

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK
BEN YAHIA - JIJEL**



**FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET
INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

Série :

**Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de
Master en physique**

Spécialité : Physique médicale

Par

**DJAMAA Nadia
TEBBOUB Wafa**

Intitulé

**Simulation par la méthode Monte Carlo d'un accélérateur linéaire
médical en radiothérapie**

Soutenu le : /10 /2020 devant le jury:

Président :	N. OUNOUGH	M.C.A.	Univ. de Jijel
Rapporteur :	A. BOUKHELLOUT	M.A.A.	Univ. de Jijel
Examineurs:	N.BENMISSIA	M.A.A .	Univ. de Jijel



Remerciements

Tout d'abord, je remercie "Allah " pour m'avoir permis d'aller jusqu' au bout de ce mémoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement et chaleureusement Monsieur A. BOUKHELLOUT pour avoir proposé ce sujet.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur N. OUNOUGHFI pour l'honneur qu'il en acceptant d'être président du jury de ce modeste mémoire.

J'adresse également un grand remerciement à Madame N. BENMISSIA pour accepter d'être examinatrice

Je veux également remercier tous les enseignants de la licence et du Master qui ont participé de près ou de loin à ma formation.

Sommaire

Introduction Générale.....	1
<i>Chapitre I : Interaction photon-matière et grandeurs dosimétriques</i>	
Introduction	2
I. Nature et origine des rayons X.....	2
II. Spectre des rayons X	3
II.1. Spectre continu	4
II.2. Spectre de raies.....	4
III. Les interactions entre les photons et la matière.....	5
III.1. Effet photoélectrique	5
III.2. Effet Compton	6
III.3. La création de paires e-e+	7
III.4. L'effet Rayleigh	8
IV. Domaine de prédominance des différentes interactions	9
V. Atténuation des photons	9
V.1. Loi d'atténuation	9
V.2. Couche de demi-atténuation.....	10
V.3. Libre parcours moyen.....	11
V.4. Coefficient global d'atténuation linéaire	11
V.5. Coefficient d'atténuation massique	11
VI. Grandeurs dosimétriques.....	12
VI.1. Le flux particulaire.....	12
VI.2. Le flux énergétique	12
VI.3. Fluence particulaire.....	12
VI.4. Débit de fluence particulaire	12
VI.5. Fluence énergétique	12
VI.6. Débit de fluence énergétique.....	13

VI.7. Exposition	13
VI.8. Débit d'exposition.....	13
VI.9. Kerma.....	13
VI.10. Débit de kerma	14
VI.11. La dose absorbée	14
VI.12. Le débit de dose absorbée	14
Conclusion.....	14

Chapitre II : Radiothérapie et accélérateur médical

Introduction	15
I. Notion de radiothérapie.....	15
II. Rayonnements utilisés en radiothérapie	15
II.1. Les électrons	15
II.2. Les photons.....	15
II.3. Les protons	16
III. Types de radiothérapie	16
III.1. Radiothérapie externe.....	16
III.2. Radiothérapie interne	17
IV. Description générale d'accélérateur médical	17
V. La tête de l'accélérateur	18
V.1. La cible	18
V.2. Le collimateur primaire	19
V.3. Cône égalisateur	19
V.4. Collimateur multi-lames.....	20
V.5. Les mâchoires X/Y	21
VI. Mode de fonctionnement de la tête d'irradiation	21
VI.1. Le mode électron.....	21
VI.2. Le mode photons	22
VII. Le fantôme d'eau (milieu de référence).....	23

Conclusion.....	24
-----------------	----

Chapitre III : Simulation de Monte Carlo

Introduction	25
I. L'historique.....	25
II. Le principe de la méthode Monte-Carlo.....	25
III. Les incertitudes	26
III.1. Les incertitudes statistiques.....	26
III.2. Les incertitudes physiques	27
IV. Efficacité d'une simulation Monte- Carlo	27
V. Simulation Monte- Carlo de l'interaction de photon.....	27
VI- Codes basés sur la méthode de monte Carlo	27
VI.1. Le code EGS (Électron Gamma Shower)	27
VI.2. Le code MCNP.....	28
VI.3. Le code GEANT4	28
VI.4. Le code PENELOPE.....	28
VII. Description du code PENELOPE	28
VII.1. Les différents programmes dans PENELOPE.....	29
VII.2. La géométrie dans PENELOPE.....	30
VII.3. Paramètres de simulation.....	32
Conclusion.....	33

Chapitre IV : Résultats et discussion

Introduction	34
I. Paramètres de simulation	34
II. Résultats et discussion	35
II. 1. Simulation du spectre des rayons X	35
II.2. Le spectre d'énergie.....	35
II.3. Simulation de la dose.....	37

II.4. La distribution de dose	38
II.4.1. Profil de dose	38
II.4.2. Rendement en profondeur	41
Conclusion.....	43
Conclusion générale	44

Liste des figures

Figure (I.1) : Spectre d'ondes électromagnétiques

Figure (I.2) : Spectre d'émission du tungstène

Figure (I.3) : Rayonnement X de freinage

Figure (I.4) : Rayonnement de fluorescence

Figure (I.5) : Effet photoélectrique

Figure (I.6) : Effet Compton

Figure (I.7) : Effet de création de paires

Figure (I.8) : La diffusion de Rayleigh

Figure (I.9) : Domaines de prédominance en fonction du nombre atomique Z , du milieu et de l'énergie du photon des trois interactions

Figure (I.10) : Atténuations d'un faisceau de photons dans un matériau

Figure (I.11) : Variation de l'atténuation d'un faisceau de photons en fonction de l'épaisseur x

Figure (I.12) : Transport d'énergie (kerma)

Figure (II.1) : Forme des rendements en profondeur pour des faisceaux de rayons X, protons et électrons

Figure (II.2) : Synoptique d'un accélérateur médical

Figure (II.3) : La tête de l'accélérateur médical

Figure (II.4) : Cibles de différentes épaisseurs

Figure (II.5) : Collimateur primaire

Figure (II.6) : Représentation en trois dimensions d'un Cône

Figure (II.7) : Le rôle du cône égalisateur

Figure (II.8) : Collimateur multi-lames avec le contour de la cible à traiter

Figure (II.9) : Représentation 3D des mâchoires X/Y dans le cas de 3 tailles de champ à l'iso centré

Figure (II.10) : Schéma simplifié en mode électrons

Figure (II.11) : Schéma simplifié en mode photons

Figure (II.12) : Schéma simplifié montrant les deux modes de fonctionnement d'un accélérateur

Figure (II.13) : Fantôme d'eau MP3-P

Figure (III.1) : Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo

Figure (III.2) : Architecture simplifiée des programmes et des fichiers d'entrée de sortie du code PENELOPE

Figure (III.3) : modalisation de géométries dans le code PENELOPE

Figure (III.4) : Description des indices et des types de surfaces employées par PENELOPE

Figure (IV.1) : Géométrie de la tête d'accélérateur simulé par PENELOPE

Figure (IV.2) : Spectre énergétique pour un faisceau de photon produit par des électrons de 6MeV

Figure (IV.3) : Spectre des photons X pour des électrons de 5 MeV

Figure (IV.4) : Spectre des photons X pour des électrons de 4 MeV

Figure (IV.5) : La géométrie de simulation générer par *geviw3d * du code PENELOPE

Figure (IV.6) : Profil de dose simulé pour 4 MeV

Figure (IV.7) : profile de dose simulée pour 5MeV.

Figure (IV.8) : Profil de dose simulée pour 6MeV.

Figure (IV.9) : Rendement en profondeur de la dose dans l'eau pour 4 MeV.

Figure (IV.10) : Rendement en profondeur de la dose dans l'eau pour 5MeV.

Figure (IV.11) : Rendement en profondeur de la dose dans l'eau pour 6 MeV.

Introduction Générale

La radiothérapie est une méthode de traitement du cancer, utilisant des rayonnements pour détruire les cellules cancéreuses en bloquant leur capacité à se reproduire tout en préservant autant que possible les tissus sains et les organes environnants.

Il existe deux types de radiothérapie : la radiothérapie externe et interne. Dans la radiothérapie externe les rayonnements sont obtenus par des accélérateurs linéaires médicaux. Le mode le plus répandu est celui utilisant des photons de haute énergie, la structure des accélérateurs est plus importante car cela aide mieux à comprendre leur fonctionnement.

La simulation Monte Carlo est devenue un outil incontournable en radiothérapie, Dans notre travail, la tête d'accélérateur modélisée à l'aide du code PENELOPE se compose d'une cible, suivie d'un collimateur et d'un fantôme d'eau, pour déterminer les spectres énergétiques et la distribution de dose dans le fantôme d'eau.

Dans ce mémoire le plan de travail est fait comme suit :

Dans le premier chapitre on explique les interactions du photon avec la matière. Une description générale sur les grandeurs dosimétriques utilisés en radiothérapie.

Dans le deuxième chapitre nous rappelons les types et la notion de la radiothérapie. Dans la deuxième section de ce chapitre, nous avons discuté la description détaillée de l'accélérateur linéaire médical.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de la méthode Monte Carlo et les codes de calcul. Nous avons présenté le principe et la méthode du code PENELOPE.

Le dernier chapitre contient les résultats de la simulation. Nous avons terminé ce travail par une conclusion qui résume les résultats obtenus.



Chapitre I

*Interaction photon-matière et
grandeurs dosimétriques*

Introduction

Les interactions photon-matière sont des mécanismes d'interactions différentes qui dépendent de l'énergie du photon et du lieu d'interaction.

Le mot photon appelé aussi rayonnement (onde) électromagnétique qui peut être soit d'origine électronique (rayons X), soit d'origine nucléaire (rayon γ). Ces deux types de rayonnements ont le même comportement vis-à-vis de la matière. Ils possèdent une masse nulle et une énergie proportionnelle à leur fréquence ν . Quel que soit l'origine du rayonnement, l'énergie

$$E = h \nu = hc / \lambda \quad (\text{I.1})$$

Lorsque les photons X ou γ traversent la matière, ils s'atténuent à la suite de différentes interactions (excitations, ionisations) avec les atomes de la matière traversée [1]. Ces différentes interactions donnent naissance à plusieurs types d'événements comme : diffusion, absorption, création de paires, et suivant l'énergie comme : diffusion Thomson qui est une diffusion d'un photon X de faible énergie par un électron libre qui n'est pas lié, diffusion Rayleigh qui est une diffusion élastique qui se produit sans changement d'énergie.

I. Nature et origine des rayons X

Les rayons X, tout comme les ondes radio ou la lumière visible, sont des rayonnements électromagnétiques. Ils ont une longueur d'onde plus courte située entre $10^{-11}m$ et $10^{-8} m$ et donc une fréquence comprise entre $10^{16}Hz$ et $10^{19}Hz$. Ils peuvent être produits par deux processus spécifiques :

- Par des changements d'orbites d'électrons des couches électroniques. Ces transitions entre niveaux libèrent des photons X de grande énergie. L'excitation induisant la transition peut être provoquée par des rayons X ou bien par un bombardement d'électrons [1].
- Par accélération d'électrons, c'est-à-dire freinage ou changement de trajectoire forcée.

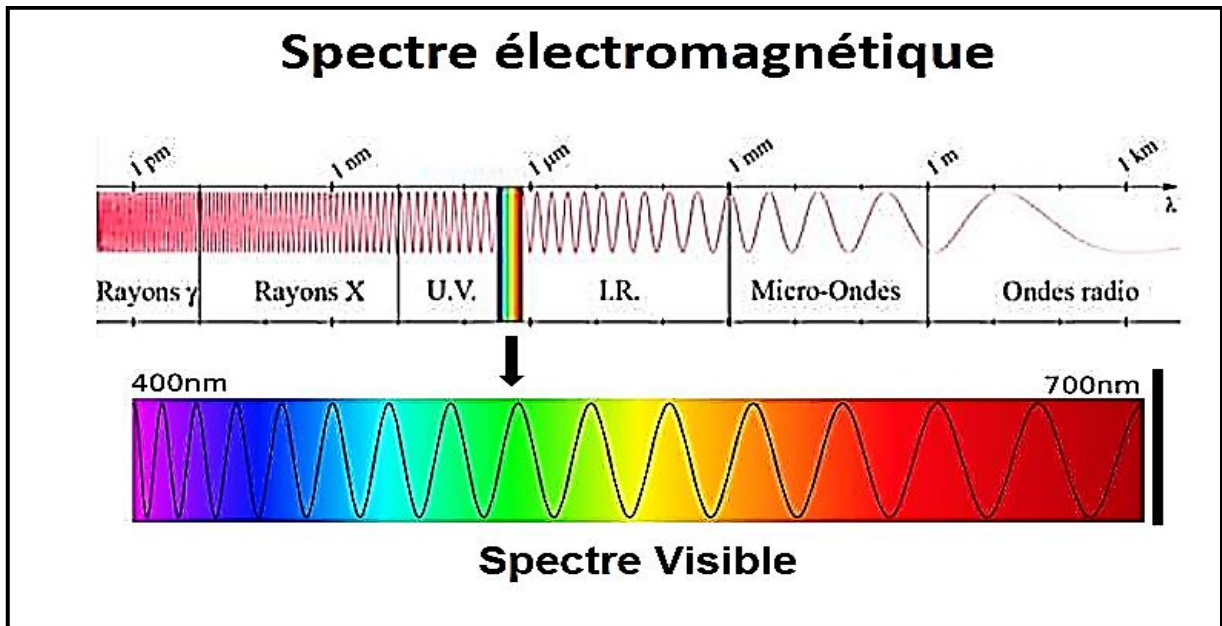


Figure (I.1) : Spectre d'ondes électromagnétiques

II. Spectre des rayons X

L'étude spectrale du rayonnement X émis montre qu'il est formé de la superposition d'un spectre continu et d'un spectre de raies. Ces deux composantes correspondent à deux mécanismes d'émission bien distincts.

- Interaction des électrons accélérés avec les noyaux de la cible (spectre continu ou spectre de bremsstrahlung).
- Ionisation des couches profondes des atomes de la cible (spectre de raies).

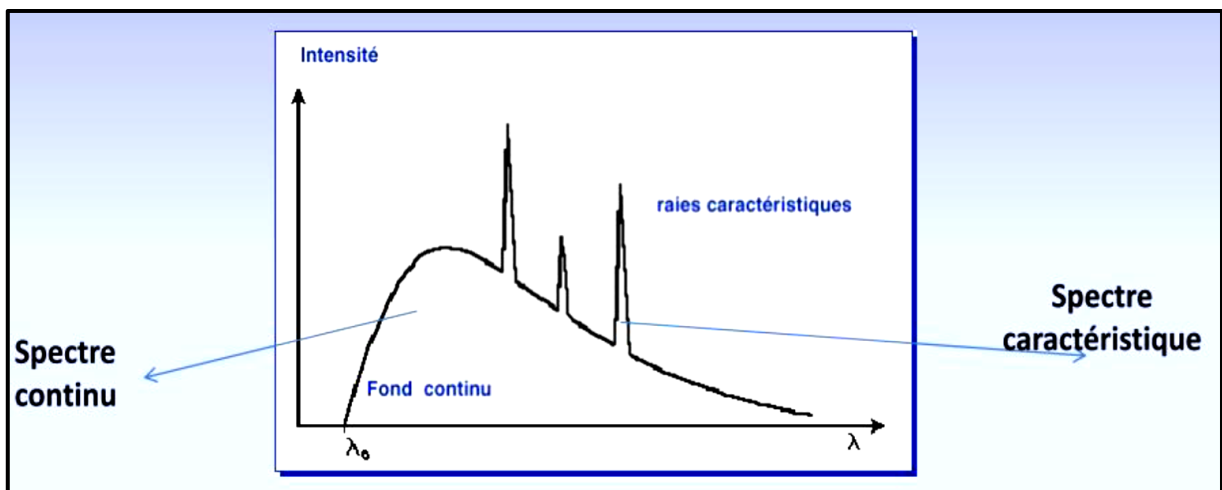


Figure (I.2) : Spectre d'émission du tungstène [2].

II.1. Spectre continu

Lorsque le faisceau d'électrons incident arrive sur la cible, il s'approche du noyau d'un atome qui le dévie du fait de sa charge positive qui l'attire [2]. L'électron est donc ralenti. L'énergie de freinage est dégagée sous forme d'un photon X ou de chaleur si l'énergie est faible (égale à la perte d'énergie cinétique de l'électron incident).

L'électron continue sa course sur une autre trajectoire ayant été dévié par le freinage jusqu'à l'atome suivant où il produira un autre photon X.

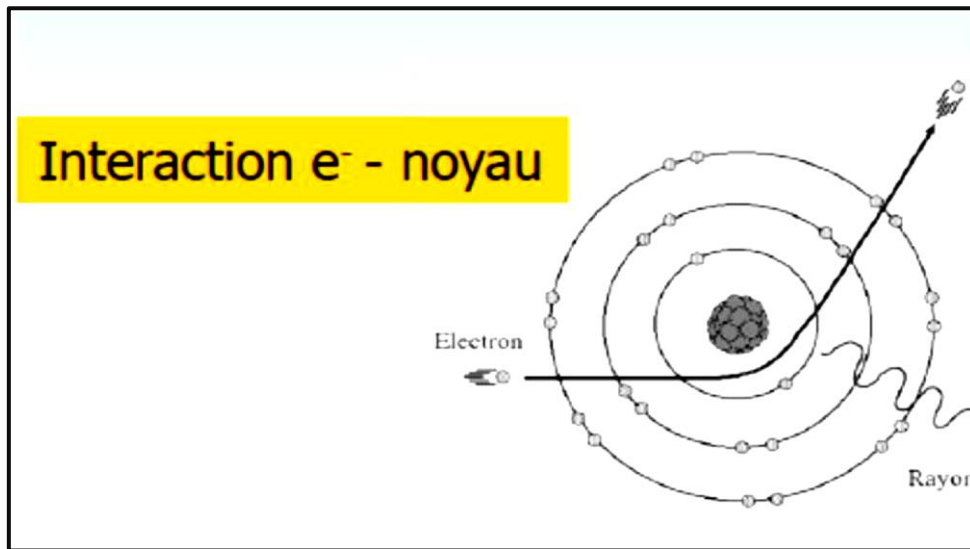


Figure (I.3) : Rayonnement X de freinage [2].

II.2. Spectre de raies

L'électron incident expulse un électron atomique. De ce fait, il se produit alors un réarrangement électronique, un électron d'une autre couche (K, L, M, N...), voir un électron libre, prenant sa place. Durant ce réarrangement un photon X d'énergie caractéristique de la transition est émis. Souvent le réarrangement se fait avec plusieurs électrons donc plusieurs raies X sont donc émises.

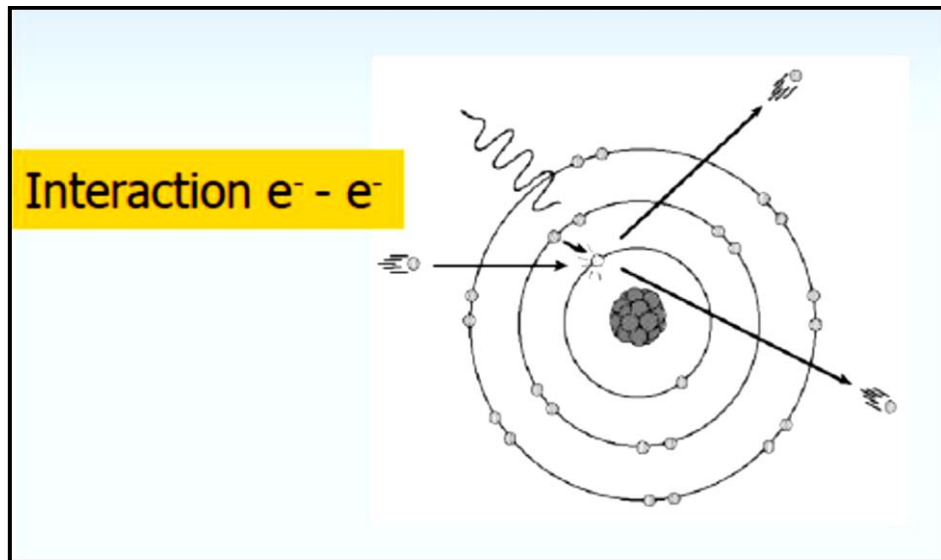
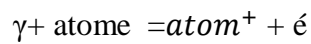


Figure (I.4) : Rayonnement de fluorescence [2].

III. Les interactions entre les photons et la matière

III.1. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'absorption complète d'un photon d'énergie $E=h\nu$ par un atome suivi de l'émission d'un électron atomique appelé photoélectron.



L'énergie du photoélectron émis est égale à $E_e = h\nu - E_L$ où E_L est l'énergie de liaison de l'électron à l'atome du milieu. E_L varie selon le numéro atomique Z de l'atome [3].

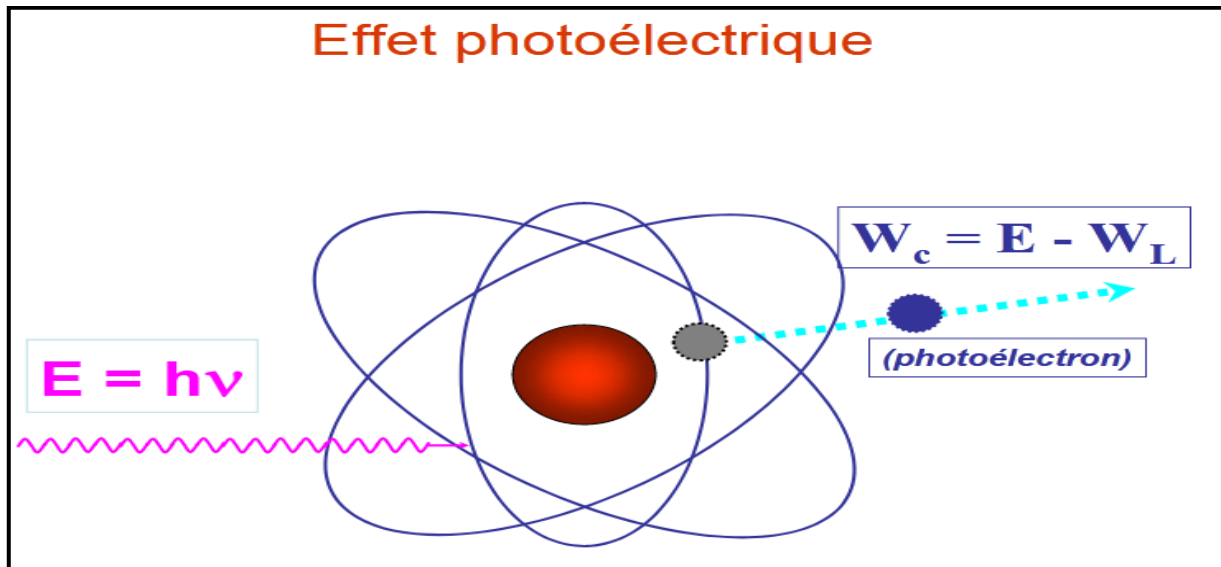


Figure (I.5) : Effet photoélectrique [7].

III.2. Effet Compton

C'est la diffusion inélastique d'un photon sur un électron peu lié du milieu traversé. Le photon incident d'énergie $h\nu$ est diffusé selon un angle θ avec une énergie $h\nu'$, une partie de l'énergie est cédée à l'électron supposé non lié et qui recule selon un angle [3].

Les lois de conservation de l'énergie totale et de l'impulsion permettent d'obtenir la relation donnant l'énergie du photon diffusé en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion θ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (\text{I.2})$$

Où m_0c^2 est l'énergie de masse de l'électron au repos.

On remarque donc que l'énergie du photon diffusé est maximale pour $\theta \sim 0^\circ$ ($h\nu = h\nu'$). Elle est minimale pour $\theta = 180^\circ$, qui correspond à une rétrodiffusion du photon [3] :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad (\text{I.3})$$

L'énergie emportée par l'électron diffusé appelé électron Compton est noté $E_{\hat{e}}$ il s'exprime par :

$$E_{\hat{e}} = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{\frac{m_0c^2}{h\nu} + (1 - \cos\theta)} \quad (\text{I.4})$$

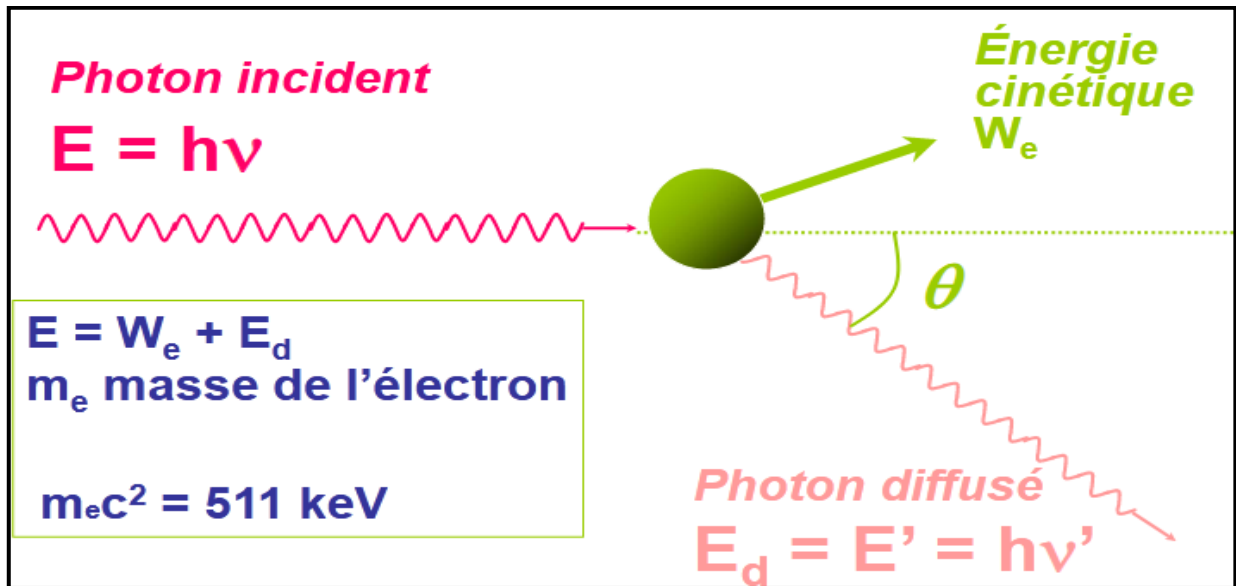


Figure (I.6) : Effet Compton [7].

III.3. La création de paires $e^- e^+$

La création de paires appelée aussi matérialisation peut survenir lorsqu'un photon d'énergie suffisamment élevée passe au voisinage du champ électromagnétique d'un noyau [3]. Le photon disparaît et donne naissance à l'un positon et un électron (négaton). L'énergie nécessaire pour obtenir la matérialisation de cette paire est égale à 1.022 MeV. La production de paires est le phénomène d'absorption pure. La probabilité augmente avec l'énergie du photon éjecté et est proportionnelle au numéro atomique Z du matériau [4].

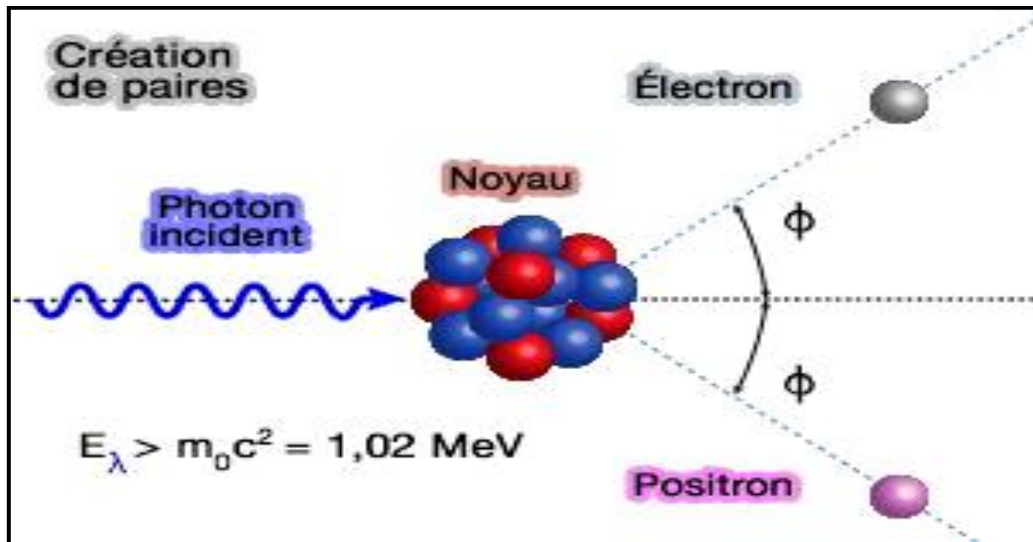


Figure (I.7) : Effet de création de paires [5].

III.4. L'effet Rayleigh

La diffusion de Rayleigh, également appelée diffusion cohérente, se produit lorsqu'un photon incident induit un choc élastique avec un électron fermement lié à un atome. L'électron absorbe complètement l'énergie du photon et le photon entre dans une oscillation forcée sans assez d'énergie pour quitter l'atome. Puis, lorsqu'il se détend, il réémet un autre photon avec la même énergie dans n'importe quelle direction. L'effet Rayleigh est courant pour les milieux à grand nombre Z et pour les photons incidents de faible énergie. Cet effet n'affecte pas la valeur de la dose déposée.

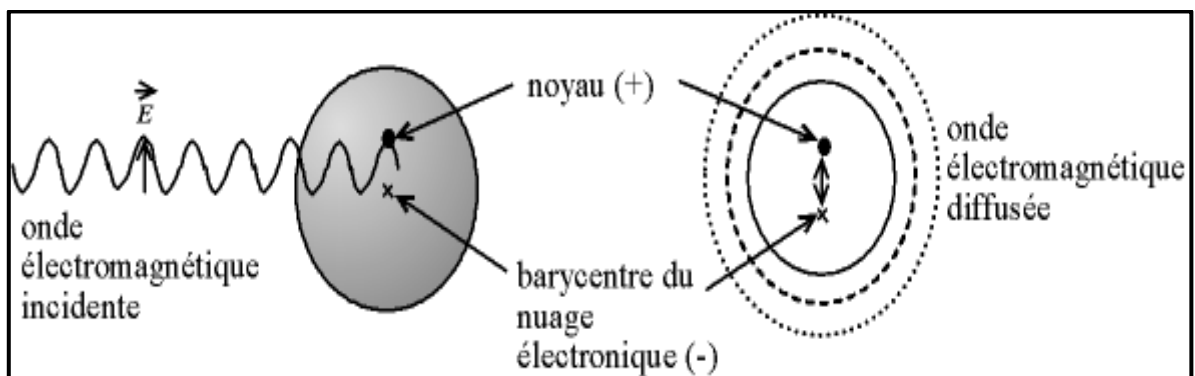


Figure (I.8) : La diffusion de Rayleigh [6].

IV. Domaine de prédominance des différentes interactions

Pour des photons traversant un milieu donné, les trois phénomènes l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires, mais avec une probabilité différente selon l'énergie des photons et la nature du milieu (numéro atomique, masse volumique ...). On définit trois zones [1] :

1. Zone de l'effet photoélectrique (énergie des photons faible et Z élevée).
2. Zone de l'effet Compton (énergie et Z moyen).
3. Zone de la création de paires (énergie et Z élevée).

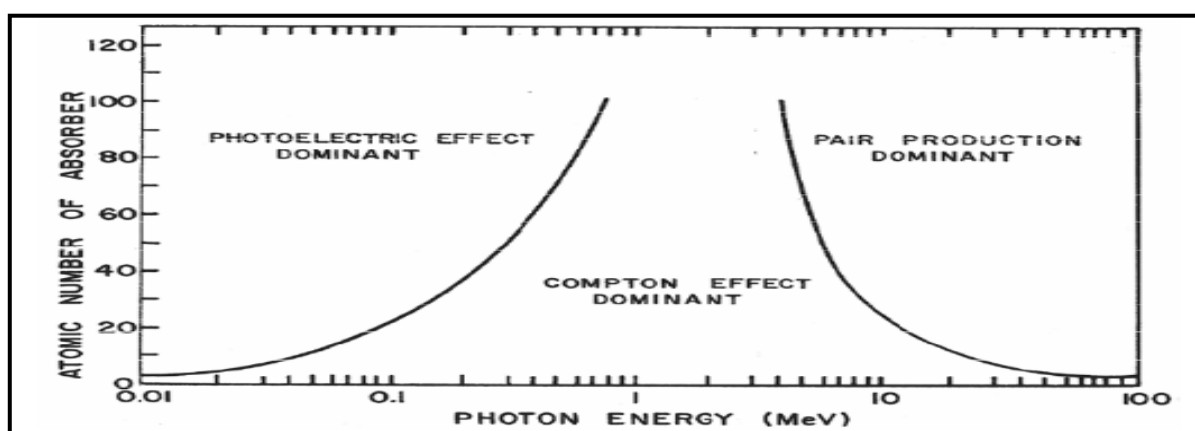


Figure (I.9) : Domaines de prédominance en fonction du nombre atomique Z, du milieu et de l'énergie du photon des trois interactions [8].

V. Atténuation des photons

V.1. Loi d'atténuation

Les interactions du photon avec la matière conduisent à la perte partielle ou totale de son énergie. On parle alors d'atténuation du photon dans la matière [3].

Lorsqu'un faisceau de photons mono énergétiques traverse un milieu matériel, une partie des photons est arrêtée, une autre déviée et une autre transmise restant dans la même direction de propagation du faisceau sans être déviée.

Le caractère aléatoire des interactions des photons avec la matière conduit à une loi d'atténuation exponentielle comme :

$$N=N_0e^{-\mu \cdot x} \quad (I.5)$$

Où N est le nombre de photon présents après la traversée de l'épaisseur x(transmise).

N_0 est le nombre de photon incidents.

x est l'épaisseur de l'écran, il est exprimé en cm.

μ est le coefficient d'atténuation linéique, il est exprimé en cm^{-1} .

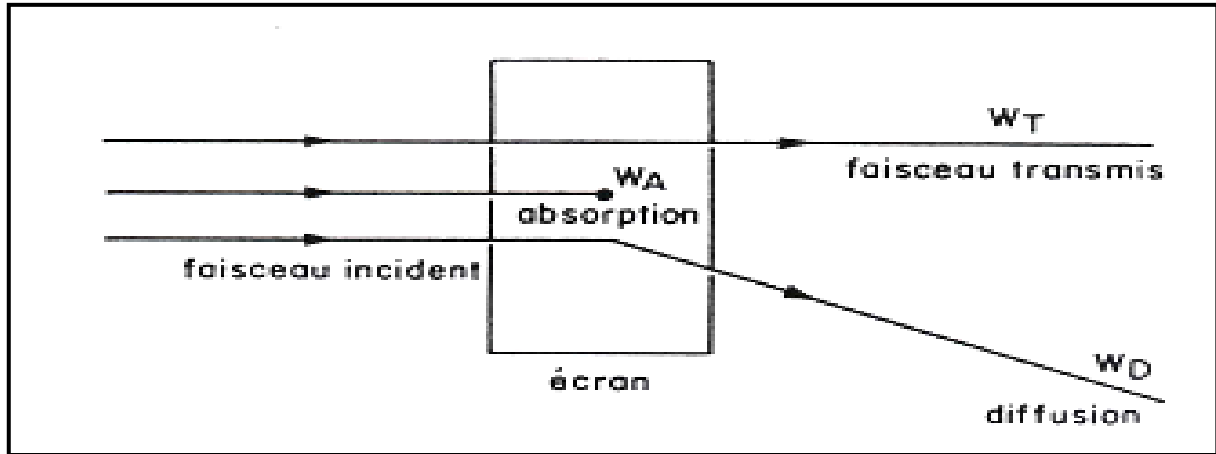


Figure (I.10) : Atténuations d'un faisceau de photons dans un matériau [7].

V.2. Couche de demi-atténuation

La couche de demi-atténuation (CDA ou $X_{\frac{1}{2}}$) est l'épaisseur de matériau nécessaire à l'atténuation de 50% des photons incidents :

$$CDA = \frac{\ln 2}{\mu} = 0.693/\mu \quad (I.6)$$

Donc on peut écrire la loi d'atténuation en fonction du nombre n de CDA traversés :

$$N(n \text{ CDA}) = \frac{N_0}{2^n} \quad (I.7)$$

La CDA est exprimée par unité de grandeur.

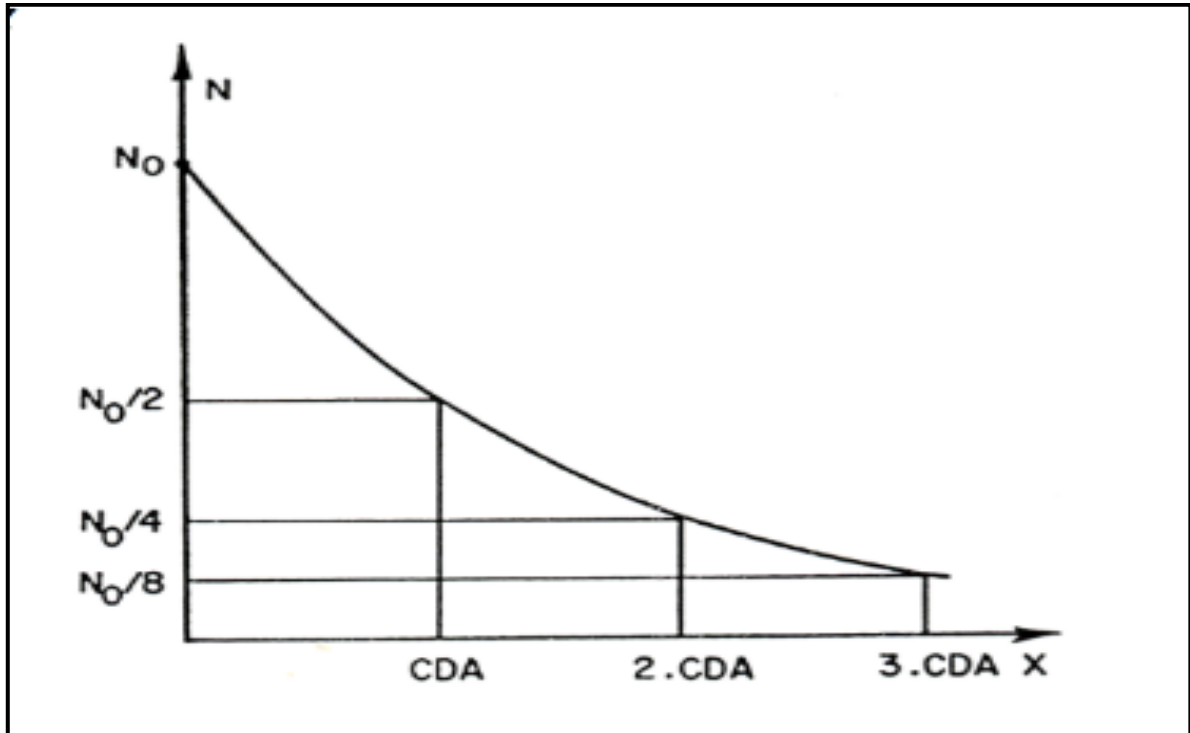


Figure (I.11) : Variation de l'atténuation d'un faisceau de photons en fonction de l'épaisseur x [7].

V.3. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen R des photons est égal à l'inverse du coefficient linéique d'atténuation et correspond à une épaisseur atténuée 37% des photons incidents [8] :

$$R = \frac{1}{\mu} = \frac{\text{CDA}}{\ln 2} \quad (\text{I.8})$$

V.4. Coefficient global d'atténuation linéaire

Il existe trois types d'interaction entre le photon et le milieu traversé, le global peut s'écrire sous la forme d'une somme de trois termes [1] :

$$\mu = \varepsilon + T + \sigma \quad (\text{I.9})$$

Ou ε est le coefficient linéique d'atténuation par production de paires

T est le coefficient linéique d'atténuation par effet photoélectrique

σ est le coefficient linéique d'atténuation par effet Compton

V.5. Coefficient d'atténuation massique

Le coefficient massique d'atténuation μ_m est défini comme suit :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I.10})$$

ρ est la masse volumique du matériau en $g\ cm^{-3}$,

Donc la loi d'atténuation s'écrit comme :

$$N=N_0\exp(-\mu_m x) \quad (I.11)$$

VI. Grandeurs dosimétriques

Les grandeurs dosimétriques servant à caractériser l'effet physique des rayonnements sur la matière en termes d'énergie transférée.

VI.1. Le flux particulaire

Le flux particulaire est défini comme étant le quotient dN par dt , où dN est le nombre de particules incidentes, et dt l'intervalle de temps [8]:

$$\dot{N}=\frac{dN}{dt}(s^{-1}) \quad (I.12)$$

VI.2. Le flux énergétique

Le flux énergétique est défini comme étant le quotient dE par dt , où dE est l'énergie des particules incidentes et dt est l'intervalle de temps :

$$\dot{E}=\frac{dE}{dt}(j.s^{-1}) \quad (I.13)$$

VI.3. Fluence particulaire

La fluence particulaire est définie comme étant le quotient dN par dA ; où dN est le nombre de particules incidentes, et dA est l'unité de surface :

$$\Phi=\frac{dN}{dA} (cm^{-2}) \quad (I.14)$$

VI.4. Débit de fluence particulaire

Le débit de fluence particulaire est défini comme étant le quotient $d\Phi$ par dt ; où $d\Phi$ est l'incrément de fluence particulaire et dt l'intervalle de temps :

$$\dot{\Phi}=\frac{d\Phi}{dt} (cm^{-2} .s^{-1}) \quad (I.15)$$

VI.5. Fluence énergétique

La fluence énergétique est définie comme étant le quotient dE par dA , où dE est l'énergie des particules incidentes, et dA est l'unité de surface :

$$\Psi=\frac{dE}{dA} (j.m^{-2}) \quad (I.16)$$

VI.6. Débit de fluence énergétique

Le débit de fluence énergétique est défini comme étant le quotient $d\Psi$ par dt ; où $d\Psi$ est l'incrément de fluence énergétique, et dt l'intervalle de temps :

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \text{ (w. cm}^{-2}\text{)} \quad (\text{I.17})$$

VI.7. Exposition

L'exposition est définie comme étant le quotient dQ par dm ; où dQ est la valeur absolue de la charge totale des ions de même signe produits dans l'air où tous les électrons et les positons libérés par les photons sont complètement stoppés dans l'air.

$$X = \frac{dQ}{dm} \text{ (C.kg}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.18})$$

L'unité spéciale de l'exposition est le roentgen (R), bien que l'unité du système international soit $2.58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1}$. Avec $1\text{R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C.kg}^{-1}$

VI.8. Débit d'exposition

Le débit d'exposition est défini comme étant le quotient dX par dt ; où dX est l'incrément d'exposition et dt l'intervalle de temps.

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \text{ (C.kg}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.19})$$

Dans les variables qui continent la dérive par rapport au temps \dot{X} .

VI.9. Kerma

Le Kerma est défini comme étant le quotient dE_{tr} par dm ; où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées libérées par les particules non chargées dans un volume de masse [8]:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \text{ (J.kg}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.20})$$

L'unité du kerma dans le système international est le gray (Gy) : $1\text{Gy} = \text{J.kg}^{-1}$

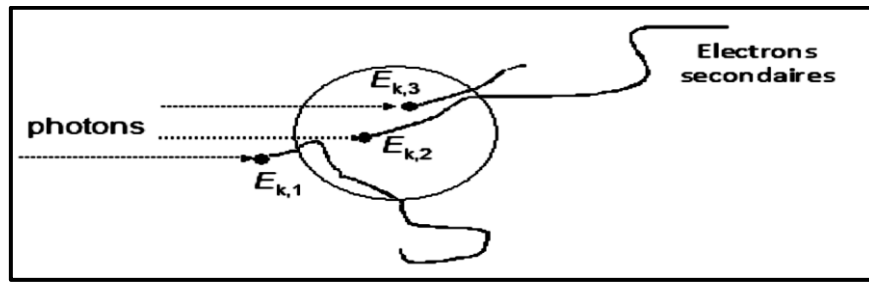


Figure (I.12) : Transport d'énergie (kerma) pour l'effet photoélectrique [8].

VI.10. Débit de kerma

Le débit de kerma est défini comme étant le quotient dK par dt ; où dK est l'incrément de kerma, et dt est l'intervalle de temps :

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{)} \quad (\text{I.21})$$

VI.11. La dose absorbée

La dose absorbée est reliée à des quantités stochastiques de l'énergie impartie. Elle est définie comme le quotient $d\varepsilon$ par dm , où $d\varepsilon$ est l'énergie moyenne impartie par les radiations ionisantes et dm est l'unité de masse pour un volume fini V [8].

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \text{ (J.kg}^{-1} \text{)} \quad (\text{I.22})$$

VI.12. Le débit de dose absorbée

Le débit de dose absorbée est défini comme étant le quotient dD par dt : où dD est l'incrément de la dose et dt est l'intervalle de temps [8] :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{)} \quad (\text{I.23})$$

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons introduit la notion de photon et les propriétés essentielles qui le caractérisé et on a rappelé les généralités de l'interaction des photons avec la matière. Les grandeurs dosimétriques des rayonnements sont aussi présentées car elles interviennent dans le chapitre suivant.



Chapitre II
*Radiothérapie et accélérateur
médical*

Introduction

La radiothérapie consiste à exposer une partie précise du corps à des radiations, on utilise pour cela des radiations ionisantes : rayons X et électron produits par les accélérateurs de particules. Ces derniers sont des instruments qui utilisent des champs électriques ou magnétiques pour amener des particules chargées électriquement à des vitesses élevées. En d'autres termes, ils communiquent de l'énergie aux particules. On en distingue deux grandes catégories : les accélérateurs linéaires et les accélérateurs circulaires [9]. Dans les accélérateurs linéaires, les particules accélérées se déplacent selon une trajectoire rectiligne et dans les accélérateurs circulaires, la trajectoire des particules accélérées est circulaire [9].

I. Notion de radiothérapie

La radiothérapie est une technique médicale qui utilise les rayonnements ionisants pour détruire les cellules de tumeurs cancéreuses tout en épargnant les tissus sains. Elle est née avec la découverte des rayons X par W.K Röntgen en 1895. Son objectif est de délivrer de la manière la plus précise possible la dose de rayonnement prescrite au volume de la tumeur. Les appareils de radiothérapie moderne sont les accélérateurs linéaires de particules. Les faisceaux des appareils de radiothérapie les plus couramment employés dans les centres de radio-oncologie sont composés des photons et d'électrons de haute énergie [16]. La radiothérapie peut être utilisée seule ou en association avec la chirurgie et la chimiothérapie. Il est lié au type de tumeur, à son emplacement, à son stade et l'état général du patient.

II. Rayonnements utilisés en radiothérapie

II.1. Les électrons

Les électrons sont des particules directement ionisantes, ils présentent de très fortes probabilités d'interaction avec les tissus et ont un faible parcours. Le dépôt de dose est assez homogène sur tout leur parcours, ils peuvent donc s'avérer très efficaces dans le traitement de tumeurs superficielles [16].

II.2. Les photons

Les photons sont des rayonnements indirectement ionisant. Dans les accélérateurs linéaires, ils sont produits par interactions des électrons avec la cible généralement constituée de tungstène. Les photons sont utilisés en radiothérapie pour traiter des tumeurs plus profondes que celles traitées par des électrons.

II.3. Les protons

Les caractéristiques physiques des protons leur donnent un avantage spécifique par rapport aux photons. Lorsqu'ils pénètrent dans les tissus, les protons déposent une grande partie de leur énergie à une profondeur donnée, aux niveaux du pic de Bragg. La profondeur du pic de Bragg dans les tissus dépend de l'énergie et peut donc être ajustée en fonction de la profondeur de la tumeur à irradier. Ce qui protège totalement les structures saines qui se trouvent derrière la tumeur [17].

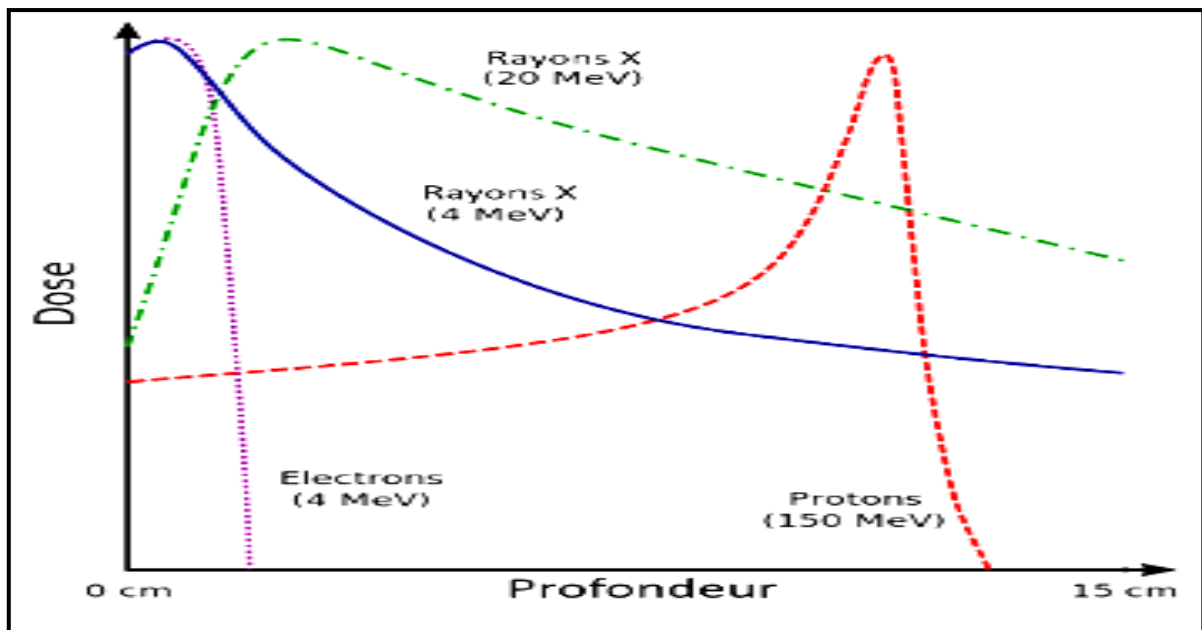


Figure (II.1) : Forme des rendements en profondeur pour des faisceaux de rayons X, protons et électrons [18].

III. Types de radiothérapie

Le choix de l'appareil, du type de rayons et d'énergie dépend du type de la tumeur, on distingue deux principaux types d'irradiations : radiothérapie externe et interne.

III.1. Radiothérapie externe

La radiothérapie externe est une méthode de traitement anticancéreuse utilisant des radiations ionisantes issues d'une source placée à l'extérieur du patient. C'est de loin le mode de traitement le plus fréquemment utilisé. En fonction de la tumeur à traiter, de sa localisation, de sa taille, de son stade, de l'état général du patient des symptômes associés, elle peut être curative, palliative ou symptomatique [19]. Et on utilise la planification des traitements en radiothérapie externe pour déterminer le nombre, l'orientation, le type et les caractéristiques des faisceaux

d'irradiation utilisés pour délivrer la dose de rayonnement ionisant prescrite à un patient suivant le type, la taille et le stade de la tumeur. L'accélérateur linéaire est l'appareil le plus employé aujourd'hui.

III.2. Radiothérapie interne

Cette technique consiste à mettre directement en contact des sources radioactives avec la tumeur. Cette technique permet de délivrer une dose très élevée directement au contact de la tumeur, tout en limitant l'irradiation des tissus sains [22]. Les techniques de radiothérapie interne varient en fonction de la nature et de la localisation de la tumeur.

IV. Description générale d'accélérateur médical

C'est une machine dédiée à produire des électrons accélérés et des rayons X de haute énergie pour le traitement en radiothérapie. Les tumeurs cancéreuses sont exposées soit à des électrons accélérés soit à des photons de haute énergie produits par la cible. Les accélérateurs médicaux sont des accélérateurs linéaires constitués d'un canon à électrons et d'un électro-aimant. L'interposition d'une cible en tungstène génère des photons X. La figure (II.2) illustre de façon générale la structure d'un accélérateur médicale.

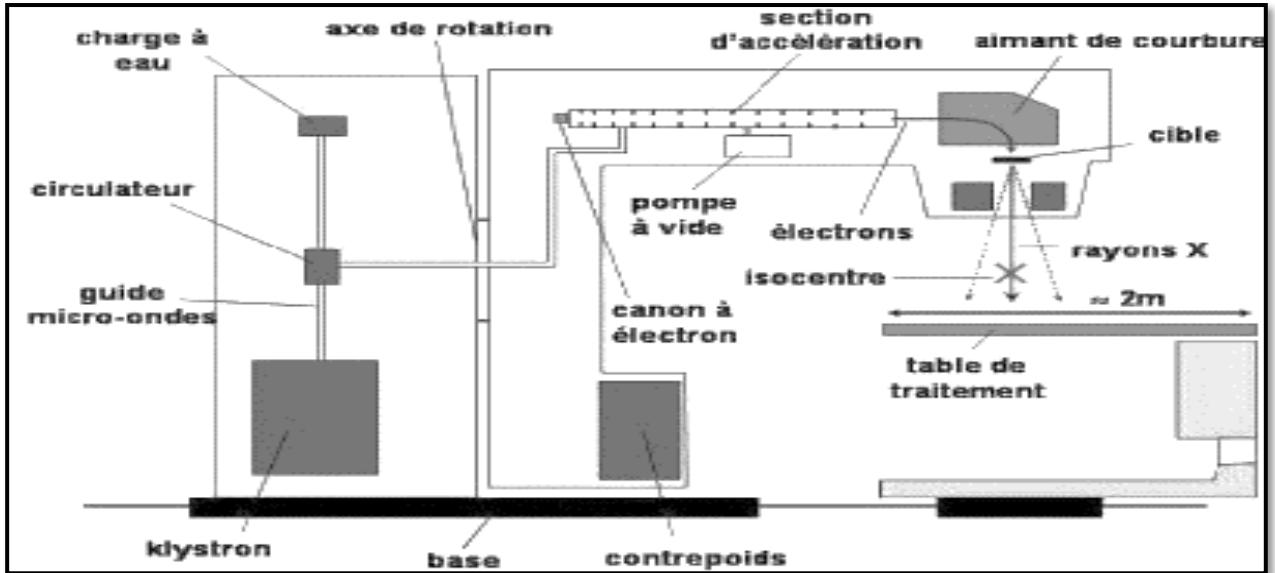


Figure (II.2) : Synoptique d'un accélérateur médical [13].

Les deux parties principales de l'accélérateur médical sont : une section accélératrice pour l'accélération des électrons qui viennent frapper une cible pour produire les photons et une tête pour la production, la collimation et la filtration du faisceau de photons pour l'usage en

radiothérapie. C'est la tête de l'accélérateur qui nous intéresse dans la simulation et nous allons la décrire dans ce qui suit.

V. La tête de l'accélérateur

La tête de l'accélérateur où la tête de traitement est l'élément le plus important de l'accélérateur. Il est responsable de la production du faisceau clinique. Les composantes essentielles de la tête de l'accélérateur sont montrées dans la figure (II.3).

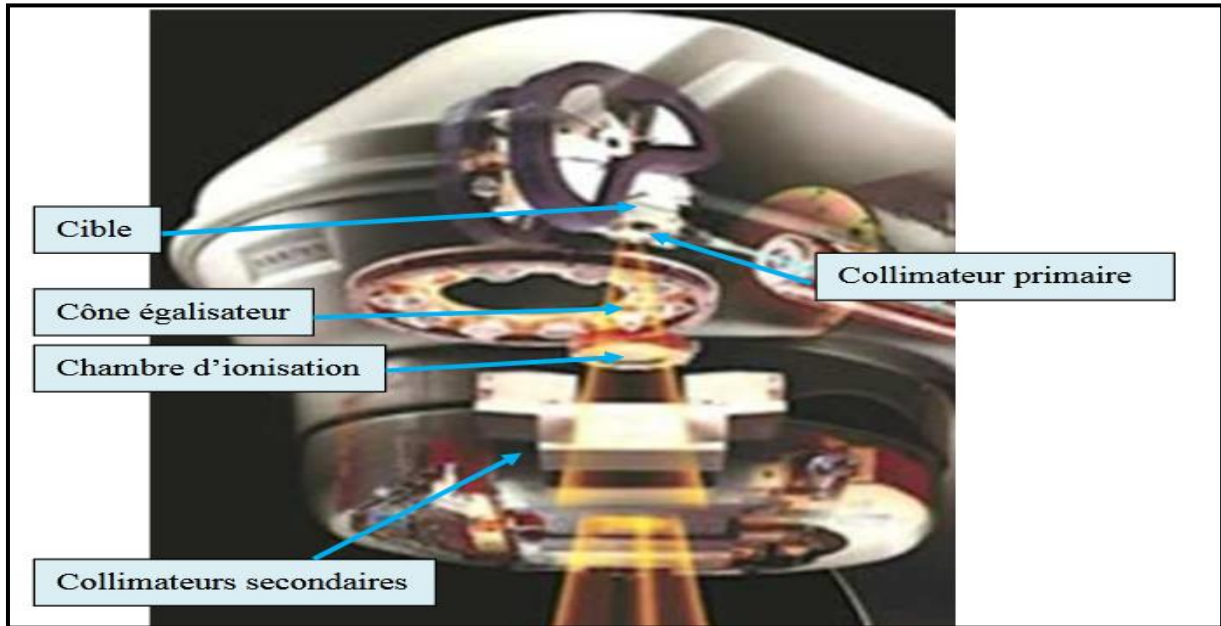


Figure (II.3) : La tête de l'accélérateur médical [14].

V.1. La cible

La cible est constituée d'une plaque de tungstène de quelques millimètres d'épaisseur et d'une plaque de cuivre, le tungstène permet la production de photons principalement par rayonnement de freinage alors que le cuivre est utilisé pour stopper les rayons X de basse énergie inutile au traitement, car trop peu pénétrants, et pour dissiper rapidement la chaleur.

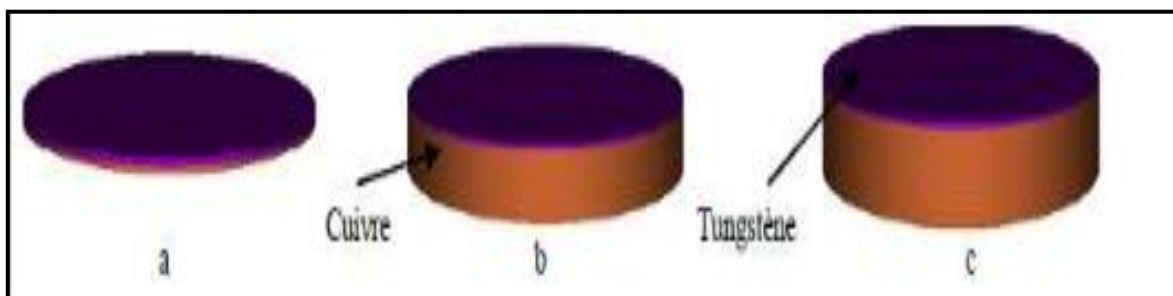


Figure (II.4) : Cibles de différentes épaisseurs [35].

V.2. Le collimateur primaire

Le collimateur primaire est situé directement après la cible de production de photons, il limite les photons afin qu'ils soient dirigés vers le patient. Le collimateur primaire est généralement de forme conique, il est constitué généralement de matériau de numéro atomique Z élevé (composé d'un bloc en tungstène de quelques centimètres de hauteur).

Le collimateur fait partie de la famille de modificateurs du faisceau, la modification est portée sur la forme géométrique pour atteindre la direction privilégiée et alors le patient va recevoir une dose bien focalisée et bien localisée [14].

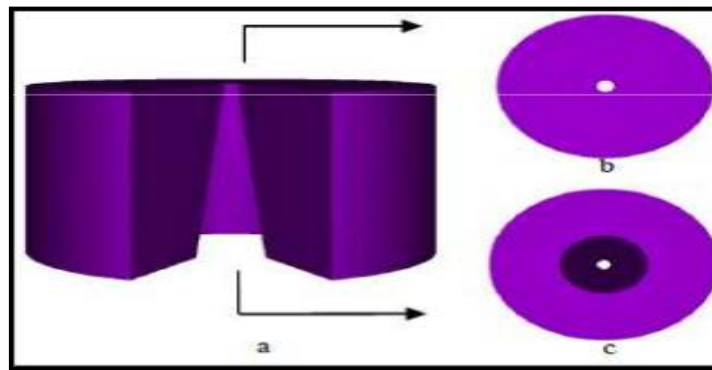


Figure (II.5) : Collimateur primaire [35].

V.3. Cône égalisateur

Le cône égalisateur est situé directement après le collimateur primaire de forme conique. Le cône égalisateur peut être en acier, en tungstène ou en cuivre, il est uniquement présent dans la tête de l'accélérateur pour qu'il soit utilisé en mode photon afin d'homogénéiser le faisceau.



Figure (II .6) : Représentation en trois dimensions d'un Cône [35].

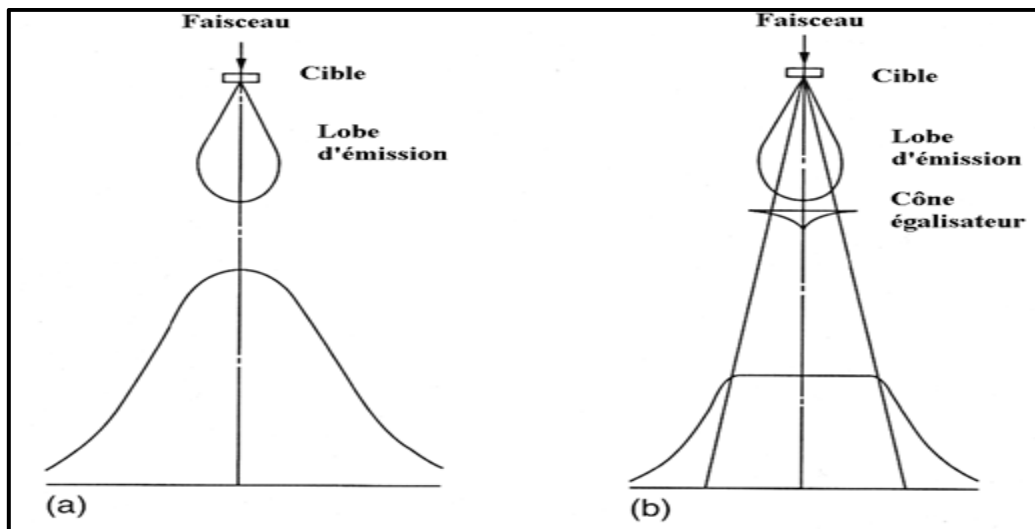


Figure (II.7) : Le rôle du cône égalisateur [20].

V.4.Collimateur multi-lames

Ce type de collimateur est essentiel pour donner des traitements en radiothérapie conformationnelle. Il consiste en 40 à 60 paires de lames en tungstène ou en plomb disposées en deux rangés opposés soit un total de 80 à 120 lames. Les lames peuvent être déplacées individuellement afin de moduler la forme du champ d'irradiation pour permettre de s'adapter à la forme de la tumeur, il y a deux fonctions [15] :

- Délimiter un faisceau d'irradiation de forme complexe
- Moduler l'intensité du faisceau pendant le traitement

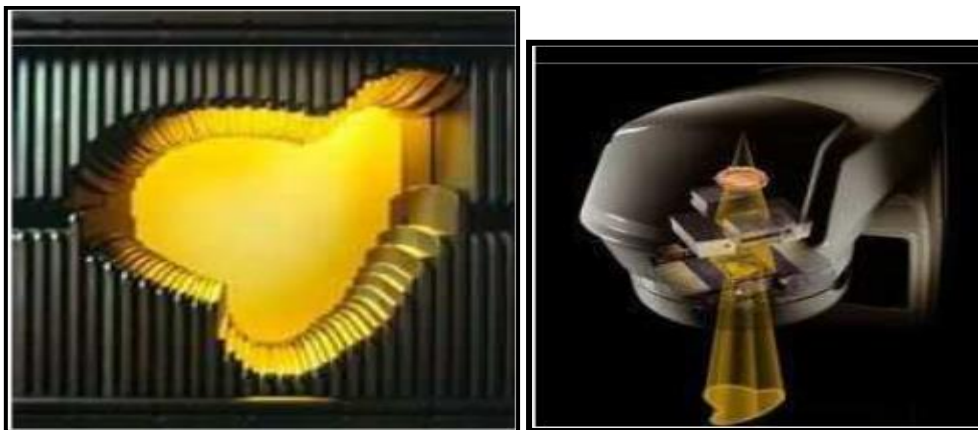


Figure (II.8) : Collimateur multi-lames avec le contour de la cible à traiter [15].

V.5. Les mâchoires X/Y

Le système des mâchoires X/Y permet de définir la taille de champ d'irradiation rectangulaire. Ces mâchoires sont formées généralement de matériau de numéro atomique Z élevé (comme le tungstène) pour les fuites de rayonnement, ils sont composés de quatre blocs placés de façon orthogonale. Les grandeurs ou les dimensions de champ d'irradiation sont déterminées par les mâchoires et permet de définir des tailles de champ d'irradiation jusqu'à $40 \times 40 \text{ cm}^2$ à 100 cm de la cible [15].

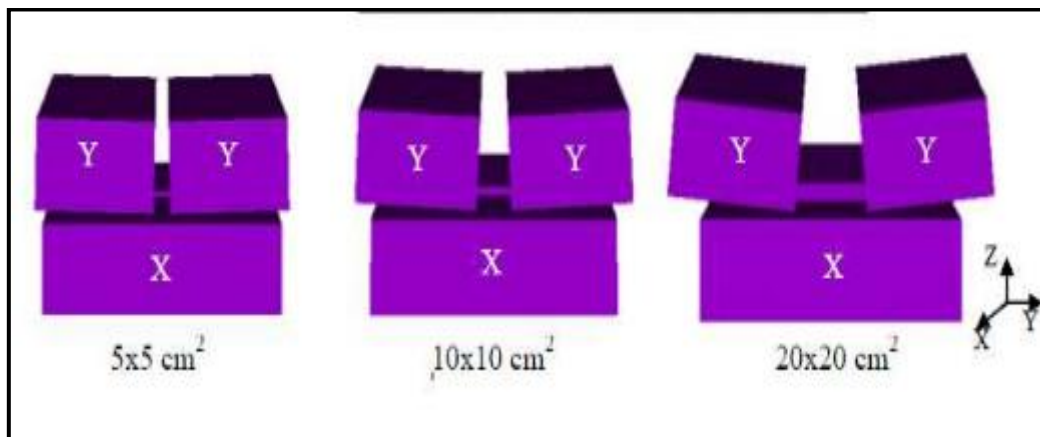


Figure (II.9) : Représentation 3D des mâchoires X/Y dans le cas de 3 tailles de champ à l'iso centré [15].

VI. Mode de fonctionnement de la tête d'irradiation

La tête d'irradiation de traitement de l'accélérateur fonctionne suivant deux modes : le mode photons et le mode électrons.

VI.1. Le mode électron

Le faisceau à la sortie de la chambre de déviation magnétique est déjà constitué par des particules d'intérêt. Sur la trajectoire de faisceau ne trouve pas la cible et l'absorbeur. Les constituants majeurs dans la modification du faisceau sont des couches minces qualifiées de feuilles de diffusion.

Le rôle principal de cette partie est de diffuser le faisceau quasi mono-incident en sortie de la déviation magnétique. Afin d'obtenir un faisceau d'électrons de haute qualité pour la thérapie du cancer.

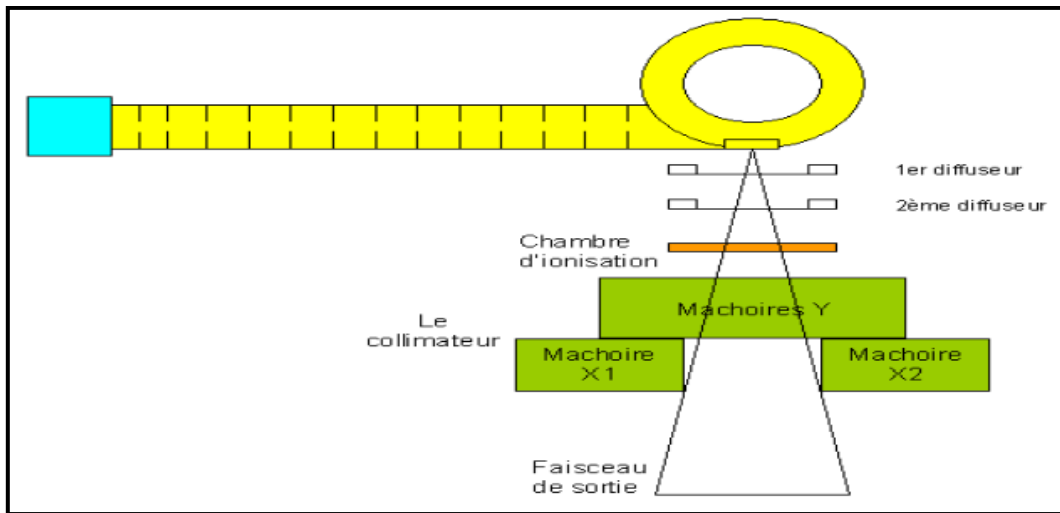


Figure (II.10) : Schéma simplifié en mode électrons [8].

VI.2. Le mode photons

Pour ce mode, l'accélérateur linéaire possède une cible généralement de tungstène. Le faisceau de photon est produit lorsque le faisceau d'électrons interagissant avec la cible.

Lorsque le faisceau sort de la cible il pénètre directement dans le collimateur primaire. Ce dernier va confiner le faisceau, c'est lui qui définit le champ maximum d'irradiation par son ouverture supérieure et sa forme en cône [34].

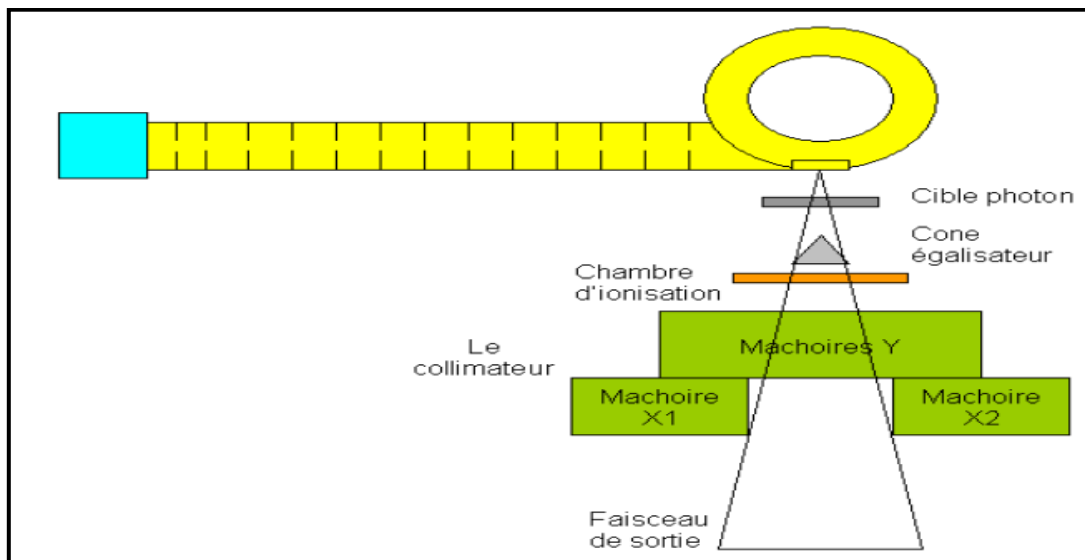


Figure (II.11) : Schéma simplifié en mode photons [8].

La figure (II.12) représente la différence entre les deux modes de fonctionnement d'un accélérateur. Le mode photon (A) et le mode électron (B).

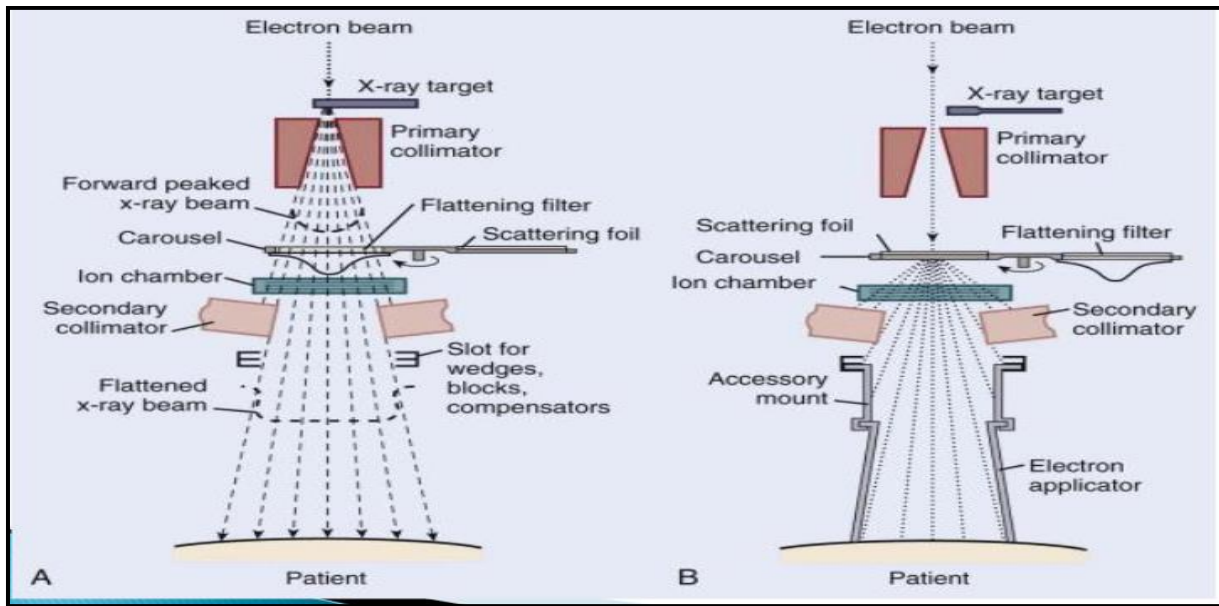


Figure (II.12) : Schéma simplifié montrant les deux modes de fonctionnement d'un accélérateur [20].

VII. Le fantôme d'eau (milieu de référence)

L'eau est recommandée dans l'AIEA comme milieu de référence pour la mesure de la dose absorbée pour les deux faisceaux photons et électrons. Donc on peut définir le milieu de référence qui est un fantôme de matériau pouvant absorber et diffuser les rayonnements ionisants de la même façon que le tissu biologique. Le fantôme doit avoir des densités électroniques et volumiques qui se rapprochent à celles des tissus. Cependant, ce sont les fantômes d'eau qui ont ces particularités (les tissus biologiques sont constitués de plus de 80% d'eau) et sont les plus fréquemment utilisés. Une autre raison du choix de l'eau comme matériau fantôme est qu'elle est universellement disponible avec des propriétés de rayonnements reproductibles [20].



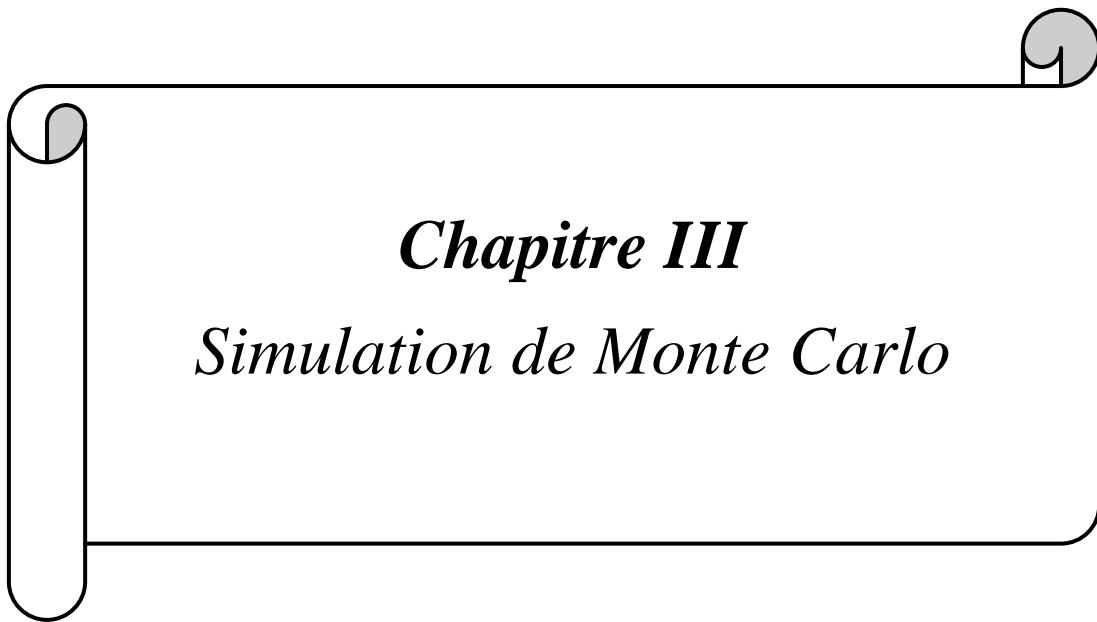
Figure (II.13) : Fantôme d'eau MP3-P [21].

Le fantôme MP3-P a la caractéristique suivant [21] :

- ✓ Réservoir d'eau 3D de haute précision.
- ✓ Taille et plage de déplacement optimisé pour le faisceau horizontal.
- ✓ Ouverture d'entrée étroite pour une précision optimale.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions de radiothérapie. La dernière partie de ce chapitre explique la structure de l'accélérateur linéaire et les modes de fonctionnement (mode photon et mode électrons). Dans le chapitre suivant, nous parlerons de la simulation et le code PENELOPE que nous utilisons.



Chapitre III

Simulation de Monte Carlo

Introduction

La première partie de ce chapitre présente les aspects généraux des méthodes de simulation Monte-Carlo. Dans la seconde partie, on présente la description du code PENELOPE utilisé au cours de ce travail et l'intérêt de l'utilisation de PENELOPE pour notre étude. La méthode Monte-Carlo est une technique qui permet de calculer une valeur numérique à partir des techniques basées sur la génération de nombres aléatoires.

Elle est massivement utilisée dans la simulation du LINAC et dans plusieurs études dans la physique de radiothérapie pour le calcul dosimétrique et énergétique [24].

De manière générale, on appelle une méthode de Monte-Carlo une technique visant à calculer une quantité déterministe par le biais d'un procédé aléatoire.

Le but de la méthode est de trouver une solution statistique proche de la solution exacte d'un problème.

I. L'histoire

Le nom de Monte-Carlo se rapporte aux jeux de hasard des casinos. Les codes fondés sur cette méthode sont très utilisés dans la prédiction des phénomènes stochastiques en finance (calculs de risque), mathématiques (estimation d'aires) et physique (solution numérique de l'équation de transport de Boltzmann) [25].

La première expérience historique fameuse de calcul stochastique utilisation connue des méthodes Monte-Carlo date du 18 siècle, plus précisément de l'année 1777, date à laquelle le comte de Buffon estima la valeur de π à l'aide d'expériences répétées. Le développement majeur de cette technique, initié par Stanislaw Ulam sur la bombe atomique et John Von Neumann à la fin de la seconde guerre mondiale dans le cadre du projet Manhattan.

II. Le principe de la méthode Monte-Carlo

Le principe fondamental de la méthode Monte-Carlo consiste à estimer le résultat moyen d'une quantité d'intérêt, engendrée par une série d'événements de nature stochastique. Dans la physique du transport de particules (photons, électrons...), la méthode Monte-Carlo décrit l'histoire de chaque particule, pénétrant dans milieu par une trajectoire unique résultante d'une série d'interaction [26], le choix de chaque interaction est le résultat d'un processus aléatoire qui peut être décrit par une fonction de densité de probabilité [12], afin d'obtenir l'énergie moyenne

absorbée par le milieu et par conséquent la détermination de la dose délivrée à ce milieu. La figure (III.1) résume de façon générale le principe fondamental de méthode Monte- Carlo.

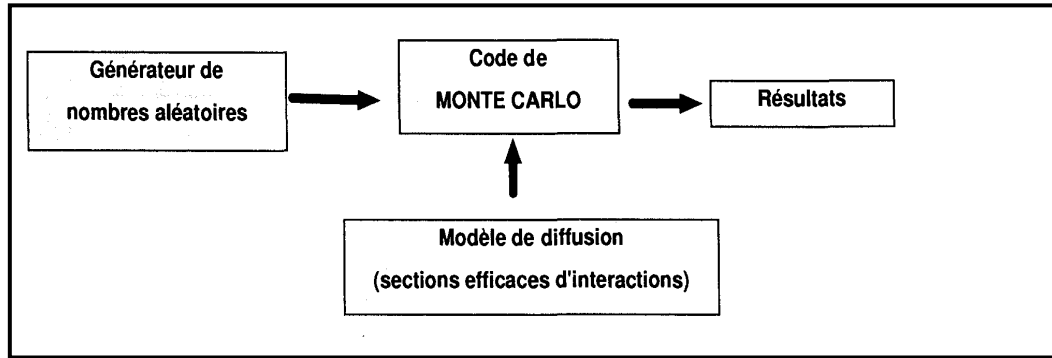


Figure (III.1) : Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo [27].

III. Les incertitudes

L'incertitude est un paramètre associé au résultat qui caractérise la dispersion des valeurs numériques qui peuvent être raisonnablement attribuées ou mesurables.

Les résultats issus de calculs par Monte-Carlo sont également soumis à des incertitudes statistiques [27].

III.1. Les incertitudes statistiques

Elles concernent toutes les techniques d'évaluation basées sur un procédé statistique (déviation aléatoire) prenant en compte la disparition observée lors de la répétition du procédé de mesure (analyse de variance, étude et de reproductibilité) [28]. L'incertitude statistique est estimée par l'écart-type associé à la valeur moyenne par exemple :

La valeur moyenne (\bar{D}) de la dose absorbée est donnée par la relation suivant :

$$\bar{D} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N d_i \quad (\text{III.1})$$

Où N est le nombre d'histoires simulées et d_i est la dose absorbée au cours de l'histoire, donc l'écart-type est définie par [18] :

$$\sigma_D = \sqrt{\frac{1}{N} \left[\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (d_i^2 - \bar{D}^2) \right]} \quad (\text{III.2})$$

Dans le code Monte-Carlo PENELOPE l'évaluation des incertitudes est basée sur les expressions statistiques classiques.

III.2. Les incertitudes physiques

Elles concernent à contrario toute technique d'évaluation basée sur un procédé autre que statistique. Une telle évaluation s'appuie généralement sur un jugement porté à la suite d'une analyse utilisant toutes les informations disponibles [28].

Les incertitudes physiques sont liées à l'incertitude sur les sections efficaces.

IV. Efficacité d'une simulation Monte- Carlo

L'efficacité ε d'une simulation permet de comparer les performances de deux méthodes de simulation. L'efficacité est définie par la relation [27] :

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma^2 T} \quad (\text{III.3})$$

Où T représente la tempe de calcule σ^2 et la variance de l'estimation.

L'efficacité d'un code de Monte-Carlo dépend en grande partie de la qualité de son générateur de nombres aléatoires.

V. Simulation Monte- Carlo de l'interaction de photon

Le transport des photons a été réalisé par Hayward et Hebbel en 1954 en générant 67 histoires [27]. Le transport des particules se fait via leur énergie, le photon va ainsi être transporté en ligne droite sur une distance suivant la direction initiale de ce photon [18].

Le parcours d'une particule dans la matière est un phénomène naturel qui peut être comme une succession d'événements aléatoires qui constituent l'historique de la particule : trajectoire, déviation, perte d'énergie [26]. Le transport d'un photon dans un code Monte-Carlo se déroule en plusieurs étapes répétables [18].

VI- Codes basés sur la méthode de monte Carlo

Dans cette partie, on présente les principaux codes Monte Carlo les plus répandus et utilisés en physique médicale. Parmi eux, on a : EGS, MCNP, GEANT4 et PENELOPE.

VI.1. Le code EGS (Électron Gamma Shower)

Le code EGS, du National Research Council Canada, a été développé pour la physique des accélérateurs et permet une construction très facile de ce type de géométrie à l'aide du code BEAMnrc [29]. Il permet la modélisation de faisceaux d'électrons, de photons de basses et moyennes énergies ainsi que la dosimétrie 3D.

VI.2. Le code MCNP

Le code MCNP (Monte Carlo N-Particule) a été développé aux années 40 par le laboratoire national de Los Alamos. Ce code, probablement un des plus utilisés, simule le transport des particules (électrons, photons et neutrons) dans les réacteurs selon leur nature, énergie et dans des géométries des plus simples aux plus complexes [25]. Il permet d'estimer des grandeurs physiques telles que l'énergie déposée dans un volume quelconque, la fluence de particules et permet aussi de déterminer la dose.

VI.3. Le code GEANT4

Ce code a été développé au CERN (Conseil Européen de Recherche Nucléaire) pour une première diffusion en 2001. Initialement, ce code a été conçu pour la physique des hautes énergies. Son extension pour des applications médicales été possible.

VI.4. Le code PENELOPE

Le code PENELOPE est utilisé depuis de nombreuses années pour les applications de la physique médicale, en laboratoire de métrologie de référence Henri-Becquerel [31].

VII. Description du code PENELOPE

Le code PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) a été développé en 1995 à l'université de Barcelone par F. Salvat, J. M. Fernandez-Varea et J. Sempau, initialement pour le transport des électrons et positons [32]. Le transport de celles-ci est réalisé dans un système de matériaux prédéfinis relevant d'une géométrie complexe organisée en modules juxtaposés. Consistant en un certain nombre de régions homogènes (corps) limitées par des zones nettes (et passives) interfaces. Initialement, il a été conçu pour simuler la Pénétration et l'énergie de Positrons et électrons dans la matière ; les photons ont été introduits plus tard.

Les modèles d'interaction adoptés et les bases de données associées permettent de simuler le transport d'électrons / positons et de photons dans la gamme d'énergie de 1 eV à 100 GeV dans des matériaux simples de ($Z=1$ à $Z=92$) ainsi que dans des matériaux composites.

Les développements ont été faits en particulier pour améliorer les techniques de réduction de variance et de parallélisations du code permettant d'utiliser la puissance de réduction de variance.

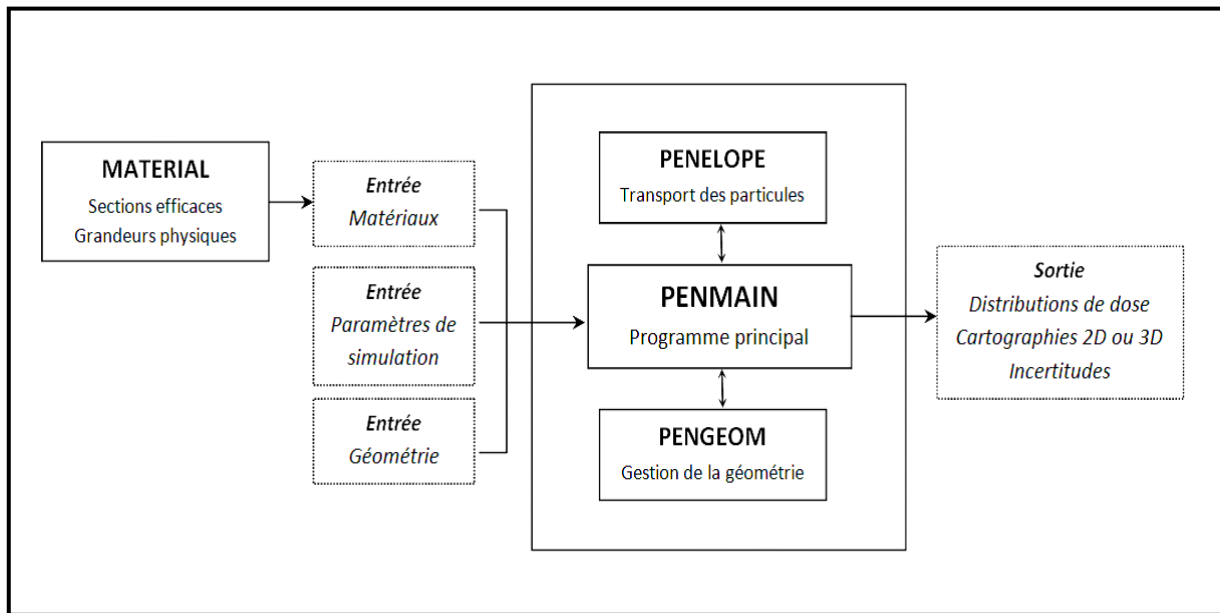


Figure (III.2) : Architecture simplifiée des programmes et des fichiers d'entrée de sortie du code PENELOPE [18].

VII.1. Les différents programmes dans PENELOPE

PENELOPE effectue toutes les opérations nécessaires à la simulation du transport des particules en appelant un ensemble de sous-programmes écrits en FORTRAN77. Chacune est dédiée à une tâche particulière visant à reproduire au global les phénomènes physiques des interactions [33]. Le programme PENELOPE gère la géométrie et le programme MATERIAL qui calcule les données relatives aux matériaux [30].

Le code PENELOPE est construit à partir d'un programme principal 'Penmain.f' faisant appel à deux parties principales [32] :

- 'Pengeom.f' dont les fonctions permettent la modélisation de géométries complexes ;
- 'Penelope.f' qui contient les algorithmes d'interactions des particules. Ces algorithmes utilisent des bases de données contenant les sections efficaces des interactions des photons, des électrons et des positrons.

Le programme principal PENMAIN effectue le contrôle de la géométrie ainsi que le contrôle des paramètres de suivi des particules (primaires et secondaires). Il réalise également le stockage des valeurs d'intérêt. Il est à noter que ce programme est accessible à l'utilisateur et autorise l'apport de modifications permettant de répondre à un problème donné [33].

VII.2. La géométrie dans PENELOPE

La configuration de la géométrie dans PENELOPE est réalisée à partir des équations réduites de surfaces élémentaires $F_r(x, y, z)$.

L'expression quadratique s'écrit :

$$F_r(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5$$

Où I_i (avec $i=1,2,\dots$) sont les indices caractérisant l'équation réduite et leurs valeurs peuvent être de -1, 0 ou 1, selon les formes géométries voulues. La Figure (III.4) résume les indices des surfaces principales disponibles dans PENELOPE.

Pour des géométries faisant intervenir plusieurs surfaces, la délimitation des structures est effectuée à l'aide de plans chaque volume est associé à un milieu localisé à l'intérieur ou à l'extérieur, en utilisant les valeurs +1 ou -1, respectivement. L'assemblage de ces volumes par des unions ou/et des intersections permet de modéliser des objets de forme plus ou moins sophistiquée, tels que la tête d'un accélérateur [30].

Le programme principal s'appuie, successivement, sur trois fichiers d'entrée écrits par l'utilisateur et définissant la configuration de la simulation [31] :

- Un fichier géométrie ayant pour extension « . geo » contenant les définitions géométriques de la configuration. La géométrie du système est définie par le matériau et les surfaces comme :

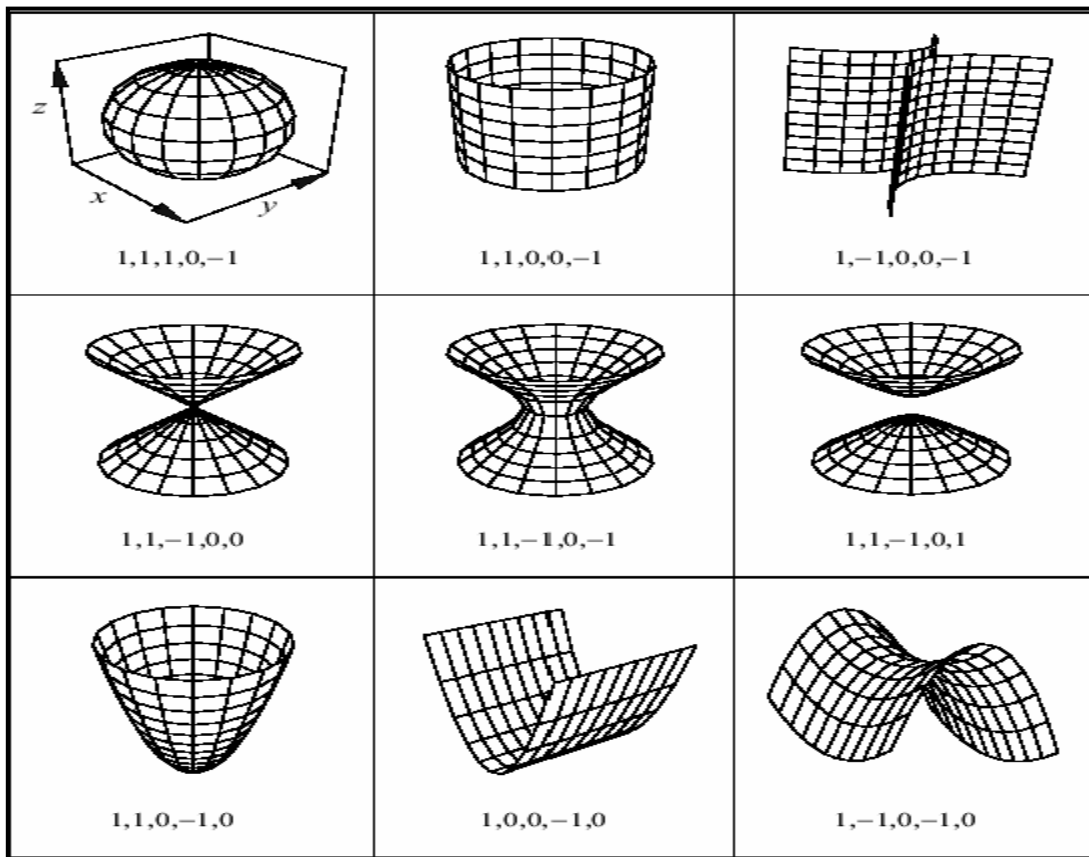


Figure (III.3) : modalisation de géométries dans le code PENELOPE [31].

Les chiffres 1,-1 et 0 représentent les indices caractérisant une surface (-1 correspond à l'intérieur de la surface et 1 l'extérieur)

Equation réduite	Indices	Type de géométrie
$z-1=0$	0 0 0 1 -1	plan
$z^2-1=0$	0 0 1 0 -1	plans parallèles
$x^2+y^2+z^2-1=0$	1 1 1 0 -1	sphère
$x^2+y^2-1=0$	1 1 -1 0 0	cylindre
$x^2+y^2-z^2=0$	1 1 -1 0 0	cône
$x^2-y^2-1=0$	1 -1 0 0 -1	cylindre hyperbolique
$x^2+y^2-z^2-1=0$	1 1 -1 0 -1	hyperboloïde à 1 branche
$x^2+y^2-z^2+1=0$	1 1 -1 0 1	hyperboloïde à 2 branches
$x^2-z=0$	1 0 0 -1 0	cylindre parabolique
$x^2+y^2-z=0$	1 1 0 -1 0	paraboloïde
$x^2-y^2-z=0$	1 -1 0 -1 0	paraboloïde hyperbolique

Figure (III.4) : Description des indices et des types de surfaces employées par PENELOPE [18].

- Un fichier matériaux ayant pour extension « Mat » contenant les données utiles à la simulation des interactions pour chacun des milieux nécessaires, notamment les sections efficaces, masse volumique et la composition atomique de chaque matériau utilisé dans le code PENELOPE.

- un fichier d'entrée principal ayant pour extension « .in » contenant les paramètres de la source, ceux de l'absorption et de la diffusion multiple pour chaque matériau et ceux des techniques de réduction de variance utilisées.

Enfin, différents fichiers de données sont créés par le code après la simulation, indiquant par exemple l'énergie déposée dans chacun des volumes définis dans le fichier « .geo » ou l'énergie déposée dans des (voxels) dont la taille est définie dans le fichier « .in ». Il est également possible d'obtenir des spectres en énergie de chaque type de particules pénétrant dans le volume défini [32].

VII.3. Paramètres de simulation

Le code PENELOPE utilise la méthode de simulation mixte pour le transport des électrons et positrons. Un certain nombre de paramètres doivent être renseignés dans le fichier « .in » pour chaque matériau défini et chaque type de particule (électrons, positrons et photons). Ces paramètres sont détaillés ci-dessous [32] :

- $-E_{ABS}(KPAR, M)$ est l'énergie cinétique de coupure en dessous de laquelle la particule de type KPAR est absorbée dans le matériau M. la valeur de ce paramètre doit être choisie de manière à ce que la particule ayant une énergie $E_{ABS}(KPAR, M)$ parcourt une distance inférieure aux dimensions du volume d'intérêt dans lequel on calcule la dose [32]
- $C_1(M)$: ce paramètre peut prendre des valeurs comprises entre 0 (simulation purement détaillée, interaction par interaction) et 0,2 (simulation plus rapide mais avec moins de précision). Il permet de déterminer le libre parcours moyen et la déflexion angulaire moyenne des électrons et positrons entre deux événements élastiques dans le matériau M.
- $C_2(M)$ est lié à la perte d'énergie moyenne maximale entre deux collisions élastiques. De la même façon, $C_2(M)$ peut varier de 0 à 0,2.

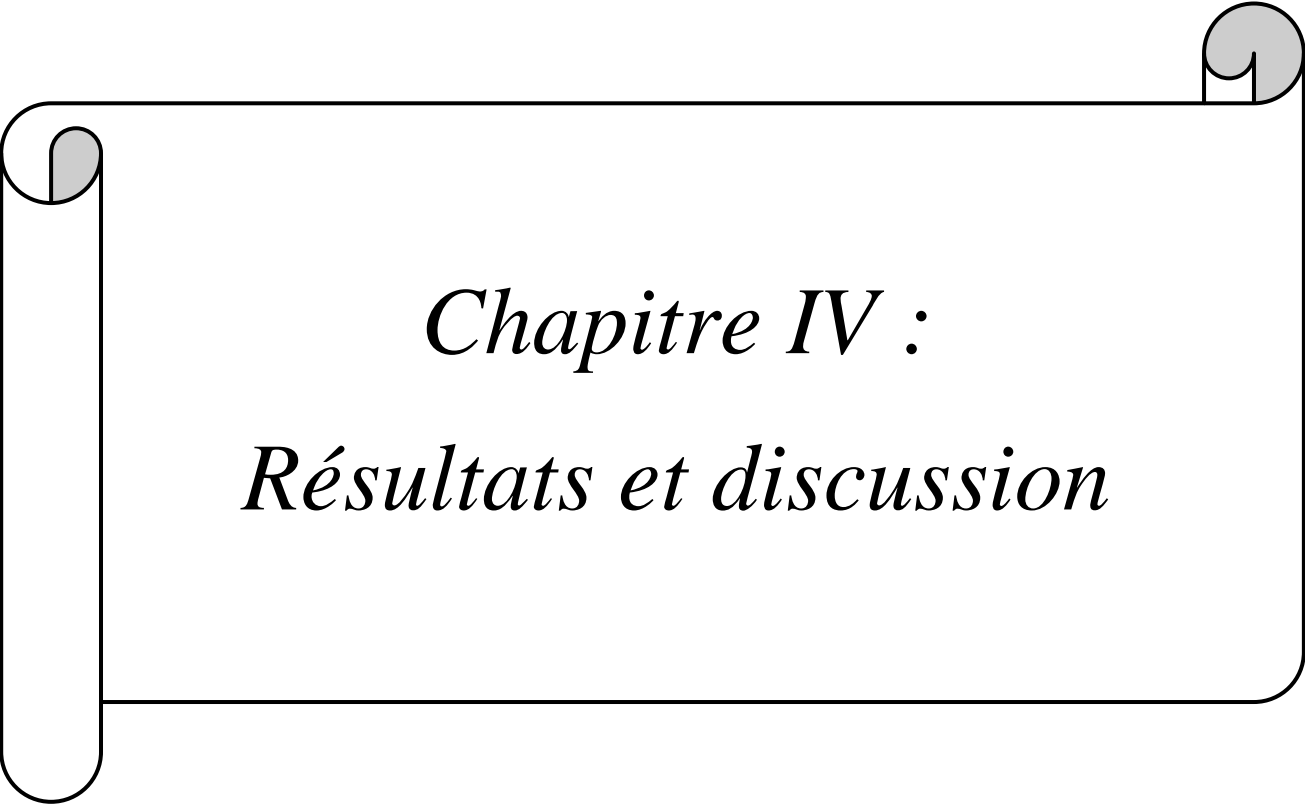
Les paramètres C_1 et C_2 sont des constantes, sans unité, dont les valeurs peuvent varier entre 0 et 0,2. $C_1=0,2$ correspond à un angle moyen de ($C_1=1-\cos \theta$) et $C_2=0,2$ à un pourcentage de perte d'énergie de 20% [30].

- $W_{CC}(M)$ correspond à la perte maximale d'énergie en eV pour les collisions inélastiques « hard » dans le matériau M ;

- $W_{CR}(M)$ correspond à la perte maximale d'énergie en eV pour les interactions « hard » avec émission de rayonnement de freinage. Des faibles valeurs de $W_{CC}(M)$ et $W_{CR}(M)$ permettent d'augmenter la précision mais nécessitent de longs temps de calcul [30].
- d_{max} Ce paramètre est particulièrement important pour des petits volumes à l'intérieur desquels le nombre de cas ne serait pas suffisant pour que le résultat soit statistiquement faible. Ainsi, il est recommandé d'utiliser une valeur de d_{max} équivalant à un dixième de la taille du volume traversé.

Conclusion

Nous avons parlé dans ce chapitre sur la méthode de Monte- Carlo et les codes les plus importants qu'elle contient et qui sont utilisés en physique médicale. Nous avons décrit aussi le code PENELOPE que nous allons utiliser dans notre travail et on a rappelé ses différents programmes qui permettent de lancer une simulation. Dans le chapitre suivant, on va présenter les résultats de simulation que nous avons effectuée. Une discussion de ces résultats sera donnée.



Chapitre IV :
Résultats et discussion

Introduction

Dans ce travail, on se concentre sur la simulation par le code PENELOPE d'un accélérateur médical en mode photons. On s'intéresse à la cible et au collimateur, la section accélératrice a été modélisée par une source d'électrons ayant des énergies différentes (4MeV, 5MeV, 6MeV). Dans une première étape, on détermine le spectre des rayons X pour les différentes énergies considérées. Puis dans la deuxième étape, on détermine la dose des rayons X déposée dans un fantôme d'eau. Le rendement en profondeur et le profil de dose sont calculés pour un champ circulaire d'irradiation.

I. Paramètres de simulation

Dans le code PENELOPE, le lancement d'une simulation exige l'utilisation de trois fichiers :

- Un fichier de données (*.in) qui contient les données nécessaires pour que la simulation se déroule.

Les valeurs de l'énergie d'absorption des électrons et des photons sont :

$$E_{ABS}(e^-) = E_{ABS}(e^+) = 100000 \text{ eV}$$

$$E_{ABC}(ph) = 10000 \text{ eV}$$

Les valeurs des pertes d'énergie seuil sont :

$$W_{CC} = W_{CR} = 5000 \text{ eV}$$

Et pour les constantes C_1 et C_2 nous avons pris les valeurs suivantes :

$$C_1 = C_2 = 0.1 \text{ ou } 0.2$$

- Un fichier géométrie ayant pour extension (*.geo), contenant la définition géométrique. Il décrit les dimensions et la position dans l'espace des objets comme la cible, le collimateur et le fantôme d'eau.
- Un fichier d'extension (*.mat), contenant les données utiles à la simulation des interactions pour chacun des matériaux : eau, l'air et le tungstène.

II. Résultats et discussion

II. 1. Simulation du spectre des rayons X

La figure (IV.1) montre la géométrie utilisée dans la simulation du spectre des rayons X. Cette géométrie contient les éléments suivants :

- ✓ La cible en tungstène qui a une épaisseur de 2 mm et un diamètre de 75 mm
- ✓ Le collimateur qui est en tungstène.
- ✓ Un détecteur pour la détection des photons produit par la cible.

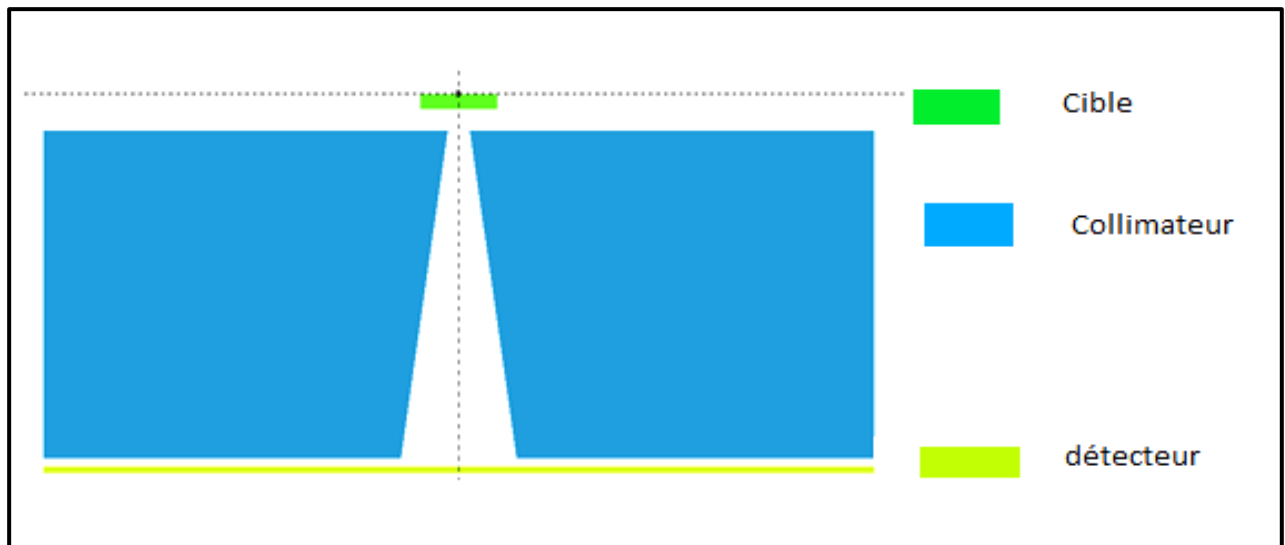


Figure (IV.1) : Géométrie de la tête d'accélérateur simulé par PENELOPE.

II.2. Le spectre d'énergie

Le faisceau de photons X transmis est intercepté par un détecteur pour calculer le spectre en énergie. Les résultats obtenus pour les valeurs des énergies 4MeV, 5MeV et 6MeV sont représentés dans les figures suivantes :

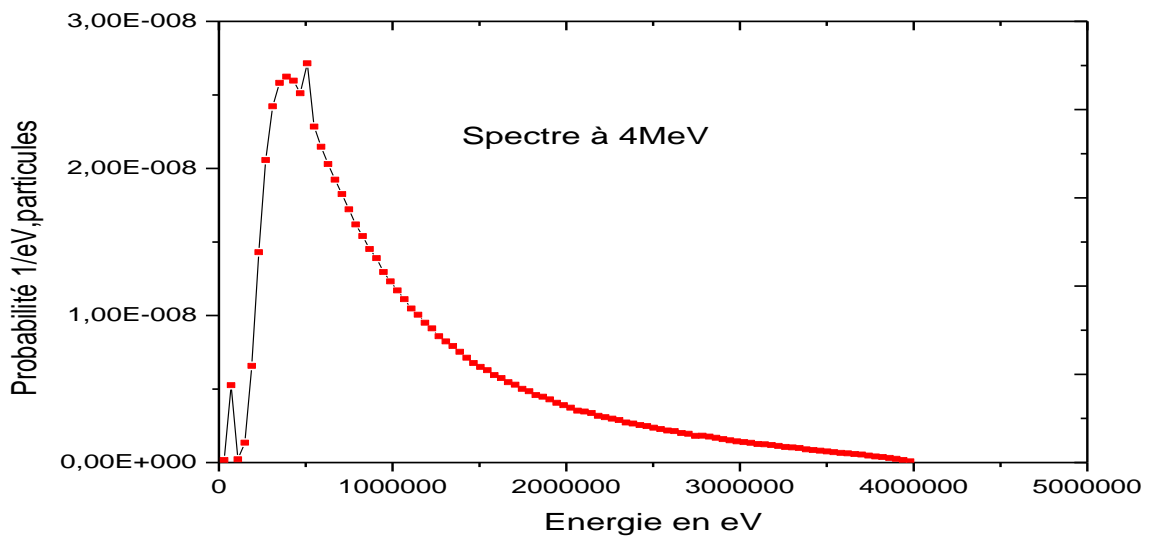


Figure (IV.2) : Spectre des photons X pour des électrons de 4 MeV

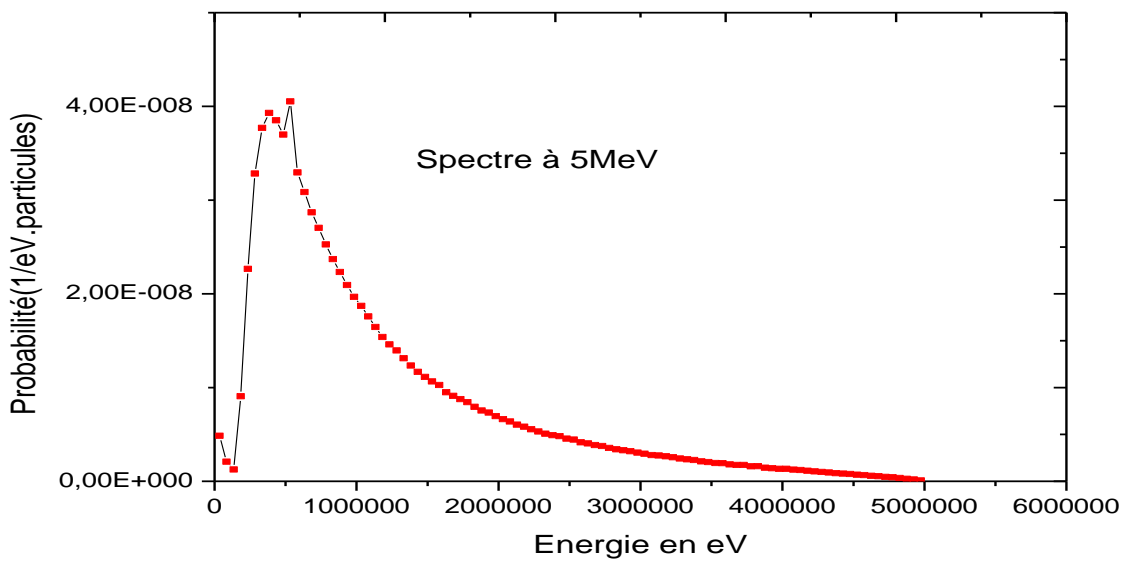


Figure (IV.3) : Spectre des photons X pour des électrons de 5 MeV

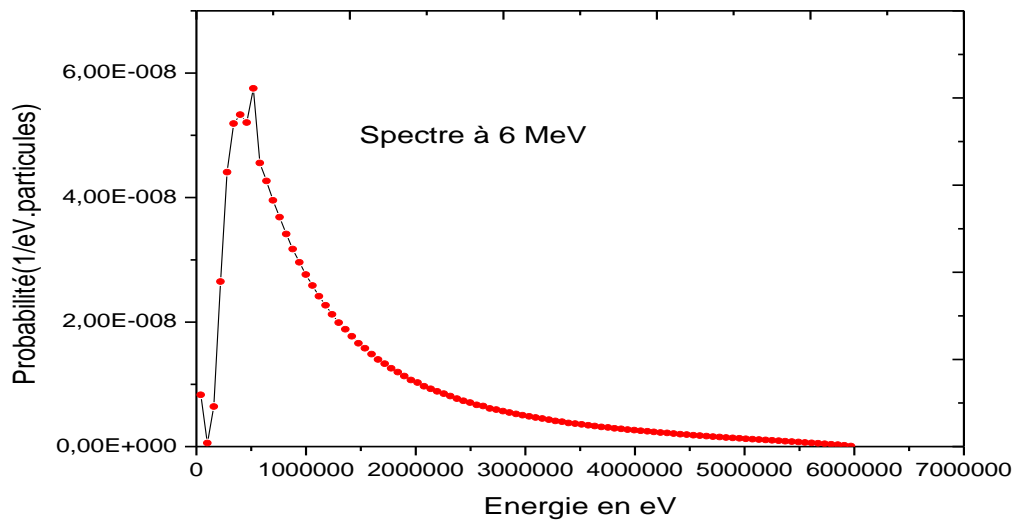


Figure (IV.4) : Spectre énergétique pour un faisceau de photon produit par des électrons de 6MeV

D'après la figure (IV.2) qui représente la probabilité de l'intensité des photons en fonction de l'énergie. On remarque que pour les faibles énergies l'intensité des photons augmentent à cause de l'effet de l'atténuation. Après la valeur d'énergie de 2MeV, nous observons la diminution de la probabilité jusqu'à ce que les valeurs d'énergie se rapprochent de la valeur de 4MeV.

Cette analyse est généralisée pour les spectres d'énergie 5MeV et 6MeV.

II.3. Simulation de la dose

La figure (IV.5) montre la géométrie utilisée dans la simulation qui nous donne les résultats de la distribution de dose et le rendement en profondeur dans un fantôme d'eau pour des énergies 4MeV, 5MeV, 6MeV. Les dimensions de cette géométrie sont :

- Le fantôme d'eau est carré (40x40) et de profondeur 30 cm.
- Une distance source-surface de l'eau $z = 100$ cm.

Le champ d'irradiation est circulaire. Pour des angles différents 2° et 4° définie par la relation suivante : $R = z \tan \alpha$

$$R (2^\circ) = 100 \cdot \tan 2 \approx 4$$

$$R (4^\circ) = 100 \cdot \tan 4 \approx 7$$

Avec R est le rayon du champ d'irradiation.

Nous avons choisi ces angles pour nous assurer que le champ d'irradiation était à l'intérieur de la surface du fantôme d'eau.

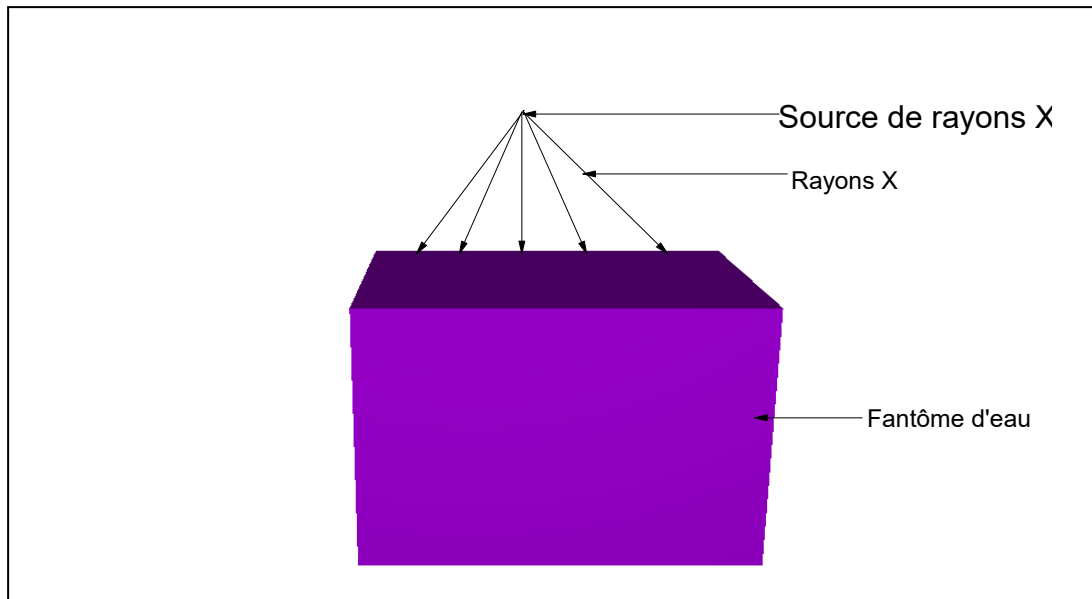


Figure (IV.5) : La géométrie de simulation générée par *geviw3d* du code PENELOPE

II.4. La distribution de dose

II.4.1. Profil de dose

La figure (IV.6) représente la distribution de dose en fonction de la distance pour deux angles différents 0.5° , 1.5° et pour une énergie de 4MeV. On remarque que la différence est très claire entre la dose pour 0.5° et la dose pour 1.5° . Donc lorsque l'angle diminue, la dose augmente, étant centrée au milieu de l'axe de faisceau.

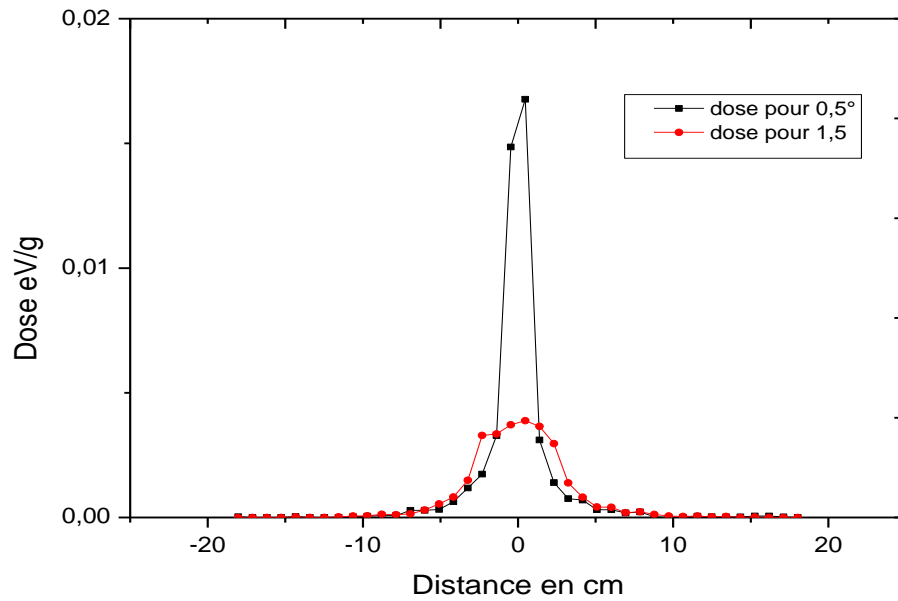


Figure (IV.6) : Profil de dose simulé pour 4 MeV

La figure (IV.7) représente la distribution de dose en fonction de distance dans un plan perpendiculaire à l'axe de faisceau. Pour deux angles différents 2° , 4° et pour l'énergie 5MeV, on remarque que la dose maximale au milieu de l'axe du faisceau. En s'éloignant du milieu de l'axe la dose est diminuée jusqu'à ce qu'elle soit nulle. Lorsque le champ d'irradiation augmente, la quantité de dose s'abaisse. On peut donc dire qu'il existe une proportion inverse entre champ d'irradiation et la quantité de dose déposée.

D'après la figure (IV.8) et la figure (IV.7). On remarque que la dose a diminuée pour 5MeV par rapport la dose pour 6MeV dans le même champ d'irradiation. Donc la dose est proportionnelle avec l'énergie.

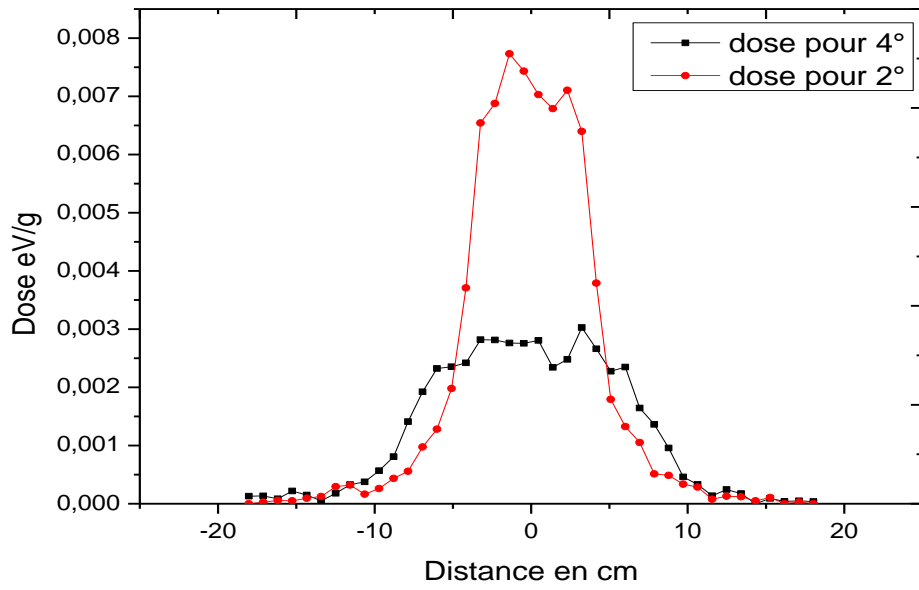


Figure (IV.7) : profil de dose simulée pour 5MeV.

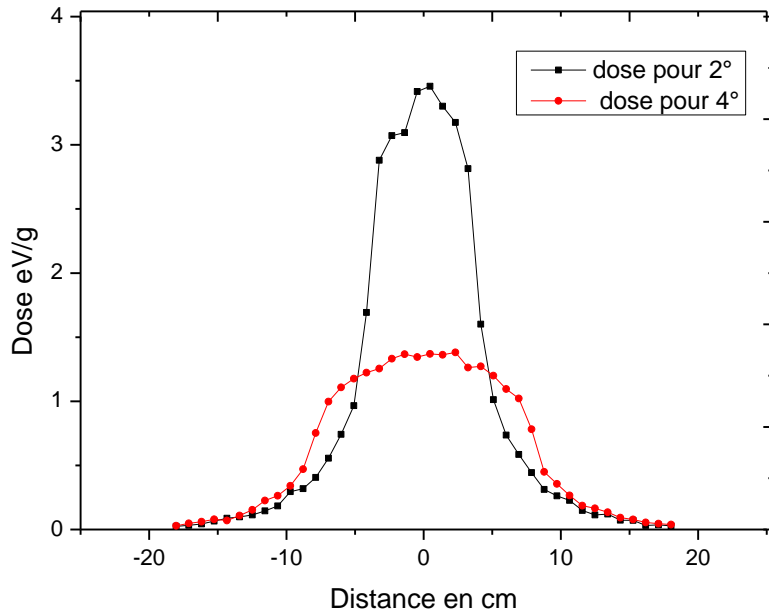


Figure (IV.8) : Profil de dose simulée pour 6MeV.

Grâce aux résultats obtenus, nous avons conclu que la dose est liée à l'énergie et au champ d'irradiation.

II.4.2. Rendement en profondeur

Le rendement en profondeur est la distribution de dose sur l'axe du faisceau (z), pour une taille de champ donnée à une distance source surface du fantôme, la Figure (IV.9) représente la distribution de dose en fonction de la profondeur dans le fantôme d'eau, on remarque que la dose est maximale 68 eV/g (l'équilibre électronique) juste à quelques centimètres de la surface du fantôme, ensuite une décroissance exponentielle rapide en fonction de la profondeur après 5 cm la dose constante parce que l'atténuation du faisceau déminue en fonction de la profondeur dans l'eau.

D'après la figure (IV.10) on remarque la valeur maximale de la dose 5.8 eV/g juste à quelques centimètres de la surface du fantôme, ensuite une décroissance rapide de la dose après 5cm la dose devient presque constante.

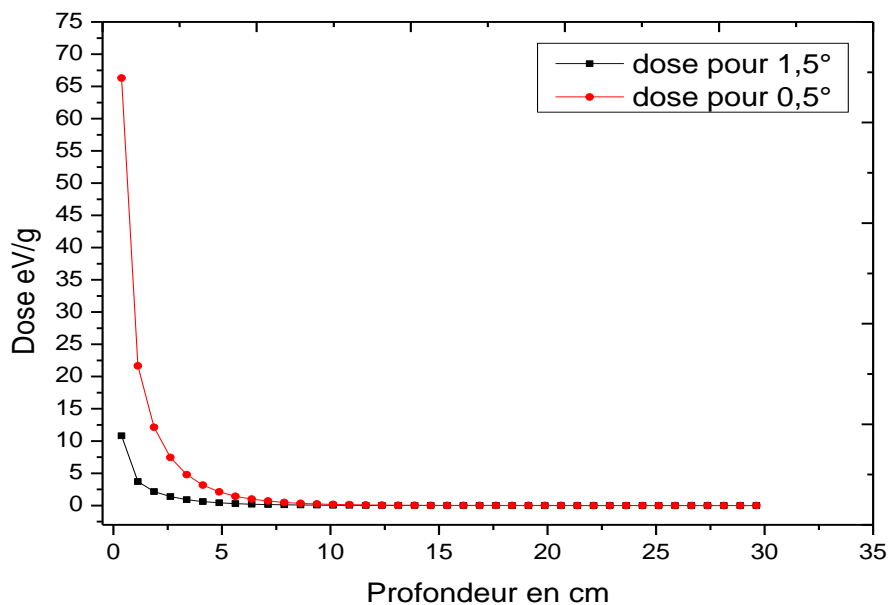


Figure (IV.9) : Rendement en profondeur de la dose dans l'eau pour 4 MeV.

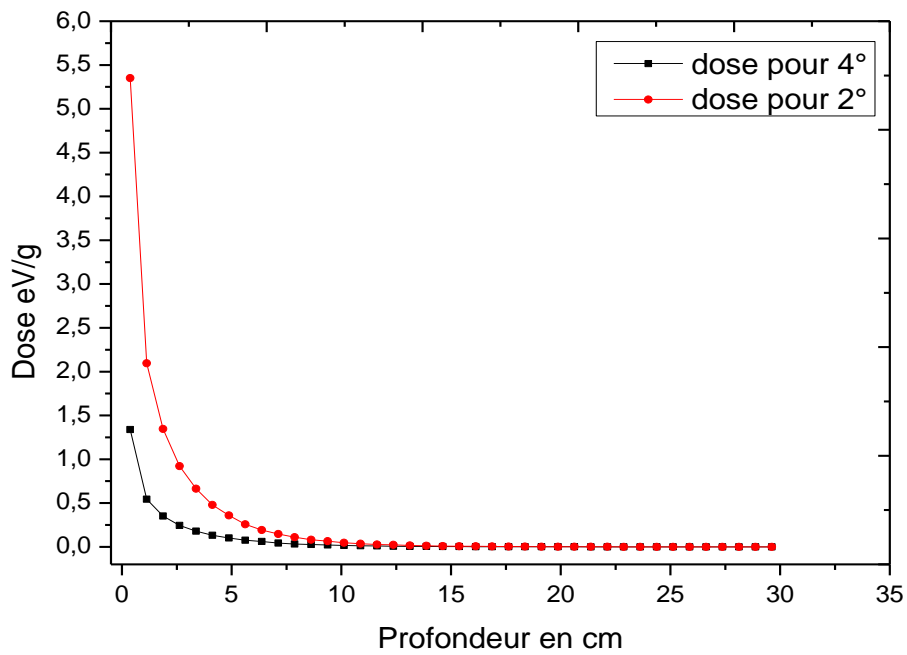


Figure (IV.10) : Rendement en profondeur de la dose dans l'eau pour 5 MeV.

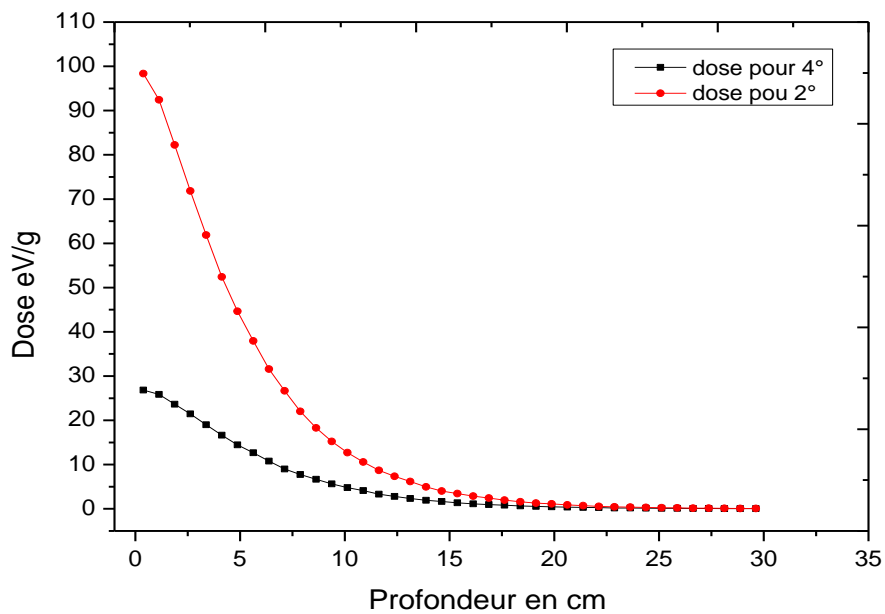


Figure (IV.11) : Rendement en profondeur de la dose dans l'eau pour 6 MeV.

Donc le rendement dans un milieu d'eau dépend de deux paramètres : l'énergie et la taille du champ d'irradiation.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé par simulation Monte Carlo les spectres des rayons X de l'accélérateur médical et la distribution de dose déposée dans un fantôme d'eau.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons réalisé une simulation Monte Carlo (code PENELOPE) d'un accélérateur linéaire à usage médical. Dans cet accélérateur, un faisceau d'électrons issu de la partie accélératrice bombarde une cible de tungstène pour donner naissance à un faisceau de photons. Pour montrer l'effet de champ d'irradiation et de l'énergie sur la distribution de dose et le rendement en profondeur on utilise le code PENELOPE pour simuler la tête d'accélérateur que composée la cible et le collimateur.

L'effet de champ d'irradiation et de l'énergie sur la distribution de dose et le rendement en profondeur d'après les résultats obtenus est :

- ✓ Il existe proportion inverse entre le champ d'irradiation et la quantité de dose déposée.
- ✓ le rendement dans un milieu d'eau dépend de deux paramètres : l'énergie et la taille du champ d'irradiation.



Bibliographie

Bibliographie (Références) :

- [1] **J. BONINE – R. ATALANI**, Rayonnements Ionisants Principe Physique à la Médecine Nucléaire, Editions Robert ATALANI 2011.
- [2] [http://fac.umc.edu.dz/vet/documents/Cours%20et%20Td/Chapetre %20III-Rayon-x.pdf](http://fac.umc.edu.dz/vet/documents/Cours%20et%20Td/Chapetre%20III-Rayon-x.pdf).
- [3] **A. LYOSI**, Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire, Institut National Des Sciences Et Technique Nucléaire.
- [4] **Aissani Marwa et Yahouni Imène**, Dosimétrie des photons haut énergie, Mémoire de master, Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, 2011.
- [5] <http://vetopsy.fr/modele-standard-particules/rayonnement-ionisants-photons.php>
- [6] https://fr.wikipedia.org/wiki/Diffusion_Rayleigh
- [7] http://www.eea.univ-montp2.fr/IMG/pdf/M2_seminer_et_radation_-_copiePDF.
- [8] **D. el hadj – L.MEHERCHI**, Système de double calcul dosimétrique, Université Abou BELKAID Tlemcen, 2010-2011.
- [9] [http://fr.wikipedia.org/wiki/accélérateur de particules](http://fr.wikipedia.org/wiki/accélérateur_de_particules).
- [10] <http://www.varian.com/euen/oncology/radation - oncologie/clinac/>.
- [11] <http://www2.assembleenationale.fr/content/download/76002/780046/version/2/file/note>.
- [12] **Jocelyne MAZURIER**, Adaptation du code Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée : caractéristique des faisceaux de photons X de haut énergie et calcule de facteurs de correction de dosimètres de référence, 01/03/2000, N°TRN F20004114.
- [13] **Alexander ROGEAUX**, Accélérateur linéaire, GAUTHIRE de LAVENNE, 28/01/2013.
- [14] **Mohamed BENCHIKH**, Simulation Monte Carlo d'un accélérateur linéaire pour l'optimisation de la dosimétrie en radiothérapie, Université Sidi Mohammed Ben ABDELLAH, 2016-2017.
- [15] **Myriam Coulibaly et Boris GEYNET**, Evolution technologique en radiothérapie externe, Université de technologie Compiègne 2001.
- [16] **Simon PELOQUE**, Radiothérapie asservie à la respiration en combinaison avec l'utilisation d'un faisceau sans filtre égalisateur, Université de Montréal. Janvier, 2015.

-
- [17] **André WAMBERSIE**, Du radium aux accélérateurs linéaires et ions lourds dans le traitement du cancer, apport de l'UCL.
- [18] **Robin FABBRO**, Modélisation d'un accélérateur linéaire clinique en vue de l'exploitation d'un détecteur à transmission dédié au contrôle qualité en radiothérapie, thèse de doctorat soumis on 8 Mar 2018.
- [19] **Yassine Ben HDECH**, Contrôle de qualité dosimétrique des système de planification des traitements par radiothérapie externe à l'aide d'Objets-Testes Numériques calculés par simulations Monte-Carlo PENELOPE, à l'École Polytechnique de l'Université de Nantes, 19 décembre 2011.
- [20] **FAIZ M. Khan, PHD et John P. Gibbons, PHD**, The Physics of Radiation Therapy, Edition 5, 2014.
- [21] https://www.memoireonline.com/07/12/6070/m_Syteme-de-double-calcul-dosimetriqu
- [22] <https://www.ghdc.be/radiotherapie/radiotherapie-interne>
- [23] <https://www.irsn.fr/FR/connaissances/Sante/exposition-patients-sante-radioprotection/radiotherapie/radiotherapie-cancer/Pages/1-radiotherapie-principes.aspx#.Xq76fEBKjcc>
- [24] Mesbah AFixe M, Allah verdi M GREIN E. et GarantiH, (2005), Monte Carlo calculât of variant 2300C/D Linac photon Beam Caractéristiques : a Comparaison Be tween MCNP4C ? GEANT3 and Mesurément, Apple Radiation and ISOTOPES, pp469-477
- [25] **SYBELLE Découle**, développement d'une méthode de caractérisation spectrale des faisceaux de photon d'énergies inférieures à 150 KeV utilisés en dosimétrie, Université de Paris-sud.
- [26] **Bencheikh Mohammed**, simulation Monte Carlo d'un accélérateur linéaire pour l'optimisation de la dosimétrie en radiothérapie, Université de Sidi Mohammed Ben Abdellah.
- [27] **Mme Fanny MRSOLATE**, Développement d'un dosimètre diamant pour une mesure de la dose absorbée dans mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique, université de Pierre et Marie Curie.
- [28] **Jocelyne MAZURIER**, Adaptation du code Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée : caractéristique des faisceaux de photons X de haut énergie et calcule de facteurs de correction de dosimètres de référence, 01/03/2000, N°TRN F20004114.
- [29] **k. ALANGMACK PORTALIMAGING**, simulation par méthode monte Carlo de la dosimétrie par imagerie portale numérique dans la cadre du contrôle du traitement en radiothérapie, journal Britannique de radiologie, Mars 2001.
-

[30] **Yann PERROT**, Evaluation de la dose déposée par des faisceaux d'électrons en radiothérapie dans des fantômes modélisés en utilisation la plateforme de simulation Monte Carlo GATE fondée sur GEANT4 dans un environnement de grille, université de Blaise Pascal, soumis on 15 fébrile 2013.

[31] **Robin FABBRO**, Modélisation d'un accélérateur linéaire clinique en vue de l'exploitation d'un détecteur à transmission dédié au contrôle qualité en radiothérapie, thèse de doctorat soumis on 8 Mar 2018.

[32] **Karina MEYNARDE**, Polymérisation radio-induite : calcul de dose et modalisation dans le cas d'irradiations prolongées de sources non scellées, Université de Toulouse, thèse de doctorat soutenons 29 Juin 2009.

[33] **Delorme RACHALE**, Radiothérapie par photon activation de nanoparticules : modélisation à l'échelle sud-micrométrique et comparaison expérimentale, université Paris-sud XL, soutenons le 26 Février 2013.

[34] **Nicolas Garnier**, Simulation d'un accélérateur linéaire d'électrons à l'aide du code Monte-Carlo PENELOPE : métrologie des traitements stéréotaxiques par cônes et évaluation de l'algorithme eMc, Université de Nice Sophia Antipolis, Soutenue le 19 décembre 2018.

[35] **Salem YOUBBA OULD**, Etude expérimentale et modélisation Monte Carlo des grandeurs opérationnelles en métrologie des rayonnements ionisants, Université de Strasbourg, soutenu le 09 septembre 2014.

[36] **Igor Bessières**, Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie, université de Paris-sud XI.

[37] **Mahdi HAMMOUDTENE**, Etude d'un accélérateur de particules linéaire à usage médical, université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, mémoire soutenu le 02 Juillet 2014.

[38] **ERIC FRANCHISSEUR**, Modélisation et validation de l'accélérateur PRIMUS de SIEMENS par le code Monte Carlo PENELOPE dans le cadre de la radiothérapie de cancer. PHYSIQUE, Ecole Doctorale de Sciences Fondamentale et Appliquées. Université de Nice-Sophia Antipolis – UFR Sciences. Nice : s. n, 2007. Thèse de doctorat.

Résumé

L'objectif de notre travail consiste à connaître la relation entre l'énergie et la dose, ainsi que l'effet de largeur d'irradiation sur la distribution de dose dans le fantôme d'eau soit la profile de dose et le rendement en profondeur. Nous avons utilisé le code PENELOPE afin de simuler des géométries choisi.

Sur la base des résultats obtenus nous avons conclu que l'énergie et la dose sont proportionnelles, tandis que la largeur d'irradiation et la distribution de dose dans le fantôme d'eau sont proportionnelle inverse.

Monts clés :

Les photos, le profile de dose, largeur d'irradiation, fantôme d'eau, accélérateur linéaire, simulation Monte Carlo, code PENELOPE.

Abstract

The aim of our work is to discover the relationship between energy and dose, as well as the effect of radiation width on the dose distribution in the water phantom, i.e. the profile of dose and depth of yield. We used the PENELOPE code to simulate specific geometries.

Based on the results obtained, we concluded that the energy and the dose are proportional, while the radiation width and the dose distribution in the water phantom are inversely proportional.

Key words:

Photos, dose profile, irradiation width, water phantom, linear accelerator, Monte Carlo simulation, PENELOPE code.

المخلص

الهدف من عملنا هو معرفة العلاقة بين الطاقة و الجرعة، وتأثير عرض الإشعاع على توزيع الجرعة في الماء و الجرعة في العمق. لأجل هذه قمنا باستخدام برنامج بنلوب لمحاكاة مختلف الأشكال الهندسية المختارة.

بناء على النتائج المتحصل عليها، استنتجنا أن الطاقة و الجرعة متناسبان، في حين أن عرض الإشعاع و توزيع الجرعة في الماء يتناسبان عكسا.

كلمات مفتاحية:

الفتونات، توزيع الجرعة، عرض الإشعاع، المسرع الخطي، طريقة المونتي كارلو، PENELOPE.