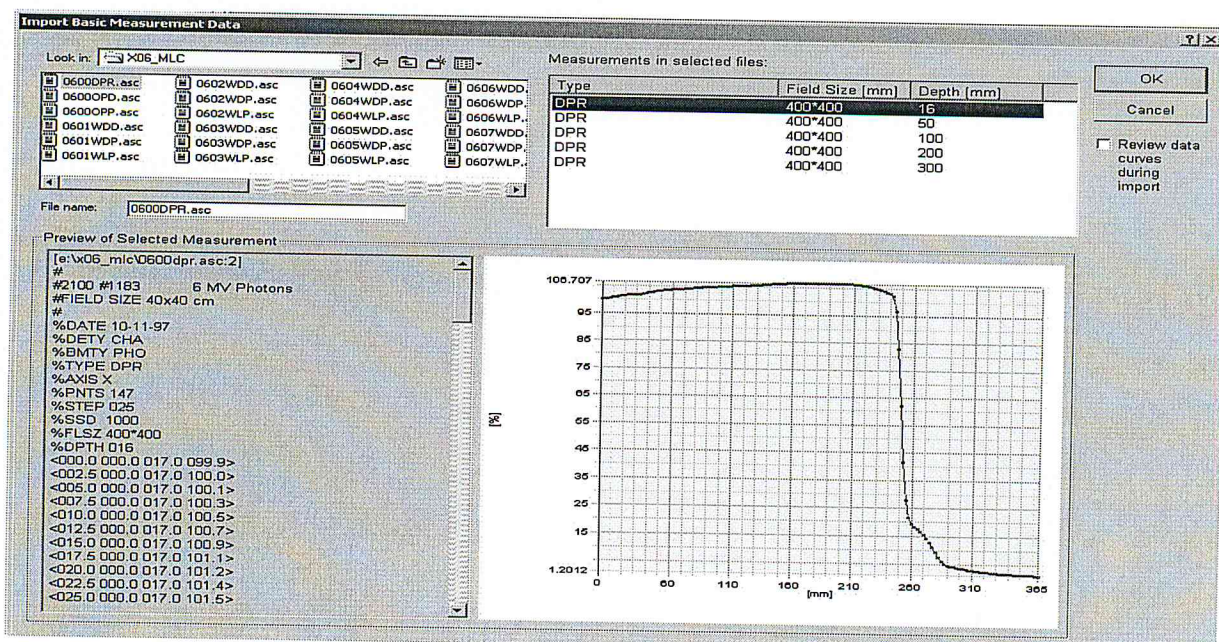
13. Sélectionnez le nouvel accessoire Champ ouvert – 00 (*Open Field – 00*), cliquez avec le droit de la souris, sélectionnez Importer (*Import*), puis Profils diagonaux mesurés (*Measured Diagonal Profiles*).



#### 14. Localisez le répertoire dans lequel vos données sont stockées.

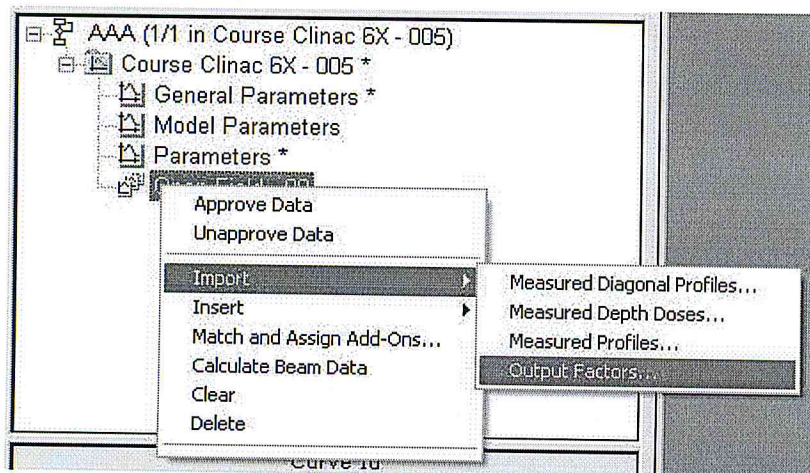


15. Sélectionnez les fichiers avec les mesures de profils diagonaux correspondantes. Vous devez éventuellement taper « \* » dans le champ *File name* pour visualiser tous les fichiers du répertoire. Lorsque vous sélectionnez les courbes de données dans la fenêtre *Mesures* dans les fichiers sélectionnés (*Measurements in selected files*), vous pouvez afficher l'aperçu des données mesurées. Si vous ne souhaitez importer que partiellement les données stockées dans le fichier, cochez la case pour l'importation interactive, *Revoir les courbes de données pendant l'importation* (*Review data curves during import*).

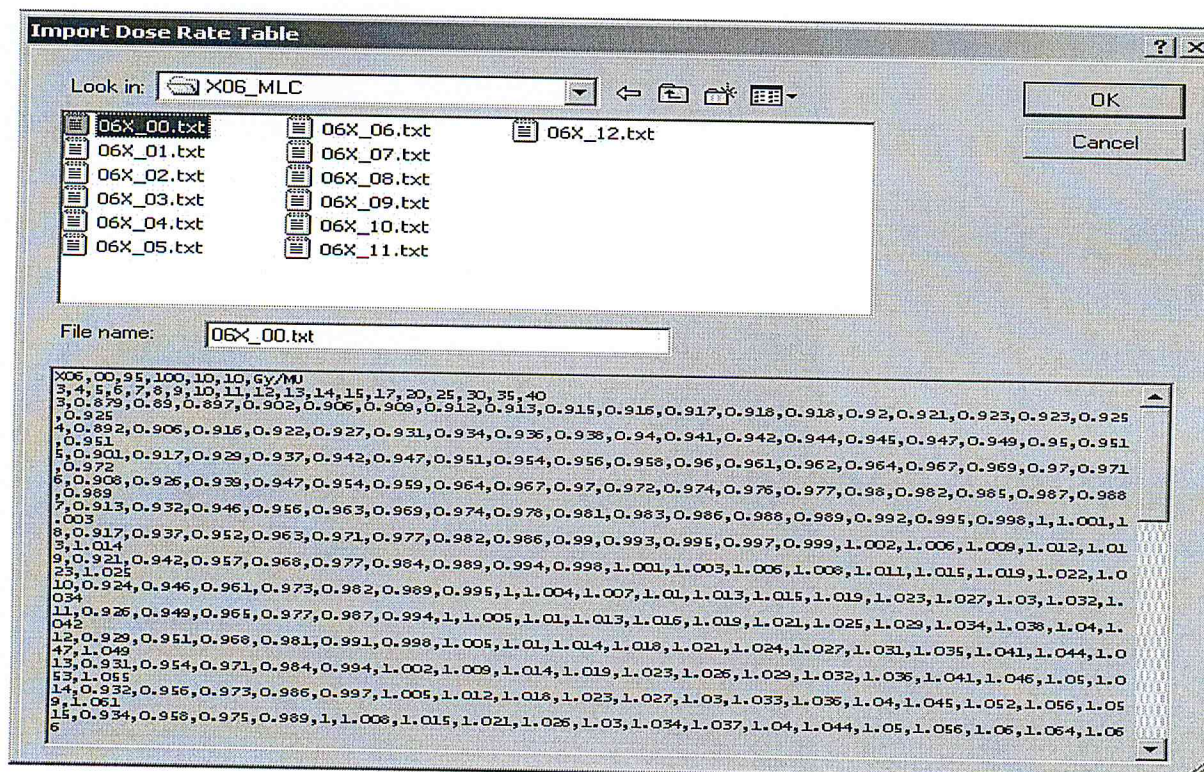




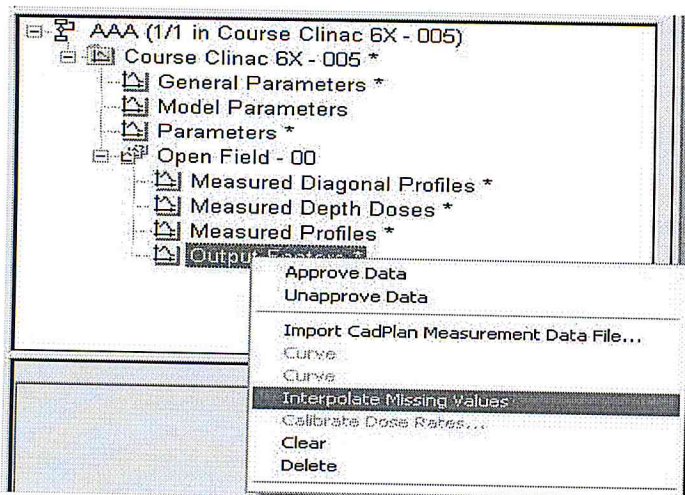
16. Répétez les procédures 13 à 15 pour les doses mesurées en profondeur et les profils mesurés.
17. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur Champ ouvert – 00, sélectionnez Importer, puis Facteurs d'ouverture du collimateur (*Output Factors*).



18. Localisez le répertoire et le fichier avec la table Facteurs d'ouverture du collimateur (*Output Factors*). Vous devez éventuellement taper « \* » dans le champ *File name* pour visualiser tous les fichiers du répertoire. Pour poursuivre, cliquez sur OK. (Si nécessaire, confirmez le message concernant la conversion des UM/Gy en Gy/UM en cliquant sur OK).



19. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur Facteurs d'ouverture du collimateur (*Output Factors*) et sélectionnez Interpoler des valeurs manquantes (*Interpolate Missing Values*).



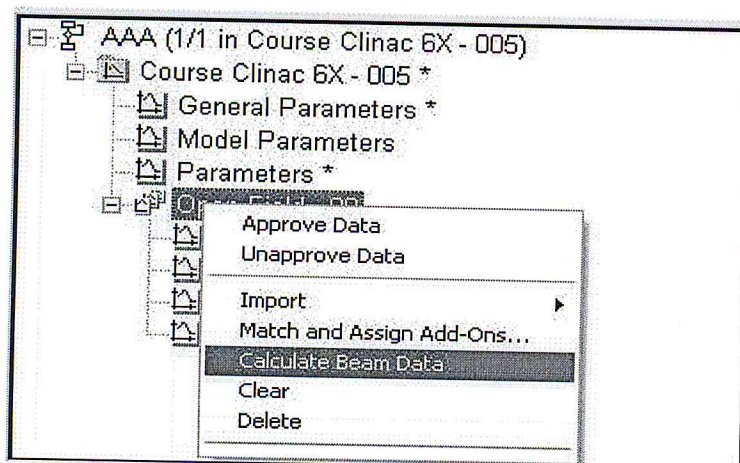
20. Définissez la géométrie de mesure dans la section *Output Factors – Parameter View*.

140.0	0.000	0.000	0.932	0.950	0.973	0.988	0.997
150.0	0.000	0.000	0.934	0.958	0.975	0.989	1.000
160.0	0.000	0.000	0.935	0.959	0.977	0.991	1.002
170.0	0.000	0.000	0.936	0.961	0.979	0.993	1.004
180.0	0.000	0.000	0.938	0.962	0.981	0.995	1.006

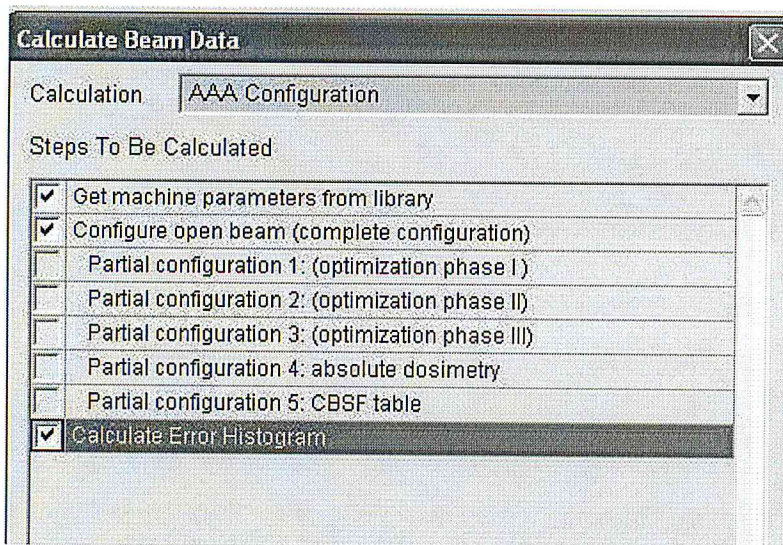
**Output Factors - Parameter View**

Source-phantom distance [mm]	950.0
Detector depth from phantom surface [mm]	50.0

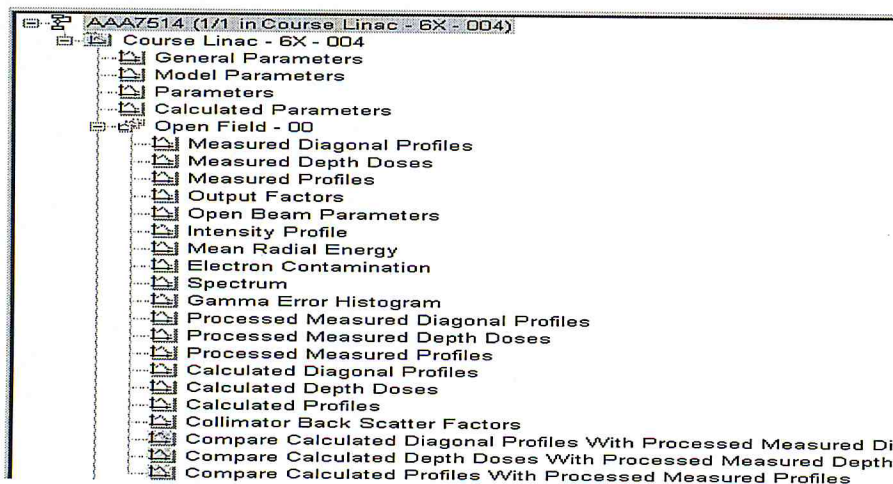
21. Sélectionnez l'accessoire correspondant, cliquez avec le bouton droit de la souris, puis sélectionnez Calculer des données de faisceau (*Calculate Beam Data*). Confirmez en cliquant sur OK le message "Toutes les données vont être enregistrées" (*All data will be saved*).



22. Sélectionnez « Configurer le faisceau à champ ouvert (Configure Open beam (complete configuration)) » ainsi que « Get machine parameters from library » et « Calculate Error Histogram » puis lancez le calcul des données de faisceau en cliquant sur OK.



23. Notez que le calcul des données de faisceaux prend plus temps que la configuration de l'algorithme PBC. Les données suivantes pour le champ ouvert doivent être disponibles lorsque le calcul est achevé:



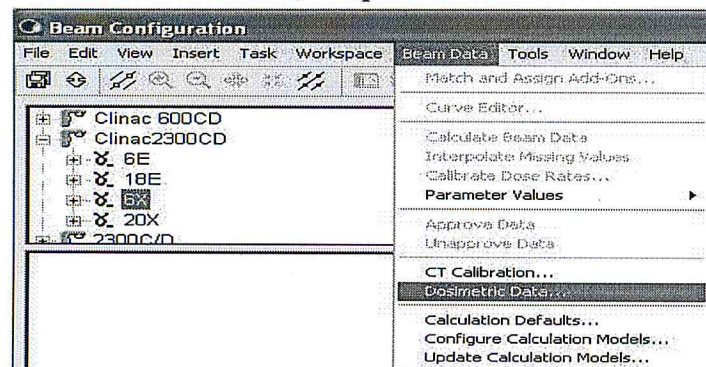
24. Enregistrez toutes les données.



## II. Données dosimétriques

Certains paramètres ne dépendent que de la machine de traitement et de l'énergie et non pas du modèle de calcul (PBC, AAA, DVO), même si certains d'entre eux ne sont utilisés que par l'un ou l'autre :

- Transmission Cache, Plaque et MLC.



- Leaf Gap dosimétrique du MLC
- Atténuation du compensateur....

Par conséquent, il est possible qu'ils aient déjà été entrés (à la configuration du PBC) et qu'il ne soit plus nécessaire de les entrer de nouveau.

1. Sélectionnez l'énergie sous la machine, puis l'option « *Dosimetric Data* » dans le menu « *Beam data* ».

2. Entrez les paramètres correspondants :

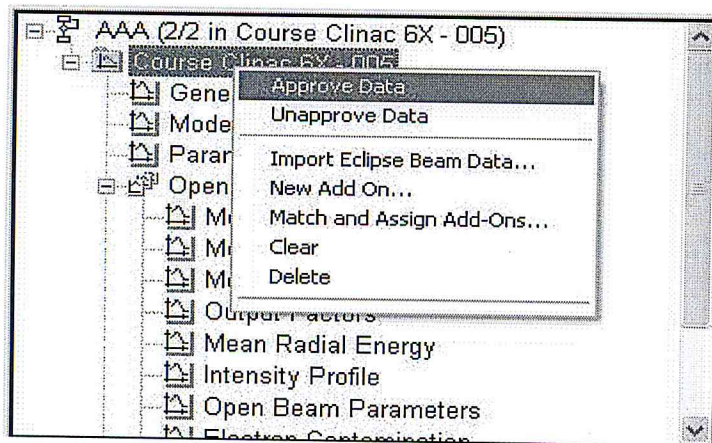
Material	Parameter	Value
MLC120	Transmission Factor	0.022000
MLC120	Dosimetric Leaf Gap [cm]	0.000000
Filtre30	Wedge Attenuation Factor	0.640000
Plaque	Transmission Factor	0.978000
BL2	Transmission Factor	0.045000
Filtre 45	Wedge Attenuation Factor	0.476000

3. Enregistrez toutes les données.

### III. Approuver les données

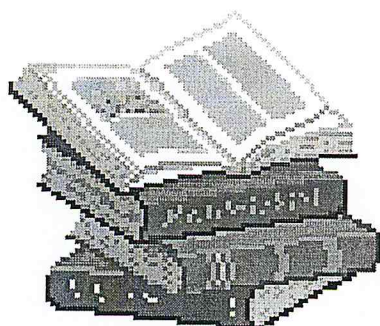
Pour que le faisceau configuré soit calculé, les données doivent être approuvées.

1. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine de thérapie, sélectionnez Approuver des données (*Approve Data*), puis confirmez en cliquant sur OK le message indiquant que toutes les données seront enregistrées.



2. L'énergie correspondante peut maintenant être utilisée pour le calcul dans l'espace de travail *Analyse de faisceau*, ainsi que pour la tâche *Planification de radiothérapie*.

# REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES



- [1]: Baptiste Blanpain « cers un calcul de temps reel de la dose dans un fantôme segmente en mailles homogènes » pour l'obtention de doctorat en Radiophysique et imagerie médicale. Université de Toulouse III. 7 Octobre 2009.
- [2]: MARTIN MORELLE, ANISOTROPIC ANALYTICAL ALGORITHM : Analyse et perspective d'un nouvel algorithme de calcul en mode photon, (2005-2006).
- [3]: David BENOIT « Mise au point et évaluation d'un système fibré de dosimétrie en ligne utilisant des matériaux phosphorescents stimulables optiquement Application à la mesure de dose en radiothérapie et au monitoring de faisceaux », 26 Septembre 2008.
- [4]: VARIAN, Planning reference guide for Eclipse algorithms, Eclipse 6.5, 29 June 2005.
- [5]: D. BLANC "Les rayonnements ionisants" Ed. Masson, 1990. PH-226.
- [6]: Hattali Belckacem « Dosimétrie des faisceaux de haut énergie (photon, électron) à l'aide des dosimètres TLD », Mémoire de Magister Spécialité : PM. USTHB
- [7]: HANDBOOK Oncology Physics "A Handbook for Teachers and Students", E.B. Podgorsak.
- [8]: KHAN, the Physics of Radiation Therapy, Third Edition, Hardcover, 2003.
- [9]: Stéphanie CORDE, « Développement méthodologique de l'application d'agents pharmacologiques renforçateurs de l'effet photoélectrique pour l'utilisation du rayonnement synchrotron en radiothérapie anticancéreuse », Université de Joseph Fourier-Grenoble 1 , 21 Octobre 2002.
- [10]: [http://ipn.epfl.ch/webdav/site/ipn/shared/TP/TP\\_notices/AIp.pdf](http://ipn.epfl.ch/webdav/site/ipn/shared/TP/TP_notices/AIp.pdf).
- [11] Y. Arnoud, LPSC Grenoble « Interactions et Détecteurs » Master(2) Physique Médicale. Lyon-Grenoble 2008-2009.
- [12]: Contrôle de l'étalonnage de faisceaux de photons de haute énergie à l'aide de la TLD hors conditions de référence, Groupe d'Audit externe (TOUFIK), CRNA.
- [13]: Cour biophysique, chapitre 2 : interaction des rayonnements avec la matière, Professeur Jean-philippe Vuillez. Faculté de médecine Grenoble , 2007-2008.

- [14] : Sofiane Benmokhtar « Etalonnage de dosimètre individuels en termes de nouvelles grandeurs opérationnelles », Diplôme de post-graduation spécialisée, spécialité Génie Nucléaire option radioprotection, le 30 Novembre 1996 .Centre de radioprotection et de sureté.
- [15] : RAPPORT S.F.P.M. N° 21 : Dosimétrie des explorations diagnostiques en radiologie. Par Albert LISBONA (coordinateur) et al. Groupe de Travail « Dosimétrie des explorations diagnostiques en Radiologie ».
- [16] : Certificat NEUROSCIENCES 'BIOPHYSIQUE DE LA VISION' « Vision de la quantité de lumière (sensibilité), Vision de la qualité chromatique (couleurs) » Professeur M. ZANCA, Faculté de Médecine Montpellier-Nîmes, Avril 2006.
- [17]: Journal of the ICRU, volume 10 No 2.Rapport 84, Oxford University Press, 2010.
- [18]: Livre « Imagerie Médicale, bases physique », Alain Seret & Maryse Hoebeke. Les éditions de l'université de Liège 2006.
- [19]: Frank Herbert attix «Introduction to Radiological physics and radiation dosimetry», Edition Wiley-VCH , 2004.
- [20]: P. Mayles, Nahum, J C Rosenwald «Handbook of Radiotherapy Physics», Theory and Practice". Edition Taylor et Francis 2007.
- [21]:Jean-Paul le Bourgeois, Jean chevaudra, Francois Eschwege "Radiothérapie oncologique".
- [22] : S.KHOUDRI « «Rayonnements et leurs Interactions et Applications en Radiothérapie», cour Master 1 en physique Médicale, université de Blida ,28 octobre 2009.
- [23] : Jean-Philippe VUILLEZ, UE3-1 : Biophysique, « Chapitre 3 : Dosimétrie », université de joseph Fourier de Grenoble.2010/2011.
- [24]: IAEA, TRS-398, «Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water», 23 April 2004.
- [25]: DIN, The standard DIN 6800-2, October 1997: «Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung»



[ 26 ] :Lucie BERGER « Utilisation d'un système d'imagerie portale électronique avec détecteur au silicium amorphe pour vérifier la dose reçue par les patients en radiothérapie », Université de TOULOUSE III – Paul Sabatier, Discipline: Physique Radiologique et Médicale , 26 octobre 2006

[27]: PAPANIKOLAOU ET AL, «Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams», Report of Task Group N°65 of the Radiation Therapy Committee of the American Association of Physicists in Medicine, 2004.

[28] : Andreas AHNESJÖ, «Dose Calculation for External Photon Beams in Radiotherapy, Phys. Med. Biol, 44, pp. R99-R155, 1999.

(c'est un suédois) ajout idir

[29]: KNOOS ET AL, « The dosimetric verification of a pencil beam based treatment planning system», Phys. Med. Biol. 39, pp. 1609-1628, 1994.

[30]: Vision User Manual – Calculation Algorithms (Varian Oncology Systems, Palo Alto, 2001).

[31]: BATHO, J. Can. Assoc. Radiol. 15,79,1964.

[32]: WONG, HENKELMAN, Reconsideration of the power-law (Batho) equation for inhomogeneity corrections, 1982.

[33]: AHNESJÖ ET AL, «A pencil beam model for photon dose calculation», Med. Phys. 19, pp. 263-73, 1992b.

[34]: AHNESJÖ, « Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media», Med. Phys. 16(4), 577-92, 1989.

[35] : STERPIN E, «Simulation Monte Carlo de l'accélérateur Elekta SL25 avec BEAMnrc pour la radiothérapie par faisceaux modulés en intensité dans la région tête et cou», UCL 2005.

[36] : Eric FRANCHISSEUR, « Modélisation et validation de l'accélérateur PRIMUS de SIEMENS par le code Monte Carlo PENELOPE dans le cadre de la Radiothérapie du Cancer », Université de Nice-Sophia Antipolis, le 26 Février 2007.

- [37]: Seltzer S. M. 1991 Electron-photon Monte Carlo calculations: the ETRAN code *Int'l J of Appl. Radiation and Isotope* 42 917 – 941.
- [38]: Halbeib J. A. 1988 Structure and operation of the ITS code system Monte Carlo Transport of Electrons and Photons. Ed T. M. Jenkins, W. R. Nelson and A Rindi (New York; Plenum) pp 249-62.
- [39]: Nelson W. R., Hirayama H. and Rogers D. W. O. 1985 The EGS4 code system Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-265.
- [40]: Kawrakow I. 2000 Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport: I. EGSnrc, the new EGS4 version *Med. Phys.* 27 485-98.
- [41] : Breimeister J. F. 2000 MCNP – a general Monte Carlo n-particle transport code, Version 4C Technical Report No LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory.
- [42]: Hendricks et al. MCNPX, Version 2.5.f, LA – UR – 04 – 0569, 2004.
- [43]: Sempau J., Accosta E., Baro J., Fernandez-Varea J. M. and Salvat F. 1997. An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon transport *Nucl. Instrum . Methods B* 132 377-9 0.
- [44]: Geant4 2003 [http:// geant4.web.cern.ch/geant4/](http://geant4.web.cern.ch/geant4/)
- [45]:WANG ET AL, «Experimental verification of a CT-based Monte Carlo dose-calculation method in heterogeneous phantoms», *Med. Phys.* 26, pp. 2133-2143, 1999.
- [46]:Recommendations N° 8 de Swiss Society of Radiobiology and Medical Physics ,Member of the European Federation of Organisations for Medical Physics (EFOMP) and the International Organization for Medical Physics (IOMP):Dosimétrie des faisceaux de photons de haute énergie à l'aide de chambres d'ionisation. Octobre 2000
- [47]: Ulmer W and Harder, D. Applications of a triple Gaussian pencil beam model for photon beam treatment planning. *Z. Med. Phys.* 1996; 3:68-74
- [48]: Ulmer W and Kaissl W. A triple Gaussian pencil beam model for photon beam treatment planning. *Z. Med. Phys.* 1995; 5:25-30.

- [49]: Ulmer W, Pyyry J and Kaissl W. A 3D photon superposition/convolution algorithm and its foundation on results of Monte Carlo calculations
- [50]: Anders Josefsson, Evaluation of the Anisotropic Analytic Algorithm (AAA) for 6 MV photon energy, Department of Radiation Physics, University Göteborg, 29 January 2008.
- [51]: Ann Van Esch, Lara Tillikainen, Jukka Pyykkonen, Mikko Tenhunen, Hannu Helminen, Sami Siljamäki, Jyrki Alakuijala, Marta Paiusco, Mauro Iori, Dominique P. Huyskens; Testing of the analytical anisotropic algorithm for photon dose calculation; Medical Physics Vol. 33 No. 11, November 2006.
- [52]: Antonella Fogliata, Giorgia Nicolini, Eugenio Vanetti, Alessandro Clivio and Luca Cozzi; Dosimetric validation of the anisotropic analytical algorithm for photon dose calculation: fundamental characterization in water; Physics in medicine and biology 51 (2006) page 1421-1438; doi:10.1088/0031-9155/51/6/004.
- [53]: Janne Sievinen, Waldemar Ulmer, Wolfgang Kaissl. AAA photon dose calculation model in Eclipse™, Document ID: D CS71-AAA WP, Version: 0.1.
- [54]: GASTEREN ET AL, The determination of phantom and collimator scatter components of the output of megavoltage photon beams: measurement of the collimator scatter part with a beam-coaxial narrow cylindrical phantom, Radiotherapy and Oncology, 20, pp. 250-257, 1991.
- [55]: Robin GARCIA « Validations dosimétriques des conditions cliniques des radiothérapies thoraciques », discipline Radiophysique et Imagerie médicales, l'université Toulouse III - Paul Sabatier, 21 Septembre 2009.
- [56]: Andreo, P. (1991) « Monte carlo techniques in medical radiation physics ». Phys. Med. Biol, 36:861–920.
- [57]: Schaffner et al. 1999 ; Schaffner, B., Pedroni, E. et Lomax, A. (1999). « Dose calculation models for proton treatment planning using a dynamic beam delivery system: an attempt to include density heterogeneity effects in the analytical dose calculation ». Phys. Med. Biol, 44:27–41.
- [58]: P. Keall, et P Hoban (1996b), « Super-monte carlo : A 3-d electron beam dose calculation algorithm. Med. Phys ». 23:2023–34.

[59]: I. Kawrakow, M. Fippel, et K. Friedrich (1996), « 3D electron dose calculation using a voxel based monte carlo algorithm (vmc) ». *Med. Phys.*, 23(4):445–57.

[60]: Evans R.D «The atomic nucleus, Krieger publishing company .Malabar, FI, USA.p :972.(1955).

[61]:[http://kaoutharchatti.com/cariboost\\_files/Interactions\\_20des\\_20photons\\_20et\\_204applications\\_20\\_C3\\_A0\\_20l\\_27imagerie\\_pdf.pdf](http://kaoutharchatti.com/cariboost_files/Interactions_20des_20photons_20et_204applications_20_C3_A0_20l_27imagerie_pdf.pdf).

[62] : H Kafrouni, F Husson, S Morrow, E Franchisseuret M Benkebil, « L'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour la planification du traitement du cancer par radiothérapie devient une réalité ». *Journées « La dosimétrie individuelle des travailleurs et des patients » SFRP 27 et 28 mai 2008.* ,Dosisoft Cachan

[63] : Lot1-1 :3 accélérateurs d'électrons biénergie, direction de la santé et de la population de Setif- Algérie, description technique de l'équipement CLINAC DHX, Septembre 2009.

[64]: "RFA-200 Manual" [DAA100 90006 01], By Scanditronix Wellhöfer, 2001.

[65]: <http://www.harpell.ca/manufacture/ptw/0-3-cm3-semiflex-chamber-type-31013>.