

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Physique.



Thèse
Présentée pour l'obtention du Grade de DOCTEUR
Domaine : PHYSIQUE
Spécialité : physique des rayonnements
Par : M^{me} ZAIDI Lilia

Sujet :

**Optimisation d'un dispositif de thérapie par capture neutronique
du Bore (BNCT)**

Devant le jury :

| | | |
|---------------------|-----------------------------------|-----------------------|
| Ahmed Chafik CHAMI | Professeur (USTHB) | Président |
| Mohamed BELGAID | Professeur (USTHB) | Directeur de thèse |
| Sergey TASKAEV | Professeur (Novossibirsk, Russie) | Co-directeur de thèse |
| Mohamed DJEBARA | Professeur (USTHB) | Examinateur |
| İsmail Hakkı SARPÜN | Professeur (Antalya, Turquie) | Examinateur |
| Boualem BOUZID | MCA (USTHB) | Examinateur |
| Cheikh TAYEB | Professeur (HCA) | Invité |
| Hakim MAZROU | Directeur de Recherche (CRNA) | Invité |

À maman, papa

Rafik, Sonia, Farès, Omar

Et à la mémoire de mon grand-père « papa Hocine »

gravé dans nos cœurs à tout jamais.

Remerciements

Les différents travaux de recherche que constitue cette thèse ont été réalisés avec l'aide financière du ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique et la faculté de physique de l'USTHB, je leur fais part de ma reconnaissance. Je remercie aussi le directeur de l'institut Budker de physique nucléaire BINP, d'avoir accepté de m'accueillir au sein de l'institut.

C'est avec une immense gratitude que je remercie mon directeur de thèse le professeur BELGAID Mohamed, de m'avoir confié ce sujet et l'aide précieuse qu'il m'a apportée. Je dois aussi le remercier pour son humilité, son calme et sa patience au cours de toutes ces années.

Aucun mot n'est ni assez fort ni assez expressif pour remercier monsieur Sergey Taskaev, autre son soutien pédagogique, il m'a accueilli parmi les siens qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude et reconnaissance.

Le professeur CHAMI Ahmed Chafik de l'USTHB m'a fait l'honneur de présider le jury, qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude. Mes plus sincères remerciements et ma gratitude vont également à monsieur ISMAIL Hakki Sarpun, Professeur à l'université d'Antalya, de l'intérêt qu'il a porté à notre sujet ; au professeur DJEBARA Mohamed et au docteur BOUZIDE Boualem, tous les deux de l'USTHB, pour l'honneur qu'ils m'ont fait pour examiner ce travail de thèse.

Mes plus sincères remerciements vont également à monsieur Khelifi Rachid pour ses précieux conseils et sa sympathie. Mes vifs remerciements iront à l'équipe de recherche de la BNCT de l'institut physique nucléaire BUDKER de Novosibirsk en particulier Dima Kasatov et sa famille, Alex Kuznatev, Yarik, Alex Makarov, Ivan, Alexey et Tima. Je garderai un très bon souvenir des échanges que nous avons pu avoir. Je n'oublie pas les collègues de l'université de Pavie, le Prof. Saverio Altieri, Dr. Silva Bortolussi, Dr. Ian Postuma et Dr. Nicoletta Protti qui m'ont accueilli avec bienveillance. Merci pour tout ce que cette collaboration m'a apporté aussi bien d'un point de vue professionnel que personnel.

Que serais je devenue sans le soutien et l'amour de ma tendre maman chérie, Nedjima, mon papa chéri, Madjid et ma sœur et frères adorés : sonia, Fares et Rafik le frère exceptionnel qui a toujours été une source d'inspiration et d'assurance, je ne saurais jamais vous remercier tous. Mon mari O. IDIR, qui était toujours à mes côtés sans faille, ainsi que ma belle-famille ; qu'ils trouvent ici l'expression de mon affection et de ma considération. A toute ma famille en particulier ma grand-mère Randja, je vous remercie pour votre soutien et de m'avoir prêté attention durant mon parcours.

Et je suis également reconnaissante envers mes amis et mon entourage, à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'avancement de mon travail.

Glossaire

ADN : Acide désoxyribonucléique
AIEA: Agence Internationale de l'Energie Atomique
AD : Advantage Depth
ADDR : Advantage Depth Dose ratio
AR : Advantage Ratio
BINP : Budker Institut of Nuclear Physics
BNCT : Boron Neutron Capture Therapy
BPA : Boronphenylalanine
BSA : Beam shaping assembly
CBE : efficacité biologique du composé
CIPR : Commission Internationale de Protection Radiologique
ENDF : Evaluated Nuclear Data File.
ICRU : International Commission on Radiation Units Measure
IRM : Imagerie par Résonance Magnétique nucléaire
KUR : Kyoto University Research Reactor
LiF : Fluorure de Lithium
LET : Linear Energy Transfert
MCNPX : Monte Carlo N-Particle (eXtended)
MESH : réseau
MIRD: Medical Internal Radiation Dose
NCT : Neutron Capture Therapy
FOM : Figure Of Merite, ou facteur de mérite
PM : pouvoir de modération
RM : rapport de modération
VITA : Vacuum Insolation Tandem Accelerator.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction générale | 1 |
| Interaction des neutrons avec la matière..... | 4 |
| I.1 Introduction : | 4 |
| I.2 Propriétés physiques des neutrons : | 4 |
| I. 2. 1 Découverte du neutron : | 4 |
| I. 2 .2 Décroissance radioactive des neutrons : | 5 |
| I.2.3 Aspect ondulatoire et longueur d'onde des neutrons : | 5 |
| I.2.4 Spin et moment magnétique des neutrons : | 5 |
| I.2.5 Classification des neutrons : | 6 |
| I. 3 Les sources de neutrons : | 7 |
| I. 3.1 Sources de neutrons par désintégration radioactive : | 8 |
| I.3.2 Sources de neutrons par réactions de fission nucléaire : | 8 |
| I. 3.3 Sources de neutrons par réactions de fusion nucléaire : | 9 |
| I. 3.4 Production de neutrons avec des particules accélérées : | 9 |
| I. 4 Interaction des neutrons avec la matière : | 10 |
| I.4.1 Diffusion élastique (n, n)..... | 10 |
| I.4.2 Diffusion inélastique (n, n') : | 11 |
| I.4.3 Capture neutronique radiative (n, γ): | 11 |
| I.4.4 Transmutation (n, α), (n, p) : | 12 |
| I.4.5 Fission : | 12 |
| I. 5 Section efficace : | 12 |
| I. 5. 1 Définition de la section efficace : | 12 |
| I. 5. 2 La section efficace macroscopique : | 13 |
| I.5.3 Libre parcours moyen : | 13 |
| I. 5. 4 Caractéristiques générales des sections efficaces : | 14 |
| I. 6 Equation de transport des neutrons : | 16 |
| I. 6. 1 Grandeurs neutroniques : | 16 |
| I. 6. 2 L'équation de Boltzmann : | 17 |
| I. 6. 3 Résolution de l'équation de transport : | 19 |
| METHODE DE MONTE CARLO | 21 |
| II.1 Introduction | 21 |
| II. 2 La méthode de Monte Carlo : | 21 |

| | |
|--|-----------|
| II. 2. 1 Principe et application au transport des particules dans la matière : | 22 |
| II. 3 Le Code Monte Carlo MCNP : | 23 |
| II. 3. 1 Historique du code MCNP : | 24 |
| II. 3. 2 Caractéristiques : | 24 |
| II. 3. 3 Les estimateurs de la méthode de Monte Carlo : | 29 |
| Dosimétrie en BNCT..... | 32 |
| III.1 Introduction : | 32 |
| III. 2 Interactions du rayonnement et effets sur les systèmes biologiques : | 32 |
| III. 2. 1 Transfert linéique d'énergie: | 33 |
| III. 2. 2 Efficacité biologique relative : | 34 |
| III. 2. 3 Interactions des neutrons avec les tissus :..... | 34 |
| III. 2. 4 La dose des neutrons : | 35 |
| III. 3 KERMA et dose absorbée :..... | 36 |
| III. 3. 1 Facteurs de conversions Flux en KERMA : | 36 |
| III. 4 Vue d'ensemble de la dosimétrie en BNCT : | 39 |
| III. 4. 1 Composantes dosimétriques : | 39 |
| III. 5 Composition des tissus : | 41 |
| III. 6. FOM de traitement de la BNCT :..... | 41 |
| Conception de Faisceau de neutrons pour les tumeurs profondes | 43 |
| IV. 1 Introduction..... | 43 |
| IV. 2 Propriétés générales du faisceau d'irradiation..... | 44 |
| I.V. 2. 1 Gamme d'énergie :..... | 44 |
| IV. 2. 2 Intensité du faisceau : | 45 |
| IV. 2. 3 Qualité du faisceau incident :..... | 46 |
| IV. 3 Système de production de Neutrons :..... | 47 |
| IV. 3. 1 Le projet BNCT à BINP :..... | 48 |
| IV. 3. 2 Principe de fonctionnement de l'accélérateur de BINP : | 49 |
| IV. 3. 3 La cible, source de neutron : | 50 |
| a) Choix de la réaction..... | 50 |
| b) La source de neutrons à BINP..... | 51 |
| c) Optimisation de la cible :..... | 52 |
| IV.4 Le design du dispositif d'irradiation : | 56 |
| IV. 4. 1 Description d'un BSA :..... | 56 |
| IV. 4. 2 Méthodologie de conception et d'optimisation :..... | 56 |
| - Sélection de matériel du modérateur : | 57 |

| | |
|---|------------|
| Validation expérimentale de la simulation MCNP..... | 61 |
| V.1 Introduction | 61 |
| V. 2 Simulation du dispositif expérimental :..... | 61 |
| V. 2. 1 Description du dispositif | 61 |
| V. 2. 2 Résultats de simulations..... | 62 |
| V. 3 Partie expérimentale : | 65 |
| V. 3. 1 Détection des rayonnements : | 65 |
| V. 3. 2 Analyse par activation neutronique..... | 66 |
| c) Les feuilles d’activations :..... | 68 |
| - Sélection des feuilles d’activations | 68 |
| V. 3. 3 Étalonnage du détecteur gamma | 70 |
| V. 4 Résultats expérimentaux et validation de la simulation..... | 72 |
| V. 4. 1 Incertitudes expérimentales : | 73 |
| V. 4. 2 Le taux de réaction à 0cm du plexiglass :..... | 74 |
| V. 4. 2 Le taux de réaction à 3,6cm du plexiglass :..... | 75 |
| V.5 Conclusion..... | 77 |
| Résultats et discussion de l’optimisation du BSA..... | 78 |
| VI.1 Introduction : | 78 |
| VI. 2 Source de production de neutrons :..... | 78 |
| VI. 2. 1 La réaction (p,n) sur le lithium-7: | 78 |
| VI. 2. 2 Choix de l’énergie des protons :..... | 79 |
| VI. 2. 3 Spectre d’énergie et distribution angulaire des neutrons : | 81 |
| VI. 2. 4 Epaisseur de la cible et production de rayonnement gamma : | 84 |
| VI. 2. 5 La cible finale | 87 |
| VI. 3 Conception du BSA : | 88 |
| VI. 3. 1 Étapes d’optimisation du BSA :..... | 88 |
| VI. 3. 2 Le modérateur :..... | 88 |
| VI. 3. 3 Réflecteur : | 97 |
| VI. 3. 4 Collimateur et filtres :..... | 101 |
| VI. 3. 5 Evaluation de la conception | 105 |
| VI. 4 Dosimétrie..... | 107 |
| VI. 4. 1 Modèle anthropomorphe pour l’étude dosimétrique..... | 108 |
| VI. 4. 2 Modèle du fantôme utilisé | 109 |
| VI. 4. 3. 3 Les paramètres dans le fantôme : | 112 |

| | |
|---|------------|
| VI. 4. 4 Application de MESH tally à la modélisation de dépôt de dose dans la configuration BSA-tête : | 113 |
| Conclusion générale | 116 |
| Références | 118 |
| Annexe . Fichier input MCNP | 127 |

Introduction générale

Pendant des décennies, la communauté scientifique dans son ensemble, a essayé de développer de nouvelles techniques afin de venir à bout du cancer, cette quête a mené vers de nombreux traitements et de méthodes, nous citons les principales techniques utilisées dont la chirurgie, la chimiothérapie et la radiothérapie. Le but et l'objectif principal de chaque technique est d'éliminer les tumeurs, épargner les tissus environnant et réduire voir éliminer les effets secondaires sur le corps humain. Cela s'est avéré être une tâche très difficile, vu les nombreux problèmes à surmonter et des compromis en termes de développement technologique des équipements, la physiologie humaine et économique, de sorte à ce que la technique soit accessible à un grand nombre de personne.

L'annihilation chirurgicale est très efficace sur les tumeurs au premier stade, mais elle est limitée aux tumeurs chirurgicalement opérables et le risque que les cellules cancéreuses ne soient totalement enlevées est élevé, c'est le principal inconvénient de cette technique. En chimiothérapie on utilise des substances chimiques administrées par voie systémique qui circulent dans le corps pour tuer les cellules cancéreuses. Il a généralement des effets secondaires néfastes dus à la toxicité des médicaments pour les cellules normales et est sujet au développement d'une résistance des cellules cancéreuses. En radiothérapie, des rayonnements ionisants de haute énergie comme les rayons X, les rayons gamma, des protons ou des atomes de carbone sont utilisés pour détruire les cellules. Mais ces derniers peuvent causer la destruction des tissus sains environnants ou des tissus qui se trouvent sur la voie du faisceau de rayonnement. La thérapie par capture neutronique NCT (**Neutron Capture Therapy**) est une autre technique de traitement d'intérêt majeur, elle représente l'avenir de la recherche sur le **traitement de certains cancers** à la lumière des développements réalisés en neutronique, en médecine et en chimie, son principe de base consiste à provoquer dans les cellules cancéreuses une réaction nucléaire sur des noyaux caractérisés par une section efficaces de capture neutronique élevée, préalablement accumulés dans les cellules cancéreuses.

Les principes et l'idée de base de la NCT ont été publiés en 1936 par le biophysicien Locher, peu après la découverte du neutron par J. Chadwick en 1932 et la description de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ par Taylor et Goldhaber en 1936. Parmi les nucléides dont les sections efficaces de capture neutronique sont élevées, on peut citer le Bore, le Gadolinium, le Lithium, l'Or, l'Uranium etc. Cependant, la plupart de ces nucléides interagissent avec les neutrons thermiques par la réaction (n, γ) . Ce type de réaction entraîne l'émission de rayons gammas qui peuvent pénétrer facilement les tissus, et déposent leur énergie non seulement dans la tumeur, mais aussi dans les tissus sains, de ce fait, ces éléments ne sont pas appropriés pour la NCT.

La thérapie par capture neutronique du bore **dite la BNCT (Boron Neutron Capture Therapy)**, est une radiothérapie qui utilise le nucléide ^{10}B ayant une section efficace de capture

élevée aux basses énergies. Cette réaction de capture, suivie par une fission du noyau composé, peut entraîner un dépôt d'énergie élevée dans le voisinage du site de la réaction. Si le Bore est introduit sélectivement dans les cellules tumorales, il est possible de détruire la tumeur et épargner les tissus sains environnants, car les produits de la réaction : Li et He sont caractérisés par un **transfert linéique d'énergie LET (Linear Energy Transfert)** élevé, et leurs portées dans les tissus est similaire au diamètre de la cellule. **L'Hélium à un LET d'environ $150 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ et le ${}^7\text{Li}$ de $175 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$** , de portée respective d'environ $10 \mu\text{m}$ et $4,5 \mu\text{m}$, cela offre la possibilité de cibler les cellules tumorales uniquement et les détruire avec une grande efficacité tout en épargnant d'autres tissus contenant moins de ${}^{10}\text{B}$. Une telle radiothérapie au niveau cellulaire peut fournir une administration de dose extrêmement précise permettant de traiter efficacement les tumeurs et de réduire les effets secondaires. **Elle a également le potentiel de traiter avec succès quelques cancer qui restent incurable.** Cependant, le succès de la BNCT n'est pas garanti, cela dépend de deux conditions :

- L'absorption préférentielle d'atomes de bore ${}^{10}\text{B}$ dans chaque cellule cancéreuse,
- La délivrance **d'une fluence élevée de** neutrons thermiques dans le volume cible.

Pour satisfaire ces conditions prérequis, la BNCT doit se situer dans un champ pluridisciplinaire et collaboratif.

L'objectif essentiel du travail faisant l'objet de la présente thèse est de délivrer un faisceau de neutrons thérapeutique adéquat au traitement des cancers situés en profondeurs.

Deux faisceaux de neutrons différents sont couramment utilisés pour la BNCT: le faisceau de neutrons thermiques qui limite le traitement aux tumeurs peu profondes, comme le mélanome cutané, et le faisceau de neutrons épithermiques « plus dur » ($0,5 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$) pour les tumeurs profondes comme le **glioblastome multiforme**. **Le faisceau de neutrons épithermiques** est le plus adéquat dans le cas des tumeurs profondes, en raison de son aptitude à pénétrer plus profondément dans les tissus vue son importante énergie et peut atteindre la gamme d'énergie thermique après avoir été ralenti par les tissus, permettent ainsi un traitement sans chirurgie.

Il existe un certain nombre d'installations dédié au développement de la BNCT dans le monde, soit en utilisant des réacteurs soit, plus récemment, des accélérateurs.

Jusqu'à présent, la qualité de faisceau cliniquement requise comprenant un flux thermique d'environ $10^9 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ est obtenu dans les réacteurs de recherches. Les neutrons thermiques les plus facilement disponibles ne peuvent être appliqués qu'aux tumeurs peu profondes : **à Kyoto University Research Reactor (KUR) et auprès du réacteur RA-6 à Bariloche en Argentina**, des néoplasies de la peau (principalement les mélanomes) ont été traitées. L'irradiation extracorporelle du foie est aussi réalisée. Jusqu'à présent, seuls deux de ces traitements ont été effectués à Pavie / Italie. Les résultats ont incités plusieurs autres équipes à s'intéresser à la BNCT, à titre d'exemple **Petten au Pays-Bas et Mayence en Allemagne**. Au Japon, des neutrons thermiques ont également été appliqués à des tumeurs cérébrales ouvertes après craniotomie. Contrairement aux neutrons thermiques, les neutrons épithermiques peuvent pénétrer dans la calotte crânienne et ainsi traiter les tumeurs cérébrales sans recourir à la

chirurgie. Après la fermeture de centres thérapeutiques aux Etats-Unis, aux Pays-Bas, en Suède et au Japon, les traitements par neutrons épithermiques ne peuvent actuellement être effectués qu'au TRIGA Mark II Reactor FiR-1 à Otaniemi (Finlande) et au réacteur de recherche KUR au Japon. Une autre source de neutrons prometteuse pour la BNCT sont les accélérateurs. Parmi les groupes visant à promouvoir l'utilisation des accélérateurs en BNCT, on peut citer la Russie, le Japon, l'Italie, UK, l'Argentine. On peut s'attendre à ce qu'il y ait plus de nouvelles installations médicales dans un proche avenir notamment à Novossibirsk en Russie.

Dans ce travail de thèse, après études des sources de neutrons susceptibles d'être utilisées pour la BNCT, la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ a été choisi en raison du rendement élevé des neutrons avec des énergies de protons relativement faibles. La cible de lithium solide et l'accélérateur tandem d'isolation sous vide (VITA) ont été considérés comme une source de neutrons pour la BNCT. L'énergie des neutrons générés est plus élevée que nécessaire et devrait être modérée. Afin de fournir un faisceau de neutrons thérapeutique, qui répond aux recommandations de l'AIEA, un dispositif spécial de formation de faisceau (BSA : Beam shaping assembly) devrait être installé entre la source de neutrons et la position d'irradiation du patient.

Un BSA typique consiste en un modérateur pour ralentir les neutrons rapides en neutron épithermique, un réflecteur pour réduire les fuites neutroniques, un collimateur pour focaliser les neutrons sur la position du patient, un filtre gamma et un filtre de neutrons thermiques.

En utilisant le code MCNP, différents composants du BSA ont été étudiés et optimisés. Pour évaluer l'impact du faisceau épithermique produit par le BSA dans le corps humain, le fantôme de tête de Snyder a été utilisé et des paramètres in-fantômes ont été calculés. La configuration optimale a été choisie pour que les tumeurs puissent être traitées dans la plage de profondeur la plus large possible et durant un temps de traitement le plus court avec le meilleur rapport thérapeutique.

Le travail que nous présentons dans ce manuscrit est structuré en six chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons quelques notions qui régissent le comportement d'interaction des neutrons avec la matière. Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter les méthodes de calculs numériques, en mettant l'accent sur la résolution de l'équation de transport de Boltzmann, qui régit le comportement des neutrons, par la méthode Monté Carlo, ainsi que la présentation du code MCNP utilisé, et les fonctions d'intérêt majeur employées dans nos calculs. Pour évaluer l'impact du faisceau épithermique produit par le BSA optimisé dans le corps humain, et estimer les paramètres in-fantômes, la dosimétrie de la BNCT dans son ensemble est rapportée dans le troisième chapitre. Par la suite, les propriétés du faisceau d'irradiation, la méthodologie entreprise pour la conception et l'optimisation du dispositif d'irradiation sont discutés dans le quatrième chapitre. Le chapitre cinq est consacré à la validation expérimentale de la simulation MCNP. Le chapitre six **comporte** les résultats et les discussions sur le dispositif optimisé destiné à la BNCT, pour enfin terminer par une conclusion générale.

Chapitre I

Interaction des neutrons avec la matière

I.1 Introduction :

Le domaine de l'application des neutrons s'étale de la génération de puissance dans les réacteurs nucléaires à l'analyse des nanostructures. **Quatre-vingt-cinq ans** après la découverte des neutrons (1932), ces derniers sont utilisés dans plusieurs applications couvrant une large gamme de domaines des sciences et de technologies telles que la science des matériaux, fission et fusion, détection d'explosifs, biologie et médecine, armes nucléaires etc.

L'analyse par activation neutronique est une application utilisée en métallurgie (teneur en oxygène dans les aciers, sulfure dans le charbon pour le rendement en énergie), dans les aéroports pour détecter les explosifs, les armes, les drogues dans les bagages, le combustible nucléaire et les déchets radioactifs. Les applications dans l'exploration géophysique du pétrole et des mines sont aussi d'actualité. À l'avenir, nous pourrions voir l'émergence de nouvelles applications de neutrons.

Dans ce chapitre, nous allons survoler les interactions de base des neutrons avec la matière, y compris des définitions des grandeurs physique utilisées en neutronique tel que le flux de neutrons, les sections efficaces ...etc.

I.2 Propriétés physiques des neutrons :

I. 2. 1 Découverte du neutron :

Le neutron est découvert par Chadwick en 1932. À partir des observations rapportées par Walter Both et Herbert Becker lors du bombardement des éléments légers Lithium, Béryllium et Bore avec des particules alphas en 1930, et la supposition d'un effet Compton entre l'hydrogène et des gammas par Irène et Frederic Joliot-Curie, dont ils estiment l'énergie à environ 50 MeV (qui est une énergie très élevée pour l'époque,1931), James Chadwick fait un test confirmant l'éjection d'une entité d'énergie très élevée. Mais en mesurant avec précision l'énergie des noyaux projetés en utilisant la réaction nucléaire



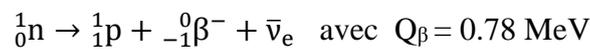
en 1932, Chadwick tire conclusion qu'un rayonnement outre celui trouvé par Both, une particule inconnue jusque-là d'une masse approximativement égale à celle du proton qui pèse 1,0087 u et de charge électrique nulle, est produite. Il nomma la nouvelle particule le neutron de symbole "n".

I. 2 .2 Décroissance radioactive des neutrons :

Les neutrons sont présents dans le noyau des atomes, liés avec des protons par l'interaction forte. Ces neutrons sont en général stables mais les neutrons libres produits lors d'une réaction nucléaire sont instables.

Le neutron est $0,840 \times 10^{-3}$ u plus lourd que l'atome d'hydrogène (voir la table I.1), pour cette raison, il est possible qu'un neutron subisse une désintégration en un proton et un électron avec une énergie maximale de $0,840 \times 0,9314 \text{ MeV} = 782 \text{ keV}$.

L'équation de désintégration par émission de particules β^- s'écrit comme suit :



La durée de vie moyenne d'un neutron libre est de 880,3 secondes soit $\tau \approx 14.67 \text{ min}$, alors sa période de demi-vie est de:

$$T_{1/2} = \tau \cdot \text{Ln}2 \approx 10 \text{ min} \quad (\text{I.1})$$

I.2.3 Aspect ondulatoire et longueur d'onde des neutrons :

La dualité onde-corpuscule que les neutrons peuvent présenter, permet de leurs associer une longueur d'onde de de Broglie d'expression classique suivante :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{pc} ; \begin{cases} hc = 12400 \text{ eV } \text{\AA} \\ pc = \sqrt{2m_n C^2 E} \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

Où λ est la longueur d'onde, h est la constante de Planck, p est la quantité de mouvement de la particule tel que $p = m_n v$, c la célérité de la lumière dans le vide, m_n la masse du neutron.

I.2.4 Spin et moment magnétique des neutrons :

Puisque le deutéron -composé d'un neutron et d'un proton- a un spin de 1 et un moment angulaire orbital nul et que le proton a un spin $1/2$, il s'ensuit que le neutron doit avoir un spin de $1/2$ ou $3/2$. Un spin de $3/2$ est exclu sur la base de diverses expériences, il en découle que le spin du neutron est de $1/2$ (Beckurts and Wirtz, 1964).

Le neutron est composé de particules élémentaires : un quark up et deux quarks down, ces derniers lui permettent d'avoir une distribution de charge anisotrope et par conséquent un moment dipolaire magnétique μ_n aligné avec son spin. On peut mesurer celui-ci de façon très précise en utilisant la technique de résonance magnétique nucléaire. La valeur obtenue vaut $\mu_n = -1,913\,042\,8\,\mu_N$ (en unité du magnéton nucléaire : $\mu_N = 3,152\,451\,7 \times 10^{-8}\text{ ev.T}^{-1}$).

TABLE I.1. Propriétés de quelques particules.

| PARTICULE | MASSE (gr) | MASSE EN UNITE ATOMIQUE (u*) | CHARGE | SPIN | MOMENT MAGNETIQUE |
|-----------|----------------------------|---------------------------------|----------------------|---------------|----------------------------|
| NEUTRON | 1.674663×10^{-24} | 1.008665 | $<10^{-18}\text{ e}$ | $\frac{1}{2}$ | $-1.913148\,\mu_N^\dagger$ |
| PROTON | 1.672357×10^{-24} | 1.007276 | e | $\frac{1}{2}$ | $2.79276\,\mu_N$ |
| DEUTERON | 3.343057×10^{-24} | 2.013554 | e | 1 | $0.857407\,\mu_N$ |
| ELECTRON | 9.1081×10^{-28} | 5.4859×10^{-4} | -e | $\frac{1}{2}$ | $1.0011596\,\mu_B$ |

Bien que neutre, le neutron est sensible à l'interaction électromagnétique de par son moment magnétique μ_n . Le neutron peut interagir magnétiquement avec les atomes dans les substances ferromagnétiques. Ce que l'on appelle la "diffusion magnétique" des neutrons, qui est importante pour de nombreuses études à l'état solide et pour la production de neutrons polarisés (Beckurts and Wirtz, 1964).

I.2.5 Classification des neutrons :

Les neutrons sont souvent classés selon leur énergie. Cependant, il y a plusieurs unités pour discuter de l'énergie des neutrons, celles-ci sont énumérées dans la table I.2.

Table I.2. Unités de mesure en neutronique.

| QUANTITE | UNITE | RELATION EN ENERGIE | ABREVIATION |
|--------------------|--------------------|---|-------------|
| ENERGIE | Electron volt | $1/2mv^2$ | eV |
| VITESSE | Mètres par seconde | $V = L/t = 1,39 \times 10^4 \sqrt{E}$ | m/s |
| LONGUEUR D'ONDE | Angstroms | $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{0,286}{\sqrt{E}}$ | Å |
| TEMPERATURE | Kelvin | $T = \frac{E}{k}$ | K |
| LETHARGIE | Sans unité | $u = \ln\left(\frac{E_0}{E_1}\right)^\ddagger$ | - |

* u : unité de masse atomique tel que $u = 1/12$ de la masse atomique du $C_{12} = 1.660277 \times 10^{-24}\text{ g}$.
à partir de $E=mc^2$, 1 u correspond à une énergie de 931.441 MeV.

† μ_N magnéton nucléaire, μ_B Magnéton de Bohr tel que : $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$ et $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$.

‡ E_0 et E_1 sont les énergies des neutrons avant et après collision, respectivement.

Les régimes d'énergie sont classés selon la gamme d'énergie qui sera souvent exprimée en eV. **Il existe plusieurs classements des neutrons, le plus commun est rapporté dans le tableau I.3.** Dans le cadre de notre étude, les neutrons sont classés en catégories selon leur énergie, en se fondant sur des considérations d'ordre pratique ; nous distinguerons :

a) Les neutrons thermiques :

Ce sont les neutrons dont l'énergie cinétique moyenne est environ égale à $3/2 kT^{\S}$, soit 0,025 eV à 298 °K. à une température ambiante les neutrons thermiques se trouvent en équilibre thermique avec les noyaux du milieu. **En BNCT, l'énergie** des neutrons thermiques correspondant à l'énergie inférieure à 0,5 eV.

b) Les neutrons épithermiques :

Ce sont les neutrons dont l'énergie cinétique est généralement située dans la gamme d'énergie $0,5 \text{ eV} < E_n \leq 10 \text{ keV}$ environ.

c) Les neutrons rapides :

Ce sont les neutrons d'énergie cinétique supérieure à 10 keV et inférieure à 10 MeV. L'exemple type de neutrons rapides est celui des neutrons de fission. A une énergie supérieure à 10 MeV, les neutrons sont appelés « neutrons relativistes ».

TABLE I.3. Les noms communs des gammes d'énergie en neutronique.

| CLASSIFICATION | ENERGIE (eV) |
|------------------------------|--|
| Ultra-froid | $\leq 10^{-6}$ |
| Froid | $10^{-6} \sim 25 \times 10^{-3}$ |
| Thermique | $25 \times 10^{-3} \sim 125 \times 10^{-3} (5kT)$ |
| Epithermique | Neutrons hors équilibre thermique du modérateur, et inférieur à 1 eV |
| Résonance | $10^0 \sim 10^5$ résonances de Breit-Wigner domine |
| Haute énergie ou bien rapide | $E \geq 10^5$ |

I. 3 Les sources de neutrons :

En raison de leur courte durée de vie, les neutrons libres ne se produisent pas dans la nature et doivent être produits artificiellement. Une méthode simple consiste à les séparer des noyaux dans lesquels ils sont liés. Il existe plusieurs réactions qui conduisent à la production de neutrons. Les quatre procédés principaux de production des neutrons sont :

- La désintégration radioactive
- la réaction en chaîne de fission nucléaire

^{\S} k : constante de Boltzmann [eV (°K)⁻¹]. T : température [°K]

- la réaction de fusion nucléaire.
- Sources basée sur des accélérateurs.

Dans ce qui suit, nous allons explorer les spécificités des sources de neutrons des réactions mentionnées ci-dessus.

I. 3.1 Sources de neutrons par désintégration radioactive :

On peut mentionner deux processus dans cette partie, des neutrons issus par fission spontanée et ceux des réactions induites.

Pour la première on peut donner comme exemple l'isotope ^{252}Cf qui est couramment utilisé. C'est un puissant émetteur de neutrons, tel que chaque gramme de ^{252}Cf émet spontanément $2,314 \times 10^9$ neutrons par seconde. Le ^{252}Cf se désintègre par émission alpha à 96,91% et 3,09 % par fission spontanée ; en moyenne 3,73 neutrons par fission sont émis, dont l'énergie est autour de 2 MeV. Sa période de demi-vie est de 2,645 ans.

Une autre méthodes pour générer des neutrons, c'est d'utiliser une source qui se désintègre par émission de particules α comme le polonium, radium, plutonium ou l'américium, incorporé dans un autre matériau, tel que le béryllium qui produit des neutrons via la réaction (α, n). Cette dernière s'inscrit dans la deuxième (sources de neutrons par réaction induites). L'activité de l'émetteur alpha utilisé sera le déterminant principale de l'intensité de la source de neutrons ainsi que sa durée de vie et notamment leurs énergies. Lorsque l'américium 241 est mélangé avec du Bérium9 la source isotopique $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ est ainsi produite, la génération des neutrons se fait via la réaction des deux particules alpha émis durant la désintégration de l' ^{241}Am . La source $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ est de longue période car la demi vie de l' ^{241}Am est de 433 ans.

Parmi les sources par réactions induites on peut citer aussi les sources photo-neutroniques, telle que $^{24}\text{Na}-^9\text{Be}$ et $^{124}\text{Sb}-^9\text{Be}$ où les neutrons sont produits par la réaction $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$, celles-ci ont de faibles intensités et une courte durée de vie puisque Na et Sb ont des demi vie de 14,95 heures et 60,2 jours, respectivement.

Les sources de neutrons issus de la désintégration radioactive jouent un rôle important en médecine, études sur l'endommagement par rayonnement, étalonnages de détecteurs, calibration d'instrument de mesures et la dosimétrie des neutrons.

I.3.2 Sources de neutrons par réactions de fission nucléaire :

La fission nucléaire est le phénomène par lequel un noyau atomique lourd tel que l'uranium, le plutonium, etc. est divisé en nucléides plus légers. Lors de cette réaction, en moyenne 2.5 neutrons sont émis par fission et s'accompagne d'un dégagement d'énergie très important, approximativement 200 MeV par noyau fissionné.

Il existe deux types de fissions : la fission spontanée et la fission induite.

La fission nucléaire spontanée c'est lorsque le noyau se désintègre en plusieurs fragments sans absorption préalable d'une particule subatomique. Ce type de fission n'est possible que pour les noyaux extrêmement lourds notamment les plutoniums 240 et 244, le californium 254, car l'énergie de liaison par nucléon est faible.

La fission induite a lieu lorsqu'un noyau lourd capture une particule (généralement un neutron) et que le noyau ainsi composé se désintègre alors en plusieurs fragments. Le fonctionnement d'un réacteur nucléaire est basé sur cette réaction. Considérons un réacteur de recherche typique d'une puissance thermique de 1 MW. Comme environ 200 MeV d'énergie sont libérés en une seule fission, environ $3,12 \times 10^{16}$ fissions se produisent par seconde et par conséquence environ $7,5 \times 10^{16}$ de neutrons sont produits par seconde dans le réacteur.

I. 3.3 Sources de neutrons par réactions de fusion nucléaire :

La fusion nucléaire est un processus où deux noyaux atomiques légers s'assemblent pour former un noyau plus lourd. L'une des applications de cette réaction sont les générateurs de neutrons, dont le fonctionnement est fondé sur une réaction nucléaire de fusion de noyaux d'isotopes lourds de l'hydrogène : deutérium et tritium. La fusion de noyaux légers dégage d'énormes quantités d'énergie provenant de l'interaction forte (la liaison nucléaire), les produits de la réaction sont principalement de l'hélium et des neutrons rapides.

Deux types principaux de réactions sont utilisées : (D, D) et (D, T) pour les quelles des neutrons d'énergies de 2,5 MeV et de 14,1 MeV sont générés, respectivement. Des débits de fluence importants de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} neutrons/s peuvent être produits.

I. 3.4 Production de neutrons avec des particules accélérées :

Les sources de neutrons basées sur l'accélération des particules légères tel que l'hydrogène, le deutérium ou le tritium pour les faire entrer en collision avec des cibles ayant un petit numéro atomique Z, tel que le deutérium, tritium, lithium, béryllium, carbone, oxygène... etc. est en constante augmentation ; l'intensité réalisable est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle des sources radioactives. Différents types d'accélérateurs peuvent être mis en place selon les caractéristiques des neutrons d'intérêt :

(a) Les neutrons monoénergétiques peuvent être produits dans des réactions (p, n) et (d, n) avec des protons accélérés et des deutérons dans le générateur de van de Graaff. Parfois, des cyclotrons à énergie variable.

(b) La réaction (d, n) est très productive à basse énergie de deutons de 1 MeV dans le deutérium, le tritium, le lithium et le béryllium. Avec des accélérateurs simples à basse énergie qui produisent des courants relativement élevés, ces réactions produisent de fortes sources de neutrons continues ou pulsées.

(c) Des sources de neutrons pulsés peuvent être obtenues aussi à partir des réactions (γ, n) , si le bremsstrahlung des accélérateurs linéaires d'électrons extrêmement énergétiques, sont utilisés.

Chaque méthode de production de neutrons a ses propres défis et mérites techniques.

Les sources de Californium basées sur la fission spontanée de ^{252}Cf ont une demi-vie de 2,65 ans et doivent être remplacées régulièrement. L'un des inconvénients aussi, c'est qu'ils ne peuvent pas être manipulées **de sorte à déclencher et arrêter la réaction au moment souhaité**. Par conséquent, ces sources nécessitent un blindage important lorsqu'elles ne sont pas utilisées.

Les réacteurs nucléaires produisent de grands flux neutroniques. Cependant, ils ont plusieurs inconvénients. Similaires aux sources de californium, ils ne peuvent pas être allumés et éteints rapidement pour un fonctionnement pulsé, qui est requis dans l'analyse par activation neutronique pulsée rapide. En outre, les réacteurs nucléaires sont grands et coûteux à construire, ce qui ne convient pas pour les opérations médicales ou industrielles.

Actuellement les accélérateurs sont limités par un défi technologique aussi bien pour la délivrance d'un faisceau d'ions plus intense permettant l'obtention d'un flux de neutrons générés qui répond aux exigences des techniques neutroniques telles que la BNCT que pour la conception des cibles qui résistent à l'irradiation par le faisceau d'ions.

I. 4 Interaction des neutrons avec la matière :

L'interaction d'un neutron avec la matière est caractérisée par son faible pouvoir ionisant en le comparant aux particules élémentaires chargées. Ils sont indirectement ionisants car, l'ionisation se produit par le biais des particules secondaires générées suite à l'interaction des neutrons avec la matière.

L'interaction du neutron avec le cortège électronique du noyau est négligeable, de par sa nature, le neutron n'a pas d'interaction d'origine coulombienne avec les électrons. La seule forme d'interaction importante est celle du neutron avec les noyaux, celle-ci passe en général par la formation de noyaux composés qui peuvent être stables ou radioactifs.

L'interaction des neutrons avec les noyaux se traduit par des processus de diffusion (élastique et inélastique) dont l'un des produits est un neutron, ou bien d'absorption (capture radiative, transmutation, fission) lors duquel le neutron est absorbé et une particule est émise.

I.4.1 Diffusion élastique (n, n)

Quand un neutron heurte un noyau au repos, le noyau recule de l'emplacement de la collision. L'énergie cinétique du neutron diffusé est donc plus petite que l'énergie du neutron incident et ce par une quantité égale à l'énergie acquise par le noyau de recul (le noyau cible absorbe une fraction de l'énergie du neutron incident et puis la dépense sous forme d'énergie cinétique), tout en restant dans l'état fondamental.

La diffusion élastique est un processus très important dans la modération des neutrons, elle sera analysée avec plus de détail que les autres.

L'énergie du neutron diffusé dépend de l'angle de diffusion. La perte d'énergie dans la diffusion élastique peut être trouvée à partir des lois de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Considérons un neutron incident d'énergie E_n et de masse m sur un noyau cible de masse M . Après collision, le neutron est diffusé à un angle θ de sa direction initiale. A un angle $\theta=0$ le neutron ne subit pas de perte d'énergie. En revanche, pour $\theta = \pi$, le neutron transfère un maximum d'énergie. L'énergie maximale transférée par le neutron est

$$E_{\max \text{ transférée}} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (\text{I.3})$$

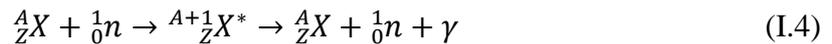
où A est le nombre de masse du noyau cible.

La perte d'énergie moyenne du neutron est donc d'autant plus grande que le noyau cible est léger. La valeur maximale de l'énergie transférée est atteinte pour l'hydrogène qui représente le meilleur ralentisseur pour les neutrons rapides.

Le processus de ralentissement des neutrons couvre une gamme d'énergie extrêmement étendue ; elle s'étend de 20 MeV jusqu'à 5 meV.

I.4.2 Diffusion inélastique (n, n') :

Ce processus est identique à la diffusion élastique sauf que le neutron absorbé momentanément est réémis avec une énergie inférieure à celle du départ et le noyau est laissé dans un état excité, qui se désexcite par émission d'un rayonnement gamma. C'est une réaction à seuil qui coïncide avec l'énergie du niveau excité. Elle est représentée par l'équation :



Le seuil de la diffusion inélastique est donné par :

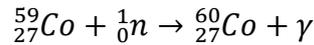
$$E_s = E^* \left(\frac{M_n + M_x}{M_x} \right) \quad (\text{I.5})$$

E^* étant l'énergie du niveau excité en MeV, M_n et M_x sont respectivement les masses du neutron et du noyau X .

I.4.3 Capture neutronique radiative (n, γ):

Le noyau composé formé suite à la capture d'un neutron, peut se désexciter par émission d'un photon très énergétique appelé gamma prompt, ou bien par plusieurs photons caractéristiques issus des transitions entre niveaux d'excitation intermédiaires du noyau composé.

Exemple : La capture radiative d'un neutron par l'isotope stable du cobalt 59 produit le cobalt 60 et un gamma.



I.4.4 Transmutation (n, α), (n, p) :

Le neutron est absorbé par le noyau et une particule chargée telle qu'un proton ou bien une particule alpha est émise. Par conséquent, un noyau différent est produit suite à cette réaction. Du fait que le noyau primaire est transformé en un autre élément, cette réaction est nommée transmutation.

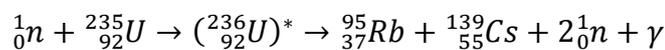
Les neutrons à l'origine de ce type de réaction sont généralement dotés d'une énergie élevée à l'exception de quelques réactions tel que : ${}^{10}\text{B} (n, \alpha){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li} (n, t){}^4\text{He}$ et ${}^3\text{He} (n, p){}^3\text{H}$ qui peuvent être induites à des énergies thermiques.

Prenons comme exemple la capture d'un neutron par le Bore-10, (utilisée en boro-neutron thérapie). Les produits de réaction sont une particule α et un ${}^7_3\text{Li}$.

I.4.5 Fission :

Les neutrons absorbés par certains noyaux lourds dits fissiles tel que l'uranium 235 et le plutonium 239, provoquent la fission de ces derniers en noyaux plus légers, accompagné d'émission d'un ou plusieurs neutrons (2,5 en moyenne par fission). Cette réaction est une source d'énergie très élevée estimée à 200 MeV, dont les neutrons acquièrent une fraction d'énergie allant jusqu'à 14 MeV tandis que leur spectre peut être décrit par la distribution de Maxwell centré autour de 2MeV.

Exemple : Considérons la fission d'un atome de ${}^{235}\text{U}$. Un neutron pénètre dans le noyau pour former un noyau de ${}^{236}\text{U}$ très excité qui se fissionne, donnant naissance à :



I. 5 Section efficace :

I. 5. 1 Définition de la section efficace :

Chacun des processus cité ci-dessus est caractérisé par une section efficace σ , celle-ci exprime la probabilité que cette interaction puisse se produire lorsque le neutron rencontre le noyau cible, définie aussi comme étant l'aire efficace d'une réaction quelconque.

Un noyau cible donné présente, pour chacune des réactions nucléaires, une probabilité d'interaction qui lui est particulière. Quand la section efficace est caractéristique d'un noyau cible individuelle (caractère intrinsèque), elle est appelée « section efficace microscopique » noté σ , et lorsque elle caractérise un milieu contenant un grand nombre de noyaux, elle est appelée « section efficace macroscopique ». L'unité de la section efficace microscopique σ est le barn, tel que 1barn, abrégé b, est égale à 10^{-24} cm^2 .

La section efficace totale est la somme de toutes les sections efficaces des réactions possibles

$$\sigma_{totale} = \sigma_{dif} + \sigma_{cap} + \sigma_{fis} + \dots \quad ** \quad (1.6)$$

I. 5. 2 La section efficace macroscopique :

Le produit de la densité atomique N du matériau cible et la section efficace microscopique donne la section efficace macroscopique noté Σ , dont l'unité est cm^{-1} . La section efficace macroscopique totale est alors :

$$\Sigma = \sigma N \quad (1.7)$$

Cette dernière exprime la probabilité par unité de longueur qu'un neutron subisse une certaine collision quand il se déplace dans le milieu. Plus la Σ est grande, plus l'atténuation des neutrons par la cible est importante.

I.5.3 Libre parcours moyen :

Lorsqu'un neutron se déplace dans un milieu homogène, la variation du nombre des neutrons par unité de longueur due à une interaction avec un atome du milieu entre x et $x+dx$ est donnée par :

$$\frac{dN}{dx} = -n_c \sigma N \quad (1.8)$$

Le nombre de neutrons qui interagissent avec la matière le long de dx est alors :

$$dN = -n_c \sigma N dx = -\Sigma N dx \quad (1.9)$$

Tel que le nombre de neutrons restant après une distance x sans collision est donnée par l'intégration de (1.9)

$$N = N_0 e^{-\Sigma x} = N_0 e^{-x/\lambda} \quad (1.10)$$

** σ_{dif} : section efficace microscopique de diffusion.

σ_{cap} : section efficace microscopique de capture.

σ_{fis} : section efficace microscopique de fission.

Tel que :

N_0 est le nombre de neutrons initial,

λ , l'inverse de Σ , est le libre parcours moyen, il représente la moyenne de la distance parcourue par un neutron entre deux interactions successives. L'unité de λ est le cm.

I. 5. 4 Caractéristiques générales des sections efficaces :

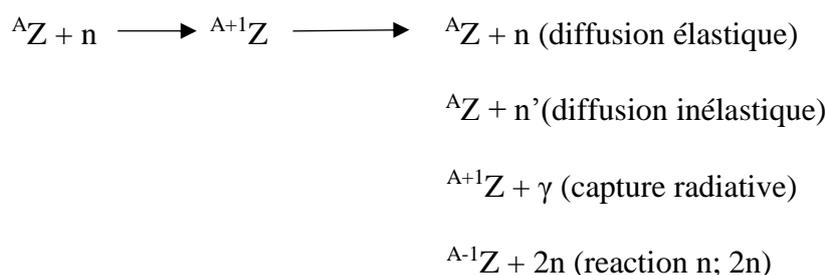
Comme c'est mentionné dans le paragraphe précédent, on peut représenter la section efficace neutronique, dont les dimensions sont celles d'une surface, comme l'aire de la cible effective présentée par un noyau bombardé par un neutron. Cependant, la section efficace n'a pas de relation directe avec la géométrie réelle du noyau, elle dépend de :

1. type du noyau cible,
2. l'énergie du neutron incident, et
3. type de la réaction

Ci-après un exemple des sections efficaces de différentes réactions des neutrons avec deux isotopes d'uranium, l' U^{235} et l' U^{238} .

Au domaine des neutrons thermiques, la section efficace de capture varie sensiblement avec l'énergie des neutrons, elle est inversement proportionnelle à la vitesse et suit souvent la loi appelée communément loi en $1/v$ (v étant la vitesse des neutrons).

Excepté la diffusion élastique, pour des neutrons à basses énergies, la plupart des réactions procèdent dans deux étapes. Le neutron incident, en frappant le noyau cible, il fusionne avec lui pour former un noyau composé. Le noyau composé se désexcite alors via certain nombre de voies.



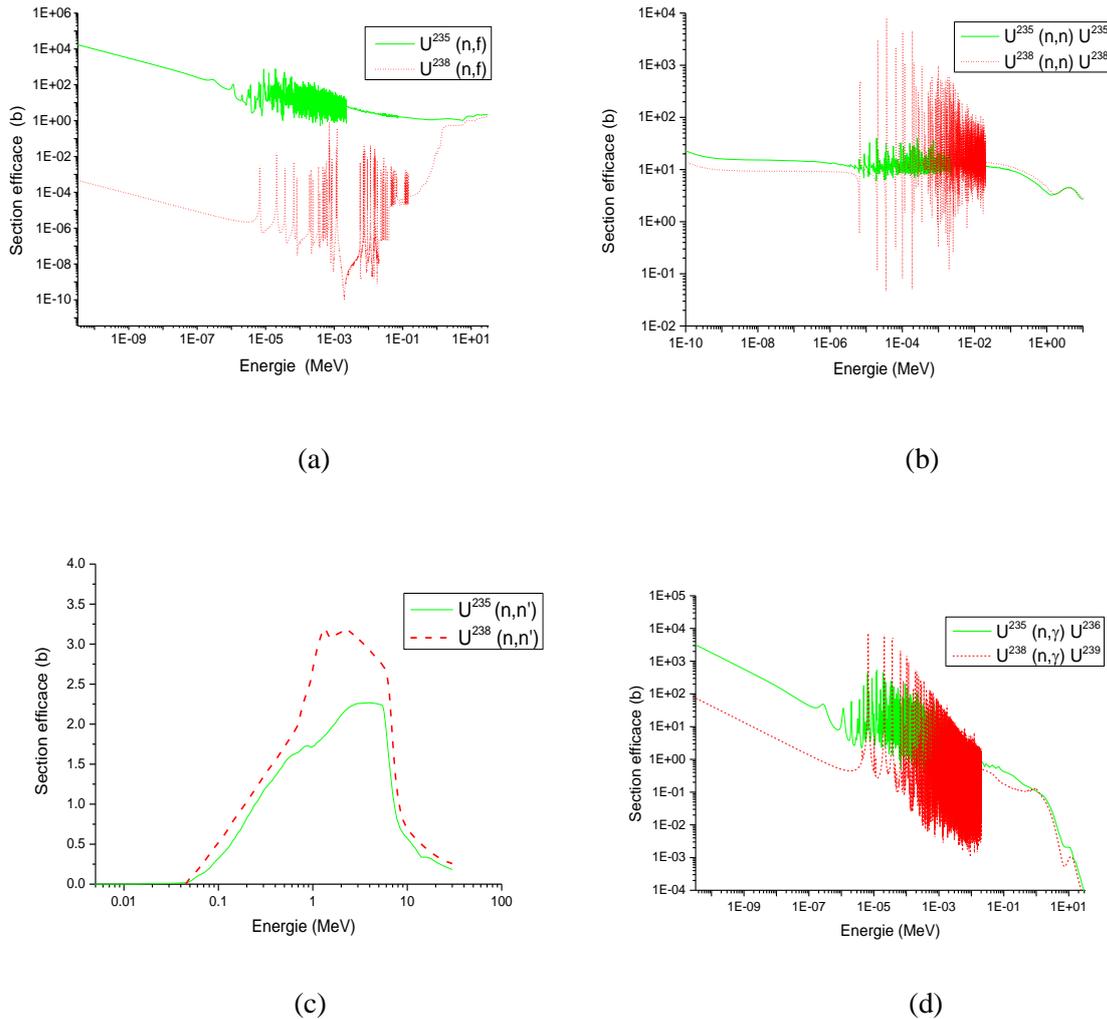


FIGURE I.1 — Section efficace : a) de fission b) de diffusion élastique c) de diffusion inélastique et d) de capture, des éléments d'Uranium-235 et d'Uranium-238.

Les sections efficaces des interactions qui procèdent par formation de noyau composé présentent des maxima pour certaines énergies, appelées résonances. Ces résonances sont dues au fait que le neutron incident et le noyau cible ont plus de chance d'être combinés et former un noyau composé et ce, si l'énergie du neutron est telle que le noyau composé est formé dans l'un de ses états excités.

La diffusion inélastique se produit lorsque l'énergie des neutrons est suffisante pour mettre le noyau cible dans un état excité, par conséquent les sections efficaces inélastiques sont nulles en dessous de l'énergie seuil. En générale l'énergie du premier état excité décroît quand le nombre de masse atomique augmente, en conséquence σ_i est non nulle sur une large gamme d'énergie pour les noyaux lourds, contrairement aux noyaux légers.

Dans la diffusion inélastique, une fraction importante d'énergie du neutron incident est dépensée dans l'excitation du noyau lors duquel il est porté dans son premier niveau d'excitation, l'énergie des neutrons rapides est diminuée plus efficacement. Le Fer possède une

large section efficace en dessus de 860 keV qui peut être utilisée pour ralentir les neutrons rapides vers les neutrons épithermique.

La section efficace de la réaction (n, 2n) dans les matériaux lourds tel que Pb, Bi et Fe est très importante à des énergies élevées des neutrons incidents avoisinants 10 MeV. Les neutrons émis suite à cette réaction sont d'énergie beaucoup plus inférieure. Ces caractéristiques sont employées pour tirer avantage de la multiplication des neutrons ceux-ci dit un flux plus important issus de la réaction D-T, comme source d'irradiation en BNCT (Faghihi and Khalili, 2013) (Eskandari and Kashian, 2009).

I. 6 Equation de transport des neutrons :

Le comportement temporaire et spatial des neutrons dans un milieu diffuseur peut être décrit par l'équation de transport dite aussi l'équation de Boltzmann. Avant d'introduire cette dernière, nous allons présenter brièvement les différentes grandeurs neutroniques intervenant en tant qu'inconnues à savoir le flux différentielle angulaire, scalaire, densité neutronique..., ou en tant que données comme les sections efficaces. L'équation du transport neutronique est ensuite présentée.

I. 6. 1 Grandeurs neutroniques :

I. 6. 1. 1 Densité neutronique :

Les neutrons sont repérés par leurs coordonnées dans l'espace. Considérons un élément de volume $dV = dx dy dz$ d'un milieu diffuseur avec le vecteur position \vec{r} . Soit $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\vec{\Omega} dE$ le nombre de neutrons à un instant t ayant une énergie dans l'intervalle $[E, E+dE]$ et se déplaçant dans l'angle solide différentiel $d\vec{\Omega}$ autour de $\vec{\Omega}$. La grandeur $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dV d\vec{\Omega} dE$ (cm^{-3} stéradian⁻¹ ev⁻¹) est appelée densité angulaire des neutrons (Beckurts and Wirtz, 1964).

Si nous intégrons maintenant sur toutes les directions, nous obtenons le nombre total de neutrons $n(\vec{r})$ dans l'élément de volume dV autour du point \vec{r} :

$$n(\vec{r})dV = \int_{4\pi} \int_0^{\infty} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV d\vec{\Omega} dE = \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\Omega}) dV d\vec{\Omega} \quad (\text{I.11})$$

I. 6. 1. 2 Flux neutronique :

Le flux neutronique (angulaire) différentiel est défini par :

$$F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE d\vec{\Omega} = n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) v d\vec{\Omega} dE \quad (\text{I.12})$$

v est la vitesse des neutrons tel que $v = \sqrt{2E / M_n}$.

$F(t, \vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ est le nombre de neutrons autour du point \vec{r} avec des énergies comprises entre E et $E + dE$ et des directions de vol dans l'angle solide différentiel $d\vec{\Omega}$ autour de $\vec{\Omega}$ qui traversent une surface de 1 cm^2 perpendiculaire à la direction $\vec{\Omega}$ en une seconde. Par intégration du flux différentiel $F(t, \vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ eV}^{-1}$) sur l'énergie, on obtient le flux différentiel $F(t, \vec{r}, \vec{\Omega})$, qui est le nombre de neutrons qui pénètrent une surface de 1 cm^2 perpendiculaire à la direction $\vec{\Omega}$ à travers l'angle solide différentiel $d\vec{\Omega}$ par seconde. Finalement, Le flux de neutrons par unité de temps et de surface s'obtient par intégration sur l'angle solide de $F(\vec{r}, \vec{\Omega})$ dans tout l'espace

$$\phi(\vec{r}) = \int_{4\pi} F(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = n(\vec{r})\bar{v} \quad (\text{I.13})$$

En pratique, le flux ϕ ($\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) est la donnée la plus souvent utilisée pour décrire les champs de neutrons.

I. 6. 1. 3 Courant neutronique :

Introduisons une autre grandeur physique importante, le vecteur densité de courant \vec{j} . L'amplitude de ce vecteur est le nombre net de neutrons qui pénètrent une surface de 1 cm^2 perpendiculaire à $\vec{\Omega}$ par seconde.

$$\vec{j}(t, E, \vec{\Omega}, \vec{r}) = F(t, E, \vec{\Omega}, \vec{r})\vec{n} \quad \text{où } \vec{n} = \frac{\vec{\Omega}}{\Omega} \quad (\text{I.14})$$

Le courant représente le nombre de neutrons suivant une direction $\vec{\Omega}$ traversant un élément de surface, rapporté à l'unité de surface et l'unité de temps.

6. 1. 4 Taux de réaction :

Le taux de réaction R , représente le nombre d'interactions des neutrons avec la matière ayant lieu en un point de l'espace. Il est exprimé en unité de volume et par unité de temps, et

déterminé par la formule suivante :

$$R = \Sigma\phi \quad (\text{I.15})$$

où Σ est la section efficace macroscopique d'une réaction.

I. 6. 2 L'équation de Boltzmann :

Le comportement temporel et spatiale des neutrons peut être décrit par une équation bilan de la densité neutronique, appelée communément équation de transport et aussi équation de Boltzmann. Nous la présentons en expliquant les différents termes. Cette équation est obtenue en faisant le bilan du nombre de neutrons présents dans un élément de volume dV situé au point $\vec{r}(x, y, z)$ à l'instant t .

La forme générale de l'équation est donc :

$$\text{Le taux de variation de la population} = \text{sources} + \text{arrivée par transfert} - \text{pertes par fuites} - \text{perte par interaction}$$

Chaque terme de cette expression exprime le mécanisme faisant varier la population neutronique dans le temps. Il est négatif celui qui contribue à la disparition de la population neutronique et positif lorsqu'il induit l'augmentation de cette dernière (apparition de neutron).

Le taux de variation de la population est défini comme suit :

$$\frac{d}{dt} N(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \right) \phi(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (\text{I.16})$$

Sources - apparition par diffusion (ou transfert) :

Un gain de neutron peut être attribué à la diffusion des neutrons depuis un point arbitraire d'angle différent vers l'élément dV . C'est un terme essentiel, cependant, il complique la résolution de l'équation de Boltzmann énormément car il y a un grand nombre d'interactions qui peut avoir lieu pour différentes énergies et à différents angles pour différents matériaux. La section efficace de diffusion est donnée par $\Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t)$ est le gain par transfert est donné par

$$\int_0^\infty dE' \int d\vec{\Omega}' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \phi(E', \vec{r}', \vec{\Omega}', t) \quad (\text{I.18})$$

Sources - source interne :

Des réactions tel que la fission ou bien les réactions (n,2n) se sont des réactions génératrices de neutrons, elles contribuent à l'apparition de population neutronique, caractérisées en terme de section efficaces macroscopique de réaction Σ_{prod} , et un nombre moyen de neutrons créés par une réaction, $\bar{\nu}(E)$.

$$S_{interne}(E, \vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \int_0^\infty dE' \phi(E', \vec{r}, \vec{\Omega}, t) \bar{\nu}(E) \Sigma_{prod}(E, t) \quad (\text{I.18})$$

Source - source extérieure :

La source extérieure de flux de neutron est donnée par $S(E, \vec{r}, \vec{\Omega}, t)$

Fuites - par diffusion :

Une perte de neutron peut être attribuée à la diffusion des neutrons depuis un point de l'élément dV vers l'extérieur.

$$\Sigma_s(E, \vec{\Omega}, t) \phi(E, \vec{\Omega}, t) \quad (\text{I.20})$$

Fuites - par absorption :

Le taux de réaction des neutrons disparus suite à une absorption est :

$$\Sigma_a(E, \vec{\Omega}, t)\phi(E, \vec{\Omega}, t) \quad (\text{I.21})$$

Le bilan total est alors :

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}\right) \phi(\vec{r}, \vec{v}, t) + \left(\Sigma_s(E, \vec{\Omega}, t) + \Sigma_a(E, \vec{\Omega}, t)\right) \phi(E, \vec{\Omega}, t) = \int_0^\infty dE' \int d\vec{\Omega}' \Sigma(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \phi(E', \vec{r}', \vec{\Omega}', t) + S(E, \vec{r}, \vec{\Omega}, t) \quad (\text{I.22})$$

Cette équation de transport des neutrons est intégrro-différentielle, (intégrale en angle et énergie, différentielle en temps et espace) avec sept variables (trois de positions, deux de directions, une énergie et une temporelle), pour pouvoir la résoudre il sera nécessaire de lui adjoindre des conditions aux limites. Selon le problème traité, diverses conditions aux limites peuvent être appliquées.

Les conditions dans lesquelles l'équation de Boltzmann est valide sont :

1. Le neutron se comporte comme une particule classique.
2. L'énergie des neutrons est beaucoup plus importante que l'énergie de liaison chimique, de telle sorte que le mouvement peut être décrit en termes de collision bien définie avec les noyaux indépendants.
3. La densité de neutron est basse telle que des interactions entre les neutrons libres sont négligeables.
4. La trajectoire de déplacement des neutrons est droite entre les collisions.
5. Les sections efficaces macroscopiques ne dépendent qu'implicitement du temps.

En plus de la forme intégrro-différentielle de l'équation de transport des neutrons, une forme intégrale de celle-ci a été développée pour plus de convenance.

I. 6. 3 Résolution de l'équation de transport :

La résolution analytique de l'équation de Boltzmann n'est possible que pour des cas triviaux. Différentes approximations et approches numériques ont été développés pour la résoudre. Parmi les méthodes de résolution numérique, deux approches se distinguent : l'approche déterministe et l'approche stochastique.

L'approche déterministe où l'ordonnancement des calculs est régi par les discrétisations appliquées aux variables d'énergie, d'angle et d'espace, est brièvement évoquée dans cette partie du chapitre.

L'approche stochastique est plus largement développée puisque les calculs effectués dans la thèse sont réalisés par un code basé sur la méthode Monté Carlo qui s'inscrit dans cette dernière (méthode stochastique).

I. 6. 3. 1 Approche déterministe :

L'approche déterministe est utilisée pour une résolution spatiale de l'équation de transport dans le régime stationnaire (ou les sections efficaces changent peu avec le temps), c'est-à-dire la dérivation en temps disparaît dans l'équation de transport. Toutes les méthodes déterministes s'inscrivent dans un formalisme multigroupe pour la discrétisation en énergie, ce qui constitue une des approximations majeures de ces méthodes. Pour la discrétisation des directions angulaires deux méthodes sont répandues: la méthode S_N et la méthode P_N (Azmy and Sartori, 2010; Moller, 2012).

Pour la discrétisation en espace on peut citer la méthode des caractéristiques et la méthode des éléments finis.

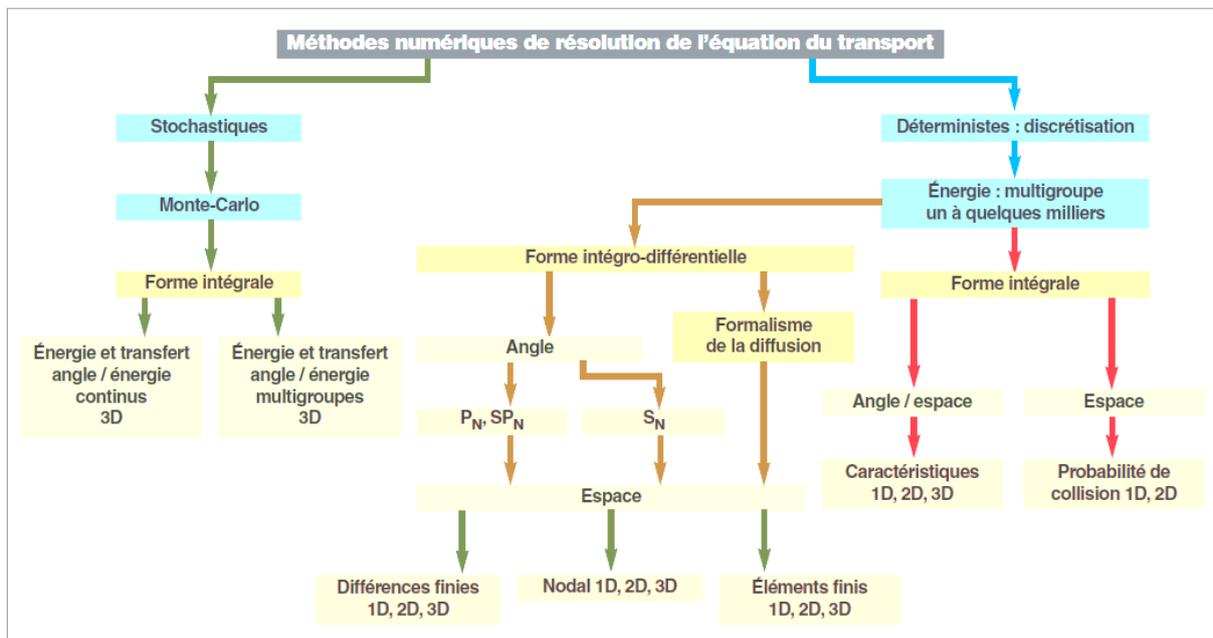


FIGURE I.2 — Organigramme de résolution de l'équation de transport des neutrons par des méthodes numériques (Coste-delclaux et al., 2015).

I. 6. 3. 2 Approche stochastique :

La méthode stochastique (utilisant des calculs Monte Carlo) étudie le comportement des neutrons et simule leur évolution choc après choc. Un avantage majeur de l'approche stochastique est l'utilisation des sections efficaces exactes : la dépendance en énergie n'est pas approchée contrairement à l'approche déterministe. Comme les méthodes stochastiques n'introduisent pas (ou peu) d'approximation, elles sont utilisées pour obtenir des calculs de référence afin de valider des calculs déterministes.

Cependant, un grand nombre de neutrons est nécessaire pour avoir une idée précise du comportement des neutrons. En effet, la convergence des tests numériques suit la loi des grands nombres et est donc en $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre d'histoires de neutrons étudiées. La lenteur de convergence de ce type de méthode est un inconvénient par rapport aux méthodes déterministes. Cependant, la convergence ne dépend pas de la dimension du problème contrairement aux méthodes déterministes.

Chapitre II

METHODE DE MONTE CARLO

II.1 Introduction

Les méthodes de Monte Carlo sont des méthodes de calcul dont le but est d'apporter une solution statistique à un problème qui ne peut pas être résolu par une simple approche analytique. À l'heure actuelle l'application de ces méthodes sont aussi divers que la physique des réacteurs nucléaires, la radiothérapie, les trafics automobiles ou de télécommunications, la météo, la finance, la génétique ou encore la physique, etc.

Ce chapitre décrit le code Monté Carlo employé dans notre étude d'optimisation du BSA. Le principe de la méthode de Monte Carlo est discuté en général, puis certaines fonctionnalités d'intérêt majeur du code MCNP, notamment la résolution de l'équation de Boltzmann et les processus de sélections d'événements d'interaction des neutrons avec la matière sont présentés.

II. 2 La méthode de Monte Carlo :

On appelle méthode de Monte Carlo toute méthode visant à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires, c'est-à-dire avec des techniques probabilistes. En mathématiques, on peut voir apparaître une méthode Monte Carlo pour calculer π en prenant le problème du Comte de Buffon (XVIIIe siècle) connu sous le nom de « l'aiguille de Buffon » (Wikipédia, 2015), ou un nombre répété de jets d'aiguilles sur un parquet représentant des lignes parallèles permet d'approcher la valeur du nombre π (Roger, 2008).

En physique, elle fut centrale dans les calculs du projet Manhattan (fabrication de la bombe atomique). Le véritable développement des méthodes de Monte Carlo s'est effectué, sous l'impulsion de John von Neumann et Stanislas Ulam notamment, lors de la Seconde Guerre mondiale et des recherches sur la fabrication de la bombe atomique. Son nom est inspiré de la capitale de la principauté de Monaco célèbre entre autres pour ses casinos et ses jeux de hasard. En effet, il aurait été donné par Nicholas Metropolis, inspiré de l'intérêt de Stanislas Ulam pour le poker.

Dans une méthode Monte Carlo, une intégrale est calculée en échantillonnant de façon aléatoire les variables du problème dans leur espace. Ceci s'avère extrêmement pratique pour la résolution d'intégrales multi dimensionnelles.

II. 2. 1 Principe et application au transport des particules dans la matière :

L'utilisation de la méthode de Monte Carlo appliquée à la simulation du transport des particules consiste à suivre individuellement les particules depuis leurs naissances (les sources) jusqu'à leurs disparitions (par absorption ou fuite du système étudié), (Bielajew, 2016). On réalise alors statistiquement une simulation numérique proche de la réalité : lorsqu'une particule traverse un matériau, elle interagit par collisions avec les atomes de ce milieu, l'algorithme général de la simulation de l'histoire d'une particule par la méthode de Monte-Carlo est présenté dans la [Fig.II.1](#). Cette simulation est effectuée par « paquets » (appelés batchs) significatifs de neutrons (quelques milliers à quelques centaines de milliers), autorisant le calcul de moyennes pour obtenir les grandeurs d'intérêt tel le flux neutronique. La simulation requiert donc la connaissance des probabilités associées aux interactions, afin d'échantillonner les événements probables qui modifieront le parcours des particules (diffusion élastique ou inélastique, absorption stérile ou fertile...). Mathématiquement, ces interactions rayonnement-matière se définissent sous la forme de fonction de densité de probabilité de variables aléatoires (Costedelclaux et al., 2015). Ces fonctions sont déterminées par les sections efficaces différentielles d'interaction, obtenues expérimentalement par les laboratoires de physique nucléaire et diffusées sous forme de bibliothèques. Elles caractérisent l'histoire d'une particule à partir du libre parcours moyen entre deux interactions successives, du type d'interaction, de l'énergie perdue et de l'angle de déviation ainsi que les caractéristiques des éventuelles particules secondaires créées.

La méthode de Monte-Carlo appliquée à la résolution de l'équation du transport des neutrons (Costedelclaux et al., 2015) (Lux and Koblinger, 1990) est réputée « exacte » car capable de reproduire « sans approximations » les phénomènes d'interaction particule-matière (par opposition aux modélisations des méthodes déterministes : par exemple, pas d'approximation multi-groupe) dans des systèmes physiques de géométrie tridimensionnelle quelconque. La contrepartie est cependant son 'coût temporel' : la lenteur de la convergence statistique de la simulation qui induit une contrainte forte sur la taille des régions dans lesquelles les résultats sont recherchés. Pour cette même raison, dans le cadre des études de neutronique, la résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode de Monte-Carlo se fait généralement en situation stationnaire.

Les codes de transport des neutrons fondés sur la méthode de Monte-Carlo simulent la propagation des neutrons à partir des données nucléaires ponctuelles en énergie (sections efficaces, transferts énergétiques et angulaires, spectres d'émission de particules...).

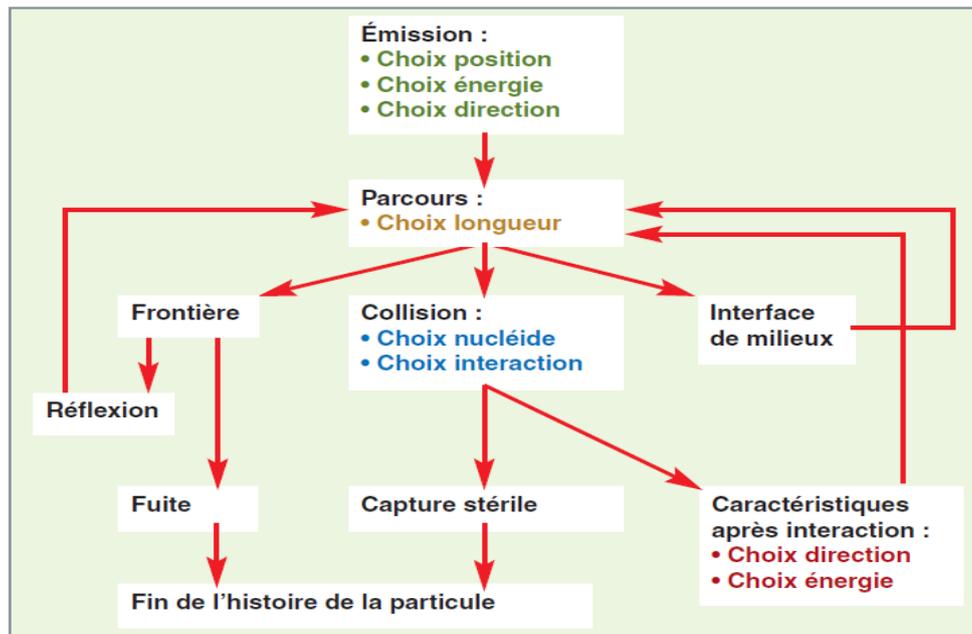


FIGURE II.1 — Algorithme général de principe de la simulation de l'histoire d'une particule par la méthode de Monte-Carlo (Coste-delclaux et al., 2015).

II. 3 Le Code Monte Carlo MCNP :

Il existe plusieurs codes de calculs basé sur la méthode Monte Carlo qui sont employés dans les domaines des sciences de l'ingénieur, médicales, physique fondamentale...etc., à savoir :

- MCNP (X-5 Monte Carlo Team, 2003)
- EGS5 (H. Hirayama et al., 2005)
- GEANT4 (Geant4 Collaboration, 2006)
- PENELOPE (Salvat et al., 2014)
- Fluka.

Dans ce travail, le code Monte Carlo N-particule (MCNP) avec ses deux versions MCNP5 et MCNPX -le code Monte Carlo N-Particule eXtended- (MCNPXTM 2.4.0, 2002) ont été utilisés. MCNP est un Code de calcul Monte Carlo d'usage universel pour calculer le transport de particules -dépendant du temps- des neutrons d'énergie continu, les photons, les protons et les électrons dans un mode de particule simple ou un mode de transport couplé de neutron/photon/électron dans une géométrie tridimensionnelle, (à noter que les protons sont pris en charge par le code MCNPX). Le code permet également de calculer les valeurs propres pour des systèmes de criticité.

Tous nos calculs ont été réalisés en deux modes de transport : transport combiné de neutron/photon, où les photons sont soit produits par des interactions de neutrons, soit des photons seulement pris comme source, on pourrait le voir dans l'étude de la source des neutrons dans le chapitre VI.

II. 3. 1 Historique du code MCNP :

Le code Monte Carlo N Particule (MCNP) a été développé au laboratoire national de Los Alamos à la fin de la seconde guerre mondiale lors du projet Manhattan 1940, et ce en vue de développement de l'arme nucléaire par calcul de diffusion des neutrons.

Le MCNP courant est un produit de l'effort combiné des gens dans la section de Monte Carlo du groupe de transport de rayonnement (X-6) de la Division de physique théorique appliquée (Division de X) au laboratoire national de Los Alamos. La première version de MCNP a été écrite en 1963.

MCNP 4 a été publié en juillet 1990 avec de nouvelles configurations comme le transport d'électron, l'approximation de la cible épaisse et de bremsstrahlung pour le transport de photon, le traitement thermique noté S (α , β) et des possibilités multitâches sur des architectures informatiques de calcul parallèles.

La version en cours, MCNP5 éditée en 2003, inclut l'addition de la physique d'interaction photonucléaire, superposition de maille (Mesh tallies), et mises à niveau d'outil pour interface graphique. MCNP5 inclut également des perfectionnements de calcul parallèle avec l'assistance d'OpenMP et de MPI.

MCNPX est l'extention des capacités de MCNP4C. Comme avec MCNP, MCNPX ('eXtended ' pour le x rajouté) emploie les tables de base de données nucléaires pour transporter des neutrons, photons, et électrons. À la différence de MCNP, MCNPX emploie également (1) les bases de données nucléaires pour le transport des protons; (2) les modèles physiques pour transporter 30 types de particules additionnels (deutérons, tritons, alphas, mésons pi, muons, etc.) et bien d'autre version avec plus de caractéristiques et de perfectionnement, on peut citer MCNPX 2.7.0 (2011), MCNP6 version beta (201X).

De nouvelles options continuent à être ajoutées au code qui reflète de nouvelles avancées dans l'amélioration de méthode Monte Carlo, et de meilleurs modèles physiques.

II. 3. 2 Caractéristiques :

Diverses caractéristiques, concepts et capacités de MCNP sont résumés dans cette section.

II. 3. 2. 1 Bibliothèques de données :

Pour être exécuté, MCNP a besoin de bases de données pour les réactions. Elles constituent une partie très importante du code. MCNP utilise des bibliothèques de données nucléaires à énergie continue. Les sources de données nucléaires primaire sont tirées des Fichiers de données nucléaires ENDF (Evaluated Nuclear Data File), ENDL (Evaluated Nuclear Data Library) et la bibliothèque de l'activation ACTL (Activation Library) compilations de Livermore, et les évaluations du groupe de science nucléaire appliquée à Los

Alamos (<http://www.nndc.bnl.gov>), ces bibliothèques fournissent plus de 500 interactions neutroniques pour environ 100 isotopes ou éléments différents.

Les bibliothèques d'interactions photoniques fournissent des données pour tous les éléments de $Z = 1$ à $Z = 94$. Les plages d'énergie vont de 10^{-11} MeV à 20 MeV pour les neutrons et de 1 keV à 100 MeV pour les photons.

Les données sont réparties dans un petit nombre de fichiers (« endf5p », « endf6dn », « el03 », « endf60 », etc...), appelés en fonction du noyau par le fichier xsdir (dont lequel le lien entre chaque noyau et l'endroit où se situe sa section efficace est répertorié).

Les données sur les tables d'interaction neutronique MCNP comprennent aussi des sections efficaces et des distributions d'émission pour particules secondaires. Les distributions angulaires pour les collisions neutroniques (et photonucléaires) sont données dans chaque tableau pour toutes les réactions émettant des neutrons ou des photons. Les distributions sont généralement données dans le système du centre de masse pour la diffusion élastique et la diffusion inélastique.

II. 3. 2. 2 Modèles mathématiques dans le transport de neutrons et de photons :

Quand une particule heurte un noyau, le processus suivant se produit :

1. le nucléide de collision est identifié ;
2. le traitement S (α, β) est utilisé pour les neutrons à basse énergie,
3. des photons sont éventuellement générés pour un transport ultérieur ;
4. la capture de neutrons est modélisée ;
5. à moins que le traitement S (α, β) est utilisé, soit la diffusion élastique, soit la réaction inélastique (y compris la fission) est sélectionné, et la nouvelle énergie et la direction de la (les) voie (s) sortante (s) sont déterminés ;

II. 3. 2. 2. 1 Transport des neutrons :

Lors de la simulation d'une collision de particules avec un noyau cible, une série de probabilités et des choix de simulation doivent être faits. Nous décrirons les séquences en détail ci-après.

Identification du nucléide de collision :

Soit n nucléides différents formant le matériau dans lequel une collision se produit, et ξ un nombre aléatoire sur l'intervalle unitaire $[0,1]$, le $k^{\text{ème}}$ nucléide est choisi comme le nucléide de collision si

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_{ti} < \xi \sum_{i=1}^n \Sigma_{ti} \leq \sum_{i=1}^k \Sigma_{ti} \quad (\text{II.6})$$

Où Σ_{ti} est la section efficace **macroscopique totale du** nucléide i .

1. Traitement thermique S (α, β) du gaz (Free gaz thermal treatment):

Le traitement de diffusion thermique S (α, β) est nécessaire dans le cas des neutrons de basse énergie pour prendre compte du mouvement thermique de l'atome et / ou de la présence d'autres atomes près du site de collision, c'est une représentation complète de la diffusion des neutrons thermiques par les molécules et les solides cristallins, ou la vitesse du noyau cible est échantillonné.

Il prend en compte aussi des effets de la liaison chimique et de la structure cristalline pour les réactions avec un neutron incident d'énergies inférieures à 4 eV. Lors de ce traitement la section efficace élastique est ajusté en tenant compte de la vitesse du noyau cible lorsque la cinématique d'une collision est calculée.

2. Génération optionnelle de photons :

Les photons sont générés si le problème en cours est dans le mode de transport neutrons / photons et si le nucléide de collision a une section efficace de production de photons non nulle.

L'une des différentes méthodes pour déterminer les énergies et les directions des photons, est la méthode de production de photons expansés. Dans cette méthode, la réaction N responsable de la production du photon est échantillonnée à partir de

$$\sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i < \xi \sum_{i=1}^N \sigma_i \leq \sum_{i=1}^N \sigma_i \quad (\text{II.7})$$

où ξ est un nombre aléatoire sur l'intervalle (0,1), N est le nombre de réactions de production de photons, et σ_i est la section efficace de production de photons pour la réaction i du neutron incident d'énergie E.

3. Modélisation de la capture neutronique :

Il y a deux façons de traiter la capture : analogique et implicite.

En capture analogique, la particule est 'tuée' avec la probabilité σ_a / σ_T où σ_a et σ_T sont la section efficace microscopique d'absorption et la section efficace microscopique totale du nucléide de collision. MCNP définit la section efficace d'absorption comme la somme de toutes les sections efficaces des réactions (n, x) où x est une particule autre que les neutrons. Pour toutes les particules tuées par capture analogique, l'énergie et le poids total des particules sont déposés dans la cellule de collision.

La méthode par défaut de capture de neutrons utilisée par MCNP est la capture implicite. Pour l'absorption implicite, une fraction σ_a / σ_T du poids de la particule incidente et l'énergie est déposée dans la cellule de collision correspondant à la proportion de particule absorbée.

4. Diffusion élastique et inélastique

La sélection d'une collision élastique est faite avec la probabilité :

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{in} + \sigma_{el}} = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_T - \sigma_a} \quad (\text{II.8})$$

où σ_{el} est la section efficace de diffusion élastique.

σ_{in} est la section efficace inélastique.

σ_a est la section efficace d'absorption.

σ_T est la section efficace totale, $\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{in} + \sigma_a$.

La sélection d'une collision inélastique est faite avec la probabilité

$$\frac{\sigma_{in}}{\sigma_T - \sigma_a} \quad (\text{II.9})$$

Le type de réaction inélastique, n , est échantillonnée à partir de

$$\sum_{i=1}^{n-1} \sigma_i < \xi \sum_{i=1}^N \sigma_i \leq \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (\text{II.10})$$

où ξ est un nombre aléatoire sur l'intervalle $[0,1]$, N est le nombre d'interactions inélastique, et les σ_i sont les sections efficace de réaction inélastiques pour le neutron incident.

II. 3. 2. 2. 2. Transport des photons :

L'échantillonnage d'un nucléide de collision, la capture analogique, la capture implicite et de nombreux autres aspects d'interaction photonique, sont les mêmes que ceux des neutrons. Cependant, la physique des interactions est complètement différente.

Le code MCNP a deux modèles d'interaction photonique : simple et détaillé.

La méthode de traitement simple ignore la diffusion cohérente (Thomson) et les photons fluorescents de l'absorption photoélectrique, c'est destiné aux problèmes où les effets de liaison d'électrons peuvent être négligés, et aux problèmes de photons de haute énergie.

La méthode détaillée est généralement la méthode par défaut pour le transport de photons dans le code MCNP. Cette dernière inclut la diffusion cohérente (Thomson) et elle prend en comptes les photons fluorescents après absorption photoélectrique. Les facteurs de forme sont utilisés avec une diffusion cohérente et incohérente pour tenir compte des effets de liaison des électrons.(ou bien juste elle prend compte des effets de liaison des électrons) (X-5 Monte Carlo Team, 2003).

II. 3. 2. 3 Application :

Développé à l'origine pour des applications militaires, à l'heure actuelle les applications du code sont tout à fait larges et s'étend constamment. Les exemples d'applications incluent :

- Conception des cibles de spallation pour accélérateur, en particulier pour des équipements de diffusion de neutrons.
- Investigations des programmes de production et de destruction d'isotope d'accélérateur, y compris la transmutation de déchets nucléaires.
- Recherche sur les sources d'énergie avec les accélérateurs.
- physique médicale, particulièrement la thérapie par proton et par neutron.
- Investigations sur le rayonnement cosmique et les écrans pour les avions de haute altitude et les vaisseaux spatiaux.

- Activation des composants d'accélérateur et l'air environnants.
- Dosimétrie et détection de neutron de grande énergie.
- Conception des expériences de neutrino.
- les particules Chargées dans les plasmas.
- Sécurité nucléaire
- Sûreté-criticité nucléaire
- Radioprotection et armature

II. 3. 2. 4 La structure du fichier d'entrée MCNPX :

La totalité de la géométrie à modéliser, la composition détaillée des matériaux, description de la source ainsi que les nombreux paramètres caractérisant les phénomènes physiques et le type de réponse ou de résultat souhaités (*Tally*), sont inscrits dans un fichier d'entrée au format ASCII.

Les différents paramètres sont décrits à l'aide de cartes réparties en trois blocs :

- 1^{er} bloc : description de la géométrie à l'aide de surfaces, la combinaison de ces dernières (surfaces) va constituer des cellules représentant les différents volumes de la géométrie.
 - 2^{ème} bloc : Les cellules y sont répertoriées.
 - 3^{ème} bloc : dans cette rubrique toutes les données nécessaires au calcul sont explicitées, dont les principales sont les suivantes :
- Données de la source : (Carte SDEF) tels que le type de particules émises, la position de la source, la répartition géométrique de l'émission, leur spectre d'énergie, etc.
 - Données des matériaux : tous les isotopes composants les matériaux inclus dans la modélisation ainsi que les bibliothèques de sections efficaces d'interaction que l'on souhaite utiliser y sont listées.
 - Données de simulation : il regroupe une panoplie de cartes permettant de choisir des options concernant la simulation comme le type de particules transportées (carte mode), les paramètres du fichier de sortie (carte print), méthode de réduction de variance, ... etc.
 - Données de sortie "tally": ce sont les observables définies dans le code MCNP, ils permettent de choisir le type de résultat désiré à l'issue du calcul. Les différents types de tallies sont présentés dans le tableau ci-après.

Dans le code MCNP, on peut faire différents calculs relatifs au courant de particule, flux et dose de particules. Tous les résultats standards MCNP sont normalisés par particule source. Dans nos études de conception impliquant le transport des neutrons et des photons, les types de comptage les plus utilisés sont : F1, F2, F4, F6 et MESH tally.

Les grandeurs telles que le nombre de fissions, le nombre d'absorptions, de production, la dose ou tout produit du flux peuvent être calculés avec n'importe quel tally du MCNP. En fait, toute quantité de la forme

$$C = \int \Phi(E)f(E)dE$$

peut être comptée, où $\Phi(E)$ est la fluence dépendante de l'énergie, et $f(E)$ est un produit ou une sommation des quantités dans les bibliothèques de section efficace ou une fonction de réponse fournie par l'utilisateur.

Une description complète de tous ces aspects dépasse le cadre de cette thèse. Pour plus de détail, se référer au manuel dédié à cet effet (X-5 Monte Carlo Team, 2003). En revanche, certains aspects de l'utilisation des cartes de MCNP d'intérêt majeur (thermal treatment, mesh tally...) seront discutés dans les sections des chapitres suivants.

TABLE II.1. Présentation des tallies du code MCNP et leurs unités.

| Tally | Description | Unité du F | Unité *F ** |
|--------------|--|-------------------|---------------------|
| F1 | Nombre de particules traversant une surface | - | MeV |
| F2 | Fluence de particules traversant une surface | 1/cm ² | MeV/cm ² |
| F4 | Fluence de particules à travers une cellule | 1/cm ² | MeV/cm ² |
| F5 | Fluence de particules en un détecteur pont | 1/cm ² | MeV/cm ² |
| F6 | Energie déposée par unité de masse | MeV/g | Jerks/g |
| F8 | Energie déposée | Evènement | MeV |

II. 3. 3 Les estimateurs de la méthode de Monte Carlo :

Un résultat issu d'un calcul Monte Carlo consiste en une moyenne et une incertitude statistique associée. L'étude de la validité de cette incertitude, ainsi que l'estimation du poids de la propagation des incertitudes (des données nucléaires à la simulation) sont des points également importants à maîtriser pour garantir la qualité des conclusions établies sur la base des résultats obtenus avec ces codes de transport.

MCNP contient plusieurs quantités qui aident l'utilisateur à évaluer la qualité du résultat et son interprétation correcte, on peut citer : la moyenne estimée, l'erreur relative et fonction de densité de probabilité. Il faut vérifier soigneusement les résultats et les tableaux de fluctuation associés afin de s'assurer que les grandeurs calculées sont correctes et bien convergées.

L'histoire stochastique d'une particule étant définie comme une variable aléatoire x , la moyenne se trouve être le paramètre le plus pertinent pour la caractériser et la variance permet de rendre compte de sa fiabilité.

** On peut rajouter une * devant le tally F pour changer l'unité du résultat.

Supposons que $f(x)$ est la fonction de densité de probabilité pour sélectionner une variable aléatoire x du total estimé, la vraie réponse (ou moyenne) de la valeur attendue de x est $E(x)$, où

$$E(x) = \int x f(x) dx \quad (\text{II.11})$$

La fonction $f(x)$ est rarement explicitement connue ; ainsi, $f(x)$ est implicitement échantillonné par le processus aléatoire de Monte Carlo. La vraie moyenne est ensuite estimée par la moyenne de l'échantillon où

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (\text{II.12})$$

où x_i est la valeur de x sélectionné parmi $f(x)$ pour la $i^{\text{ème}}$ histoire

N est le nombre d'histoires calculé. La moyenne de Monte Carlo est la valeur moyenne des scores x_i pour toutes les histoires calculées dans le problème. La relation entre $E(x)$ est donnée par la Loi des grands nombres qui stipule que si $E(x)$ est fini, $E(x)$ tend vers la limite lorsque N approche l'infini.

La variance de la population de valeurs x est une mesure de la propagation dans ces valeurs et est donné par :

$$\sigma^2 = \int (x - E(x))^2 f(x) dx = E(x^2) - (E(x))^2 \quad (\text{II.13})$$

La racine carrée de la variance est σ , que l'on appelle l'écart-type du score de la population. Comme avec $E(x)$, σ est rarement connu mais peut être estimé par Monte Carlo par S , donné par (pour N grand)

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N-1} \approx \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (\text{II.14})$$

Où :

$$\overline{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2 \quad (\text{II.15})$$

L'écart type estimé de la moyenne est donné par.

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{S^2}{N} \quad (\text{II.16})$$

Il est important de noter qu'il est proportionnel à $1/\sqrt{N}$, ce qui est l'inconvénient inhérent à la méthode de Monte Carlo. Pour diviser par deux, il faut calculer quatre fois le nombre original d'histoires, un calcul qui peut être coûteux en termes de temps de calcul.

Pour chaque valeur de tally calculée, dans les résultats de calculs, MCNP associe une incertitude statistique relative R donnée par :

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} \quad (\text{II.17})$$

Ainsi qu'un paramètre nommé « figure of merite » ou « FOM » tel que :

$$FOM = \frac{1}{R^2 \times T} \quad (\text{II.18})$$

Où T représente le temps en minutes.

Pour que la valeur du « tally » soit considérée comme vraie, il faut que R soit inférieure à 0,1. De plus, si N est suffisamment grand alors R^2 est proportionnel à $1/\sqrt{N}$ et T est proportionnel à N, ce qui implique que le FOM est constant. Ce dernier est un bon indicateur de la fiabilité statistique du calcul : plus sa valeur est grande, meilleure est l'approximation du résultat.

Ainsi, diminuer l'erreur statistique consiste à faire diminuer la valeur de R et à augmenter le plus possible le paramètre FOM. Pour plus de détail, voir le manuel du MCNP (X-5 Monte CarloTeam, 2003).

Chapitre III

Dosimétrie en BNCT

III.1 Introduction :

Les radiations utilisées pour la thérapie provoquent des ionisations dans les cellules cancéreuses ainsi que dans les cellules saines situées autour de celles-ci. Les événements ionisants peuvent entraîner une lésion cellulaire à partir de laquelle la cellule peut récupérer, perdre sa capacité de reproduction ou mourir. Le résultat final dépend de plusieurs facteurs, notamment :

- 1) Le type de rayonnement appliqué (électromagnétique et son énergie, les particules et leur masse, leur charge et leur énergie).
- 2) La dose appliquée, le débit de dose et la fraction de dose appliquée.
- 3) Les caractéristiques de la cellule affectée par l'événement ionisant (son taux de reproduction, son stade dans le cycle cellulaire, son degré d'oxygénation).

La radiobiologie de la BNCT est plus compliquée que celle des autres techniques de radiothérapie, cela est dû au fait que le champ de rayonnement de la BNCT se compose de plusieurs composants de dose de rayonnement distincts, avec des propriétés physiques et une efficacité biologique différentes. L'ampleur des composantes de la dose de rayonnement change avec la quantité de bore présent, le type de composé de bore utilisé et la position dans la configuration.

III. 2 Interactions du rayonnement et effets sur les systèmes biologiques :

Les rayonnements sont nuisibles pour les tissus biologiques car ils produisent des ions qui perturbent les processus chimiques importants pour le cycle de vie cellulaire, endommageant, altérant ou tuant les cellules.

Bien que cela soit vrai pour tous les types de rayonnements, ces derniers interagissent avec les tissus de différentes manières, et certaines formes de radiations sont beaucoup plus nocives que d'autres. La BNCT implique plusieurs types de rayonnements : neutrons, particules chargées lourdes et photons, et il sera intéressant de comprendre comment chacun d'entre eux interagit avec les tissus biologiques.

Le rayonnement à faible transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer), principalement les photons, sont moins nuisibles pour les cellules. Ce rayonnement abandonne son énergie plus lentement et ionise principalement l'eau, en créant des radicaux libres due à la radiolyse. Ces radicaux réagissent ensuite avec les composants chimiques de la cellule, perturbant ainsi les processus cellulaires, dont certains sont essentiels à la survie de ces dernières. Les radicaux sont beaucoup plus nuisibles en présence d'oxygène que dans les cellules anoxiques (Floberg, 2005).

Les particules lourdes chargées, à fort LET, abandonnent leur énergie beaucoup plus rapidement, ce qui les rend beaucoup plus nocives pour les cellules. Une particule chargée lourde ionise tout sur son passage. Si une telle particule traverse la cellule, elle peut causer de

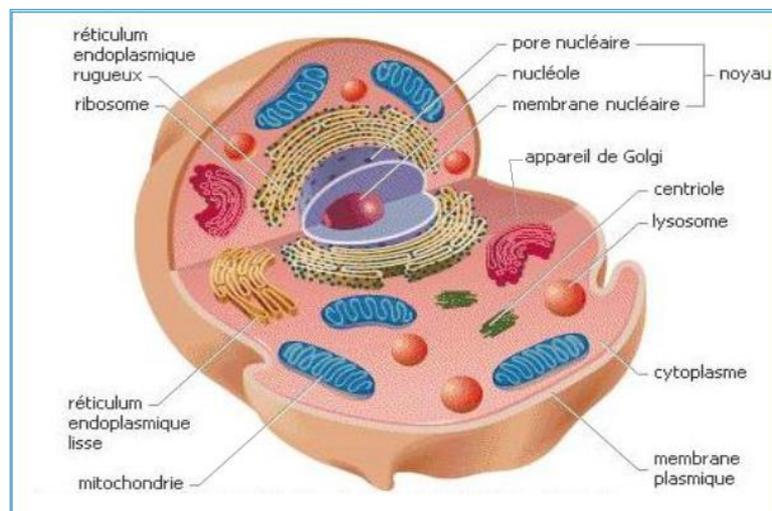


FIGURE III.1 — Schéma d'une cellule animale (Exetat.net, 2016).

graves lésions au niveau de l'ADN (Acide désoxyribonucléique), au niveau du cytoplasme ou bien au niveau membranaire, voir la [figure III.1](#). l'un des types de dommages les plus graves est la rupture d'un brin dans une chaîne d'ADN. Les effets directs ou indirects des rayonnements sur l'ADN peuvent entraîner des dommages irréversibles. C'est l'une des principales raisons pour laquelle la BNCT a été proposée comme un moyen de combattre les tumeurs qui résistent aux techniques conventionnelles de radiothérapie qui repose principalement sur un rayonnement à faible LET. La réaction de capture du bore dans la BNCT fournit un moyen de créer ces particules à fort LET dans des cellules cancéreuses, dans lesquelles elles déposent toute leur énergie et fort probablement les tuer (Floberg, 2005).

III. 2. 1 Transfert linéique d'énergie:

Le transfert linéique d'énergie ou LET décrit la qualité d'un rayonnement, il permet de prendre en compte l'efficacité du transfert d'énergie pour une particule chargée directement ionisante le long de son parcours à travers le milieu.

Le LET est défini comme étant le quotient de dE par dl , exprimée dans l'équation (III.1), où dl est la distance parcourue par la particule et dE la perte d'énergie moyenne due à la collision avec un transfert d'énergie. L'indice Δ indique un niveau de coupure prenant en compte uniquement les pertes individuelles d'énergie inférieures à ce seuil (Cheminet, 2013; L'Annunziata, 2012).

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\Delta} \quad (\text{III.1})$$

Si aucune coupure en énergie n'est considérée, le LET sans restriction L_{∞} équivaut au pouvoir d'arrêt (Stopping Power) de particules chargées (Vértes et al., 2011).

III. 2. 2 Efficacité biologique relative :

Pour quantifier le degré d'endommagement d'un type de rayonnement, des facteurs de qualité sont utilisés. Parmi ces derniers on cite l'efficacité biologique relative ou RBE (Relative Biological Effectiveness) des différents types de rayonnements par rapport aux rayons X.

Si un rayonnement produit une dose D en un point donné, alors son RBE est défini par :

$$RBE = \frac{D}{D_x} \quad (\text{III.2})$$

Où D_x est la dose de rayons X nécessaire dans les mêmes conditions pour produire le même effet au même point. Plus le facteur de qualité est élevé, plus le rayonnement est nocif.

Les neutrons transfèrent leur énergie à la matière à travers les particules chargées, générées par des réactions nucléaires différentes. Le RBE des neutrons est déterminée par le spectre des particules chargées. La valeur de RBE d'un neutron, équivaut la RBE moyenne des particules chargées créées par des neutrons de même énergie.

En BNCT, les particules chargées considérées sont les protons libérés dans la diffusion élastique sur l'hydrogène, les protons de la réaction (n,p) induite sur l'azote, les particules α et ${}^7\text{Li}$ de la réaction (n, α) sur le Bore 10. Dans les tissus, à l'exception de la réaction de capture ${}^{10}\text{B}$, la réaction ${}^{14}\text{N} (n, p) {}^{14}\text{C}$ est la plus dominante pour la gamme d'énergie des neutrons thermiques. Au-dessus de 50 eV, la réaction ${}^1\text{H} (n, n') {}^1\text{H}$ domine.

Les valeurs des facteurs RBE dépendent des tissus et sont déterminées expérimentalement. Différents facteurs RBE seront utilisés pour la dosimétrie de la BNCT, ils seront mentionnés dans les sections qui suivent.

III. 2. 3 Interactions des neutrons avec les tissus :

Les neutrons rapides perdent de l'énergie principalement par diffusion élastique tandis que les neutrons lents et thermiques ont une forte probabilité d'être capturés. Les deux principales réactions de capture dans les tissus sont ${}^1\text{H} (n,\gamma) {}^2\text{H}$ et ${}^{14}\text{N} (n, p) {}^{14}\text{C}$. Les neutrons

lents sont rapidement thermalisés par les tissus. La première réaction de capture libère un rayon gamma de 2,22 MeV, qui pourrait déposer une fraction de son énergie avant de s'échapper du corps. En revanche, la réaction de capture d'azote libère une énergie de 0,626 MeV, qui est déposée par le proton et le noyau de carbone de recul dans le voisinage immédiat du site de capture.

La quantité physique primaire utilisée en dosimétrie est la dose. Elle est définie comme l'énergie absorbée par unité de masse de n'importe quel type de rayonnement ionisant dans n'importe quel volume cible. L'unité de dose est le J / kg, appelé Gray (Gy).

III. 2. 4 La dose des neutrons :

La dose résultante de l'exposition aux neutrons thermiques peut être calculée en utilisant les sections efficaces de capture des éléments constituant les tissus. Connaissant la fluence des neutrons thermiques, la densité atomique de l'azote dans les tissus n_N , sa section efficace microscopique de capture neutronique σ_{NC} et l'énergie $\Delta E = 0,626$ MeV déposée par chaque événement de capture, la dose résultante déposée dans les tissus de densité ρ par capture neutronique de l'azote est :

$$D = \frac{\phi n_N \sigma_{NC} \Delta E}{\rho} \quad (\text{III.3})$$

La dose provenant des neutrons rapides est due presque entièrement à l'énergie transférée aux noyaux atomiques dans le tissu par diffusion élastique. Un neutron rapide perd en moyenne la moitié de son énergie en une seule collision avec l'hydrogène. Pour les autres noyaux dans les tissus, la perte d'énergie moyenne peut être calculée en utilisant l'équation suivante :

$$\Delta E = \frac{1-\alpha}{2} E \quad (\text{III.4})$$

Tel que :

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

E : énergie des neutrons.

La dose due aux collisions de neutrons rapides avec les nucléides des tissus peut être calculée en utilisant l'équation (III.4) avec la section efficace et densité d'atomes cibles correspondantes. Les neutrons rapides déposent la plus grande partie de leur énergie dans les tissus au moyen de collisions avec l'hydrogène.

Une quantité liée à la dose pour le rayonnement indirectement ionisant (photons et neutrons) est l'énergie cinétique initiale de toutes les particules chargées libérées par le rayonnement par unité de masse. Cette quantité a la dimension de dose et s'appelle KERMA.

III. 3 KERMA et dose absorbée :

Au cours de son passage à travers la matière, la radiation agit sur celle-ci en excitant ou en ionisant le milieu. Dans le cas d'une radiation non directement ionisante, ces mécanismes ont lieu par l'intermédiaire de production de rayonnement secondaire directement ionisant.

La grandeur qui décrit la première étape de l'interaction des particules non directement ionisantes avec la matière est le KERMA, acronyme de Kinetic Energy Release per unit of MAAss, noté K; elle est définie par le quotient de l'énergie transférée ΔE_{tr} aux particules secondaires (électrons dans le cas des photons et particules chargées dans le cas des neutrons) dans un petit volume de matière par la masse Δm de ce dernier (Attix, 2004; Vértes et al., 2011).

$$K = \frac{\Delta E_{tr}}{\Delta m} \quad (\text{III.5})$$

L'unité de kerma est le Gray, abrégé Gy, tel que $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 10^2 \text{ rad} = 10^4 \text{ erg/g}$

La grandeur qui caractérise le dépôt d'énergie dans la matière est la dose absorbée D. Elle est, par définition, le quotient de l'énergie déposée ΔE dans un petit volume de matière par la masse Δm contenue dans ce volume (Vértes et al., 2011). L'unité de la dose absorbée est aussi le Gray.

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \quad (\text{III.6})$$

Dans l'eau, une dose absorbée de 1 Gy correspond à une élévation de température d'environ $2 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$.

En général, le parcours des électrons secondaires produits par les photons est très court et on ne distingue pas les deux étapes de l'interaction des rayonnements non directement ionisants. Ainsi, dans chaque élément de volume, autant de particules chargées pénètrent dans le volume qu'il n'en sort et l'on dit que l'équilibre électronique est réalisé ; dans ce cas, la dose absorbée D est égale au kerma K. Il existe quelques situations où l'équilibre n'est pas assuré et où la distinction entre kerma et dose est nécessaire : dosimétrie à l'entrée des faisceaux de haute énergie dans la matière, utilisation de chambres d'ionisation à paroi mince pour les faisceaux de haute énergie, dosimétrie très proche d'une source.

III. 3. 1 Facteurs de conversions Flux en KERMA :

Le KERMA diminue régulièrement à cause de l'atténuation du rayonnement primaire avec la profondeur. Etant donné que les fluences de photons et de neutrons et leurs spectres d'énergie correspondants sont connus en tous points, le KERMA est donc défini à n'importe quel point dans les tissus. Il est donc commode de décrire un champ de rayonnement donné dans un matériau donné en termes de KERMA dans ce matériau.

Dans cette thèse, les facteurs de conversion fluence-KERMA seront utilisés pour convertir les fluences dépendantes de l'énergie des neutrons et des photons en KERMA.

Les facteurs de conversion fluence-KERMA pour neutrons de différents atomes composants le corps humain sont extraits du rapport 63 de l'ICRU (ICRU Report 63, 1999). Ils sont tracés dans la [Figure III.2](#), et pour différents organes dans la [figure III.3](#).

L'équation suivante est utilisée pour la transformation de la fluence neutronique $\phi(E)$ en dose neutronique D_n dans les tissus :

$$D_n = \int k(E)\phi(E)dE \quad (\text{III.7})$$

où $k(E)$ est le facteur de conversion fluence-KERMA dépendant de l'énergie pour les neutrons dans les tissus. Très souvent, il est intéressant de différencier la dose de neutrons thermiques D_{th} de la dose des neutrons rapides D_f . Pour ce faire, l'énergie de coupure entre les deux plages d'énergie est fixée à 0,5 eV.

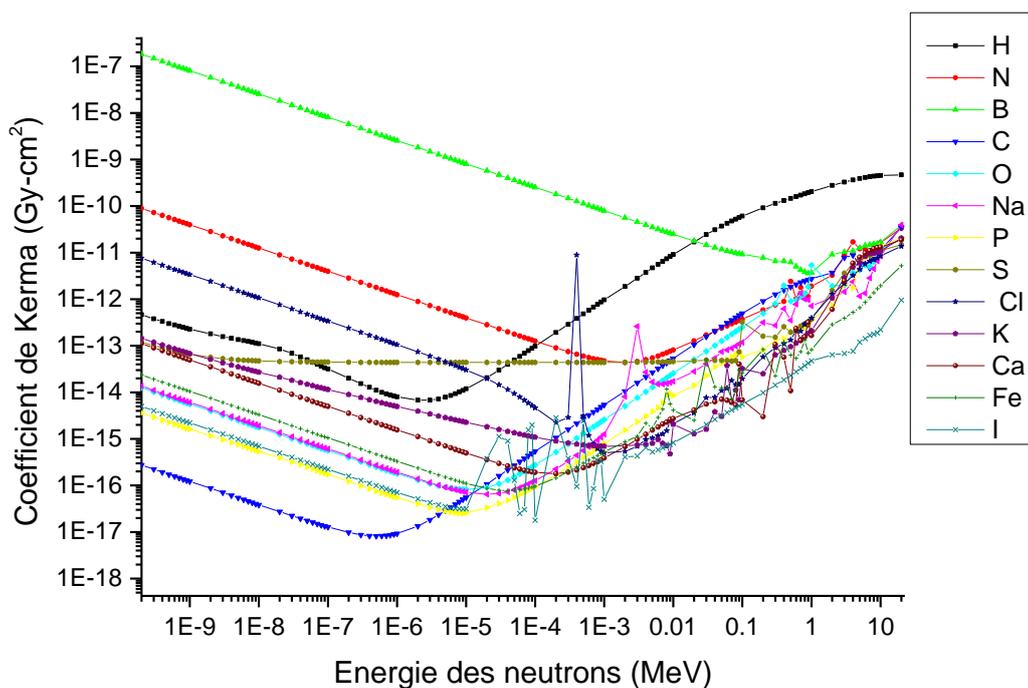


FIGURE III.2 — Facteurs de Kerma de tous les composants élémentaires d'un cerveau humain adulte.

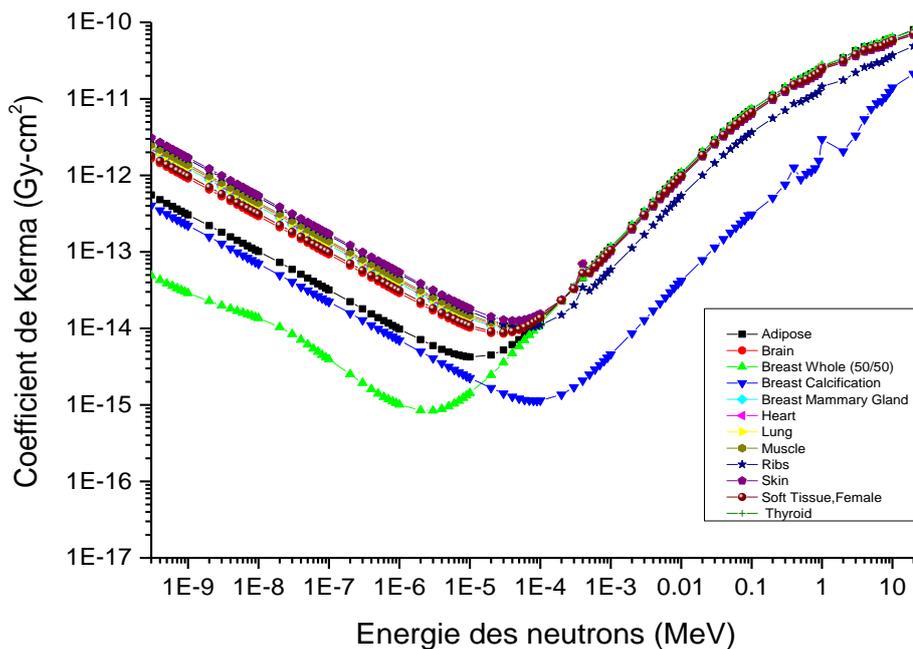
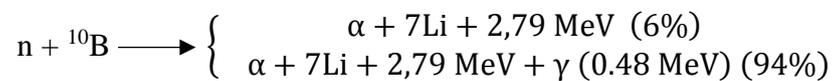


FIGURE III.3 — Facteurs de Kerma de différents tissus et organes humain.

Les neutrons produisent une dose supplémentaire due à la présence de bore dans les tissus. Cette dose est due à l'interaction de neutrons thermiques avec des atomes de ^{10}B , induisant la réaction suivante:



qui a une section efficace de 3840 barn pour les neutrons thermiques. La valeur de Q de la réaction est de 2,79 MeV. Avec une probabilité de 93%, un rayon gamma d'énergie de 0,48 MeV est émis et 2,31 MeV sont partagés entre la particule α et l'ion ${}^7\text{Li}$. Avec une probabilité de 7%, l'énergie totale de 2,79 MeV sera partagée entre la particule α et l'ion ${}^7\text{Li}$. La dose des neutrons due à la présence du bore dépend des concentrations de celui-ci dans les tissus. Connaissant la fluence des neutrons $\phi(E)$ et les facteurs de conversion fluence-KERMA pour les neutrons dans le bore, on peut calculer la dose due au bore D_B en utilisant l'équation :

$$D_B = \int k(E)\phi(E)dE \quad (\text{III.8})$$

Pour la dose de photons, elle est calculée en utilisant les facteurs de kerma affichés sur la [Figure III.4](#).

Pour une fluence de photons $\phi(E)$, la dose des photons D_γ est donné par :

$$D_\gamma = \int k(E)\phi(E)dE \quad (\text{III.9})$$

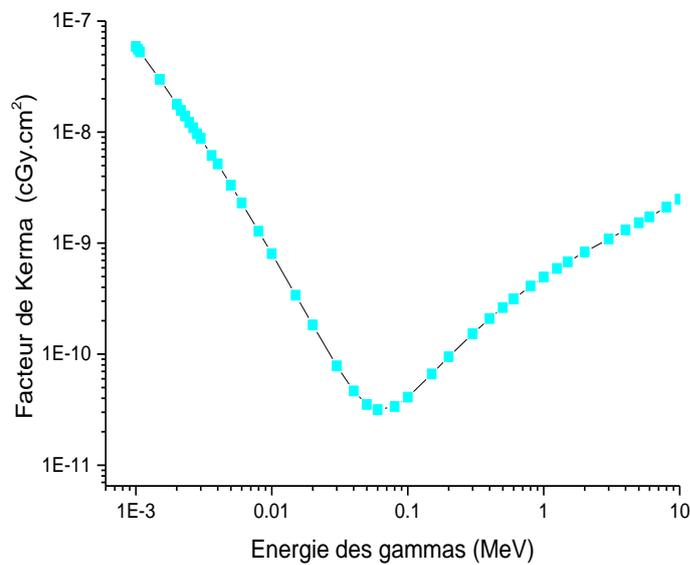


FIGURE III.4 — Facteur de kerma des photons dans les tissus humains.

III. 4 Vue d'ensemble de la dosimétrie en BNCT :

Une quantification détaillée de la qualité spectrale et des caractéristiques dosimétriques de la source de neutrons utilisée est une condition au préalable essentielle à l'application pratique de la BNCT. Ces caractéristiques incluent les éléments suivants :

- Le spectre et l'intensité du flux neutronique.
- Débit de dose induite par les neutrons dans le fantôme et les tissus résultant des interactions des neutrons qui produisent des particules chargées à haut LET (Linear Energy Transfert).

De telles particules comprennent entre autre des protons de recul de la diffusion élastique par hydrogène, des protons de 626 keV résultant de la capture thermique de neutrons dans l'azote, et des particules alpha et les ions lithium produits par la capture de neutrons dans le bore, où le bore est présent.

- Le débit de dose des photons incidents ainsi que la composante de dose des photons induits, principalement en raison de la capture de neutrons thermiques par l'hydrogène dans les tissus.
- Composants de dose mineurs supplémentaires en raison d'interactions neutroniques avec d'autres constituants des tissus, par exemple, la capture de neutrons par le Chlore et le Soufre.

III. 4. 1 Composantes dosimétriques :

Un faisceau incident de BNCT est constitué de neutrons et de photons avec de larges spectres d'énergie. Quatre composantes de dose distinctes ayant des effets biologiques différents sont importantes lorsque le faisceau entre dans le tissu (IAEA, 2001) :

La dose des gammas D_γ :

D_γ se compose de deux sources gammas,

- a) des photons primaires issus depuis la source des neutrons (réacteur, réactions $\text{Li}(p,n)\text{Be}$.. etc) et les structures du BSA.
- b) des photons secondaires provenant des réactions nucléaires se produisant dans les tissus, principalement en raison de la capture de neutrons thermiques par l'hydrogène dans les tissus.

La dose des Neutrons rapides D_{fast} :

D_{fast} est principalement induite par les neutrons rapides mais aussi épithermique à travers la réaction $^1\text{H}(n, n)^1\text{H}$ dans les tissus (également appelée dose d'hydrogène ou dose de recul des protons).

La dose D_N :

La quantité D_N consiste en une dose déposée localement par les produits de la réaction de capture de neutrons par l'azote-14 (protons et noyaux de reculs ^{14}C).

La dose D_B :

La dose D_B est due à l'énergie des particules alphas et de lithium-7 issues de la réaction de capture des neutrons par le ^{10}B . Dans 94% des réactions $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, des rayons gammas de 477 keV sont émis, ils sont environ deux ordres de grandeur moins significative que les rayons gammas de la réaction de capture d'hydrogène, ces gammas caractéristiques sont généralement utilisées pour l'analyse de distribution du ^{10}B .

La dose totale :

Toutes les composantes de dose ont leur propre efficacité biologique relative (RBE), et donc, pour comparer la dose de BNCT avec la dose absorbée en radiothérapie photonique, chaque composante de dose doit être multipliée par le facteur de pondération (w_i).

La dose totale pondérée absorbée en unités photon équivalent-dose (indiquée par RBE-Gy), peut être définie comme suit (Bleuel et al 1998, Savolainen et al 2001, Seppälä et al 2001) :

$$D_W = w_\gamma D_\gamma + w_B D_B + w_N D_N + w_{\text{fast}} D_{\text{fast}} \quad (\text{III.10})$$

Les facteurs de pondérations w_i dépendent de l'énergie et du débit de dose et dépendent donc également des caractéristiques individuelles du faisceau et des conditions de diffusion (localisation dans le corps ou dans le fantôme). De plus, l'efficacité biologique dépend du tissu. Une synergie entre les différents composants du rayonnement est indiquée, ce qui entraîne un effet biologique plus important que dans le cas d'une action indépendante des différents types de rayonnements (Phoenix et al., 2009). Néanmoins, des valeurs constantes pour les valeurs w_i

de 1 pour D_γ et de 3,2 pour D_{fast} et D_N sont couramment appliquées, quel que soit le tissu (Morris and Coderre, 1999; SEPPÄLÄ, 2002). D_{fast} et D_N dépendent de la fraction massique d'hydrogène et d'azote et de la densité massique du tissu. Le plus souvent, les compositions élémentaires des tissus sont définies selon le rapport ICRU 46 (ICRU 46, 1992).

Le facteur de pondération w_B de la dose du Bore D_B est appelé le facteur d'efficacité biologique du composé (CBE), car il ne dépend pas seulement de la radiosensibilité du tissu, mais aussi du porteur de bore appliqué. Les facteurs CBE de 1.3, 3.8 et 2.5 pour le Boronphenylalanine (BPA) dans le cerveau, la tumeur et la peau, respectivement, sont recommandés (Morris and Coderre, 1999) et appliqués dans les protocoles. Pour le calcul de la dose D_B , la concentration en bore du tissu doit être évaluée.

III. 5 Composition des tissus :

Pour déterminer les réactions nucléaires qui induisent des doses dans le corps, il est nécessaire de connaître et de définir la composition élémentaire des tissus considérés pour l'étude dosimétrique. La composition d'un cerveau humain est publiée dans le rapport 44 de ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), et est rapporté dans le tableau III.1. Les valeurs rapportées sont en pourcentage massique de chaque élément, la densité massique de chaque tissu ρ , en g.cm^{-3} .

TABLE III.1. Composition élémentaire des tissus constituant la tête humaine.

| TISSU | H | C | N | O | Na | P | S | Cl | K | Mg | Ca | Fe | ρ |
|------------------|------|------|-----|------|-----|------|-----|-----|-----|-----|------|-----|--------|
| CERVEAU | 10.7 | 14.5 | 2.2 | 71.2 | 0.2 | 0.3 | 0.2 | 0.3 | 0.3 | - | - | - | 1.04 |
| CUIRE CHEVELU | 10.0 | 20.4 | 4.2 | 64.5 | 0.2 | 0.1 | 0.2 | 0.3 | 0.1 | - | - | - | 1.09 |
| CRANE | 3.4 | 15.5 | 4.2 | 43.5 | 0.1 | 10.3 | 0.3 | - | - | 0.2 | 22.5 | - | 1.92 |
| SANG | 10.2 | 11.0 | 3.3 | 74.5 | 0.1 | 0.1 | 0.2 | 0.3 | 0.2 | - | - | 0.1 | 1.06 |

III. 6. FOM de traitement de la BNCT :

Trois quantités, initialement définies par Zamenhof et al., sont utilisés dans ce travail pour fournir des descriptions quantitatives de l'efficacité thérapeutique des faisceaux de neutrons pour la BNCT:

- 1) profondeur AD (Advantage Depth), ce qui indique la pénétrabilité du faisceau de neutrons;
- 2) rapport d'avantage AR (Advantage Ratio), qui donne la dose de tumeur par rapport à la dose de tissu sain environnant;
- 3) Débit de dose de profondeur ADDR, un indicateur du temps de traitement.

Le AD est définie comme la profondeur dans un fantôme, point auquel le taux de dose de la tumeur est égal au débit de dose maximal dans le tissu sain. Toute masse tumorale située au-delà de la AD reçoit moins que la dose maximale de tissu sain, réduisant ainsi tout avantage thérapeutique. $D_{\text{tumeur}}(z)$ et $D_{\text{tissu}}(z)$ sont les doses délivrées à la tumeur et au tissu sain, respectivement, le long de la ligne centrale (l'axe z) du fantôme. Le AR est défini comme le rapport des aires sous les courbes de débit de dose pour la tumeur et le tissu sain le long du fantôme. Enfin, le ADDR est défini comme le débit de dose de la tumeur à la profondeur de l'AD, qui est égal au débit de dose de tissu sain maximum. Puisque la dose totale pour les tissus sains est habituellement un facteur limitant pour les traitements, l'ADDR détermine le temps de traitement pour le patient, la dose dans les tissus sains et la dose maximale dans les tissus sains. Les unités de AD sont cm, les unités de l'ADDR sont cGy / mA-min, et l'AR est sans dimension. Il est souhaitable d'avoir les trois paramètres aussi grands que possible pour un faisceau bien efficace.

Chapitre IV

Conception de Faisceau de neutrons pour les tumeurs profondes

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude réalisée en vue de générer le faisceau de neutrons le plus approprié pour le traitement des tumeurs cérébrales profondes.

L'optimisation d'un faisceau de neutrons pour la BNCT, qui doit être faiblement contaminé en radiations indésirables et suffisamment intense, conformément aux standards adoptés par l'AIEA (IAEA, 2001), est un processus délicat. Contrairement aux rayons X, les neutrons ne peuvent être générés que par quelques processus (comme décrit dans le chapitre I) et chacun génère des neutrons sur un large spectre d'énergie et leur modération jusqu'à la gamme d'énergie appropriée entraîne inévitablement une importante perte d'intensité, parfois à un niveau si bas qu'il est inacceptable sur le plan thérapeutique. De plus, la plupart des absorbeurs de neutrons produisent une contamination importante par des rayonnements gammas à haute énergie ce qui va à l'encontre de principe de base de la technique étudiée.

Dans l'optimisation du faisceau d'irradiation pour la BNCT, trois questions principales doivent être considérées :

- a) Quelle énergie neutronique ou gamme d'énergies neutroniques convient le mieux ?
- b) Quelle est l'intensité minimale acceptable du faisceau d'irradiation pour le traitement ?
- c) De combien une contamination est-elle tolérable dans un faisceau d'irradiation ?

Dans ce qui suit, nous aborderons la description générale de l'optimisation des caractéristiques du faisceau. Les paramètres d'optimisation du faisceau dans l'air utilisés pour la conception initiale de l'ensemble BSA seront expliqués. Dans un chapitre ultérieur, les paramètres dans le fantôme tête étant utilisés comme la prochaine étape pour raffiner l'optimisation seront introduits et certains des travaux préliminaires seront présentés.

IV. 2 Propriétés générales du faisceau d'irradiation

Avant d'aborder les aspects pratiques des sources potentielles de neutrons et leurs conditions en vue d'obtention d'un faisceau thérapeutique, il sera judicieux d'établir d'abord les caractéristiques du faisceau désirées pour la BNCT.

Les deux principales caractéristiques du faisceau d'intérêt sont l'intensité et la qualité. L'intensité du faisceau sera le principal déterminant du temps de traitement. La qualité du faisceau concerne les types, les énergies et les intensités relatives de toutes les radiations présentes, accompagnant le faisceau thérapeutique.

I.V. 2. 1 Gamme d'énergie :

Pour la BNCT, le faisceau de neutrons thermiques adéquat doit être créé dans les cellules tumorales, dans un volume cible prescrit, puisque ce sont les neutrons thermiques qui ont une grande section efficace de réaction avec le Bore préalablement fixé dans les cellules cancéreuses. La [Figure IV.1](#) montre le profil du flux de neutrons thermique et le flux épithermique dans un fantôme équivalent tête d'un faisceau d'irradiation de neutrons épithermiques, on voit que pour les volumes cibles bien en dessous de la surface, les faisceaux épithermiques seront généralement meilleurs, puisque les neutrons thermiques y seront prépondérants. Tandis que, pour les volumes cibles proches de la surface, les faisceaux thermiques seront suffisants.

Le glioblastome multiforme (Bombardieri et al., 2007; Hayat, 2011) est caractérisé par une masse tumorale principale dans le cerveau accompagnée de nicheries microscopiques se propageant dans les tissus sains environnants. Le faisceau de neutrons devrait fournir des neutrons thermiques à la masse tumorale répartie (non localisée).

Le centre du cerveau est la partie la plus difficile à atteindre par les neutrons en raison de la diffusion par les composants des tissus sains (principalement les atomes d'hydrogène). Pour fournir des neutrons thermiques à la zone appropriée, une étude montre qu'il est nécessaire de fournir aux neutrons une distribution d'énergie atteignant un pic d'environ 10 keV. A cet effet, la gamme d'énergie recommandée pour l'irradiation des tumeurs profondes, est entre 0.5 eV et 10 keV (Blue and Yanch, 2003), et l'idéal avoir un spectre centré près de 10 keV.

La forte teneur des tissus en hydrogène ralentit les neutrons épithermique entrant de telle sorte qu'ils se thermalisent lorsqu'ils atteignent la profondeur désirée (Goorley et al., 2002). Les neutrons de moindre énergie contribuent moins significativement à la dose au centre du cerveau, car ils ne pénètrent pas à cette profondeur. Cependant, ils contribuent à la dose à des profondeurs plus faibles. Les neutrons d'énergie supérieure à 10 keV augmentent la dose aux tissus sains situés en surfaces et ce, en raison des réactions de recul de protons, ils ne sont pas donc thérapeutiquement aussi utiles.

Dans le cadre de cette étude nous avons adopté une limite d'exposition à l'irradiation des tissus sains à une dose ponctuelle maximale équivalente à 11 RBE-Gy, et une dose cutanée maximale ponctuelle de 16,7 RBE-Gy et une dose moyenne du cerveau limitée à 7 RBE-Gy,

conformément aux limites dosimétriques prescrites dans la littérature (Casal et al., 2011; Goorley et al., 2002).

Le code de Monte-Carlo MCNP (X-5 Monte Carlo Team, 2003) est utilisé pour les calculs de transport de neutrons et gammas dans le BSA et dans le fantôme tête, le code DROSG2000 (Drosg, 2005) pour la génération des neutrons primaires issues de la cible de production des neutrons.

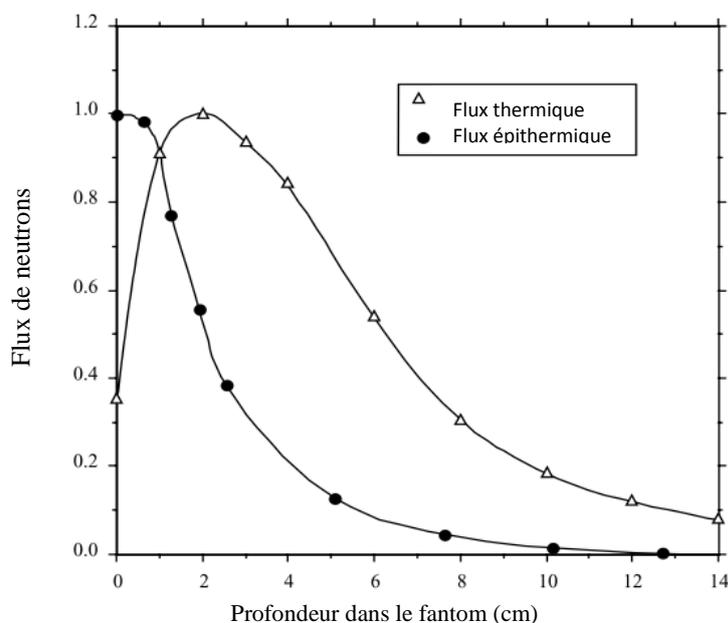


FIGURE IV.1 — Comparaison des distributions des flux pour les neutrons thermiques et épithermiques, graphe pris depuis (IAEA, 2001).

IV. 2. 2 Intensité du faisceau :

L'expérience actuelle montre qu'une intensité du faisceau minimale souhaitable serait de $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ neutrons épithermiques. Des faisceaux de $5 \times 10^8 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sont utilisables, mais la durée d'irradiation est plus longue. Pour des intensités plus élevées, on tire avantage sur un temps d'irradiation plus court mais doit être pesé contre ceux de la qualité du faisceau.

Exiger l'immobilisation des patients pour des durées significativement longues réduit l'acceptabilité clinique de la BNCT en tant que thérapie. Un traitement raisonnable pouvant aller jusqu'à une heure est admis. D'autre part, si l'intensité du faisceau est trop faible, il peut être difficile de maintenir la concentration de bore nécessaire dans la tumeur pour le temps total d'irradiation. Pour éviter des durées d'irradiation trop longues, le fractionnement peut être considéré comme une alternative.

La concentration de bore dans la tumeur affectera aussi les exigences de l'intensité du faisceau. Plus la concentration du bore dans la tumeur est élevée, moins sera l'intensité du faisceau requise.

Alors, trouver un meilleur compromis entre qualité du faisceau, temps d'irradiation et concentration du bore s'impose.

IV. 2. 3 Qualité du faisceau incident :

Pour le cas de la BNCT pour le traitement des tumeurs profondes, la qualité du faisceau neutronique est déterminée par quatre paramètres de celui-ci dans l'air. Ils sont présentés comme suit :

IV. 2. 3. 1 La composante de neutrons rapides :

En BNCT, les neutrons rapides sont les neutrons dont l'énergie est supérieure à 10 keV. Les neutrons rapides, qui accompagnent invariablement le faisceau incident, présentent un certain nombre de caractéristiques indésirables telles que la production de protons à LET élevé. Par conséquent, l'un des principaux objectifs de la conception du faisceau BNCT est de réduire autant que possible la composante de neutrons rapides dans le faisceau d'irradiation.

Un autre objectif majeur est d'avoir un flux épithermique aussi élevé que possible. Le rapport des neutrons utiles et la dose des neutrons rapides doit être maintenu à une valeur inférieure à $2,5 \times 10^{-13}$ Gy.cm² par neutrons épithermiques. (Dans les installations existantes, la dose des neutrons rapides est comprise entre $2,5 \times 10^{-13}$ et 13×10^{-13} Gy.cm² par neutrons épithermiques) (IAEA, 2001).

IV. 2. 3. 2 La composante des rayonnements gammas :

En raison de la plage d'énergie du rayonnement gamma, il en résulte une dose non sélective délivrée à la fois au tissu tumoral et à un grand volume de tissu sain. Il est donc souhaitable d'éliminer le rayonnement gamma du faisceau incident, le plus que possible. Une dose maximale dans l'air est limitée à 2×10^{-13} Gy.cm² par neutrons épithermiques, (dans les installations existantes la dose est de 1 à 13×10^{-13} Gy.cm² par neutrons épithermiques) (IAEA, 2001).

IV. 2. 3. 3 Le rapport entre le flux thermique et le flux épithermique :

Pour réduire les dommages au cuir chevelu, les neutrons thermiques dans le faisceau incident doivent être minimisés. Le rapport du flux thermique au flux épithermal devrait être de 0,05 (IAEA, 2001).

IV. 2. 3. 4 Le rapport entre le courant neutronique total et le flux neutronique total :

Ce rapport fournit une mesure de la fraction des neutrons qui se déplacent dans la direction du faisceau vers l'avant. Une valeur élevée est importante pour deux raisons :

(1) limiter la divergence du faisceau de neutrons et ainsi réduire l'irradiation indésirable des autres tissus,

(2) permettre la flexibilité du positionnement du patient le long de l'axe central du faisceau. Un rapport élevé signifie que le flux de neutrons épithermique très proche de l'ouverture de l'orifice du faisceau ne changera que légèrement avec la distance. Ce facteur estimé à être supérieur à 0,7 (IAEA, 2001).

IV. 3 Système de production de Neutrons :

Pratiquement toutes les sources de neutrons existantes susceptibles d'être utilisées en BNCT ont été expérimentées, à savoir la source de Californium, réacteur nucléaire, générateur de neutrons, accélérateurs de particules...etc. nous allons mentionner les plus répondus.

Au début des essais cliniques de la BNCT, des réacteurs nucléaires ont été utilisés en tant que source de neutrons. Dans les réacteurs nucléaires, les neutrons sont produits à partir de la réaction de fission d' ^{235}U , induite par des neutrons thermiques. La gamme d'énergie de ces neutrons s'étend à 10 MeV et a une moyenne d'environ 2 MeV. Pour le traitement des tumeurs profondes le ralentissement de ces neutrons aux énergies épithermiques, entre 0,5 eV et 10 keV, est nécessaire. De ce fait, un modérateur de grande dimension s'impose, ainsi que les filtres et le réflecteur (Gabel and Moss, 1992).

Il existe plusieurs alternatives de production de neutrons (rapportées dans le chapitre I), les plus propices sont les sources basées sur des accélérateurs. Le spectre de neutrons générés s'inscrit généralement dans une gamme d'énergie inférieure à quelques MeV.

Bien que des réacteurs de certains centres de recherche et centres médicaux continuent à être opérationnels pour la BNCT notamment la Finland (Savolainen et al., 2013), Kyoto, d'autres ont choisi d'arrêter l'utilisation des réacteurs pour cette technique comme les USA, après l'échec des traitements au MIT et BNL (Busse et al., 2003; Kiger et al., 1999), et les Pays-Bas (Moss, 2014). En revanche, certains ont basculé vers l'utilisation des accélérateurs comme l'université de Tsukuba (Kumada et al., 2014), l'Italie (Ceballos et al., 2011; Postuma, 2015), Birmingham (UK) (Culbertson et al., 2004; Green, 2010).

De nos jours, le nombre de centre dédié à la BNCT ne cesse de croître. Puisque les accélérateurs présentent quelques avantages par rapport aux réacteurs, la tendance générale est l'utilisation des sources de neutrons basée sur des réactions nucléaires induites par particules accélérées. Le tableau IV.1 (Juan et al., 2014) rapporte l'état actuel des accélérateurs dans le monde destinés à la BNCT (les données affichées comprennent l'institut et l'emplacement, le type de machine et son statut, la cible et la réaction proposées, l'énergie du faisceau et l'énergie neutronique la plus élevée, l'intensité du faisceau réel et nécessaire et les références).

L'intérêt de substitution des réacteurs par des accélérateurs réside principalement dans les points suivants :

- La sécurité d'utilisation dans un milieu hospitalier.
- L'installation dans les hôpitaux est mieux adéquat et plus pratique qu'un réacteur, et c'est moins onéreux !

- Le faisceau de neutron est plus étroit, et le spectre de neutrons généré est plus « doux », par conséquent un modérateur de dimension modeste sera suffisant pour ramener les neutrons aux énergies requises.
- Les accélérateurs ne produisent que peu de gammas, ce qui simplifie le filtrage du faisceau et permet ainsi d'économiser un maximum de neutrons.

Tableau IV.1 — Etat actuel des différents accélérateurs dans le monde destinés à la BNCT (Juan et al., 2014).

| Institute–location | Machine (status) | Target and reaction | Beam energy neutron energy (MeV) | Beam current (mA) |
|----------------------------|-------------------------------------|-----------------------------|----------------------------------|-------------------|
| Budker Institute Russia | Vacuum insulated Tandem (ready) | Solid ${}^7\text{Li}(p,n)$ | 2.0 <1 | 2 |
| IPPE-Obninsk Russia | Cascade generator KG-2.5 (ready) | Solid ${}^7\text{Li}(p,n)$ | 2.3 <1 | 3 |
| Birmingham Univ. UK | Dynamitron (ready) | Solid ${}^7\text{Li}(p,n)$ | 2.8 <1.1 | 1 |
| KURRI Japan | Cyclotron (clinical trials started) | ${}^9\text{Be}(p,n)$ | 30 <28 | 1 |
| Soreq Israel | RFQ-DTL ^a (ready) | Liquid ${}^7\text{Li}(p,n)$ | 4 <2.3 | 2 |
| INFN Legnaro Italy | RFQ (under construction) | ${}^9\text{Be}(p,n)$ | 4–5 <2–3 | 30 |
| Tsukuba Japan | RFQ-DTL (under construction) | ${}^9\text{Be}(p,n)$ | 8 <6 | 10 |
| CNEA Buenos Aires | Single ended ESQ ^b | ${}^9\text{Be}(d,n)$ | 1.4 <5.7 | 30 |
| Argentina | Tandem ESQ (under construction) | Solid ${}^7\text{Li}(p,n)$ | 2.5 <1 | 30 |

Notre choix s'est porté sur les sources de neutrons susceptibles d'être utilisées avec les accélérateurs pour la production des neutrons, dans ce travail l'accélérateur de BINP (Budker Institut of Nuclear Physics) a été considérée pour l'optimisation de la cible de neutrons par suite l'optimisation du BSA.

IV. 3. 1 Le projet BNCT à BINP :

En 1998, les chercheurs de BINP et ceux de l'institut de Physique énergétique d'Obninsk, ont proposé un projet de thérapie par neutrons rapides, et par capture neutronique du Bore, basé sur une source de neutrons générés à partir d'une réaction à seuil des protons sur une cible solide de lithium (Bayanov, 1998; Bayanov et al., 2008; Taskaev, 2014). A cet effet, des améliorations et des innovations ont été apportés sur un accélérateur conçu et fabriqué à BINP, et ce dans le but d'obtenir un flux nécessaire pour une application clinique de la BNCT, à savoir une énergie de proton de l'ordre de 2.3 MeV et un courant de 10mA. L'accélérateur est un modèle électrostatique de type Tandem avec isolation sous vide nommé VITA qui est l'acronyme de 'Vacuum Insultions Tandem Accelerator' (Sorokin and Taskaev, 2015). L'intensité de courant des protons était de 140 μA , amélioré à 1.6mA; et puis de nombreux changements ont été apportés à la construction de VITA entre 2015-2016 (D. A. Kasatov et al., 2016). Cela a permis de supprimer le flux indésirable de particules chargées dans l'accélérateur, afin d'améliorer sa Stabilité et d'augmenter le courant du faisceau de protons de 1.6 à 5 mA, à noter que le projet est en progrès continu.

Le schéma de l'accélérateur utilisé dans le projet d'installation de la BNCT à BINP est présenté dans la [Figure IV.2](#).

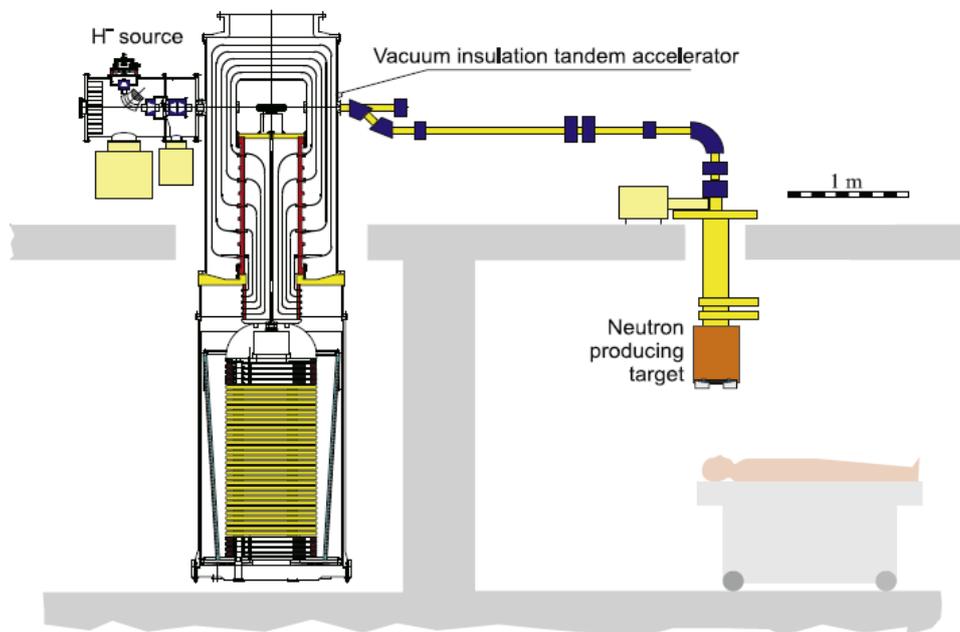


FIGURE IV.2 — Schéma d'installation d'accélérateur du projet de la BNCT à BINP. (Aleynik et al., 2011)

IV. 3. 2 Principe de fonctionnement de l'accélérateur de BINP :

La [figure IV.3](#) montre une partie de l'accélérateur. Le potentiel de l'électrode de la haute tension (6) et les cinq électrodes intermédiaires (5), est fourni par le redresseur sectionné (9) rectifié (une grande partie de la source n'est pas représentée) à travers l'isolateur (8), dans lequel le diviseur résistif est fixé.

L'évacuation des gaz est effectuée par des pompes turbomoléculaires (10) montées sur la source d'ions et à la sortie de l'accélérateur et une pompe cryogénique au-dessus (4) de Jalousies réalisées sur les électrodes.

Avec l'intention d'améliorer les conditions du vide, dans l'unité d'entrée un diaphragme (13) était monté, qui sert à limiter la pénétration du gaz et du rayonnement ultraviolet dans le tube d'accélération. Le diaphragme est refroidi pour empêcher l'émission d'électrons secondaires en raison de son réchauffement par la partie périphérique du faisceau d'ions injecté. Entre la sortie du chemin de transport du faisceau et le diaphragme, un anneau métallique (12) est placé ; il est porté à un potentiel négatif pour supprimer le flux d'électrons accompagnant le faisceau d'ions d'hydrogène négatif. Toute la surface du diaphragme du côté de l'accélérateur est couverte par une grille de fil de tantale pour supprimer des électrons secondaires, générée par irradiation ionique positive, en fournissant un potentiel négatif à ce dernier. Entre le diaphragme et la grille, un disque métallique isolé est monté pour mesurer le courant ionique positif. Un disque similaire avec la grille (15) est monté dans l'unité de sortie de l'accélérateur.

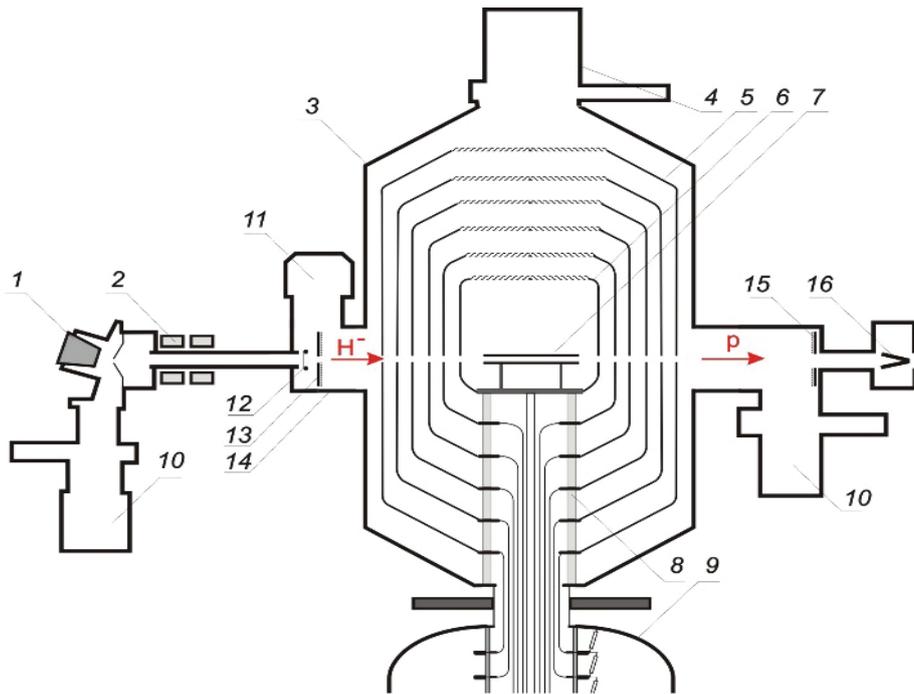


FIGURE IV.3 — Accélérateur tandem avec Isolation à vide (D. Kasatov et al., 2016)

1 - source d'ions d'hydrogène négatif, 2 - lentilles magnétiques, 3 - accélérateur, 4 - pompe cryogénique, 5 - électrodes intermédiaires, 6 - électrode haute tension, 7 - stripping gaz éplucheur, 8 - isolateur, 9 - coupe haute tension Redresseur, 10 - pompes turbomoléculaires, 11 - Pompe cryogénique, 12 - anneaux, 13 - diaphragme métallique refroidi et un détecteur avec une grille, 14 - volume d'aspiration, 15 - détecteur avec grille, 16 - cage de Faraday.

IV. 3. 3 La cible, source de neutron :

a) Choix de la réaction

Pour la production des neutrons à l'aide de faisceaux de particules chargées, on utilise des réactions nucléaires avec des atomes de faible masse atomique. Du point de vue énergétique, il existe 2 types de réactions :

Exothermiques, ne nécessitant qu'une énergie supérieure à la barrière coulombienne telle que la réaction D-D produisant de ${}^3\text{He}$ et un neutron. Le bilan énergétique de la réaction est de 3,265 MeV. Cela signifie qu'un neutron d'énergie 2,451 MeV est produit, si on néglige l'énergie du deuton, et plus, s'il n'est pas négligé. On voit que, l'énergie des neutrons est encore plus importante que l'énergie moyenne des neutrons de fission.

Une réaction endothermique nécessite un minimum d'énergie de particules incidentes appelé seuil de réaction pour qu'elle puisse y avoir lieu.

Ci-après quelques exemples de réactions :

Pour les accélérateurs dédiés à la BNCT, les réactions nucléaires endoénergétiques ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$, ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ et ${}^{12}\text{C}(d, n){}^{13}\text{N}$ sont les plus répandues. Elles sont attractives vue le rendement neutronique important et leur spectre d'énergie qui s'inscrit dans les plus faibles possible, et ce près du seuil de la réaction. Les caractéristiques des réactions

génératrices de neutrons considérées pour la BNCT ci-dessus sont présentées dans la Tableau IV.2. Parmi ces réactions, il a été constaté que ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ est le meilleur choix en termes de flux de neutrons générés ainsi que leurs énergies. Le spectre des neutrons générées par cette réaction est relativement moins énergétique par conséquent il nécessite moins de modération que ceux générés dans d'autres réactions. Cependant, une cible de lithium présente plusieurs inconvénients vue ses caractéristiques physico-chimiques; à savoir une faible température de fusion, faible conductivité thermique, forte réactivité du lithium immédiatement après son exposition à l'air et l'évaporation de l'isotope radioactif ${}^7\text{Be}$ après irradiation.

Comme cibles alternatives, le Béryllium et le carbone surmonte ces difficultés durant la fabrication et le refroidissement. Cependant, pour un flux de neutron comparable à celui ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ nécessite une énergie du projectile plus élevée, ce qui inévitablement implique une augmentation de l'énergie des neutrons (voir le **Tableau IV.2**), par conséquent un modérateur plus étendu est requis, et un courant de proton plus élevé est nécessaire.

Tableau IV.2. Les caractéristiques des réactions génératrices de neutrons considérées pour la BNCT (Bayanov et al., 2006):

| REACTION | ENERGIE DE BOMBARDEMENT, MeV | RENDEMENT NEUTRONIQUE POUR 10 mA | ENERGIE MOYENNE DES NEUTRONS A 0°, MeV | ENERGIE MAXIMALE DES NEUTRONS A 0°, MeV | POINT DE FUSION DE LA CIBLE, °C | CONDUCTIVITE THERMIQUE DE LA CIBLE W/M.K |
|------------------------|------------------------------|----------------------------------|--|---|---------------------------------|--|
| ${}^7\text{Li}(p,n)$ | 2.5 | 8.9×10^{12} | 0.55 | 0.786 | 181 | 71 |
| ${}^9\text{Be}(p,n)$ | 4.0 | 10×10^{12} | 1.06 | 2.12 | 1287 | 201 |
| ${}^9\text{Be}(d,n)$ | 1.5 | 2.1×10^{12} | 2.01 | 5.81 | 1287 | 201 |
| ${}^{13}\text{C}(d,n)$ | 1.5 | 1.8×10^{12} | 1.08 | 6.77 | 3550 | 230 |

La [Figure IV.4](#) présente les sections efficaces des réactions ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (p, n) {}^9\text{B}$, qui montrent que la section efficace de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ est 3 fois plus grande que celle de ${}^9\text{Be} (p, n) {}^9\text{B}$. Ainsi, pour créer des flux intenses de neutrons pour la BNCT l'utilisation de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ est la plus adéquate.

b) La source de neutrons à BINP

A BINP, pour la génération de neutrons la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ a été proposée, pour être utilisée avec une énergie du faisceau de protons comprise entre 1,915 et 2,5 MeV, malgré les mauvaises propriétés physico-chimique du lithium. Ce choix rend la fabrication de la cible plus compliquée que celle du béryllium-9 ou du carbone-13.

Les principaux problèmes de cible de lithium ont été déterminés comme étant : activation de l'isotope radioactif ${}^7\text{Be}$, maintien de la couche de lithium solide, présence de photons en raison de la diffusion inélastique des protons sur les noyaux de lithium et des cloques de rayonnement (l'effet blistering).

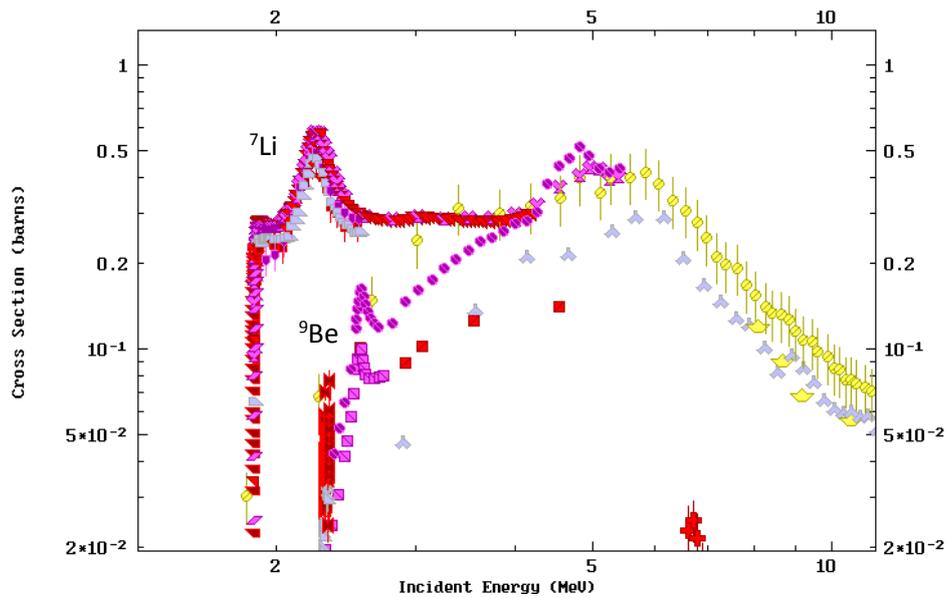


FIGURE IV.4 — Sections efficaces des réactions ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ et ${}^9\text{Be} (p, n) {}^9\text{B}$.

c) Optimisation de la cible

Pureté. Le lithium pur est plus efficace en terme de production de neutrons que l'hydrure de lithium, de l'oxyde de lithium, du nitrate de lithium ou du fluorure de lithium (Lee and Zhou, 1999) et possède une conductivité thermique plus élevée, mais possède une basse température de fusion (Bayanov et al., 2006), nécessite donc une élimination efficace de la chaleur de la couche de lithium à une température aussi basse que possible. L'utilisation de la cible avec une couche de lithium liquide est également possible (Kobayashi et al., 2011), mais une évaporation considérable du lithium entraîne une instabilité électrique de la haute tension due à l'entrée de vapeur de lithium et à la dispersion du béryllium radioactif dans l'ensemble de l'installation (Lee and Zhou, 1999).

TABLE IV.3. Propriétés thermiques et neutroniques des cibles de lithium (Bayanov et al., 2006).

| CIBLE | Li | LiH | Li ₂ O | LiF |
|---|----------------------------------|---------------------------|-------------------|------------------------|
| POINT DE FUSION, °C | 181 | 690 | 1500 | 850 |
| CONDUCTIVITÉ THERMIQUE, W/(m K) | 71 (s. 182 °C) 43 (l. 182 °C) | 5.5 (200°C) 4 (500 °C) | | 12 (0°C) 3 (850 °C) |
| RENDEMENT NEUTRONIQUE, UNITE ARBITRAIRE | 1 | 0.7 | 0.493 | 0.304 |

Épaisseur. La diffusion de protons inélastiques sur les noyaux du lithium conduit à un flux de rayons γ considérable avec une énergie de 478 keV qui dépasse parfois le flux de neutrons (Savidou et al., 1999). Dans le tableau IV.4, le rendement gamma est représenté en fonction de l'énergie du proton pour une cible épaisse de lithium qui arrête totalement les protons et pour une cible mince, freinant les protons jusqu'à l'énergie 1,882 MeV uniquement (seuil de la réaction de génération des neutrons sur une cible de Lithium). On voit que la cible mince diminue considérablement le flux des gammas. Alors, une étude de l'épaisseur de la cible de

lithium sera nécessaire d'être déterminée en fonction de l'énergie des protons incidents (elle sera présentée dans le chapitre suivant).

TABLE IV.4. Rendement des rayons gammas de 478 keV d'une cible mince et épaisse de lithium pure (Bayanov et al., 2006).

| ENERGIE DES PROTONS (MeV) | RENDEMENT DES RAYONS GAMMAS POUR 10 mA | |
|---------------------------|--|----------------------|
| | Cible épaisse | Cible mince |
| 2.5 | 3.66×10^{12} | 2.1×10^{12} |
| 1.915 | 1.6×10^{12} | 10^{11} |

Dans le cas de cibles minces, il serait judicieux de placer une couche supplémentaire en tungstène, molybdène ou toute autre substance dont la diffusion inélastique n'entraîne pas de rayonnement gamma lors du freinage des protons. Cette condition est vérifiée pour presque tous les noyaux plus lourds que l'aluminium. Les caractéristiques spectrales des gammas mesurées à BINP suite à une irradiation avec des protons, sont présentées dans la [Figure IV.5](#).

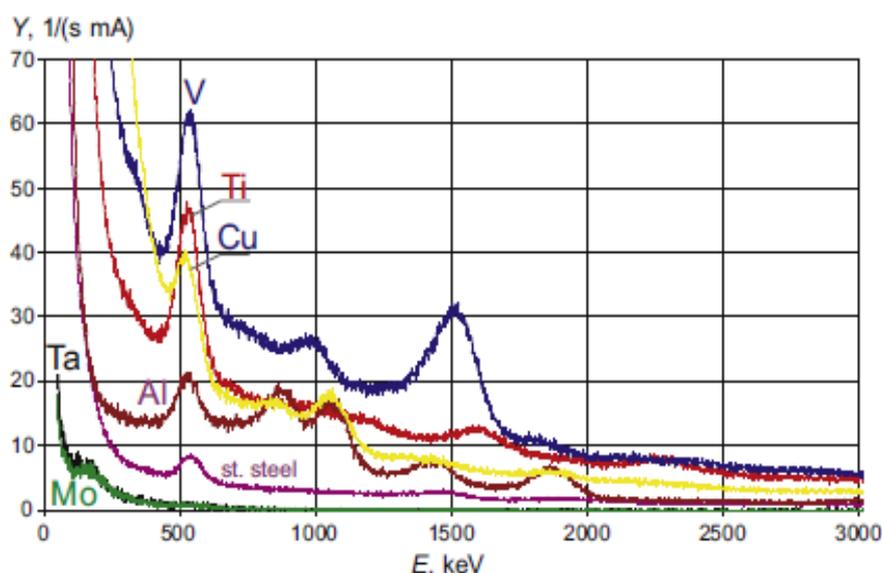


FIGURE IV.5 — Spectre de rayonnements gammas émis par différents matériaux irradiés par des protons d'énergie 2MeV (Kasatov et al., 2015).

La durée de vie de la Cible

1) **Le blistering** est le processus principal déterminant la durée de vie d'une cible. L'apparition de cloques augmente l'évaporation de la couche de lithium en raison de l'augmentation de la température, et généralement endommage la cible. Le flux qui provoque des cloques est d'environ $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$ pour le cuivre. A un courant de 10 mA et une cible de 10 cm de diamètre, des cloques apparaissent sur le substrat de cuivre après plusieurs heures, et une telle cible nécessitera un remplacement fréquent. Mais, le substrat de cuivre n'est pas coûteux et assez facile à fabriquer, sa conductivité thermique est élevée et toutes ces caractéristiques

font de ce substrat la principale solution. Mais la conductivité thermique d'autres métaux est inférieure au cuivre, leur fabrication est plus difficile.

2) **L'activité induite** est un autre problème qui diminue la durée de vie d'une cible de Li. Chaque acte de production de neutrons dans la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ s'accompagne d'un noyau radioactif le béryllium-7. L'isotope de béryllium ${}^7\text{Be}$ devient un isotope de lithium stable ${}^7\text{Li}$ suite à la capture d'électrons orbitaux avec une demi-vie de 53.6 jours. La capture ne provoque pas de rayonnement dans 89,7% des cas, et dans 10,3% elle émet un gamma d'énergie de 478 keV. Comme l'activité de 10^9 Bq peut être obtenue assez rapidement (12 min au mode de fonctionnement du faisceau de protons de 2.5 MeV et à 10 mA, et 6 heures au mode proche de la réaction à seuil), il est évidemment souhaitable de localiser la source de rayonnement par maintien de la couche de lithium à l'état solide. Par conséquent, le moyen le plus simple de résoudre le problème de l'activité induite est de fournir un substrat avec une couche génératrice de neutrons simple et facile à échanger. La vanne utilisée près de la cible permet de remplacer cette dernière dans une salle spécialisée.

La couche de lithium

Le lithium est un métal très réactif, formant des composés immédiatement après exposition à l'air où la couche de lithium de couleur argent blanc devient pratiquement noire (il s'agit de Li_3N).



FIGURE IV.6 — Cible à la fois après ouverture (à gauche), après 3 jours dans l'air (à droite).
(Bayanov et al., 2006)

Quelques jours plus tard, cette couche de lithium devient grise (Li_2O), qui se détache facilement du substrat comme le montre la [figure IV.6](#). De ce fait, une unité pour l'évaporation au lithium utilisant une vanne industrielle ([figure IV.7](#)) a été développée pour générer la couche de lithium directement dans l'installation.



FIGURE IV.7 — L'unité d'évaporation de Lithium.

Assemblage cible

Le courant de protons devrait être suffisamment important pour pouvoir délivrer la quantité souhaitée de neutrons dans un délai raisonnable, estimé à 1h de traitement.

Les calculs préliminaire montrent qu'un faisceau de protons de 10 mA est souhaitable, par conséquent, 23 kW (10 mA x 2,3 MeV) de puissance doivent être évacuée de la cible. Un système de refroidissement est proposé par le groupe de BNCT à BINP, en plus le faisceau de protons doit être uniformément réparti sur la cible circulaire de 10 cm de diamètre (en réalisant un balayage circulaire du faisceau de proton sur toute la surface de la cible, et ce grâce à un aimant placé à la fin du tube d'accélération). Ces derniers sont pris en considérations dans les simulations car la position du point de départ du neutron et la contenance de l'eau de convection en atome d'hydrogène sont des facteurs cruciaux sur le comportement (transport) du neutron.

Dans la première phase de conception, l'ancienne cible de BINP a été prise en considération, elle est présentée sur la [Figure IV.8](#). La cible est composée d'une Couche mince de ^7Li déposée sur un disque en cuivre conducteur de chaleur.

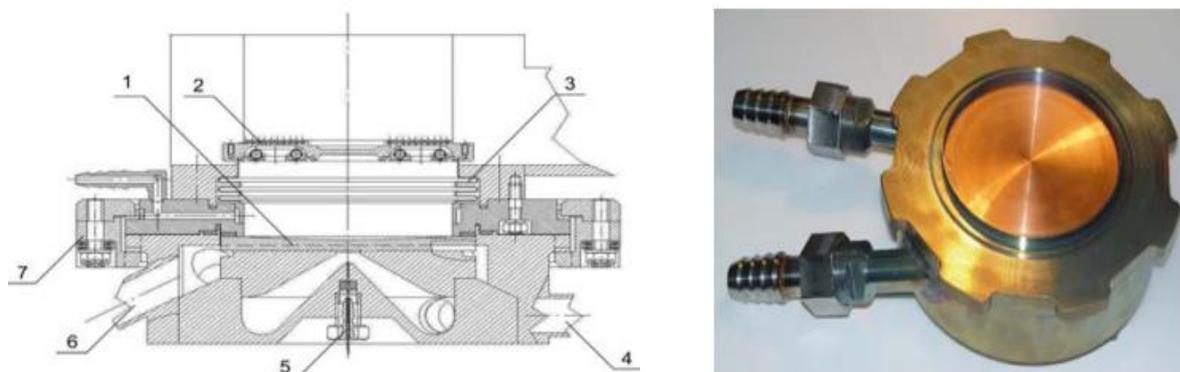


FIGURE IV.8 — Cible de source de neutrons de l'accélérateur BINP:

- 1 - support de la couche de lithium, 2 - le récipient de l'unité d'évaporation de lithium, 4 - Entrée de l'eau, 5 - thermocouple, 6 - sortie d'eau, 7 - baïonnette. le 3 – siphon

Dans la section suivante, la procédure de conception du dispositif permettant d'obtenir un faisceau thérapeutique, qui satisfait les critères cité plus haut, est discutée.

IV.4 Le design du dispositif d'irradiation :

Les neutrons issus de la réaction doivent être modérés et filtrés avant irradiation du patient. Les sections suivantes se concentrent sur la conception du dispositif d'irradiation pour former le faisceau de neutron le plus approprié pour le traitement des tumeurs profondes, plus précisément les tumeurs cérébrales.

Les deux premières sections décrivent un dispositif d'irradiation générique utilisé en BNCT et explique la méthodologie entreprise pour la modélisation du dispositif optimisé présenté dans le cadre de cette thèse. La troisième section met l'accent sur les caractéristiques neutroniques des matériaux potentiels pour une éventuelle utilisation comme modérateur, réflecteur et filtres. Selon la Fonction désignée de chaque composant de l'assemblage, des matériaux sont sélectionnés pour les vérifier, sinon les confirmer par des calculs Monte Carlo.

Le meilleur dispositif délivrant le faisceau, est celui qui est capable de délivrer une dose thérapeutique à une tumeur dans les plus brefs délais et causerait un minimum de dommages aux cellules saines du cerveau. Ceci serait idéalement réalisé par une source de neutrons intense avec des énergies neutroniques entre le 0.5 eV et 10 keV, et qui n'a pas une forte contamination en neutrons rapides et en gammas.

IV. 4. 1 Description d'un BSA :

Le dispositif d'irradiation en BNCT est connu sous le nom de BSA (Beam shaping assembly), car sa mission est de « façonner » le faisceau primaire issue de la source de neutrons, et ce est faisable à l'assemblage de différents composants. Un BSA typique comprend un modérateur pour ralentir les neutrons rapides, un réflecteur pour réduire les fuites de neutrons hors du dispositif, un collimateur pour focaliser les neutrons sur la position du patient, le filtre gamma et le filtre à neutrons thermiques pour minimiser les doses diffuses non désirées. La [Figure IV.9](#) montre le schéma générique d'un BSA installé auprès du cœur d'un réacteur.

IV. 4. 2 Méthodologie de conception et d'optimisation :

Le design de l'ensemble du dispositif comprend :

- 1) Etude des propriétés nucléaires des atomes candidats susceptibles d'être utilisés comme composant du dispositif.
- 2) Sélection du matériel préliminaire pour le modérateur, le réflecteur, l'absorbeur de neutrons thermiques et le filtre gamma, et ce, selon leurs propriétés neutroniques ;
- 3) Au début, une simple géométrie est simulée pour effectuer quelques études afin d'établir le matériau modérateur à utiliser, puis les autres composant sont ajoutés et testés.

- 4) Une comparaison des paramètres dans l'air est effectuée pour tous les matériaux et toutes les configurations possibles.
- 5) Une fois cette étape terminée, la géométrie et la dimension de chaque compartiment du BSA sont raffinées pour une configuration optimale selon les FOM (valeurs de référence). Actuellement deux FOM sont utilisés :
 - a) Les paramètres dans l'air, mentionnés dans la section précédente ont été pris comme référence pour l'optimisation du BSA.
 - b) Les paramètres dans le fantôme comprennent principalement la pénétration et les profils des flux neutroniques et ceux des doses, les doses délivrées au tissu sain et la tumeur, le rapport thérapeutique, le temps de traitement etc....

Cette partie sera développée d'une manière plus détaillée dans la partie dosimétrique de notre étude.

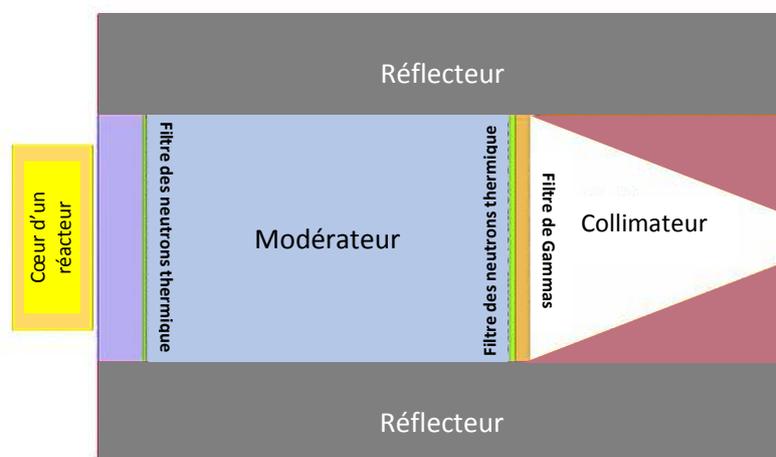


FIGURE IV.9 — schéma générique d'un BSA.

IV. 4. 2. 1 Modérateur :

Les neutrons émis par la réaction ${}^7\text{Li} (p, n){}^7\text{Be}$ appartiennent à la gamme d'énergie des neutrons rapide, plus élevée que celle requise pour le traitement $0.4\text{eV} \leq E_n \leq 10\text{keV}$, alors ils ne peuvent pas être utilisés directement. Afin de réduire l'énergie des neutrons rapides, nous avons exploré différents matériaux par analyse des sections efficaces puis par une série de calculs MCNP.

- Sélection de matériel du modérateur :

Dans cette section, les caractéristiques neutroniques des matériaux susceptibles d'être utilisés comme modérateur sont discutés.

Tenant compte du fait que notre objectif est d'obtenir un flux épithermique, notre modérateur sera utilisé pour ralentir les neutrons rapides d'énergie supérieure à 10 KeV vers les épithermiques. Par conséquent, les atomes composant le matériau doivent avoir une section efficace de diffusion élevée à des énergies rapides, et la plus petite possible dans la gamme

épithermique. Pour éviter la perte en densité neutronique et une forte contamination en gammas, la section efficace d'absorption doit être la plus faible possible. En outre, la distance entre la source de neutrons et la sortie du faisceau de neutron épithermique doit être la plus courte possible, car c'est un paramètre crucial pour augmenter l'intensité des neutrons (le flux varie en $1/r^2$). Pour ce dernier un matériau avec une faible masse atomique sera plus efficace.

Pour estimer l'adéquation des matériaux modérateurs, les quantités suivantes ont été analysées:

1. La section efficace microscopique de diffusion pour les neutrons σ_s , qui représente la probabilité de collision avec les nucléides. Pour une bonne modération σ_s doit être importante.
2. La section efficace microscopique d'absorption des neutrons σ_a , plus petite soit elle est mieux, car cela signifie que le nucléide est peu absorbant de neutrons.
3. le "décrément logarithmique moyen de l'énergie par collision" ξ ou **léthargie**. C'est l'énergie moyenne perdue par un neutron dans une Collision avec un nucléide. Plus grand soit il est mieux, car cela signifie que le neutron peut être ralenti en peu de collisions.

Léthargie (décrément logarithmique en énergie) est donné par :

$$\xi = \ln \left(\frac{E_0}{E_1} \right) \quad (\text{IV.1})$$

où E_0 et E_1 sont les énergies des neutrons avant et après collision, respectivement. On peut démontrer que pour la diffusion élastique, le rapport E_0 et E_1 est indépendant de l'énergie initiale du neutron, mais dépend de la masse atomique A du modérateur et de l'angle de diffusion, la relation de $\frac{E_0}{E_1}$ est donnée par :

$$\frac{E_0}{E_1} = \frac{1}{2} [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (\text{IV.2})$$

Où

$$\alpha = [(A - 1) / (A + 1)]^2$$

L'équation (IV.2) peut être retrouvée à partir des lois de la conservation de l'énergie et de quantité de mouvement. En faisant la moyenne de $\ln \left(\frac{E_0}{E_1} \right)$ sur l'ensemble des valeurs possibles de l'angle de diffusion θ , on obtient le décrément logarithmique moyen de l'énergie qui n'est fonction que de la masse atomique du Modérateur

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \ln(\alpha) \quad (\text{IV.3})$$

En utilisant ξ , on peut calculer le nombre moyen de collisions (noté par $\#$), nécessaires pour convertir un neutron d'énergie initiale E_0 à un neutron d'énergie E_1 et ce par la relation suivante :

$$\# = \ln(E_0/E_1) / \xi \quad (\text{IV.4})$$

4. Le pouvoir de modération MP (Moderation Power). L'efficacité d'un modérateur dans le ralentissement des neutrons dépend non seulement de la valeur de ξ mais aussi de la

probabilité par unité de trajet parcourue qu'un neutron subira une collision élastique traduit par la section efficace macroscopique de diffusion Σ_s . Le pouvoir de modération MP est défini comme suit :

$$MP = \xi \Sigma_s \quad (IV.5)$$

Il est utilisé pour comparer l'efficacité de modération des matériaux considérés.

5. Rapport de modération MR (Moderation Ratio), qui est une mesure de l'efficacité de la modération sans absorption. Un grand pouvoir de modération est nécessaire pour un bon modérateur, cependant, un matériau avec un grand pouvoir de modération qui possède une section efficace d'absorption élevée ne pourrait pas être considéré comme bon, car effectivement il réduirait l'énergie des neutrons, mais la fraction des neutrons survivants pourrait être trop faible.

On définit le rapport de modération comme suit :

$$MR = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a} \quad (IV.6)$$

IV. 4. 2. 2 Réflecteur :

Les neutrons produits ont une distribution anisotrope en direction et énergie, d'ailleurs ils sont répandus dans toutes les directions après avoir été dispersés dans le modérateur et d'autres composants du BSA comme le système de refroidissement, le support de la cible etc... A cet effet, un réflecteur est utilisé pour réduire au maximum les pertes de neutrons en raison de fuite de ces derniers à travers des surfaces autres que celle d'irradiation.

Pour mener les neutrons dans la direction désirée, dans notre cas vers l'avant, le réflecteur entoure le modérateur pour diffuser de nouveau les neutrons dans le système, de sorte qu'ils puissent contribuer au flux de neutrons épithermiques au point d'irradiation. Le matériel composant le réflecteur, le plus approprié, devrait avoir les mêmes caractéristiques qu'un modérateur (en terme d'absorption, de ralentissement des neutrons rapides), sauf qu'il devrait avoir une diffusion élastique qui assure une réflexion des neutrons épithermiques dans une distance courte sans dégrader considérablement leurs énergies.

nous avons étudié plusieurs matériaux, pour en citer : BeO, Be, Al₂O₃, MgO, en plus des matériaux habituels rapportés dans des études précédentes : le fer et le graphite (Culbertson et al., 2004; Minsky and Kreiner, 2014).

Nous avons analysé ces matériaux puis calculé les paramètres dans l'air pour chaque matériel en fonction de l'épaisseur du réflecteur entourant le modérateur et le réflecteur dans le plan arrière de la direction des protons, pour choisir le plus adéquat. Les matériaux ont été également évalués par des calculs de Monte Carlo.

IV. 4. 2. 3 Collimateur

Pour minimiser l'endommagement des tissus sains à proximité de la tumeur, nous avons besoin d'une plus grande convergence du faisceau. Les collimateurs utilisés près de la sortie du

faisceau sont des délimiteurs de faisceaux et devraient absorber plutôt que refléter les neutrons. Des collimateurs ayant des diamètres de taille différente peuvent être utilisés pour délimiter la taille finale et la divergence du faisceau délivré à la position de traitement du patient.

La variation de la divergence du faisceau est mesurée par le facteur J/ϕ , tel que J est le courant de neutron traversant la surface de sortie du faisceau d'irradiation et ϕ est le flux surfacique. J/ϕ estime la directivité du faisceau. Il est nul lorsque le faisceau est isotrope et égale à un quand il est parallèle.

Afin d'augmenter la convergence du faisceau, un collimateur a été ajouté à la configuration, où l'épaisseur, la forme et la composition ont été optimisées.

IV. 4. 2. 4 Filtres

Dans la dernière étape, des filtres pour l'absorption, la diffusion des neutrons thermiques, neutrons rapides et rayons gammas sont explorés.

Des matériaux tels que Ti, Fe, ^{32}S ont été testés pour diminuer la contamination par neutrons rapides et Li-poly, LiF, Pb, Bi pour le blindage.

Chapitre V

Validation expérimentale de la simulation MCNP

V.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de valider la simulation Monté Carlo via le code MCNP sur lequel est basée l'optimisation de notre dispositif BSA pour la BNCT. Dans ce chapitre on se consacre à valider quelques grandeurs physiques simulées telles que le flux de neutrons, le taux de réactions etc... par des mesures expérimentales basées sur l'activation neutronique utilisant des réactions nucléaires de référence appelées moniteurs de flux. Le chapitre est constitué de deux parties l'une pour le calcul du flux de neutrons émis par la source et la simulation d'un dispositif constitué d'un modérateur en plexiglass plus les feuilles d'activation permettant de déterminer le taux de réaction induite dans les feuilles d'activations. La deuxième partie est consacrée aux mesures de l'activité induites sur les feuilles d'activation permettant aussi de déduire le taux de réaction pour valider la simulation de la première partie.

V. 2 Simulation du dispositif expérimental :

V. 2. 1 Description du dispositif

L'objectif de cette expérience est de mesurer l'activité induite sur des feuilles d'activation irradiées avec des flux neutroniques à la sortie de la source de neutron et à 3,6 cm de profondeur du modérateur en plexiglass pour les comparer avec les spectres calculés avec le code MCNP.

Le dispositif expérimental est illustré sur la [figure V.1](#), il consiste en

1. Une source de neutrons,
2. Un modérateur en plexiglass,
3. Des feuilles d'activation.

Deux de chaque feuille d'activation en In, W, Mo et Cu sont déposées sur un disque de plexiglass sur un rayon de 5cm, et ce à la sortie de la cible du lithium. A 3,6 cm d'épaisseur du plexiglass la même disposition des feuilles d'activation a été réalisée, sauf que cette fois-ci le doublet de chaque feuille a

été mise dans une enveloppe de Cd de 0,2mm d'épaisseur, de plus nous avons mis deux feuilles d'Or au centre du disque, l'une de ces dernières est couverte de Cd.



FIGURE V.1 — Dispositif expérimental.

Les données des réactions nucléaires pour les feuilles d'activation utilisées dans ce travail figurent dans le tableau V.1.

TABLEAU V.1. Les données des feuilles d'activations utilisées.

| La feuille d'activation | Poids g | Diamètre, mm | L'épaisseur mm | Composition isotopique | % | Densité g/cm ³ | Radioélément | Demi-vie | Énergie des gammas keV |
|-------------------------|---------|--------------|----------------|------------------------|-------|---------------------------|--------------|-------------|-----------------------------|
| Or (Au) | 0,118 | 12.7 | 0,002 | Au 197 | 100 | 18.6 | 198Au | 2,697 jours | 412(95,6%) |
| Cuivre (Cu) | 0,061 | 13.0 | 0,005 | Cu 63 | 69,1 | 8.9 | 64Cu | 12,7 heures | 0,511(35,05%) |
| | | | | Cu 65 | 30,9 | | 66Cu | 5,1 min | |
| Tungstène (W) | 0,99 | 12.7 | 0,005 | W186 | 28,4 | 20 | 187W | 23,9 heures | 479,55(21,8%) 686(27,3%) |
| | | | | W180 | 0,135 | | | | |
| | | | | W182 | 26,4 | | | | |
| | | | | W183 | 14,4 | | | | |
| | | | | W184 | 30,6 | | | | |

V. 2. 2 Résultats de simulations

V. 2. 2. 1 Rendement angulaire des neutrons source

Le code DROSG-2000 (Drosg, 2005) a été utilisé pour générer le spectre des neutrons primaires issu de la réaction des protons sur le lithium-7 et calculer les rendements. La distribution angulaire et énergétique est aussi calculée et définie pour chaque 15 degré, de 0 à 180 degrés (voir [Figure V.2](#)).

Le rendement neutronique est de 1.19×10^{11} n/mC, tandis que les énergies neutroniques maximale et moyenne sont de 230.6 keV et de 75.1 keV, respectivement. Toutes les données neutroniques de la source sont introduites dans le fichier input du code MCNP.

L'assemblage de la cible de lithium existante à BINP est constitué d'un support en cuivre sur lequel le lithium-7 est vaporisé, d'un système de refroidissement à l'eau légère et d'un support en inox. La simulation de la configuration adoptée lors de l'expérience est représentée sur la [figure V.3](#).

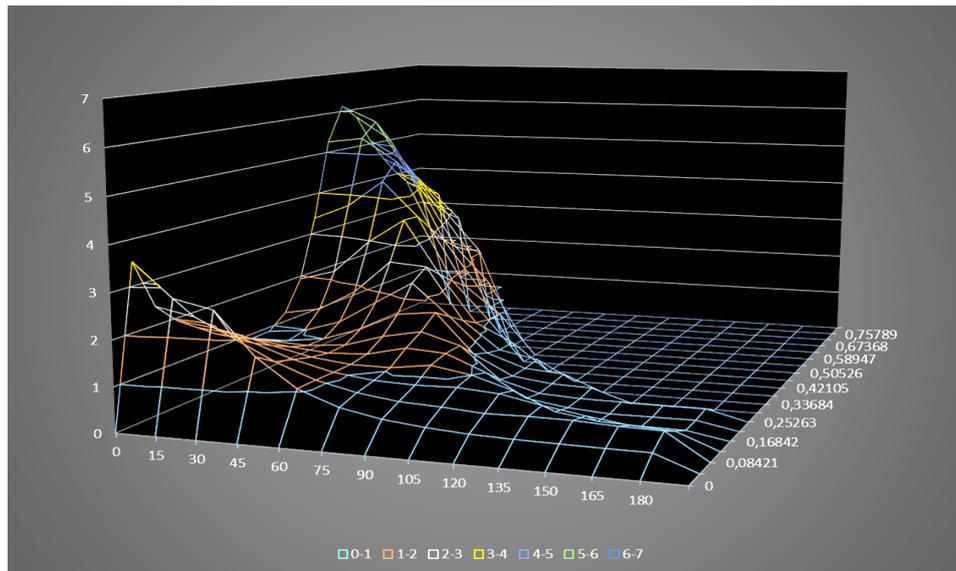


FIGURE V.2 — Rendement double différentiel des neutrons par angle solide et par énergie pour les protons de 2 MeV sur une cible épaisse de lithium-7.

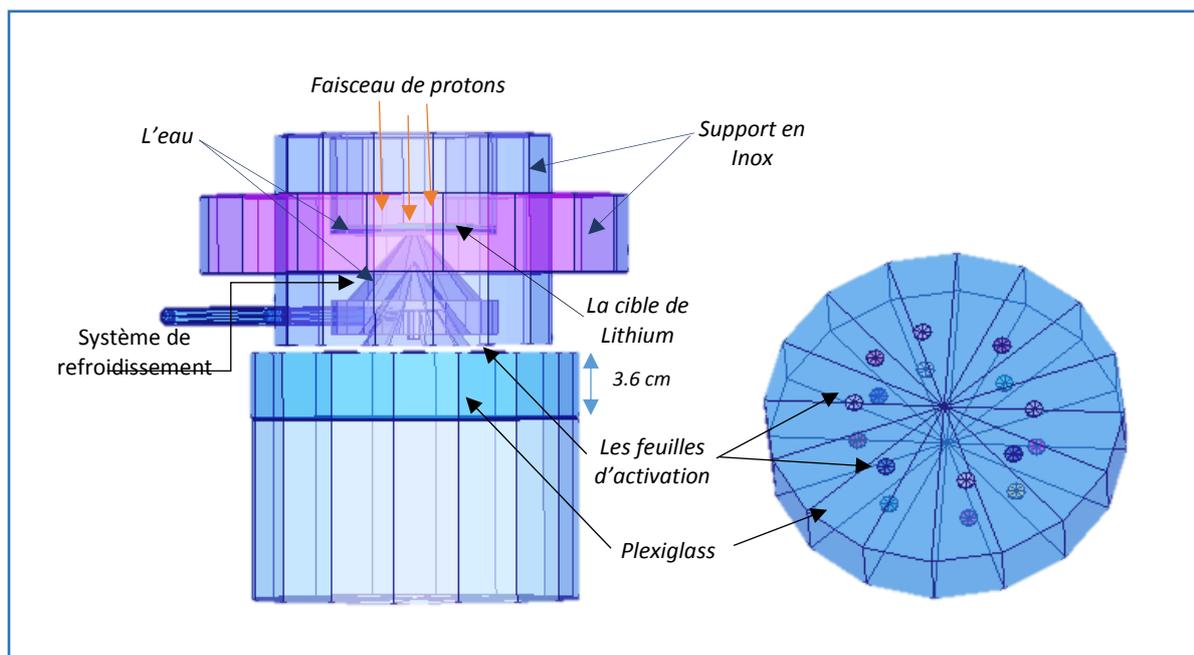


FIGURE V.3 — Le modèle 3D du dispositif expérimental simulée avec le code MCNP.

V. 2. 2. 2 Taux de réaction nucléaire des feuilles d'activation

Les données utilisées dans les calculs MCNP, notamment les dimensions, la densité, la composition isotopique des feuilles d'activation et les bibliothèques de sections efficaces ENDF utilisées... etc. sont reportées dans le tableau V.2.

TABLEAU V.2. Données utilisées pour le calcul des taux de réaction (n, γ).

| La feuille d'activation | Diamètre, mm | Composition isotopique | % | Densité g/cm ³ | A masse molaire(u) | Densité atomique (atoms/barn.cm) | ENDF* |
|-------------------------|--------------|------------------------|-------|---------------------------|--------------------|----------------------------------|-----------|
| Or (Au) | 12.7 | Au 197 | 100 | 18.6 | 197 | 5,69E-02 | 79197.60c |
| Cuivre (Cu) | 13.0 | Cu 63 | 69,1 | 8.9 | 63,546 | 8,44E-02 | 29063.60c |
| | | Cu 65 | 30,9 | | | | 29065.60c |
| | | Cu naturel | | | | | 29000.50c |
| Tungstène (W) | 12.7 | W186 | 28,4 | 20 | 183,84 | 6,55E-02 | 74186.60c |
| | | W180 | 0,135 | | | | - |
| | | W182 | 26,4 | | | | 74182.60c |
| | | W183 | 14,4 | | | | 74183.60c |
| | | W184 | 30,6 | | | | 74184.60c |
| | | W naturel | | | | | 74000.55c |
| Cadmium (Cd) | 13.0 | Cd naturel | | 8.69 | | | 48000.50c |

Les tableaux V.3 et V.4 résument les résultats de calculs des taux de réaction (n, γ) acquises par le code MCNP. Dans le fichier output les résultats sont normalisés à un neutron source. Comme nous l'avons mentionné plus haut, à une énergie de protons de 2 MeV un rendement de $1,19 \times 10^{11}$ neutrons par milliampère sont générés, soit $6,05 \times 10^{10}$ neutrons pour un courant de protons de 508.8 μ A utilisé dans cette expérience.

TABLEAU V.3. Taux de réaction (n, γ) de chaque composant isotopique des feuilles d'activation à 0cm du plexiglass.

| Mat | abondance isotopique(%) | (n, γ)/cm ³ .n | (n, γ) |
|---------------------------------|-------------------------|-----------------------------------|----------------|
| Cu ₁ ⁶³ † | 6,91E+01 | 4,63E-04 | 2,30E-16 |
| W ₁ ¹⁸⁶ | 2,18E+01 | 2,13E-03 | 4,29E-16 |
| W ₁ ¹⁸⁶ | 2,84E+01 | 2,13E-03 | 5,59E-16 |
| Cu ₂ ⁶³ | 6,91E+01 | 4,50E-04 | 2,23E-16 |
| W ₂ ¹⁸⁶ | 2,18E+01 | 2,17E-03 | 4,36E-16 |
| W ₂ ¹⁸⁶ | 2,84E+01 | 2,17E-03 | 5,69E-16 |

* Identification de la Bibliothèque de section efficace.

† Les indices 1 et 2 sont ajoutés pour différencier deux positions distinctes des feuilles d'activation.

TABLEAU V.4. Taux de réaction (n, γ) de chaque composant isotopique des feuilles d'activation à 3,6cm du plexiglass.

| Mat | Abondance isotopique (%) | (n,γ)/cm³.n | (n, γ) |
|------------|---------------------------------|---|---------------------------------|
| W_1 | 2,18E+01 | 3,05E-03 | 6,14E-16 |
| W_1 | 2,84E+01 | 3,05E-03 | 8,01E-16 |
| Cu^{63} | 6,91E+01 | 6,39E-04 | 3,17E-16 |
| W_2 | 2,18E+01 | 2,65E-03 | 5,34E-16 |
| W_2 | 2,84E+01 | 2,65E-03 | 6,96E-16 |
| Au | 1E+02 | 1,82E-02 | 1,94E-14 |
| $AuCd$ | 1E+02 | 2,30E-03 | 2,45E-15 |

V. 3 Partie expérimentale :

V. 3. 1 Détection des rayonnements :

Il existe différentes techniques de mesures de rayonnements basés sur de nombreux principes physiques. La détection des neutrons est une opération très complexe en soit, du fait que les neutrons sont neutres et sont indirectement ionisants. Les détecteurs utilisés en spectrométrie de neutrons reposent sur diverses interactions d'un neutron incident avec un noyau pour produire une particule chargée secondaire, ceci est possible par diffusion élastique, diffusion inélastique ou transmutation. En comptant les particules chargées, ou des rayonnements gammas des réactions induites par les neutrons on peut remonter au flux de neutrons.

Différentes techniques ont été développées pour la détection des neutrons dans différentes régions énergétiques, en se basant sur les caractéristiques des sections efficaces d'interaction des neutrons avec la matière, puisque ces dernières, sont dans la plus grande majorité, dépendantes de l'énergie des neutrons.

Les méthodes de spectrométrie des neutrons rapporté par F. D. Brooks et H. Klein (Brooks and Klein, 2002), sont classées en groupes basés sur le principe utilisé pour mesurer l'énergie des neutrons :

- (1) méthodes dans lesquelles le neutron est diffusé et l'énergie du noyau de recul est mesurée (par exemple, compteur proportionnel de recul, scintillateur organique) ;
- (2) des méthodes basées sur des mesures des énergies de particules chargées libérées dans des réactions nucléaires induites par des neutrons (exemple : des compteurs proportionnels à 3He , des chambres d'ionisation, cristaux de semi-conducteurs de diamant et de silicium, chambres de fission);

3) méthodes dans lesquelles la vitesse des neutrons est mesurée (méthode du temps de vol des neutrons);

(4) les méthodes à seuil, dans lesquelles une énergie neutronique minimale est indiquée par l'apparition d'un effet neutronique tel que la radioactivité, une énergie gamma spécifique ou une transition de phase (par exemple activation des feuilles)

(5) des procédés dans lesquels la distribution d'énergie des neutrons est déterminée par déconvolution de l'ensemble de lectures de détecteur (ou de géométries de détecteur) qui diffèrent par la dépendance énergétique de leur réponse aux neutrons (par exemple spectromètre de la Sphère de Bonner) ;

(6) méthodes basées sur la diffraction des neutrons.

La technique des feuilles d'activation est généralement considérée comme étant la plus sensible pour la détermination de l'intensité et la dépendance énergétique de neutrons utilisées en BNCT. Dans ce qui suit, cette méthode utilisée dans notre étude sera présentée d'une manière plus étendue.

V. 3. 2 Analyse par activation neutronique

a) L'activation neutronique

L'activation neutronique est la conversion d'un isotope stable en un radionucléide par l'absorption d'un neutron. Étant donné que les neutrons sont difficiles à détecter, elle est utilisée pour produire des rayons gammas et des particules bêta, qui sont proportionnelles au flux neutronique et plus faciles à détecter, et ce via les radionucléides qui se désintègrent. Le rayonnement émis est caractéristique du radio élément qui permet d'identifier et de quantifier la réaction nucléaire en cause.

Parfois, il est utile d'utiliser un revêtement au cadmium pour l'irradiation des feuilles car le cadmium a une section efficace extrêmement élevée pour les neutrons thermiques et seulement une faible section efficace de résonance ou des neutrons rapides (voir la [figure V.4](#)),

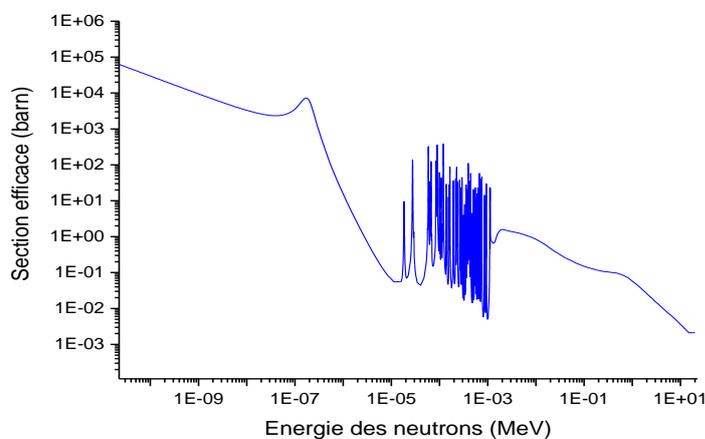


FIGURE V.4 — Section efficace de capture neutronique par le Cadmium.

Ainsi, presque tous les neutrons ayant une énergie inférieure à 0,55 eV sont absorbés par le cadmium. Donc, seuls les neutrons à plus haute énergie pénètrent dans le revêtement de cadmium et peuvent interagir avec les feuilles. Cette procédure permet de déduire la composante thermique des neutrons.

b) Equations d'activation neutroniques

Le taux de décroissance des feuilles d'activations soumises à l'irradiation par neutrons est donné par $\lambda.N$, où λ est la constante de désintégration, et N est le nombre de noyaux radioactifs. Le taux de variation de N est égale à la différence entre le taux de réaction R , et le taux de décroissance radioactive :

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (\text{V.1})$$

Tel que :

$$R = n_0 \int \sigma(E) \cdot \phi(E) \cdot dE \quad (\text{V.2})$$

$\sigma(E)$: section efficace dépendante de l'énergie;

$\phi(E)$: flux de neutron par unité d'énergie.

$n_0 = \frac{mPN_A}{M} f_{iso}$ est le nombre de noyaux cibles avec m : masse de l'échantillon, P : pureté de l'élément, f_{iso} : abondance isotopique et M : masse atomique de l'élément, N_A : nombre d'Avogadro.

L'activité de la feuille augmente de façon exponentielle jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur de saturation. Ceci est vérifié lorsque le taux de création d'un radionucléide est égal au taux de sa décroissance radioactive. En supposant que $N = 0$ à l'instant $t = 0$, l'équation (V.1) peut être intégrée pour donner

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (\text{V.3})$$

L'activité, A , à un instant t est donnée par

$$A(t) = \lambda N(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (\text{V.4})$$

L'aire d'un photopic gamma associé à l'activité d'un radio-isotope d'activité A est donnée par

$$C = \varepsilon_a I_\gamma \int_{t_1}^{t_2} A(t_0) e^{-\lambda t} dt \quad (\text{V.5})$$

Après intégration on trouve

$$C = \varepsilon_a I_\gamma \frac{A(t_0)}{\lambda} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \quad (\text{V.6})$$

Où ε_a : l'efficacité absolue ; I_γ : l'intensité de la raie gamma ; $A(t_0)$: l'activité à la fin d'irradiation ; $t_1 - t_0$: le temps de refroidissement et $t_2 - t_1$: le temps de comptage.

En combinant les équations (V.4) et (V.6), on obtient l'équation donnant le taux de réactions R induites pour une feuille d'activation (activité de saturation) :

$$R = \frac{\lambda C}{\varepsilon_a I_\gamma (1 - e^{-\lambda t_0})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (\text{V.7})$$

L'activité de saturation par noyau cible r (Ernesto and Mura, 2014) ou bien le taux de réaction par noyau cible est donnée par l'équation (V.8), où W est la masse atomique du noyau cible, m est la masse de la feuille, f_{iso} est la fraction isotopique du noyau cible et N_A est le nombre d'Avogadro.

$$r = \frac{A.W}{m.N_A.f_{iso}} \quad (\text{V.8})$$

c) Les feuilles d'activations :

Les feuilles d'activation ont de larges applications tant dans la recherche fondamentale que dans la recherche appliquée. Elles sont utilisées dans des domaines aussi divers que la physique, la radiochimie ou la médecine. Parmi les applications on peut citer : Moniteurs de flux, mesures spectrales, dosimétrie et radiographie des neutrons.

- Sélection des feuilles d'activations

Dans de nombreux cas, où il est souhaitable de mesurer les spectres de neutrons, le choix des feuilles d'activation à utiliser demeure primordial. La sélection des feuilles appropriées revêt une grande importance pratique, un nombre important de propriétés physiques et nucléaires doivent être prises en considération :

- Chacune doit répondre préférentiellement aux énergies neutroniques dont la section efficace est élevée.
- les demi-vies des produits radionucléides ne devraient pas être trop courtes ni trop longues, mais du même ordre ou plus grand que les temps d'irradiation (pour éviter la saturation, et pas trop long pour avoir une activité suffisante à mesurer).
- une pureté très élevée des feuilles est nécessaire pour éviter les interférences avec d'autres réactions induites par des neutrons.

Durant les expériences menées dans le cadre de cette thèse, plusieurs matériaux de feuilles d'activation sont utilisés, dans cette analyse on se limite à l'or, le cuivre et le tungstène.

Or

L'or a été choisi en raison de ces paramètres nucléaires très bien connus, tel que sa composition isotope naturelle, 100% de Au-197, sa voie de désintégration unique avec une émission presque simultanée d'une seule particule bêta et gamma monoénergétique, et aussi il est caractérisé par une grande section efficace de capture de neutrons thermiques comme le montre la [Figure V.5](#).

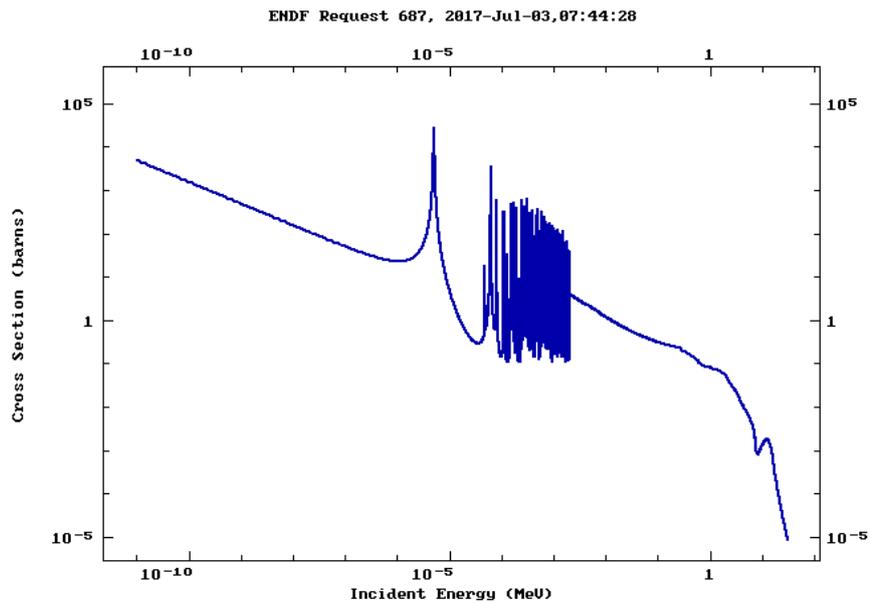


FIGURE V.5 — Section efficace de capture neutronique de l'Au.

Le produit d'activation, ^{198}Au , se désintègre avec une demi-vie de 2,7 jours par une émission bêta vers un état excité de mercure avec un rendement de 98,99 %. Dans environ 95,6%, le noyau excité de mercure excité émet un rayon gamma de 411keV. Le schéma de désintégration de ^{198}Au est illustré dans la [figure V.6](#).

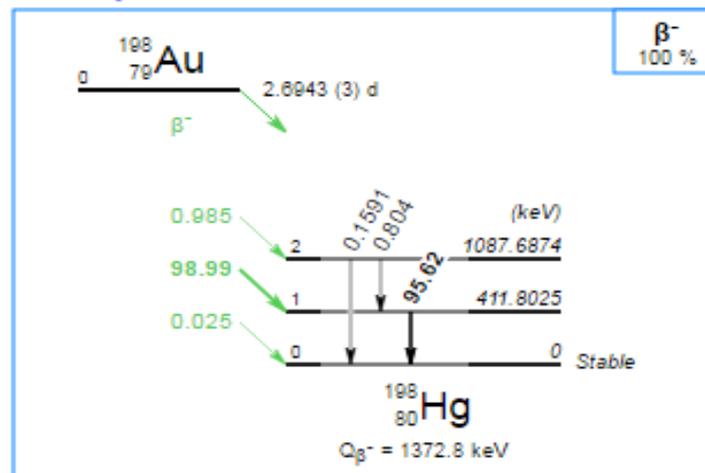


FIGURE V.6 — Diagramme de désintégration de l'or-198.

Cuivre

Le cuivre possède deux isotopes naturels, ^{63}Cu (69,1%) et ^{65}Cu (30,9%), ils sont activés en ^{64}Cu et en ^{66}Cu , leurs demi-vies sont de 12,7004 heures et de 5,10 min respectivement, on s'intéressera au ^{64}Cu qui possède une demi-vie plus longue. La désintégration du ^{64}Cu se fait par deux voies, par émission β^+ en formant ^{64}Ni à 61,52% et par émission β^- à 38,48% en formant le ^{64}Zn . Lors de la désintégration deux gammas sont émis, l'un à une énergie de 511 keV avec une intensité de 35,05% et l'autre à 1,345 MeV avec une intensité de 0,475%. Le schéma de désintégration de ^{64}Cu est illustré dans la [figure V.7](#).



FIGURE V.7 — Diagramme de désintégration du cuivre-64.

Tungstène

Le tungstène a plusieurs isotopes naturels, ^{186}W (28,4%), ^{180}W (0,135 %), ^{182}W (26,4%), ^{183}W (14,4%) et le ^{184}W (30,6%). Dans notre étude on s'intéressera seulement à l'isotope ^{186}W , qui présente une sensibilité d'activation meilleure que les autres isotopes. En effet, l'abondance isotopique du ^{180}W est très faible, la demi-vie du $^{183\text{m}}\text{W}$ formé à partir du ^{182}W est de 5,3s et celle du $^{185\text{m}}\text{W}$ formé à partir du ^{184}W est de 1,63min. Par ailleurs l'intensité des gammas émis par le radioélément ^{184}W formé par activation de ^{183}W est insignifiante (inférieur à 0,02 %).

Le ^{187}W issu de l'activation de ^{186}W produit deux rayons gammas principaux, l'un de 479,55 keV et l'autre de 686 keV avec des intensités de 21,8% et 27,3% respectivement. Sa demi-vie est de 23,9 heures.

V. 3. 3 Étalonnage du détecteur gamma

Pour la mesure de l'activité des feuilles, un détecteur à haute pureté de germanium (High Purity Germanium : HPGe) a été utilisé. Ce dernier est un détecteur de géométrie coaxial, qui détecte les rayons gammas issus des feuilles à faible activité.

Avant de commencer les expériences d'activation neutronique, le système de détection gamma doit être calibré. La calibration en énergie est effectuée pendant l'acquisition en utilisant des sources de raies gammas d'énergie connues (^{137}Cs , ^{60}Co et ^{22}Na).

Dans la détermination expérimentale de l'efficacité, il faut prendre en compte

- (1) la probabilité de désintégration ou intensité désignée par I_γ ,
- (2) Les photons sont émis de manière isotrope,
- (3) seule une fraction de photons atteignant le détecteur interagissent avec ce dernier.

L'efficacité intrinsèque $\varepsilon_i(E_\gamma)$ du détecteur indépendante de l'angle solide est définie par l'équation suivante :

$$\varepsilon_i(E_\gamma) = \frac{C_\gamma(E_\gamma)}{I_\gamma A} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (\text{V.9})$$

où $C_\gamma(E_\gamma)$ est le nombre de coups net mesuré sous le pic d'énergie E_γ ,
 A activité connue au moment de mesure,
 I_γ et la probabilité d'émission ;

$\varepsilon_i(E_\gamma)$ est calculée en utilisant les sources étalons ponctuelles d'activité bien connue, il s'agit des sources ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs et ^{133}Ba (voir tableau V.5). Les paramètres de désintégration de ces dernières sont extraits à partir du site web <http://www.nucleide.org/Laraweb/>.

Pour prendre en compte l'effet de l'angle solide Ω sous-tendu par le détecteur, on définit l'efficacité absolue d'une source ponctuelle par :

$$\varepsilon_a = \varepsilon_i \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{C_\gamma(E_\gamma)}{I_\gamma A} \quad (\text{V.10})$$

Tel que pour une petite distance, l'angle solide d'une source ponctuelle est défini par

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{(d^2 + R^2)^{1/2}} \right) \quad (\text{V.11})$$

Avec

d, la distance source-détecteur

R, rayon du détecteur

Cependant, les feuilles d'activation ont la forme d'un disque, alors une efficacité dite étendue ε_E est introduite pour prendre en considération la géométrie des feuilles d'activations, qui s'exprime par (Belgaid, 1991):

$$\varepsilon_E = \varepsilon_i \frac{\Omega_E}{4\pi} \quad (\text{V.12})$$

Ou bien encore par :

$$\varepsilon_E = \varepsilon_a \frac{\Omega_E}{\Omega} \quad (\text{V.13})$$

Ω_E peut être calculé en utilisant une méthode déterministe ou bien par la méthode de Monte Carlo (Negoita, 2004; Wielopolski, 1976). Dans notre cas nous avons utilisé la méthode déterministe basée sur un calcul d'intégrale numérique. Pour cela, nous avons écrit un programme fortran qui calcule l'angle solide étendu d'une feuille d'activation de type disque basé sur la formulation de Moens (Moens et al., 1981).

Les énergies des gammas émis par les feuilles d'activation sont situées dans la gamme de l'efficacité mesurée du GeHP entre 500 et 1330 keV. Pour la raie gamma de 511 keV, l'efficacité est un peu inférieure par rapport à l'ajustement global, cela est dû à la surestimation du rapport d'embranchement de la raie d'annihilation à cause de la forte corrélation angulaire entre les raies 511 du pair gamma du même positron, de ce fait elle ne sera pas prise en considération.

TABLEAU V.5. L'activité des sources étalons.

| | Activité (KBq) | erreur (%) | T1/2 (année) | Eng (KeV) | Pob Eng (%) | Activité (27juin2017) | Activité | activité mesurée | efficacité |
|-------------------|----------------|------------|--------------|-----------|-------------|-----------------------|------------|------------------|------------|
| Na 22 | 104,2 | 1,6 | 2,6027 | 511 | 180,7 | 1126,254465 | 2035,14182 | 58,9 | 0,02894 |
| | 104,2 | | 2,6027 | 1274,6 | 99,941 | 1126,254465 | 1125,58998 | 19,5 | 0,017324 |
| Co60 | 100,4 | 1,7 | 5,272 | 1173 | 99,85 | 10740,8239 | 10724,7127 | 219,6 | 0,020476 |
| | 100,4 | | 5,272 | 1332 | 99,9826 | 10740,8239 | 10738,955 | 199,5 | 0,018577 |
| Baryum 133 | 101,3 | 2 | 10,539 | 356 | 62,05 | 33115,48532 | 20548,1586 | 1299,4 | 0,063236 |
| | 101,3 | | 10,539 | 302,85 | 18,31 | 33115,48532 | 6063,44536 | | |
| | 101,3 | | 10,539 | 81 | 33,31 | | | | |
| Cs 137 | 123,6 | 2 | 30,17 | 661,66 | 84,99 | 83636,52894 | 71082,6859 | 2684,1 | 0,037760 |

L'efficacité d'une énergie quelconque dans la gamme d'énergie entre 500 et 1330 keV est donnée par l'équation V.14 obtenue par ajustement basé sur la méthode des moindres carrés ; un fit polynomial avec OriginPro donne la [figure V.8](#).

$$\varepsilon_i = y = C + B_1 * X + B_2 * X^2 \tag{V.14}$$

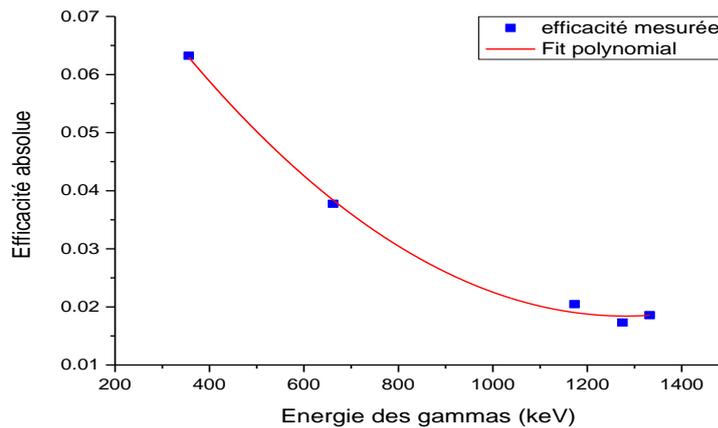


FIGURE V.8 — Le fit de l'efficacité absolue mesurée du détecteur.

Tel que :

$$C = 0.10386$$

$$B_1 = -1.33385 \times 10^{-4}$$

$$B_2 = 5.20598 \times 10^{-8}$$

V. 4 Résultats expérimentaux et validation de la simulation

Chaque échantillon a été irradié pendant $t_0 = 726s = 12,1$ minutes. Dans la simulation nous avons considéré un courant moyen de $508,8 \mu A$ et, un faisceau de protons qui balaie toute la surface de la cible de 10cm de diamètre avec une énergie de 2MeV.

Les facteurs de corrections portés dans le Tableau V.6 sont utilisés pour la détermination des taux de comptage et les taux de réaction mesurés.

Tableau V.6. Facteurs de corrections considérés.

| | W (479,55 keV) | W(686keV) | Cu | Au | AuCd |
|-----------------|----------------|-----------|-------|-------|-------|
| ε_E | 0,051 | 0,036 | 0,049 | 0,058 | 0,058 |
| I_γ | 0,218 | 0,273 | 0,351 | 0,956 | 0,956 |
| <i>f iso</i> | 0,691 | 0,284 | 0,284 | 1,000 | 1,000 |

V. 4. 1 Incertitudes expérimentales :

D'après l'équation (V.7) les erreurs expérimentales proviennent essentiellement de (Tableau V.7) :

- l'incertitude due aux statistiques de comptages C.
- l'incertitude sur l'intensité I_γ des raies gamma.
- l'incertitude sur la mesure de l'efficacité du détecteur.
- l'incertitude sur la géométrie du détection $G = \frac{\Omega_E}{\Omega}$.

Les épaisseurs des échantillons sont de l'ordre de 0.05 mm; dans ces conditions, l'erreur due à l'absorption des neutrons et l'erreur due à l'auto absorption des gamma sont négligeables.

Tableau V.7 : Principales sources d'incertitudes dans la mesure du taux de réactions.

| SOURCE D'ERREUR | INCERTITUDE (%) |
|--------------------------|------------------|
| Statistiques de comptage | 1 - 3 |
| Intensité raies gamma | 1 - 0.5 |
| Efficacité du détecteur | 6 - 2 |
| Facteur géométrique G | 2 |
| Période de demi-vie | 0.5 - 0.3 |

1) Incertitudes dues aux comptages :

a) Incertitude due à l'appareillage électronique :

Deux sources d'erreurs liées à l'appareillage électronique utilisées peuvent affecter la mesure des surfaces nettes des photo-pics : le phénomène d'empilement et le temps mort. L'incertitude due au phénomène d'empilement est rendue négligeable en travaillant avec des taux de comptage relativement faibles, soit ne dépassant pas les 2000 cps/s. La correction due au temps mort du codeur est faite automatiquement par l'analyseur.

b) Incertitude due aux statistiques de comptage :

Si C est le nombre de coups contenu dans un photopic γ et B celui constituant le continuum sous le pic, la dispersion statistique est liée à l'écart quadratique moyen $\Sigma^2(C)$ par la relation: $\Delta C = \sqrt{\Sigma^2(C)}$

de plus les écarts quadratiques moyens sont liés par les relations :

$$\Sigma^2(C) = \Sigma^2(C+B) + \Sigma^2(B)$$

$$\Sigma^2(C) = (C+B) + (B)$$

$$\Sigma^2(C) = C + 2B$$

L'erreur statistique sur le contenu du photopic est alors :

$$\Delta C = \sqrt{C + 2B} \quad (\text{V.15})$$

2) Incertitude sur la mesure de l'efficacité :

L'incertitude sur l'efficacité a été déterminée en tenant compte des erreurs commises sur : le taux de comptage, l'activité, la période et les intensités des raies gammas de la source étalon. Soit :

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \sqrt{(\Delta C/C)^2 + (\Delta A/A)^2 + (\Delta T_{1/2}/T_{1/2})^2 + (\Delta I_\gamma/I_\gamma)^2} \quad (\text{V.16})$$

L'efficacité du détecteur pour les raies gamma d'énergie comprise entre 200 keV et 1400 keV a été déterminée avec une incertitude variant entre 1 et 5.5 %. Dans ces conditions de mesures l'incertitude relative dans la mesure du taux de réactions est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{(\Delta C/C)^2 + (\Delta G/G)^2 + (\Delta \varepsilon_\gamma/\varepsilon_\gamma)^2 + (\Delta I_\gamma/I_\gamma)^2 + (\Delta T_{1/2}/T_{1/2})^2} \quad (\text{V.17})$$

Le maximum de l'erreur relative dans l'estimation du taux de réaction mesuré avec le détecteur en germanium dans notre travail est d'environ 12%. L'erreur statistique relative maximale dans les taux de réactions calculés en utilisant la simulation de Monte Carlo est de 6%.

V. 4. 2 Le taux de réaction à 0cm du plexiglass :

Dans le cas de de la position frontale, à la sortie de la source (0 cm du plexiglass), les résultats de mesure et de calcul sont présentés dans le **TABLEAU V.8**.

TABLEAU V.8. Comparaison entre taux de réaction mesuré et simulé à la sortie de la cible (à 0cm du plexiglass).

| NOYAU CIBLE | TAUX DE COMPTAGE C_γ | BRUIT DE FOND | $E_\gamma(\text{keV})$ | R_{EXP} | R_{SIM} | τ |
|-------------------------------|-----------------------------|---------------|------------------------|------------------|------------------|----------|
| Cu₁ (POS 1) | 1,64E+03 | 128 | 511 | 1,98E-16 | 2,23E-16 | 1,13E+00 |
| Cu₂ (POS 2) | 3,25E+03 | 142 | 511 | 3,91E-16 | 2,30E-16 | 5,87E-01 |
| W₁ (POS 1) | 3,42E+03 | 70 | 480 | 4,43E-16 | 4,29E-16 | 9,69E-01 |
| W₁ (POS 1) | 3,04E+03 | 371 | 686 | 5,41E-16 | 5,59E-16 | 1,03E+00 |
| W₂ (POS 2) | 4,79E+03 | 643 | 480 | 6,98E-16 | 4,36E-16 | 6,25E-01 |
| W₂ (POS 2) | 5,09E+03 | 137 | 686 | 8,34E-16 | 5,69E-16 | 6,82E-01 |

Le rapport du taux de réaction simulé par le taux de réaction mesuré $R_{\text{sim}} / R_{\text{exp}}$ noté τ , est proche de l'unité pour les deux positions des feuilles d'activation en Cu et en W notés respectivement Cu₁ et W₁. Cependant, il est de 0,59 pour Cu₂ et de 0,68 pour W₂ dans la

deuxième position, voir la [figure V.9](#), ce qui témoigne d'une sous-estimation dans les calculs des taux de réactions de ces dernières feuilles.

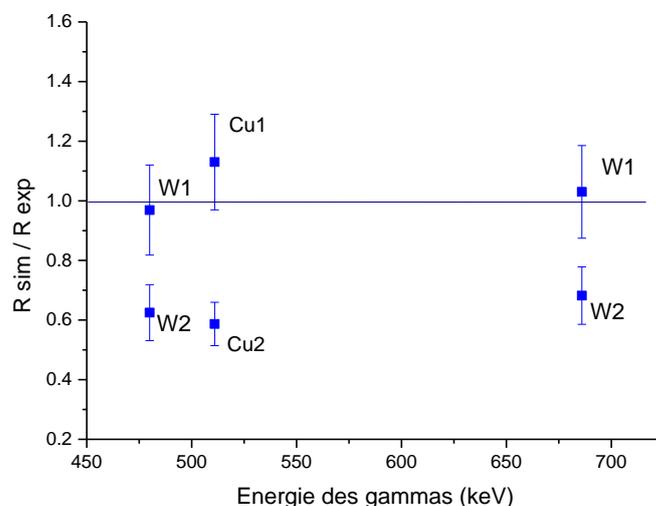


FIGURE V.9 — Les rapports des taux de réaction calculés sur les taux de réactions expérimentales des feuilles irradiées à 0 cm du plexiglass.

V. 4. 2 Le taux de réaction à 3,6cm du plexiglass :

Pour les feuilles d'activations irradiées à une profondeur de 3,6 cm du plexiglass les résultats de mesure et de calcul sont présentés dans le **TABLEAU V.9**.

TABLEAU V.9. Comparaison entre taux de réaction mesuré et simulé à la sortie de la cible (à 3cm du plexiglass).

| NOYAU CIBLE | E_{γ} (keV) | TAUX DE COMPTAGE C_{γ} | BRUIT DE FOND | R_{EXP} | R_{SIM} | τ |
|-------------|--------------------|-------------------------------|---------------|-----------|-----------|----------|
| CU | 511 | 3,10E+03 | 220 | 3,64E-16 | 3,17E-16 | 8,69E-01 |
| AU | 412 | 2,94E+04 | 645 | 1,15E-14 | 1,94E-14 | 1,68E+00 |
| AUCD | 412 | 5,32E+03 | 102 | 2,46E-15 | 2,45E-15 | 9,94E-01 |
| W | 480 | 2,79E+03 | 298 | 4,01E-16 | 5,34E-16 | 1,33E+00 |
| W | 686 | 2,89E+03 | 67 | 4,68E-16 | 6,96E-16 | 1,49E+00 |

Le rapport τ est proche de l'unité dans le cas de la feuille d'au couverte de cadmium. Par contre il est de 1,68 pour l'au sans Cd, voir la [figure V.10](#) ; cela est probablement dû à un flux de neutrons thermiques moins important que les estimations car à une telle distance la diffusion de ces neutrons thermiques est très sensible aux matériaux environnants. De plus la réaction (n,γ) sur l'or est due principalement aux neutrons thermiques.

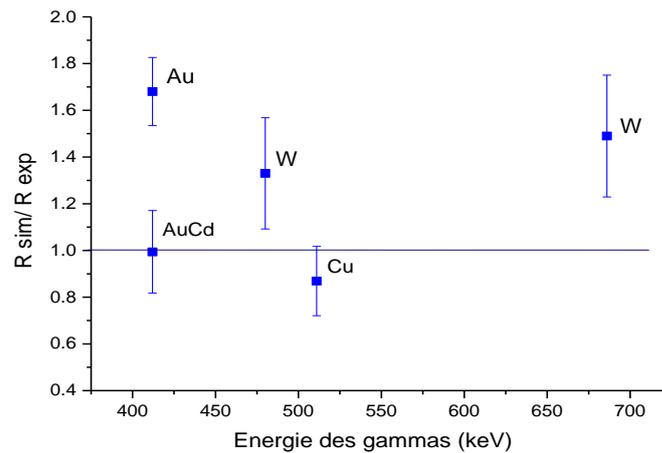


FIGURE V.10 — Les rapports des taux de réaction calculés sur les taux de réactions expérimentales des feuilles irradiées à 3 cm du plexiglass.

Dans l'ensemble l'accord entre les résultats expérimentaux et résultats simulés est acceptable, néanmoins pour certaines feuilles d'activations, l'écart n'est pas dans la limite des barres d'erreurs une chose qui peut être expliquée par deux facteurs principaux :

- 1) **L'incertitude dans la position de la source de neutrons.** Dans nos simulations la source de neutrons est centrée, et la distribution neutronique est homogène sur un disque de 10cm. Cependant, une étude expérimentale a démontré que le faisceau de proton arrivant sur la cible de lithium ne balaie pas toute la surface et il est un peu décalé du centre, comme le montre la [figure V.11](#). D'ailleurs, le rapport τ du Cu1 avec le τ du Cu2 peut y en témoigner. Pareille pour le τ du W des deux positions.
- 2) **La stabilité de l'accélérateur.** La [figure V.12](#) représente le courant réel enregistré lors de l'expérimentation ainsi que la différence de potentielle appliquée au niveau du tube d'accélération des protons. On peut donc noter qu'au cours de l'irradiation, le courant du faisceau ne reflète pas l'intensité moyenne du courant réel. Une variation sur l'énergie du faisceau peut aussi entraîner une variation sur le flux de neutrons et par conséquent une source d'erreur qui peut expliquer l'écart entre la simulation et l'expérimentale.

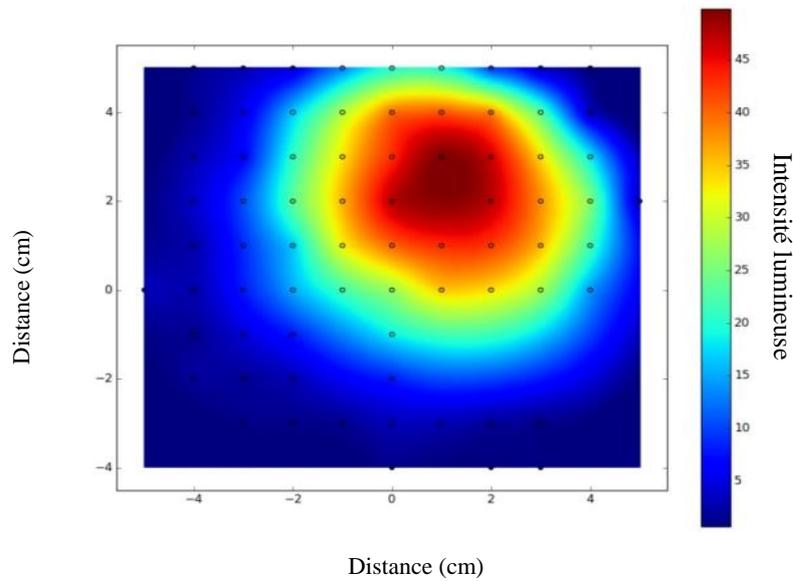


FIGURE V.11 — Profile du faisceau enregistré sur la cible de lithium (Sokolova et al., 2016)

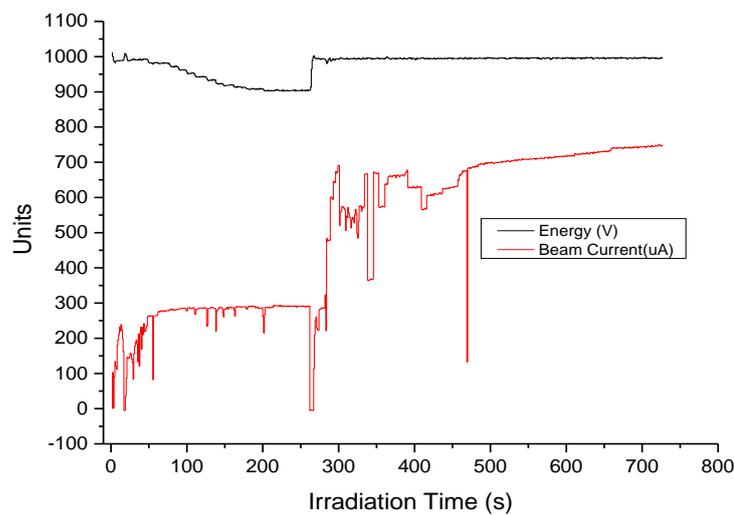


FIGURE V.12 — Le courant électrique et le potentiel enregistré de l'accélérateur.

V.5 Conclusion

Nous avons mesuré les taux de réactions à la sortie de la source et à une profondeur de 3,6cm du plexiglass par des feuilles d'activations. Les résultats de l'expérience ont été comparés aux simulations MCNP. L'écart noté pour certaines mesures peut être justifié par les conditions expérimentales non parfaites, notamment matériaux environnants, la position de la source de neutrons, la stabilité du courant de protons etc..

Chapitre VI

Résultats et discussion de l'optimisation du BSA

VI.1 Introduction :

Les calculs d'optimisation du BSA, de la qualité du flux neutronique et de l'estimation de la dose dépendent de l'intensité neutronique primaire de la source de neutrons. L'intensité des neutrons primaires issus d'une cible de lithium par l'intermédiaire de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ pour différentes énergies des protons a été évaluée à l'aide du code DROSG-2000 (Drosg, 2005).

Dans cette étude, les différents composants du BSA ont été discutés et optimisés au moyen de calculs, les paramètres dans l'aire ont été calculés et comparés aux recommandations de l'AIEA. Pour évaluer l'impact du faisceau épithermique produit par le BSA dans le corps humain, le fantôme de tête Snyder (Goorley et al., 2002) a été utilisé et les paramètres dans le fantôme-tête ont été calculés.

La configuration optimale a été choisie de manière à ce que les tumeurs puissent être traitées dans une gamme la plus large possible de profondeur et durant un temps de traitement le plus court avec un meilleur rapport thérapeutique.

VI. 2 Source de production de neutrons :

La génération de neutrons est basée sur la réaction nucléaire (p, n) sur une cible de lithium-7 métallique. Le code DROSG-2000 (Drosg, 2005) a été utilisé pour calculer le spectre des neutrons primaires et calculer les rendements. Le rendement différentiel des neutrons, par angle solide et par énergie est également calculé. La définition de la distribution angulaire et énergétique a été faite pour chaque 15 degré, de 0 à 180 degrés.

VI. 2. 1 La réaction (p,n) sur le lithium-7:

la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$ a une énergie seuil de 1,88 MeV et présente un pic de résonance à 2,25 MeV avec une section efficace de 580 mb où le rendement des neutrons de la réaction est plus important au voisinage du pic, voir la [Figure.VI.1](#) obtenue depuis la base de donnée

EXFOR (IAEA, 2018). Etant donné que l'augmentation de la section efficace de la réaction aux énergies du proton juste au-dessus du seuil est drastique, une source significative de neutrons d'énergie relativement faible sont produits. Par exemple, la section efficace atteint 270 mb à seulement 50 keV de 1,88 MeV. Dû à sa nature endoénergétique ($Q = -1.644$ MeV), les neutrons produits autour de l'énergie seuil ont une énergie moyenne relativement faible.

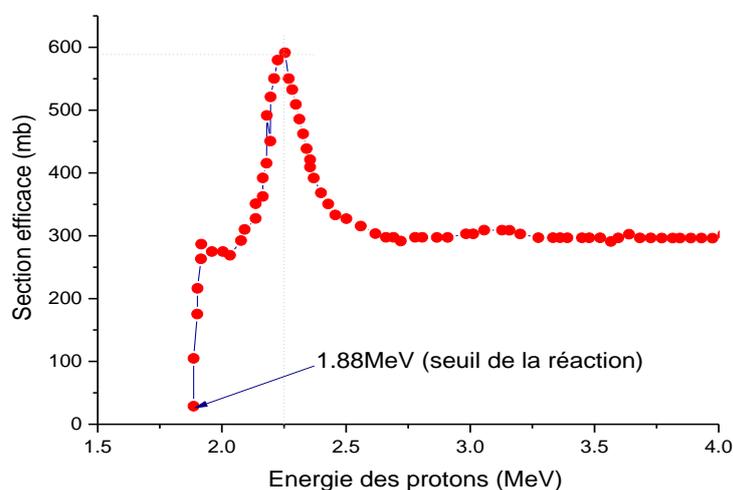


FIGURE VI.1 — Section efficace de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$.

VI. 2. 2 Choix de l'énergie des protons :

L'augmentation de l'énergie des protons entraîne une augmentation du rendement en neutrons, mais les spectres des neutrons deviennent plus énergétiques, comme le montre la [figureVI.2](#), du rendement et de l'énergie maximale des neutrons en fonction de l'énergie du faisceau de proton incident. Des calculs ont été déjà effectués par (Lee and Zhou, 1999; Minsky and Kreiner, 2014) et les résultats sont les mêmes.

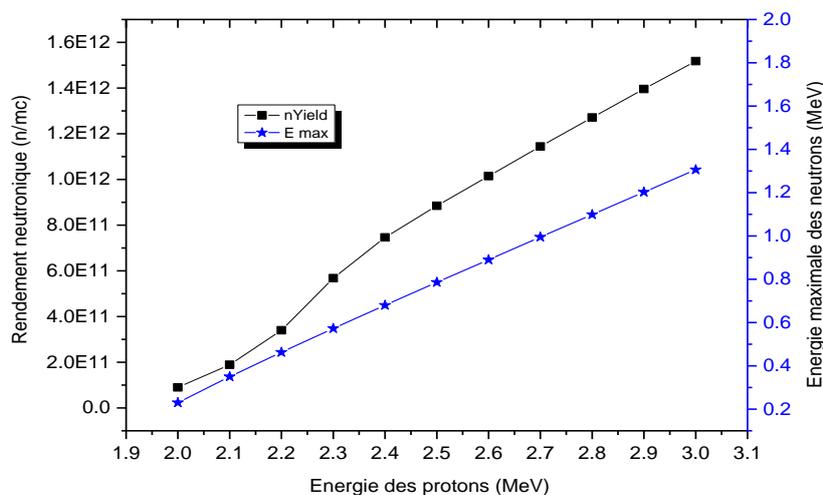


FIGURE VI.2 — Rendement et énergie maximale des neutrons résultants de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n)$, en fonction de l'énergie des protons pour une cible épaisse.

Plus l'énergie des protons est élevée plus le rendement de neutrons est important. Cependant, les neutrons émis ont des énergies moyennes plus élevées et, par conséquent, un modérateur plus grand doit être utilisé pour les ralentir. La distance résultante entre le patient et la source de neutron diminue la fluence au point d'irradiation.

Nous avons choisi l'énergie des protons de bombardement de 2,3 MeV afin de tirer profit de la résonance de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ qui est à 2,25 MeV, de plus, cette énergie de bombardement de protons produit un rendement neutronique assez important lorsque le faisceau est ralenti dans la cible épaisse de lithium jusqu'à l'énergie seuil, soit un rendement de 576 n/pC, cela peut suffire pour générer une quantité suffisante de neutrons épithermiques approprié pour le traitement. Cependant, les énergies neutroniques maximale et moyenne sont de 573,1 keV et de 233,1 keV, respectivement, et nécessitent donc une modération importante pour réduire les énergies neutroniques à la région épithermique.

Une simulation préliminaire d'un BSA composé d'un modérateur et d'un réflecteur, démontre que le flux au point d'irradiation obtenu avec des protons de 2,3 MeV et d'un modérateur de longueur 21 cm est équivalent à celui obtenu avec une énergie de 2,5 MeV et un modérateur de longueur 26 cm (Zaidi et al., 2017), voir la [figure VI.3](#).

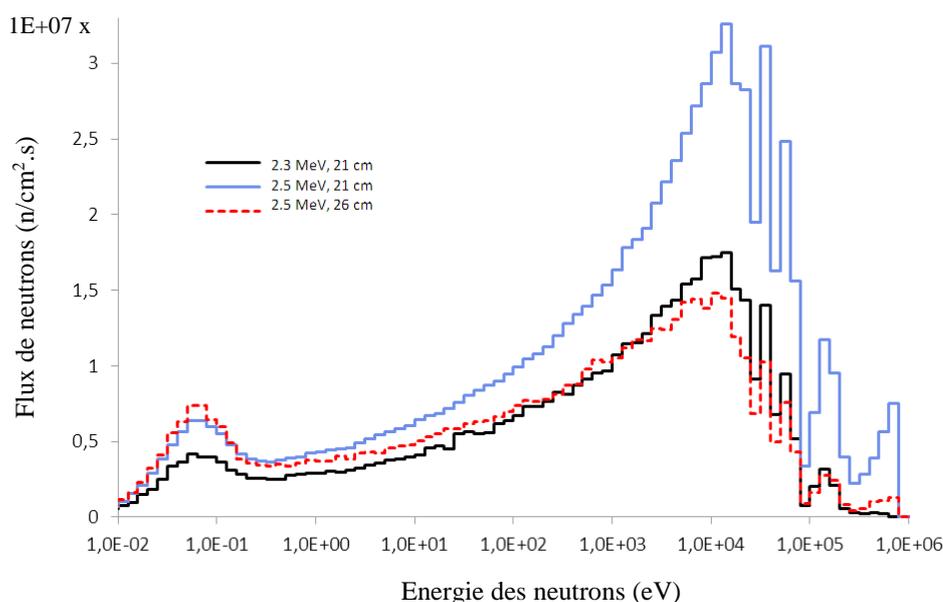


FIGURE VI.3 — Spectres de neutrons pour différentes énergies des protons pour une longueur de 21 cm et 26cm du modérateur (Zaidi et al., 2017).

Le tableau ci-après [TableVI.1](#) (Lee and Zhou, 1999), rapporte les rendements neutroniques, les énergies maximales et minimales, et les angles de diffusions correspondants aux énergies des protons proche de l'énergie seuil accélérés sur une cible métallique épaisse de lithium.

TABLE VI.1. Rendements neutroniques d'une cible de lithium.

| Incident proton energy (MeV) | Total neutron yield (n/mC) | Maximum neutron energy (keV) | Mean neutron energy (keV) | Maximum neutron angle (degrees) | Mean neutron angle (degrees) |
|------------------------------|----------------------------|------------------------------|---------------------------|---------------------------------|------------------------------|
| 1.89 | 6.34E9 | 67.1 | 34.0 | 30.0 | 16.5 |
| 1.90 | 1.49E10 | 87.6 | 38.3 | 45.2 | 23.0 |
| 1.91 | 2.41E10 | 105.3 | 42.4 | 60.3 | 27.8 |
| 1.92 | 3.35E10 | 121.4 | 46.5 | 180 | 31.9 |
| 1.93 | 4.30E10 | 136.6 | 50.6 | 180 | 35.3 |
| 1.94 | 5.25E10 | 151.1 | 54.4 | 180 | 38.3 |
| 1.95 | 6.21E10 | 165.1 | 58.1 | 180 | 41.0 |
| 1.96 | 7.16E10 | 178.8 | 61.6 | 180 | 43.5 |
| 1.97 | 8.12E10 | 192.1 | 65.0 | 180 | 45.6 |
| 1.98 | 9.08E10 | 205.1 | 68.4 | 180 | 47.6 |
| 1.99 | 1.00E11 | 218.0 | 71.7 | 180 | 49.4 |
| 2.00 | 1.10E11 | 230.6 | 75.1 | 180 | 51.1 |
| 2.10 | 2.13E11 | 350.4 | 108.4 | 180 | 63.0 |
| 2.20 | 3.62E11 | 463.4 | 158.9 | 180 | 68.7 |
| 2.30 | 5.78E11 | 573.1 | 233.1 | 180 | 66.3 |
| 2.40 | 7.48E11 | 680.6 | 286.5 | 180 | 63.8 |
| 2.50 | 8.83E11 | 786.7 | 326.4 | 180 | 62.9 |

VI. 2. 3 Spectre d'énergie et distribution angulaire des neutrons :

L'optimisation du BSA est directement liée aux caractéristiques des neutrons sources. De ce fait, la détermination des rendements, des directions et des énergies des neutrons est primordiale.

Pour calculer la dépendance angulaire et énergétique des neutrons émis issus de la réaction des protons de 2.3 MeV sur une cible de lithium-7 solide, nous avons utilisé le code DROSG-2000 (Drosg, 2005). Les rendements, les énergies, le rendement double différentiel par angle solide et par énergie des neutrons ont été calculés. Les résultats de ce calcul sont répertoriés dans le Tableau VI.2 après les avoir interpolés avec OriginPro9.0 pour y en sortir un vecteur énergie commun.

Le rendement double différentiel des neutrons par angle solide et par énergie est présenté dans la [figure VI.4](#). Les résultats montrent que 42% des neutrons sont émis entre 0° et 45°, 35% des neutrons sont émis entre 45° et 90°, et 23% des neutrons sont émis vers l'arrière.

Le groupe de neutrons émis vers l'avant ont des énergies comprises entre 100 et 568 keV, les neutrons du groupe de 45° à 90° ont des énergies entre 30 keV et 473 keV, et les neutrons dirigés vers l'arrière ont des énergies comprises entre 30 keV et 280 keV. L'énergie maximale de ces neutrons est de 573 keV et l'énergie moyenne est de 233 keV. Le rendement total en neutrons Y_n est de 576 n/pC, soit 9.265×10^{-5} n par proton incident. Pour un faisceau de protons de 10 mA, le rendement total est de $5,78 \times 10^{+12}$ neutrons par seconde (Zaidi et al., 2018).

TABLE VI.2. Le rendement différentiel des neutrons pour une énergie de protons de 2.3 MeV.

| L'énergie des neutrons (MeV) | les angles d'émissions des neutrons et le rendement correspondant pour les énergies indiquées (n /pC) | | | | | | | | | | | | |
|------------------------------|---|---------|---------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 0 | 15 | 30 | 45 | 60 | 75 | 90 | 105 | 120 | 135 | 150 | 165 | 180 |
| 0,03158 | 8,0558 | 2,6675 | 2,5430 | 1,9757 | 1,0694 | 0,6818 | 0,4905 | 0,3906 | 0,3322 | 0,2957 | 0,2763 | 0,2682 | 0,2661 |
| 0,06316 | 2,6228 | 2,5589 | 2,0531 | 1,4685 | 1,0490 | 0,7970 | 0,6533 | 0,5685 | 0,5358 | 0,4960 | 0,4650 | 0,4687 | 0,4711 |
| 0,09474 | 2,2669 | 2,1040 | 1,7435 | 1,3502 | 1,0509 | 0,8675 | 0,7753 | 0,7335 | 0,6985 | 0,7131 | 0,6302 | 0,5607 | 0,5377 |
| 0,12632 | 1,9490 | 1,8362 | 1,5602 | 1,2575 | 1,0399 | 0,9285 | 0,8930 | 0,9138 | 0,8479 | 0,6705 | 0,5232 | 0,3979 | 0,3525 |
| 0,15789 | 1,7110 | 1,6166 | 1,3918 | 1,1664 | 1,0307 | 1,0123 | 1,0621 | 1,0130 | 0,7832 | 0,4511 | 0,2164 | 0,1042 | 0,0693 |
| 0,18947 | 1,4745 | 1,3987 | 1,2303 | 1,0919 | 1,0578 | 1,1180 | 1,2202 | 0,9930 | 0,5063 | 0,1572 | -- | -- | -- |
| 0,22105 | 1,2479 | 1,1975 | 1,1036 | 1,0497 | 1,1145 | 1,3746 | 1,2738 | 0,7613 | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,25263 | 1,0737 | 1,0497 | 1,0054 | 1,0769 | 1,3403 | 1,5129 | 1,2479 | 0,4587 | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,28421 | 0,9338 | 0,9221 | 0,9768 | 1,2041 | 1,6179 | 1,7563 | 0,9461 | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,31579 | 0,8489 | 0,9008 | 1,0882 | 1,5285 | 1,9749 | 1,7447 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,34737 | 0,9546 | 1,0464 | 1,3740 | 1,9416 | 2,4583 | 1,4621 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,37895 | 1,2160 | 1,3662 | 1,8486 | 2,6352 | 2,5710 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,41053 | 1,7138 | 1,9249 | 2,6163 | 3,3980 | 2,3240 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,44211 | 2,5248 | 2,8585 | 3,7209 | 3,6597 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,47368 | 3,8565 | 4,1995 | 4,6323 | 3,4481 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,50526 | 5,26254 | 5,37373 | 4,82219 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,53684 | 6,05629 | 5,77305 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,56842 | 6,05541 | 5,57425 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |
| 0,6 | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- | -- |

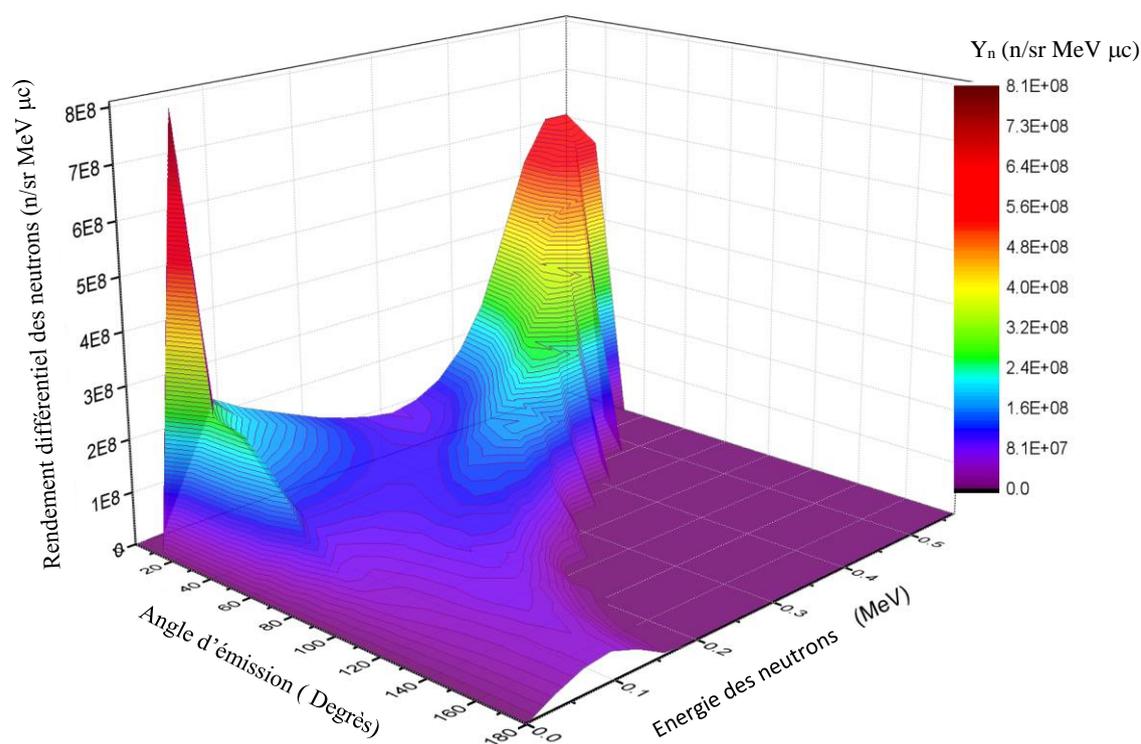


FIGURE VI.4 — Rendement double différentiel des neutrons par angle solide et par énergie pour les protons de 2,3 MeV sur une cible épaisse de lithium-7.

Dans les études de conceptions rapportées dans ce travail, les neutrons sources avec leurs distributions spatiale et énergétique entre 0 ° et 180 ° degrés sont pris en considération dans les simulations MCNP. Les neutrons émis à des angles entre 90 ° et 180 ° avec une fraction de 23% peuvent contribuer en terme de fluence au point d'irradiation, en choisissant un matériau capable de les ramener vers l'avant. Il est également important d'inclure les calculs de blindage pour le BSA destinés à des fins cliniques.

Dans les calculs suivants de l'optimisation du BSA, le flux neutronique, l'estimation de la dose et l'intensité neutronique primaire issue de la cible sont des facteurs déterminants.

La définition de la distribution angulaire et énergétique a été faite pour chaque 15 degré. Ces derniers sont introduits dans les cartes SDEF de MCNP pour la définition de la source. Les distributions ont été interpolées linéairement entre 13 points définis entre 0 et 180 degrés des distributions angulaires et énergétiques des neutrons.

Dans la première phase de l'étude de conception, la même procédure présentée ci-dessus de l'étude de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ à une énergie de 2,3MeV a été entreprise pour l'étude de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ à une énergie de 2MeV et ce dans le cadre des expériences d'irradiation

des souris et cellules cancéreuses réalisées à BINP (Gubanova et al., 2014; Mostovich et al., 2011; Sato et al., 2018; Zaboronok et al., 2017). Ces expériences ont été menées en utilisant un dispositif très simple. Le BSA modélisé et optimisé dans ce travail est en phase de construction.

VI. 2. 4 Epaisseur de la cible et production de rayonnement gamma :

VI. 2. 4. 1 Production de rayonnement gamma:

Lors de la production de neutrons dans une cible épaisse - où le faisceau de protons est arrêté dans le lithium- des photons sont également produits. Ceux-ci constituent une partie des parasites qui pourraient contaminer le faisceau neutronique d'irradiation, et peuvent avoir un impact considérable sur la dose totale et les paramètres thérapeutiques.

Les gammas produits comprennent :

- 1) des gammas de 478 keV provenant de la diffusion inélastique des protons sur le ${}^7\text{Li}$ ($p, p'\gamma$).
- 2) des gammas de 14 à 18 MeV issus de la capture radiative ${}^7\text{Li}(p,\gamma)$.

Le rendement des photons issus de la diffusion inélastique des protons sur une cible épaisse ainsi que les rapports des rendements neutroniques et photoniques, sont tabulés dans [TabVI.3](#), rapporté par (Lee et al., 2000) et déterminé avec l'expression donnée par :

$$\sqrt{Y_{p-p'\gamma}} = 2.658 \times 10^6 E_p - 1.933 \times 10^6$$

Tel que :

$Y_{p-p'\gamma}$ est le rendement de photons de 478 keV, en photons / mA-min

E_p est l'énergie des protons incidents en MeV.

Les gammas de la diffusion inélastique sont produits pour des énergies de protons au-dessus de 550 keV. Notre cible de lithium est juste épaisse pour ralentir le faisceau de protons à l'énergie seuil de la réaction (p, n) qui est de 1.88 MeV, de sorte à ce que le rendement des gammas de 478 KeV sont réduit de manière significative.

Le dépôt d'énergie des protons inférieurs à 1.88 MeV, se fera dans le matériau de support de la cible de lithium. Ce dernier doit absorber les protons sans production conséquente de rayonnements gammas, un nombre de matériaux ont été analysés à BINP dans le but de choisir le matériau qui fera objet d'un substrat sur lequel les protons seront arrêtés. Les résultats de mesure des gammas issus du ralentissement des protons de 2 MeV sur les différents substrats sont présentés sur la [Figure IV.5](#). Les mesures montrent que le Tantale présente la moindre contamination (Kasatov et al., 2015; Taskaev, 2015).

TABLE VI.3. Comparaison des rendements de neutrons et de photons pour des cibles de lithium naturelles épaisses (Lee et al., 2000).

| Energie des protons incidents (MeV) | Rendement de n Y_n (n/mA.min) | Rendement de γ Y_γ (γ /mA.min) | Rapport Y_γ / Y_n |
|-------------------------------------|------------------------------------|---|-----------------------------|
| 1.89 | 3.80×10^{11} | 9.54×10^{12} | 25.10 |
| 1.90 | 8.94×10^{11} | 9.72×10^{12} | 10.90 |
| 1.91 | 1.45×10^{12} | 9.90×10^{12} | 6.84 |
| 1.92 | 2.01×10^{12} | 1.01×10^{13} | 5.00 |
| 1.93 | 2.58×10^{12} | 1.02×10^{13} | 3.96 |
| 1.94 | 3.15×10^{12} | 1.04×10^{13} | 3.30 |
| 1.95 | 3.73×10^{12} | 1.06×10^{13} | 2.84 |
| 1.96 | 4.30×10^{12} | 1.07×10^{13} | 2.50 |
| 1.97 | 4.87×10^{12} | 1.09×10^{13} | 2.24 |
| 1.98 | 5.45×10^{12} | 1.11×10^{13} | 2.04 |
| 1.99 | 6.00×10^{12} | 1.13×10^{13} | 1.88 |
| 2.00 | 6.60×10^{12} | 1.15×10^{13} | 1.74 |
| 2.10 | 1.28×10^{13} | 1.33×10^{13} | 1.04 |
| 2.20 | 2.17×10^{13} | 1.54×10^{13} | 0.706 |
| 2.30 | 3.47×10^{13} | 1.75×10^{13} | 0.504 |
| 2.40 | 4.67×10^{13} | 1.98×10^{13} | 0.424 |
| 2.50 | 5.30×10^{13} | 2.22×10^{13} | 0.419 |

Comme mentionné dans l'article de (Lee et al., 2000), Le rendement de la capture radiative (p, γ), est calculé à partir de l'expression :

$$Y_{p,\gamma} = N_{7Li} \int_0^{E_{p0}} \frac{\sigma_{p,\gamma}(E_p)}{-\frac{dE_p}{dx}} dE_p \quad (\text{VI.1})$$

$Y_{p,\gamma}$ est le rendement total en photons dû à la réaction (p, γ) dans le lithium,

N_{7Li} est la densité de nombre de ${}^7\text{Li}$ atomes dans la cible,

E_{p0} est l'énergie du proton incident,

$\sigma_{p,\gamma}(E_p)$ est la section efficace totale (p,γ) en fonction de l'énergie des protons E_p ,

et dE_p/dx est le pouvoir d'arrêt des protons dans le lithium solide.

Le rendement en photons est de 3.37×10^8 photons/mA-min pour des faisceaux de protons de 1.95 MeV, et il y a moins de 1% de différence pour les autres énergies protoniques incidentes. Ce rendement est au moins trois ordres de grandeur inférieure aux autres rendements pour une cible épaisse, et devrait être plus faible pour la cible mince, de ce fait il est négligé dans tous les calculs à venir.

VI.2.4.2 Epaisseur de la cible

Tenant compte du fait que les neutrons ne sont produits que dans le lithium pour une énergie de proton supérieur à 1.88 MeV, et que les gammas de la diffusion inélastique de 478 keV sont produits pour des énergies de protons jusqu'à une limite inférieure de 550 keV, la cible

de lithium doit être juste assez épaisse pour ralentir le faisceau de protons à l'énergie seuil de la réaction (p, n), qui est de 1.88 MeV. De cette manière, il n'y aura pas de perte de rendement neutronique, mais le rendement en gamma est significativement réduit d'une quantité notée $Y^*_{p-p,\gamma}$, et donnée par la différence :

$$Y^*_{p-p,\gamma} = Y_{p-p,\gamma}(E_p) - Y_{p-p,\gamma}(E_{th}) \quad (VI.2)$$

tel que :

$Y_{p-p,\gamma}(E_p)$: est le rendement de gammas dans une cible épaisse pour une énergie initiale de protons E_p .

$Y_{p-p,\gamma}(E_{th})$: est le rendement de gammas dans une cible épaisse pour une énergie initiale de protons égale à l'énergie seuil E_{th} .

En utilisant le code SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) (Ziegler et al., 1985), le pouvoir d'arrêts des protons dans la cible de lithium a été calculé. La portée des protons dans la cible de lithium en fonction de l'énergie est représentée dans la [figure VI.5](#). L'épaisseur de la cible de lithium nécessaire pour ralentir les protons d'une énergie initiale E_p à l'énergie seuil $E_{th}=1,88$ MeV est donnée dans le tableau V.4 pour différentes énergies.

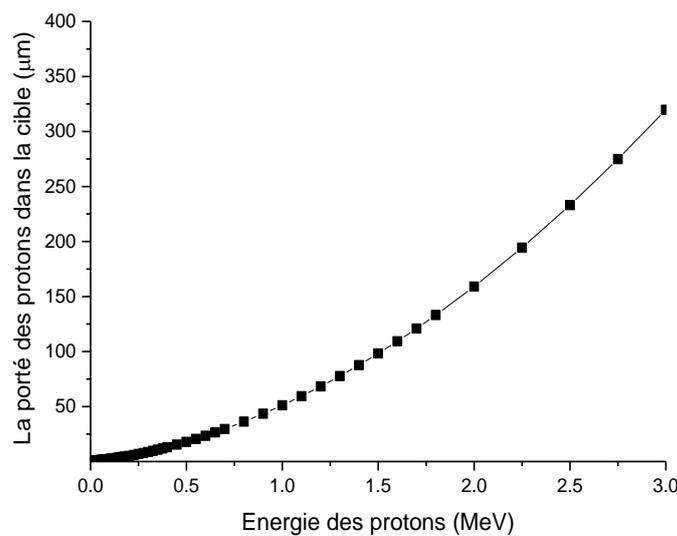


FIGURE VI.5 — La portée des protons dans la cible solide de lithium pure.

Si l'épaisseur de la cible de lithium correspond à un arrêt total des protons de 2.3 MeV, le rendement gamma par rapport au rendement neutronique est de 0,504, mais en choisissant une épaisseur qui correspond au ralentissement des protons à l'énergie seuil, le rapport des rendements gamma-neutrons est réduit à 0.234. L'épaisseur optimisée pour une énergie de protons de 2.3 MeV, permet une réduction considérable des rendements des gammas de la diffusion inélastiques et de capture radioactive (p, γ) produits dans la cible de lithium. Un support en tantale est choisi pour lequel un minimum de rayonnements gammas sont engendrés

suite au ralentissement des protons d'énergie inférieure à 1.88 MeV restants qui ont traversés la cible de lithium.

TABLE VI.4. Epaisseur de la cible de lithium nécessaire pour ralentir les protons à l'énergie seuil de la réaction.

| Energie des protons (MeV) | Epaisseur de la cible de Li (μm) | Energie des protons (MeV) | Epaisseur de la cible de Li (μm) |
|---------------------------|---|---------------------------|---|
| 1.89 | 1.33 | 1.98 | 13.6 |
| 1.90 | 2.67 | 1.99 | 14.9 |
| 1.91 | 4.01 | 2.00 | 16.3 |
| 1.92 | 5.36 | 2.10 | 30.6 |
| 1.93 | 6.71 | 2.20 | 45.5 |
| 1.94 | 8.07 | 2.30 | 60.8 |
| 1.95 | 9.43 | 2.40 | 76.7 |
| 1.96 | 10.8 | 2.50 | 93.1 |
| 1.97 | 12.2 1 | 2.75 | 132.11 |

A titre de vérification, nous avons simulé et calculé la dose dans l'air et dans le fantôme-tête Snyder, d'une source gamma isotrope de 478 keV issue d'une cible épaisse. Nous avons trouvé que, au point d'irradiation, la dose des gammas issus du BSA (dû à l'activation neutronique des matériaux composants le BSA) est 1.14×10^{-3} fois plus élevée que la dose des gammas provenant de la cible. Par conséquent, ces derniers sont négligés dans tous les calculs d'optimisation entrepris pour l'énergie de 2.3 MeV. Cependant, il est judicieux d'en tenir compte lorsque des calculs d'optimisation sont entrepris pour des énergies de protons avoisinants l'énergie seuil, où le rendement de gammas excèdent celui des neutrons, et pour lequel la distance entre la cible de lithium et le point d'irradiation est assez proche.

VI. 2. 5 La cible finale

La cible est constitué d'une couche mince de lithium superposée sur des micro-canaux de tantale (0,4 mm d'épaisseur 2.8 mm de diamètre) dans lesquels circule l'eau convective (2 mm d'épaisseur), le tout formant une géométrie circulaire de 10 cm de diamètre déposé sur un support en cuivre de 3 mm d'épaisseur.

VI. 3 Conception du BSA :

VI. 3. 1 Étapes d'optimisation du BSA :

Le processus d'optimisation d'un faisceau de neutrons pour une source de neutrons considérée, dont on a défini le flux, la distribution angulaire et énergétique des neutrons, implique la conception d'un dispositif constitué de plusieurs composants. Dans cette partie d'étude, l'objectif est de sélectionner les matériaux et la configuration d'assemblage modérateur/ réflecteur/ filtres, la plus optimale.

Les variables auxquelles il faut faire face sont :

- i) la sélection des matériaux pour chaque région et leurs combinaisons,
- ii) les dimensions et les géométries appropriées de chaque composant pour satisfaire les FOM de l'AIEA.
- iii) Calcul de dose et vérification des paramètres in-fantôme.

Ces variables peuvent paraître simples, mais en réalité un énorme nombre de différentes combinaisons et de vérifications s'imposent, ce qui rend la tâche difficile. Pour chacune des combinaisons considérées, les spectres de flux neutroniques et gammas sont calculés en utilisant le code Monte Carlo. Les paramètres d'optimisation sont analysés et comparés aux recommandations de l'AIEA, pour choisir la conception la plus convenable et faisable.

VI. 3. 2 Le modérateur :

Le modérateur est utilisé pour ralentir les neutrons rapides aux énergies épithermiques. Comme nous l'avons rapporté dans le chapitre IV, pour estimer la pertinence des matériaux composant le modérateur, les quantités suivantes seront analysées :

- Les sections efficaces (de diffusion, d'absorption, de capture radiative),
- Le décrément logarithmique moyen de l'énergie par collision des neutrons (ξ),
- Le pouvoir de modération,
- Le rapport de modération.

VI. 3. 2. 1 Sélection de matériaux pour le modérateur :

Dans cette section, les caractéristiques neutroniques des matériaux potentiels pour la composition du modérateur sont discutées. Par suite, les matériaux sélectionnés sont utilisés dans la modélisation du BSA avec le code MCNP.

La Figure V.6 montre la dépendance énergétique des sections efficaces microscopiques de diffusion des neutrons sur les noyaux atomiques : H, D, Be, O, C, Mg, F, Al constituant les différents alliages des modérateurs potentiels énumérés dans le chapitre précédent. Etant donné

que l'énergie maximale des neutrons émis pour une énergie des protons de 2.3 MeV est de 573 keV, les graphes des sections efficaces microscopiques de la [figure VI.6](#) sont affichés sur des plages d'énergie de 10^{-11} MeV à 1 MeV, car les sections efficaces à des énergies supérieures ne sont pas pertinentes pour notre étude.

Dans la [figure VI.6](#) (a), les courbes sont affichés sur des plages d'énergie de 10^{-3} MeV à 1 MeV seulement, car les sections efficaces de tous les éléments à des énergies inférieures ne sont pas très différentes, elles gardent une certaine monotonie entre 10^{-3} MeV et 10^{-8} MeV comme on peut le voir sur la [figure VI.6](#) (b). En outre, notre centre d'intérêt se sont les éléments les plus susceptibles de diffuser les neutrons d'énergies supérieurs à 10 keV et les ramener vers la gamme épithermique, sans autant les ralentir davantage à des énergies thermiques.

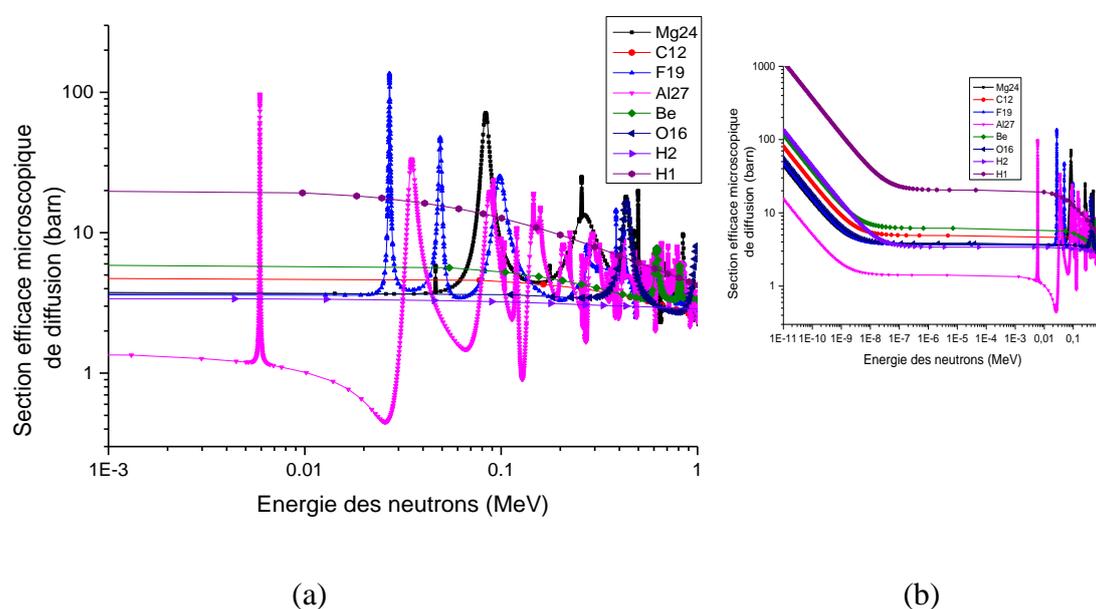


FIGURE VI.6 — Sections efficaces microscopiques de diffusion des neutrons dans les noyaux (IAEA, 2018).

Comme représenté sur la Figure VI.6, l'hydrogène a la plus grande section efficace de diffusion élastique par rapport aux autres éléments pour les neutrons ayant une énergie inférieure à 1 MeV. D'autre part, il a une grande section efficace d'absorption, en particulier pour les neutrons à faible énergie, voir la [figure VI.7](#). Suivie par le carbone et le Béryllium qui ont des valeurs de sections efficaces de diffusion et d'absorption proches.

La section efficace de diffusion du fluor, Magnésium, deutérium et de l'oxygène est à peu près la même pour les neutrons ayant une énergie inférieure à 20 keV, tandis qu'elle présente une série de résonances à des énergies supérieure à 20 keV, essentiellement pour le Mg, F et Al.

On peut noter que l'Al présente le nombre le plus important de résonances et couvre une large plage d'énergie rapide, en plus il a la plus insignifiante section efficace de diffusion dans la gamme épithermique, mis à part le pic à 6 keV. En revanche, sa section efficace d'absorption lui fait défaut, elle est importante d'autant celle de l'H. Et aussi, il est intéressant de noter que

la section efficace d'absorption du deutérium est beaucoup plus faible par rapport aux autres éléments à l'exception de l'oxygène pour des énergies inférieures à 0.3 keV.

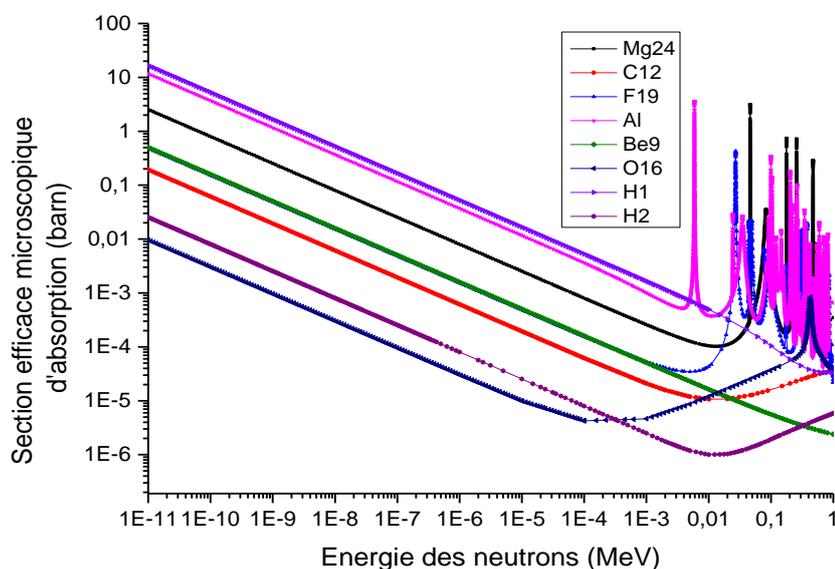


FIGURE VI.7 — Sections efficaces microscopiques d'absorption des neutrons dans les matériaux (IAEA, 2018).

Le tableau VI.5 fournit les valeurs du décrément logarithmique moyen de l'énergie par collision des neutrons (ξ), le nombre moyen de collisions ($\#$) pour des énergies initiales et finales de 233 keV et 1 keV, pour différents éléments atomiques.

On voit que la valeur de ξ est inversement proportionnelle à la masse atomique, il en résulte que les neutrons ont tendance à perdre une plus grande énergie lorsqu'ils interagissent avec un atome léger, le nombre moyen de collisions ($\#$) en témoigne. Prenons comme exemple une énergie initiale des neutrons de 233 keV, durant leur passage à travers les atomes cités ci-dessus, pour atteindre une énergie de 1 keV il leur faudrait environ 5 collisions avec un atome d'hydrogène contre 35 avec le graphite et 303 collisions avec le plomb.

Alors pour un ralentissement rapide de neutrons, les composants du modérateur devraient avoir une petite masse atomique.

TABLE VI.5. La léthargie et le nombre moyen de collisions des neutrons d'énergies initiales de 233 keV et finales de 1 keV, sur différents éléments.

| élément | H | D | Li | Be | C | O | F | Mg | Al | Pb |
|---------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| ξ | 1,000 | 0,725 | 0,260 | 0,230 | 0,158 | 0,120 | 0,107 | 0,081 | 0,072 | 0,018 |
| $\#$ | 5 | 8 | 21 | 24 | 35 | 45 | 51 | 67 | 76 | 303 |

Maintenant, tenons compte des combinaisons atomiques des matériaux, leurs densités et les sections efficaces macroscopiques de diffusion Σ_s et d'absorption Σ_a . Le tableau ci-

dessous présente le décrément logarithmique moyen de l'énergie par collision des neutrons (ξ) et le nombre de collisions moyen ($\#$), la [figure VI.8](#) montre les dépendances énergétiques du pouvoir de modération de ces matériaux.

TABLE VI.6. La perte d'énergie logarithmique moyenne et la densité des matériaux.

| Matériau | H ₂ O | D ₂ O | MgF ₂ | AlF ₃ | BeO | Be | C | MgO | Pb | Al ₂ O ₃ |
|--|------------------|------------------|------------------|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|--------------------------------|
| Densité g.cm ⁻³ | 1 | 1,11 | 3.177 | 2.88 | 3.01 | 1.848 | 2.267 | 3.58 | 11.35 | |
| Lethargie moyenne (ξ) | 0,707 | 0,524 | 0,098 | 0,098 | 0,175 | 0,230 | 0,158 | 0,101 | 0,018 | 0,100 |
| # (E ₁ =233keV et E ₂ =1keV) | 8 | 10 | 56 | 56 | 231 | 24 | 34 | 54 | 303 | 54 |

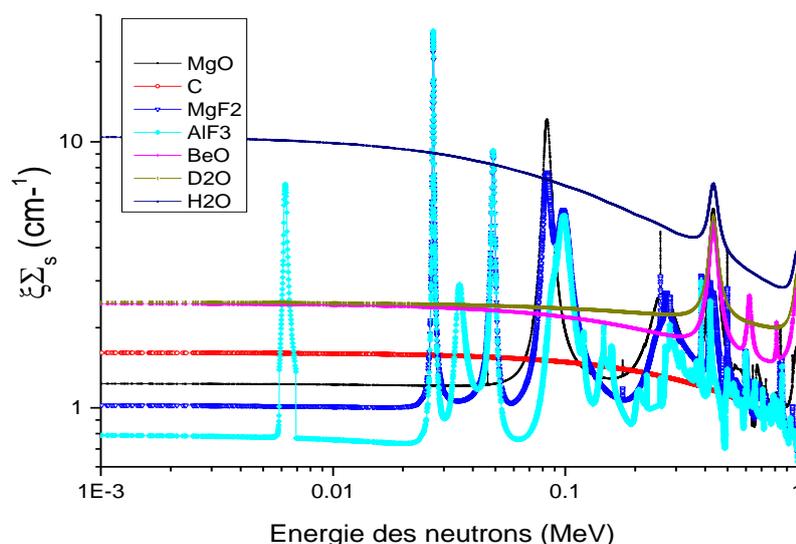


FIGURE VI.8 —Pouvoir de modération des matériaux (IAEA, 2018).

À partir des données présentées dans la [figure VI.7](#), [figure VI.8](#) et le Tableau [Tab6](#) de ces matériaux, certains d'entre eux ont un plus grand MP, comme H₂O, D₂O, BeO et C sur toutes les gammes d'énergie mis à part les pics de résonances, comme montré sur la figure VI.8. Parmi ces derniers l'eau possède un MP plus grand que l'eau lourde (D₂O) car la masse de l'hydrogène est 2 fois plus petite que celle du deutérium, par contre le MR est plus important pour l'eau lourde car sa capture radiative est minimale. De plus l'eau légère présente une capture radiative qui contamine le faisceau de neutrons par des gammas de 2,22 MeV. Donc bien qu'il constitue un bon matériau modérateur dans un réacteur, l'eau ne convient pas pour la BNCT.

Le pouvoir de modération MP de BeO est proche de celui de D₂O, contrairement à son MR qui est plus petit y compris celui de graphite qui possède un MP moins important à cause de la capture radiative du Be. Pour ces quatre éléments on peut noter que la modération est d'autant plus importante pour les neutrons épithermique ce qui entraîne un shifting excessif du spectre vers les neutrons thermiques, et comme discuté précédemment, ce type d'énergie est inapproprié dans notre cas. En outre, dans une quête pour des neutrons thermiques (efficaces pour le traitement des tumeurs superficielles comme les mélanomes), du point de vue de la

réduction de la contamination des rayons gamma et une modération efficace des neutrons, D_2O puis le C sont de bons candidats pour la BNCT (l'eau lourde plus chère).

Les trois matériaux restants représentent une série de résonances à haute énergie, et des sections efficaces de diffusion relativement petites dans la gamme épithermique, ce qui permet une modération des neutrons aux énergies épithermique [figure VI.9](#).

Une des caractéristiques séduisantes de l'aluminium c'est qu'il est presque transparent pour les neutrons d'énergie inférieurs à 30 keV, l'inconvénient c'est que l'aluminium a l'absorption la plus élevée des neutrons, après celle de l'H. L'aluminium est facilement activé par des neutrons, suivis d'émissions gammas de hautes énergies.

Considérons en détail la diffusion élastique des neutrons sur le magnésium et l'aluminium. Comme les nombres de masse des noyaux de magnésium et d'aluminium sont proches les uns des autres, les valeurs de léthargie ξ , sont également proches, elles sont de 0.081 pour le magnésium et de 0,072 pour l'aluminium.

Le taux de modération neutronique sur ces noyaux dans les fluorures est proportionnel à la densité des noyaux n , la section efficace de diffusion σ_s et léthargie ξ . On peut voir sur la [figure VI.9](#), pour toute la gamme d'énergie des neutrons rapides, à l'exception des régions autour de 35 et 150 keV, la modération des neutrons est plus efficace sur le magnésium que sur l'aluminium.

Le fluor a une capture radiative minimale comparé à l'Al et le Mg, et dont les propriétés de diffusion sont comparables à celles de Mg, en plus c'est le seul composé qui interagit par diffusion inélastique à des énergies inférieures à 1MeV, voir [figure VI.10](#), ce qui accélère la modération des neutrons rapides à une énergie avoisinant 200 keV.

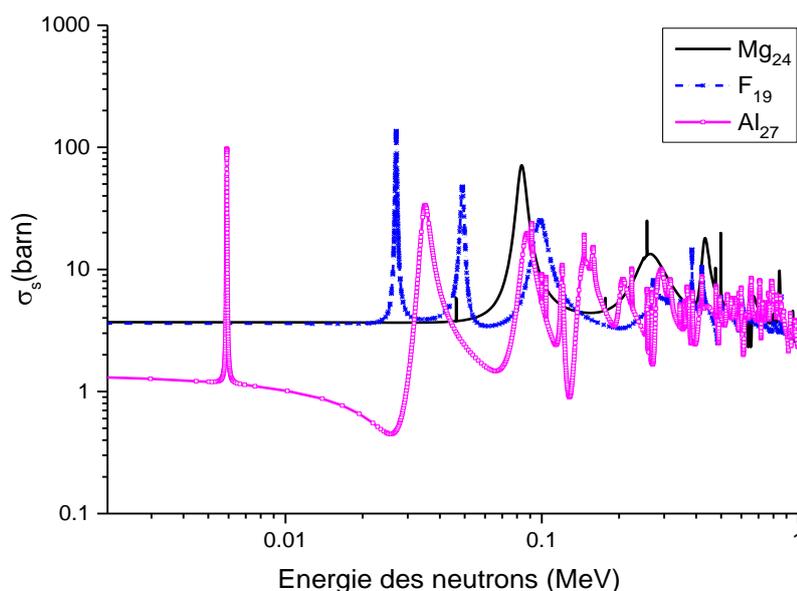


FIGURE VI.9 —section efficace microscopique de diffusion des éléments ^{24}Mg , ^{19}F et ^{27}Al .

La table VI.7 rapporte la densité des fluorures et la concentration des noyaux du fluor correspondantes. On peut noter que les concentrations du fluor dans le magnésium, aluminium et le lithium sont grandes et sont presque identiques, et à ces concentrations le décrément logarithmique moyen de l'énergie est de 0.098 pour l'AlF₂ et MgF₂. Cependant la concentration du fluor est moins importante dans le fluorure de calcium et le fluoroplastique. Le fluor de lithium est plutôt utilisé comme un filtre de neutrons thermiques à la sortie du BSA, absorbant ces derniers via la réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ dont la Section efficace est 940 b (Zaidi et al., 2017).

De ce fait, pour une énergie de protons de 2.3 MeV sur du lithium, l'AlF₃ et MgF₂ sont considérés comme des matériaux modérateurs potentiels pour le traitement des tumeurs profondes par la BNCT, le pouvoir de modération de ces deux éléments sont présentés sur la [figure VI.11](#).

Cette étude qualitative a été confirmée par calcul Monte Carlo. Sur la base de ces calculs, le meilleur modérateur a été choisi.

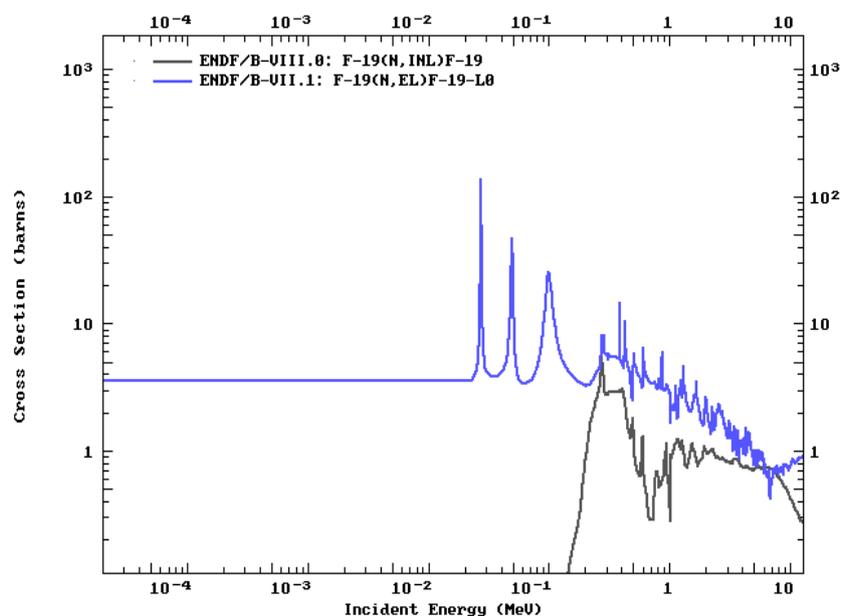
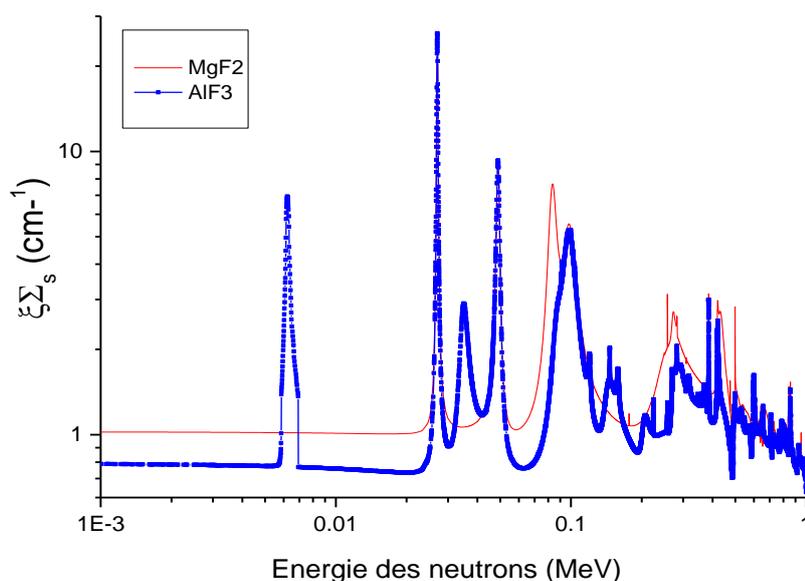


FIGURE VI.10 —section efficace de diffusion (en bleu) et inélastique (en noir) des neutrons sur le fluor à partir de la base de données ENDF.

TABLE VI.7. Densité des fluorures et la concentration du fluor.

| | DENSITE (g /cm ³) | CONCENTRATION EN FLUOR x10 ²² cm ⁻³ |
|---|-------------------------------|---|
| Fluorure de magnésium MgF ₂ | 3.177 | 6.14 |
| Fluorure d'aluminium AlF ₃ | 2.88 | 6.19 |
| Fluorure de lithium LiF | 2.639 | 6.13 |
| Fluorure de calcium CaF ₂ | 3.18 | 4.90 |
| Fluoroplastique C ₂ F ₄ | 2.2 | 5.29 |

FIGURE VI.11 — Pouvoir de modération de MgF_2 et AlF_3 .

VI. 3. 2. 1 Modélisation du modérateur :

Dans tous les calculs de simulation qui suivent avec le code MCNP, les sections efficaces de l'ENDF/B-V ont été utilisées pour les neutrons. Seules les données avec des énergies neutroniques inférieures à 1 MeV ont été utilisées car l'énergie neutronique maximale de notre source est environ 580 keV. Les données de production de photons induits par les neutrons sont également incluses et le problème est traité en mode couplé neutron-photon. La bibliothèque de ENDF / B-V contient les données de la production de paires, diffusion Compton (incohérente) et diffusion Thompson (cohérent), et l'absorption photoélectrique suivie par l'émission de un ou deux photons fluorescents au-dessus de 1 keV.

Pour le transport des neutrons dont l'énergie est inférieure à 4 eV, le traitement de la diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ est utilisé. Ce traitement comprend la liaison chimique, la liaison moléculaire et effets cristallins qui deviennent importants à mesure que l'énergie du neutron devient suffisamment faible. Les données dans le code MCNP sont disponibles pour les matériaux sélectionnés (H_2O , D_2O , Be, BeO, polyéthylène, graphite et...).

Selon les caractéristiques des éléments mentionnés précédemment, les matériaux modérateurs qui ont été sélectionnés pour l'étude du modérateur sont MgF_2 et AlF_3 . Comme première phase, un ensemble de calculs de Monte Carlo a été effectué pour l'assemblage cible-modérateur illustrée dans la [figure VI.12](#).

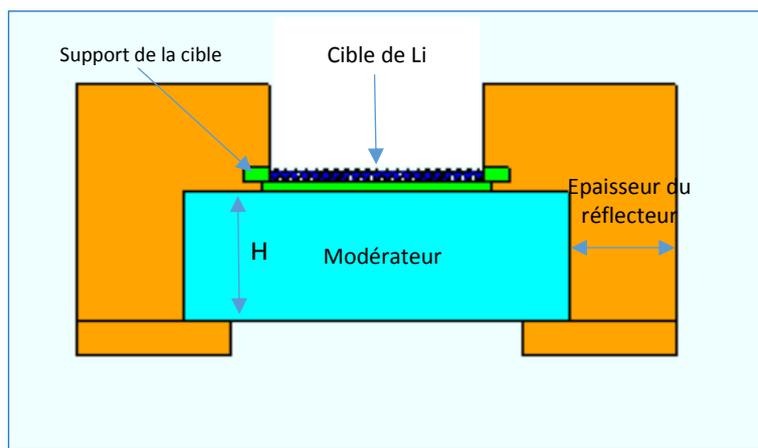


FIGURE VI.12 — Coupe longitudinale de la configuration BSA.

La cible de production de neutrons considérée est constituée d'une couche de lithium revêtue sur des tubes de tantale disposés sur un support en Cu de 0,5 cm d'épaisseur et d'un diamètre de 10cm. Le liquide de refroidissement de la cible (H₂O) circulant dans les tubes de tantale est aussi modélisé.

Le modérateur est un cylindre de 20 cm de diamètre, la longueur (H) est la variable à optimiser, en commençant par H=5 cm jusqu'à H=30 cm par pas de 5cm, puis un ajustement de 1 cm près est adopté. Notons que tous les résultats des calculs Monte Carlo présentés sont normalisés à un neutron source.

Pour estimer la variation des composantes du flux neutronique en fonction de la longueur du modérateur, nous avons calculé la moyenne de chacune sur une surface d'un disque de 10cm de diamètre à 1cm de la sortie du BSA, en utilisant le tally F2. La [figure VI.13](#) montre les rapports des flux : le flux épithermique/thermique ($\phi_{\text{épi}}/\phi_{\text{ther}}$) et le flux épithermique/rapide ($\phi_{\text{épi}}/\phi_{\text{rap}}$) en fonction de l'épaisseur du modérateur. On peut noter que le flux utile devient plus important au-delà de 18cm lorsque un modérateur en MgF₂ est employé, et à partir de 30cm pour AlF₃. En revanche, thermique reste très faible devant le flux épithermique pour les deux matériaux, et le flux totale diminue.

À partir du graphique de la [figure VI.14](#), dans lequel la variation des flux multipliés par la distance (source-point d'irradiation) au carré sont tracés, on peut remarquer que l'intensité des neutrons rapides décroît plus rapidement dans le cas de MgF₂ que celui d'AlF₃. Contrairement, le flux des neutrons épithermiques sont en constante croissance, dont l'apogée de son intensité est au tour de 20cm.

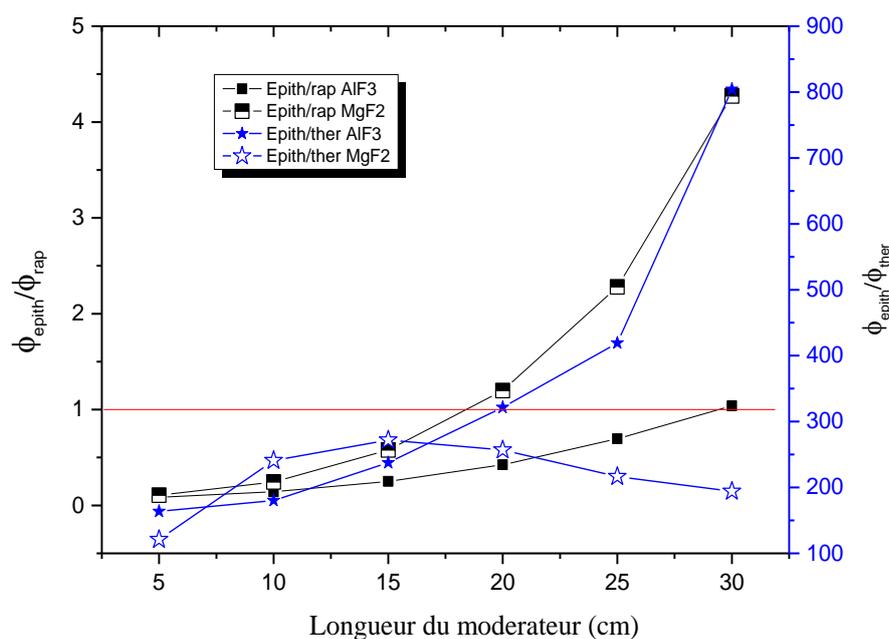


FIGURE VI.13 — Les rapports des flux en fonction de la longueur du modérateur.

Pour une épaisseur de 20 cm, la première phase de l'étude de conception, le flux épithérmique est d'environ 5.08×10^{-5} n/cm² pour le modérateur en AIF3, et de 7.93×10^{-5} n/cm² pour le MgF₂ soit environ 56% plus ample. En revanche l'intensité du flux rapide est 79% moins important pour MgF₂, (MgF₂ 6.61869×10^{-5} n/cm² AIF3 1.19839×10^{-4} n/cm²).

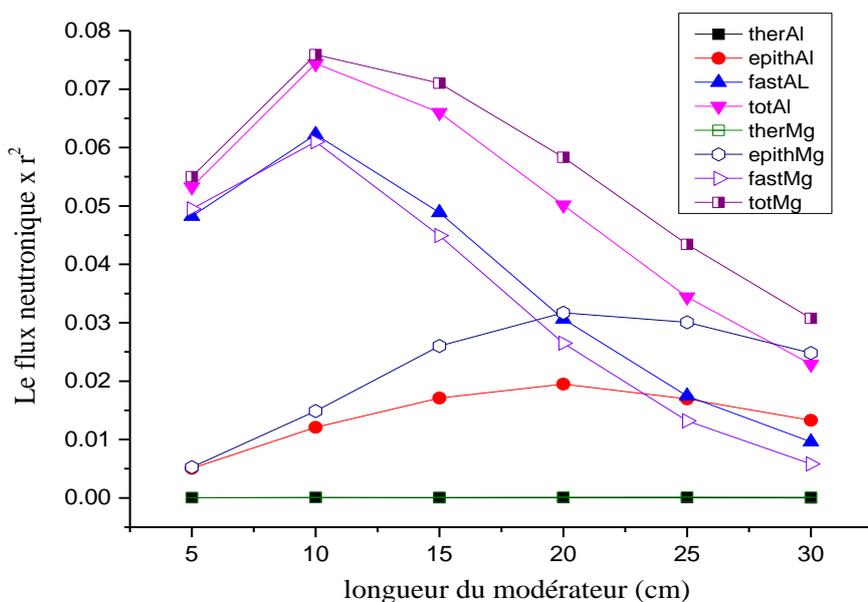


FIGURE VI.14 — Les flux de neutrons en fonction de la longueur du modérateur.

VI. 3. 3 Réflecteur :

Comme étape suivante, le Be, BeO, Al₂O₃, MgO, C et Pb ont été testés comme réflecteur pour la partie du devant. La variation du flux neutronique correspondant aux différentes épaisseurs du réflecteur pour chaque élément calculé à la sortie du BSA est présentée dans la [figure V.15](#), où (a) montre la variation du flux neutronique total, (b) le flux neutronique épithermique, (c) flux neutronique rapide, et (d) flux thermique.

Les résultats de l'étude de première phase nous indiquent que l'alumine (Al₂O₃) utilisé dans les réacteurs nucléaires pour décaler le spectre de neutron vers les énergies épithermiques, est également un bon matériau pour le réflecteur. Cependant, sa grande section efficace de capture radiative des neutrons thermiques et l'émission des rayons gammas durs, lui fait défaut. Puisque cette propriété indésirable est due principalement à la présence d'aluminium, nous avons également considéré l'oxyde de magnésium (MgO) comme matériau pour le réflecteur. Le magnésium est proche de l'aluminium dans le tableau périodique, et par conséquent il a un nombre de masse atomique et une léthargie moyenne presque égale à celle de l'aluminium, comme nous l'avons montré dans la section précédente. En outre, la dépendance énergétique de section efficace de diffusion pour le magnésium est semblable à celle de l'aluminium dans la forme, et sa valeur est plus grande. En conclusion, la section efficace de capture radiative des neutrons thermiques est plus petite pour le magnésium.

Tous les graphes ci-après sont normalisés à un courant de protons de 10 mA.

D'une façon générale, le flux s'accroît avec l'augmentation de l'épaisseur du réflecteur. A partir d'une épaisseur de 25 cm, le flux épithermique n'augmente que légèrement de 4% à 2% pour tous les réflecteurs, tandis que l'augmentation de l'épaisseur du réflecteur au-delà de 20 cm génère plus de neutrons thermiques dans celui-ci. De ce fait les rayons gammas provenant des réactions de capture de neutrons augmentent, sans accroître significativement le nombre des neutrons épithermiques.

Pour choisir le meilleur matériau pour le réflecteur, nous avons également analysé le rapport du flux des neutrons épithermiques/thermiques ($\phi_{\text{épi}}/\phi_{\text{ther}}$), et le rapport du flux des neutrons épithermiques/rapides ($\phi_{\text{épi}}/\phi_{\text{rap}}$) montrés sur la [figure V.16](#) et la [figure VI.17](#), respectivement.

Nous pouvons constater que le rapport $\phi_{\text{épi}}/\phi_{\text{ther}}$ est le plus élevé dans le cas du réflecteur Al₂O₃ et Pb, mais avec un rapport $\phi_{\text{épi}}/\phi_{\text{rap}}$ plus bas. L'utilisation de l'Al₂O₃ n'est pas envisageable car elle présente le flux épithermiques le plus faible. En revanche, le flux épithermique est important avec un réflecteur en Pb, cependant la réflexion des neutrons rapides entraîne la nécessité d'augmenter la longueur du modérateur, et par conséquent diminuer le flux épithermique.

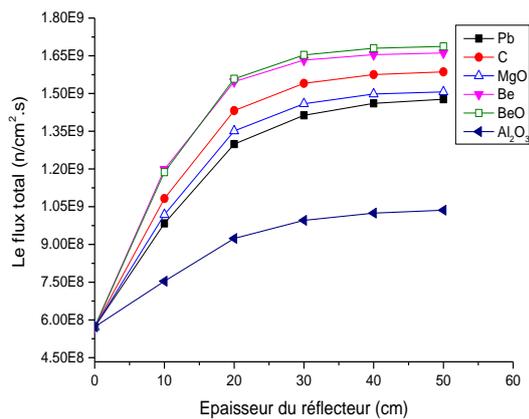


Fig. (a) Le flux de neutrons total.

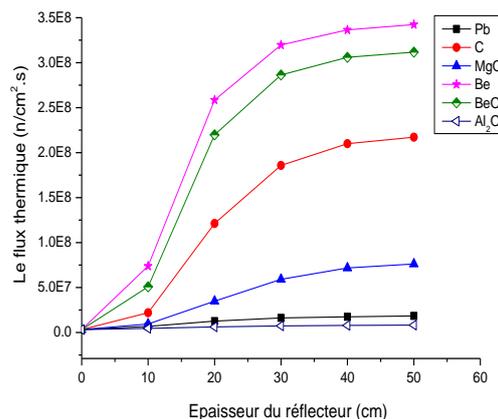


Fig. (b) Le flux de neutrons thermiques.

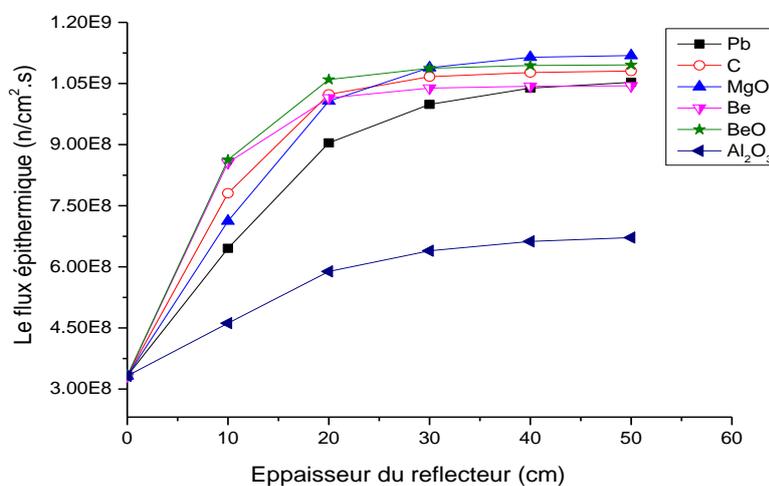


Fig. (c) flux de neutrons épithermique.

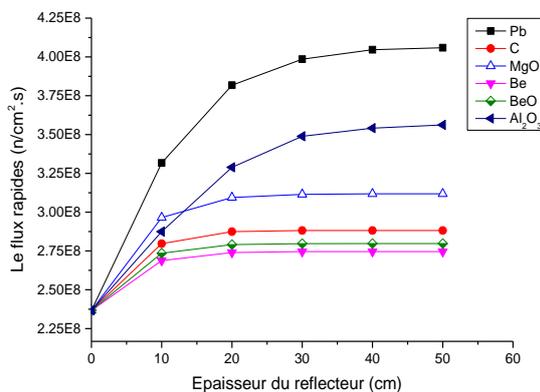


Fig. (d) Le flux de neutrons rapides.

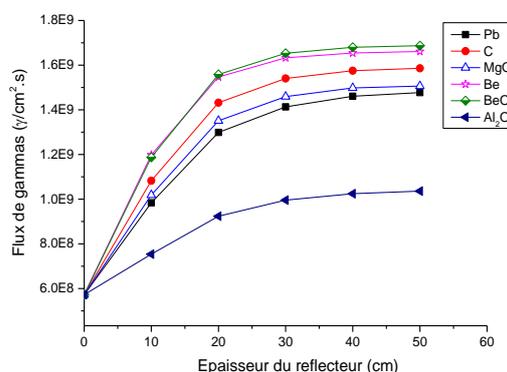


Fig. (e) Le flux des rayons gammas.

FIGURE VI.15 — Variation du flux de neutrons et de gammas en fonction de la dimension du réflecteur.

Pour une épaisseur de 20 cm les modérateurs BeO, Be, C et MgO présentent un meilleur flux épithermiques, voir [Figure VI.15](#) (c). En outre, MgO présente moins de contamination en neutrons thermiques et en rayons gammas par rapport à BeO, Be et C, voir la [figure VI.15](#) (b).

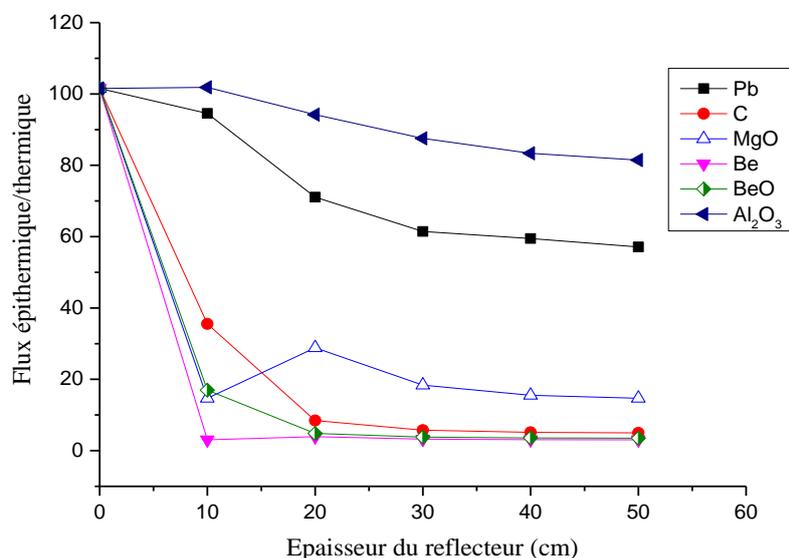


FIGURE VI.16 — Le rapport du flux épithermique/thermique.

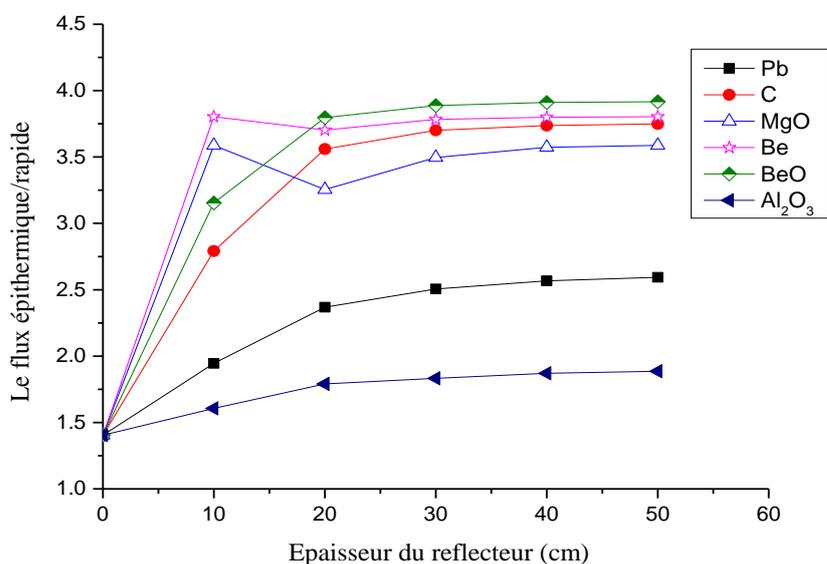


FIGURE VI.17 — Le rapport du flux épithermique/rapide.

Ainsi, le réflecteur approprié choisi pour notre configuration est le MgO de 20 cm d'épaisseur. Dans ce cas nous n'avons pas besoin de filtres épais pour les neutrons thermiques et les rayons gammas, conduisant à diminuer le flux de neutrons épithermique, ce qui est le cas lors de l'utilisation des réflecteurs en BeO, Be ou C. De plus, ça nous évitera d'augmenter la

hauteur du modérateur pour ralentir les neutrons rapides, recommandé dans le cas où le Pb est utilisé comme réflecteur.

L'oxyde de magnésium a l'avantage de ne pas ralentir considérablement les neutrons épithermiques en raison du nombre de masse atomique relativement élevé ($\xi = 0,09$) par rapport à l'H, Be et C ($\xi=1, 0.230$ et 0.158 respectivement). En revanche il peut contribuer au ralentissement des neutrons rapides grâce à sa section efficace de diffusion importante dans la gamme d'énergie rapide.

TABLE VI.8. La léthargie et la densité de différents matériaux.

| Matériau | MgF ₂ | AlF ₃ | BeO | Be | C | Pb | MgO |
|-------------------------------|------------------|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Densité (g.cm ⁻³) | 3.177 | 2.88 | 3.01 | 1.848 | 2.267 | 11.35 | 3.58 |
| Perte.E.log.m (ξ) | 0.098 | 0.098 | 0.175 | 0.230 | 0.158 | 0.018 | 0.101 |

Le spectre des neutrons à la sortie du BSA des réflecteurs en Pb, MgO et C à une épaisseur de 20 cm sont illustrés sur la [figureV.18](#).

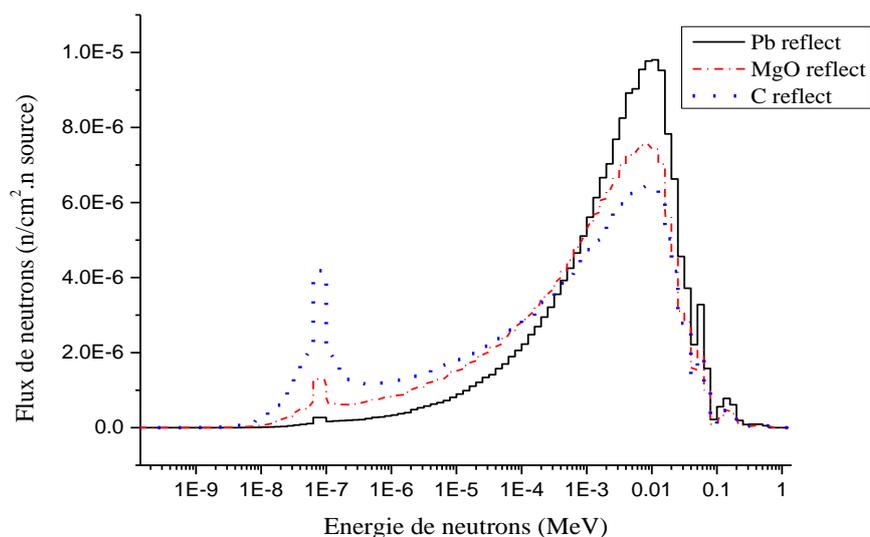


FIGURE VI. 18 — Les flux neutroniques des réflecteurs Pb, MgO, C pour une épaisseur de 20cm.

En utilisant les réflecteurs précédents nous avons calculé et représenté graphiquement la dose équivalente totale délivrée au point d'irradiation ainsi que le rapport thérapeutique en fonction de leurs épaisseurs, voir [figure VI.19](#) et [VI.20](#).

On voit qu'à 20 cm d'épaisseur le MgO permet d'obtenir la dose la plus élevée estimée à 105 cGy/min de même pour le rapport thérapeutique de valeur 5.6 et ce s'explique par le fait qu'un réflecteur en MgO permet de délivrer un flux plus important et plus utile exprimé par l'efficacité thérapeutique.

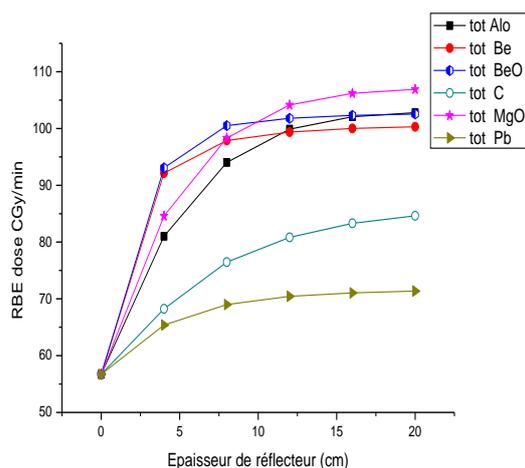


FIGURE VI. 19 — Dose équivalente.

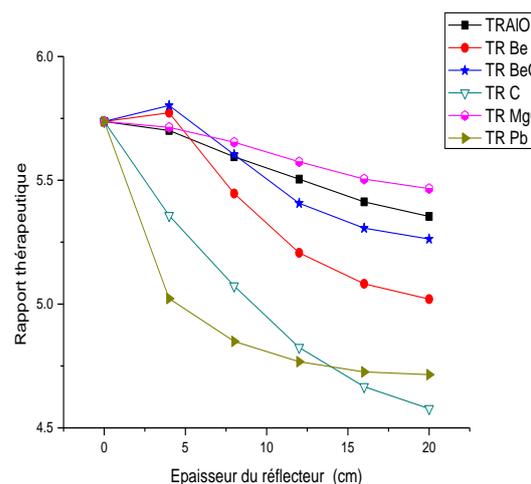


FIGURE VI. 20 — Rapport thérapeutique.

Sachant que 23 % des neutrons issus de la source sont émis vers l'arrière et qu'à cause de la diffusion des neutrons dans le support de la cible et dans le modérateur, il a été jugé intéressant d'utiliser un matériau approprié pour renvoyer ces neutrons vers l'avant. A cet effet, nous avons testé le MgF_3 et le MgO entourant la cible et comparé les résultats à l'utilisation du Pb seul, ou le C seul; nous avons trouvé que 10 cm de MgF_3 permet d'obtenir plus de neutrons épithermiques au point d'irradiation, tandis que Pb seul reflète plus de neutrons rapides, et le C engendre plus de neutrons thermiques.

VI. 3. 4 Collimateur et filtres :

Pour faire converger les neutrons vers le point d'irradiation, ce qui conduit à une diminution de la dose délivrée aux tissus sains, après le modérateur, nous avons contracté l'orifice du faisceau BSA sur une surface circulaire plate de 10 cm de diamètre entourée par le réflecteur.

VI. 3. 4. 1 Filtres:

Pour diminuer la contamination indésirable des neutrons thermiques le polyéthylène-Li et le LiF enrichi en 6Li ont été testés. Les résultats de variation des flux de neutrons à la présence d'une couche de filtres à des épaisseurs de 1mm, 2mm et sans filtre des neutrons sont présentés dans la [figure VI.21](#). La [figure VI.21](#) (c) est une comparaison entre les deux types de filtres à 1mm d'épaisseur et sans filtre. La [figure VI.22](#) présente l'effet du filtre gamma en Bismuth à 1 et 2 mm d'épaisseur.

L'utilisation du Poly-Li et du Bi d'un millimètre d'épaisseur chacun, fait diminuer les neutrons thermiques de 48,3% et les neutrons épithermiques de 6,8%. Dans le cas du LiF avec le Bi à 1mm d'épaisseur le flux thermiques diminue de 96,8% et l'épithermique de 23.4%.

Après les calculs de dose, il est constaté qu'il est préférable d'utiliser Li-poly, où la dose délivrée est supérieure et le rapport thérapeutique est plus élevé.

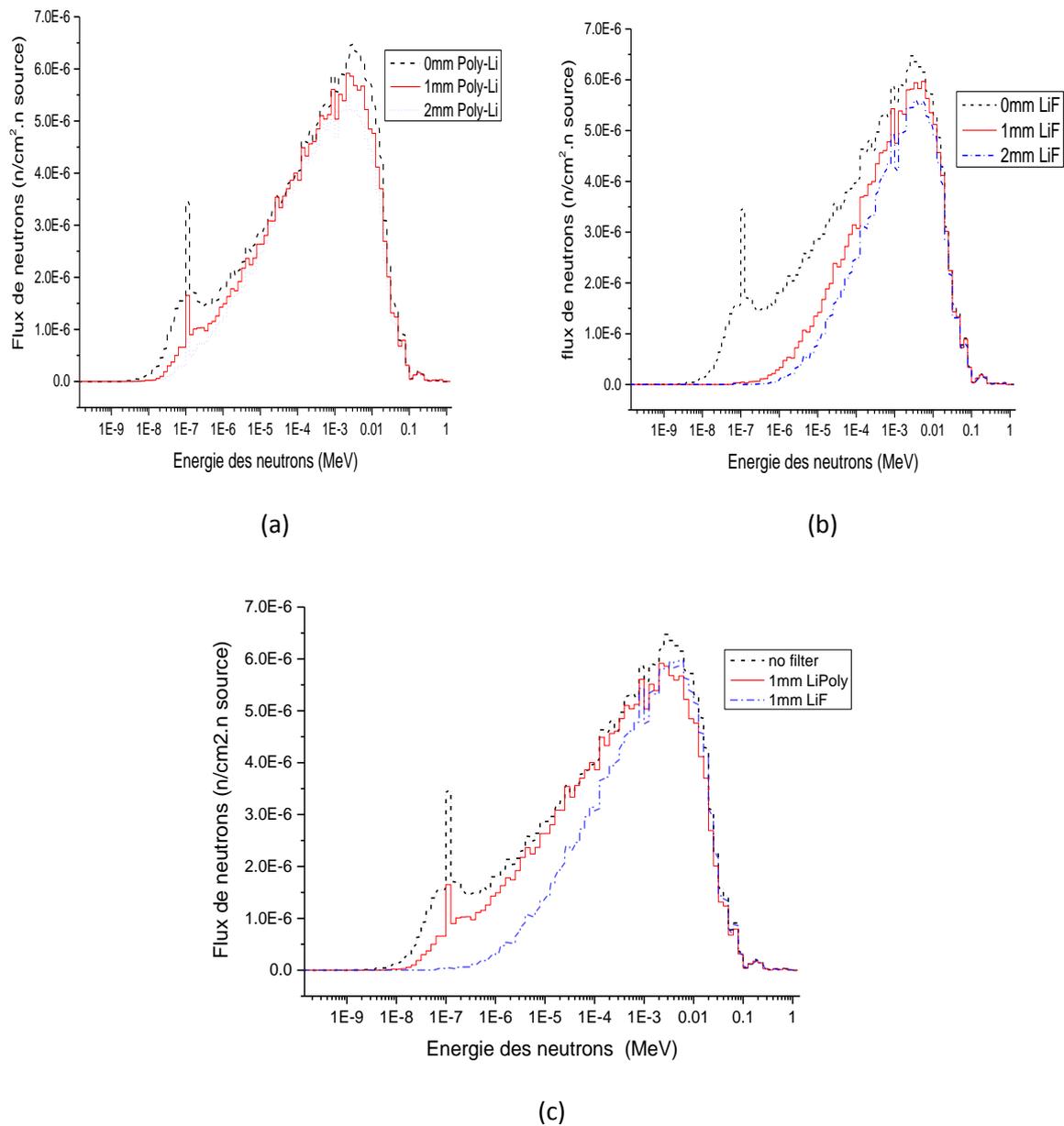


FIGURE VI. 21 — Le flux à la sortie du BSA en fonction des filtres et leurs épaisseurs.

L'optimisation du dispositif nous a conduit alors à choisir une couche de Bi de 1 mm et du polyéthylène-Li enrichi avec du ^6Li de 1 mm d'épaisseur pour recouvrir le collimateur. Cette épaisseur est désirée afin de ne pas diminuer significativement le flux épithermique et sans que la contamination soit nocive (Zaidi et al., 2018).

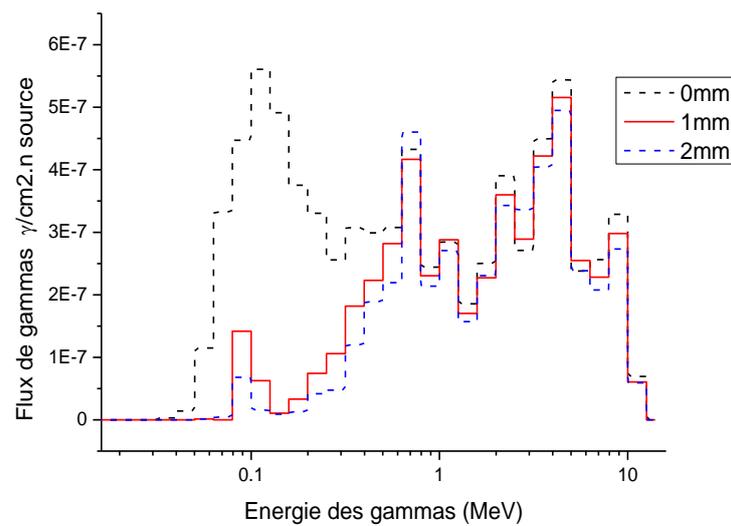


FIGURE VI. 22 — Flux des gammas à la sortie du BSA en fonction des épaisseurs du Bi.

VI. 3. 4. 2 Collimateur

En plus des matériaux composant l'orifice du faisceau, une forme conique du collimateur et une cylindrique simple de différentes dimensions ont été testés (figure VI.23). Dans la table VI.9, les paramètres du faisceau dans l'air sont présentés.

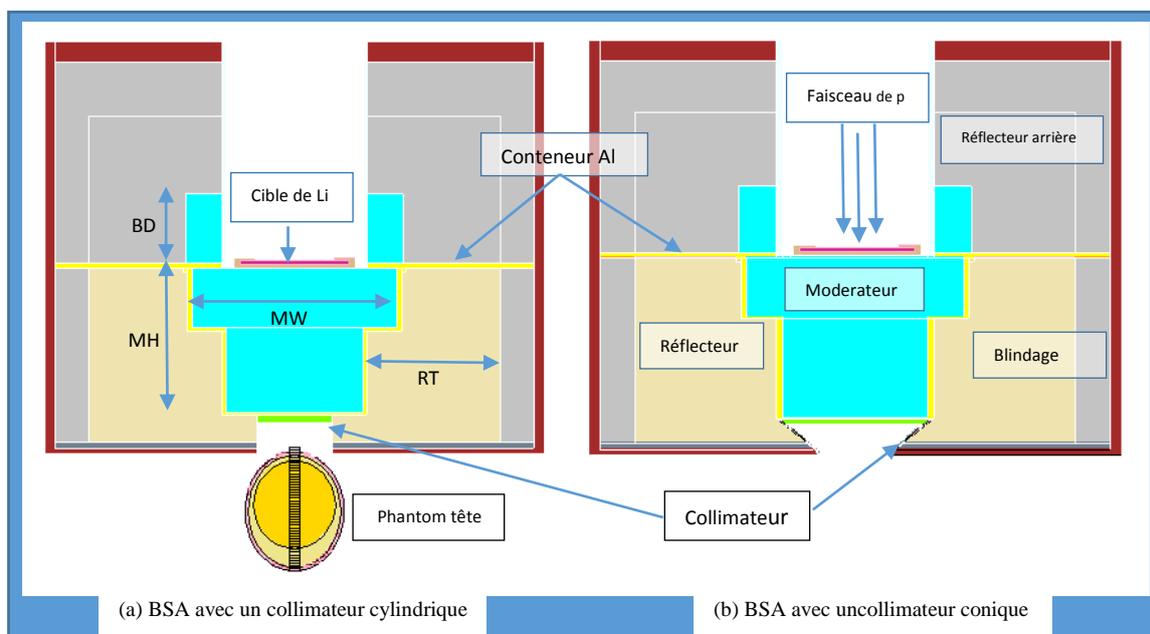


FIGURE VI. 23 — Coupe longitudinale de la modélisation du BSA (Zaidi et al., 2018).

Dans le but de minimiser la contamination en neutrons rapides et thermiques, nous avons trouvé une longueur optimale de 5.8 cm du collimateur cylindrique suffit, permettant aussi d'augmenter le rapport J/Φ du BSA de 0,617 à 0,657.

TABLE VI.9. Comparaison des paramètres de qualité du faisceau entre différents faisceaux de neutrons et les valeurs recommandées par l'AIEA.

| Paramètres | Φ_{epi} (n/cm ² .s) | $\Phi_{\text{epi}}/\Phi_{\text{ther}}$ | $D_{\text{fn}}/\Phi_{\text{epi}}$ (Gycm ²) | $D_{\gamma}/\Phi_{\text{epi}}$ (Gycm ²) | J/Φ |
|----------------------------------|--|--|--|---|----------|
| Recommandation AIEA | $>10^9$ | >20 | $<2 \times 10^{-13}$ | $<2 \times 10^{-13}$ | >0.7 |
| Collimateur Cylindrique | 1.04E+09 | 2.94E+01 | 1.25E-13 | 1.89E-13 | 6.57E-01 |
| collimateur Conique | 1.17E+09 | 2.83E+01 | 1.46E-13 | 2.50E-13 | 6.52E-01 |
| Cylindrique sans Ti | 1.09E+09 | 2.56E+01 | 1.93E-13 | 1.49E-13 | 6.62E-01 |
| Conique sans Ti | 1.26E+09 | 2.41E+01 | 2.19E-13 | 1.28E-13 | 6.54E-01 |
| 12cm collimateur conique sans Ti | 1.02E+09 | 2.95E+01 | 1.67E-13 | 1.07E-13 | 6.67E-01 |

Les distributions radiales des flux surfaciques neutroniques des composantes thermiques, épithermiques et rapides à la sortie du BSA en fonction de la distance de l'axe d'irradiation, sont calculées sur une longueur de 80cm sur des demis disques à pas de 1cm de diamètre, avec et sans collimateur, sont présentées sur la [figure VI.24](#).

Sur la figure V.25 une comparaison des distributions radiales des flux totales neutroniques et des rayons gammas pour un BSA avec un collimateur et sans collimateur, normalisés à 10 mA de courant de protons, sont présentés respectivement sur les [figure VI. 25](#) (a) et [figure VI. 25](#) (b).

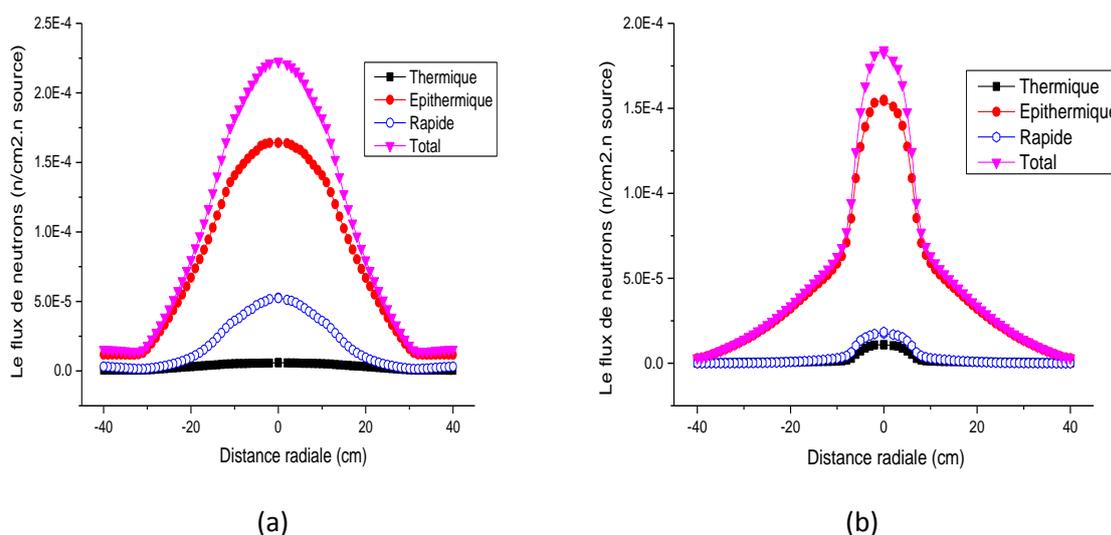


FIGURE VI. 24 — Distribution radiale des flux neutroniques à la sortie du BSA sans collimateur(a) et avec collimateur(b).

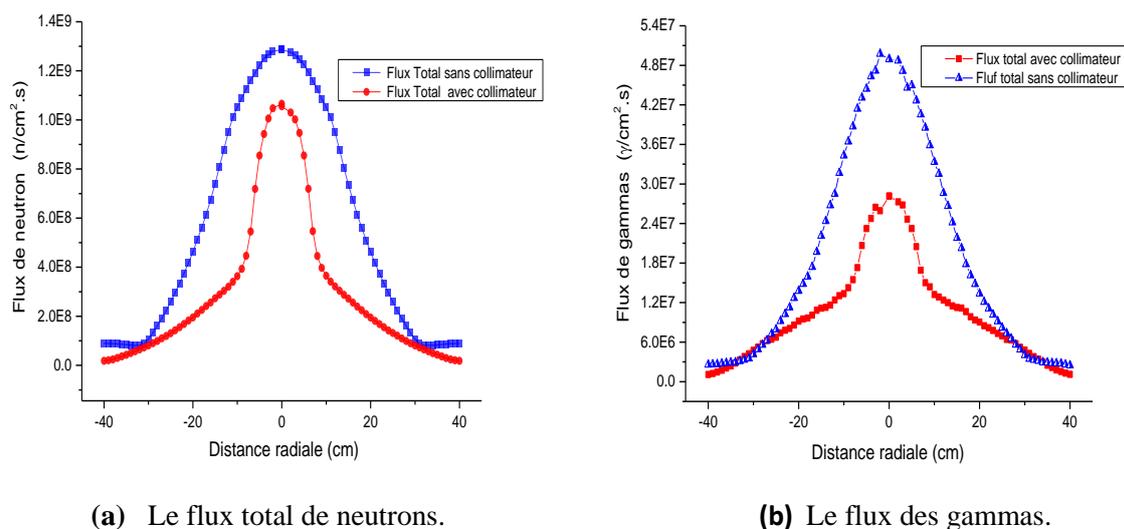


FIGURE VI. 25 — Comparaison du flux total à la sortie du BSA avec un collimateur cylindrique et sans collimateur, en fonction de la distance de l'axe d'irradiation.

VI. 3. 5 Evaluation de la conception

Le champ de rayonnement à l'extérieur de l'ensemble BSA présenté dans la section précédente est un champ mixte, neutron-photon. L'adéquation du champ à la BNCT pour le traitement des tumeurs profondes, cas des GBM, a été évaluée sur ses deux aspects. Le premier aspect, consiste en le calcul des paramètres dans l'aire, énumérés ci-après (tableau 3). Les flux de neutrons et les composantes de doses des neutrons rapides et des rayonnements gammas et les rapports des flux ont été calculé et comparés aux critères établis par l'AIEA et à ceux publiés par d'autres chercheurs.

Le second aspect, est le calcul des paramètres dans le fantôme. Ce dernier sera traité d'une manière détaillé dans la section dédiée à la dosimétrie.

VI. 3. 5. 1 La configuration finale du BSA optimisé

Le BSA final est constitué d'un modérateur MgF2 entouré d'un réflecteur MgO. Une couche externe de polyéthylène-Li et de plomb pour se protéger des neutrons thermiques et des rayons gammas, respectivement. L'orifice d'irradiation est équipé d'un disque de même diamètre composé d'une couche de Ti de 1 cm, une couche de Bi de 1 mm et du polyéthylène-Li de 1 mm utilisés comme filtres des contaminations indésirables en neutrons rapides, neutrons thermiques et rayonnements gammas dans le faisceau voir la [figure VI.26](#).

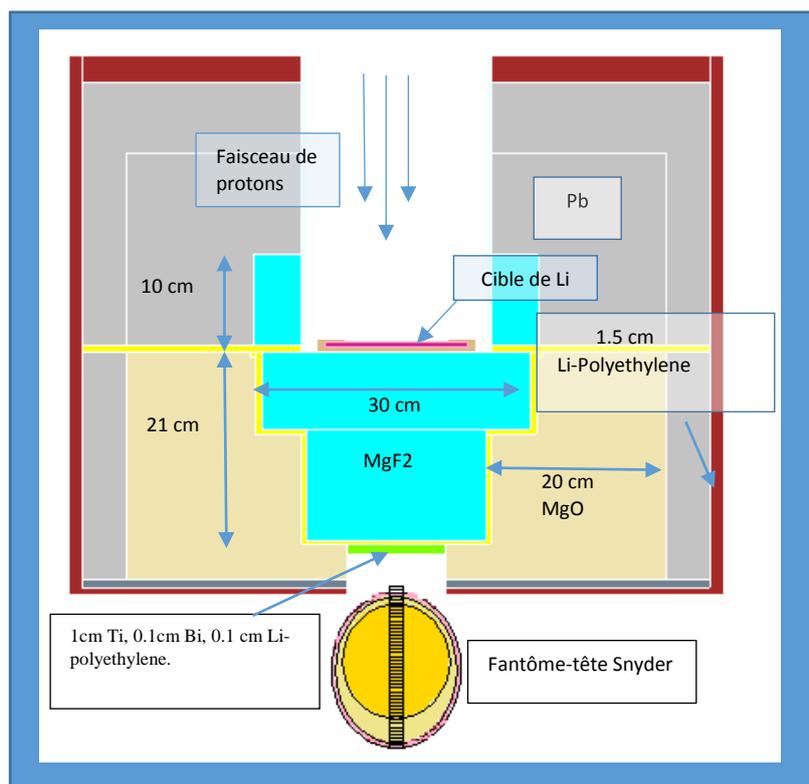


FIGURE VI.26 — Le dispositif BSA final.

La [figure VI.27](#) montre le spectre d'énergie des neutrons correspondant au BSA optimale principalement avec des énergies autour de 10 keV, ce qui est considéré comme le spectre idéal pour traiter les tumeurs profondes. Le faisceau généré consiste en un flux de neutrons épithermique à 85.1%, où la dose indésirable par neutrons épithermique est de 1.16×10^{-14} Gy.cm² et la dose de contamination gamma correspondante est de 1.87×10^{-13} Gy.cm².

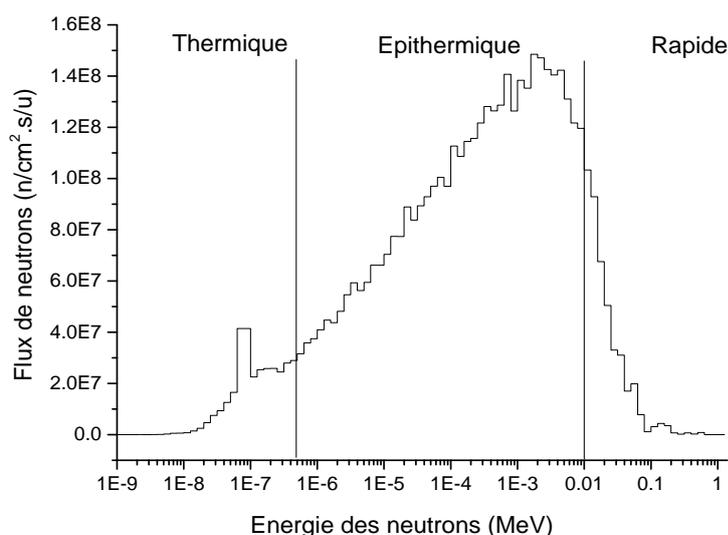


FIGURE VI. 27 — Le spectre de neutrons à la sortie du BSA optimisé.

Le BSA modélisé et optimisé dans ce travail est en phase de construction à BINP, les parties fabriquées sont illustrées dans [figure VI. 28](#).



FIGURE VI. 28 — Les parties fabriquées du BSA modélisé (le modérateur à gauche, une partie du container du réflecteur à droite)

VI. 3. 5. 2 Les paramètres dans l'air

Le tableau VI.8 rapporte les paramètres dans l'air obtenus dans notre étude comparés à ceux publiés pour certaines installations de la BNCT, qui sont basées sur un accélérateur de proton ou un réacteur (Zaidi et al., 2018).

TABLE VI.8. Les paramètres dans l'air de la configuration BSA proposé et ceux des travaux publiés.

| Paramètres du faisceau | Neutron yield ($\times 10^{14}$ n/s) | ϕ_{epi} ($\times 10^9$ n/cm ² s) | D_{fn}/ϕ_{epi} ($\times 10^{-13}$ Gy.cm ²) | D_{γ}/ϕ_{epi} ($\times 10^{-13}$ Gy.cm ²) | ϕ_{epi}/ϕ_{ther} | J/ϕ |
|-------------------------------|--|--|---|---|--------------------------|----------|
| recommandations IAEA | – | (0.5–1) | <2 | <2 | >20 | >0.7 |
| Ce travail | 5.78E-2 | 1.04 | 1.25 | 1.89 | 29.4 | 0.657 |
| Cerullo et al., 2004 | 4 | 2.51 | 3.45 | 0.21 | 114.5 | 0.57 |
| (Rasouli et al., 2012) | 1.45 | 4.43 | 0.59 | 1.98 | 121.2 | 0.61 |
| (Rahmani and Shahriari, 2011) | – | 0.819 | 7.98 | 1.18 | – | – |

VI. 4 Dosimétrie

L'assemblage BSA optimisé a également été évalué par la distribution en profondeur des flux neutroniques et des doses de divers composants dans un fantôme de tête, et aussi par les paramètres dans le fantôme : AD, TD, TR explicités dans le chapitre III (Zaidi et al., 2016).

VI. 4. 1 Modèle anthropomorphe pour l'étude dosimétrique

En BNCT des groupes de chercheurs utilisent des fantômes en eau ou bien en plexiglass de forme cylindrique ou rectangulaire pour les mesures dosimétriques, et également dans les calculs de simulations. Cependant, des modèles anthropomorphes plus réalistes, basé sur les données anatomiques du corps humain ou animale et la composition des matériaux biologiques appropriés, existent. Pour des calculs plus robustes ces modèles sont favorisés, notamment pour les systèmes de planification de traitement.

A l'heure actuelle il existe deux types de modèles utilisés en physique médicale, pour les études dosimétriques des rayonnements : les modèles mathématiques et les modèles voxélisés (Courageot, 2010) .

- 1) Les modèles mathématiques, caractérisés par leurs simplicités d'utilisation, mais représentent le corps humain de manière assez peu réaliste. Ces derniers représentent le corps humain sous forme d'organes définis par des équations mathématiques. Le premier modèle de ce type est le fantôme développé dans le cadre du Comite du MIRD (Medical International Radiation Dose), le modèle sur la [figure VI.29](#) est le modèle MIRD, créé par W.S. Snyder en 1969 (Snyder et al., 1969) représenté selon deux projections par le code MCNP.
- 2) Les modèles voxélisés, sont plus complexes mais représentent le corps humain d'une manière beaucoup plus précise. Dans ce modèle, le corps humain est représenté sous forme d'une matrice composée de petits cubes nommés voxels (anglicisme pour volume élément) dont le volume est créé en donnant une certaine épaisseur aux images issues

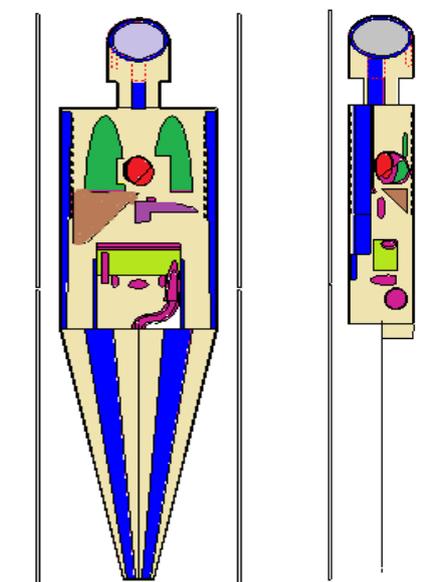


FIGURE VI. 29 — Représentation du fantôme MIRD par le code MCNP.

de l'imagerie médicale tomodensitométrique (scanner) ou par résonance magnétique (IRM) transformant ainsi le pixel (2 dimensions) en voxel (3 dimensions). Ensuite, les différentes coupes sont juxtaposées créant ainsi une matrice en trois dimensions ([figure VI.30](#)).

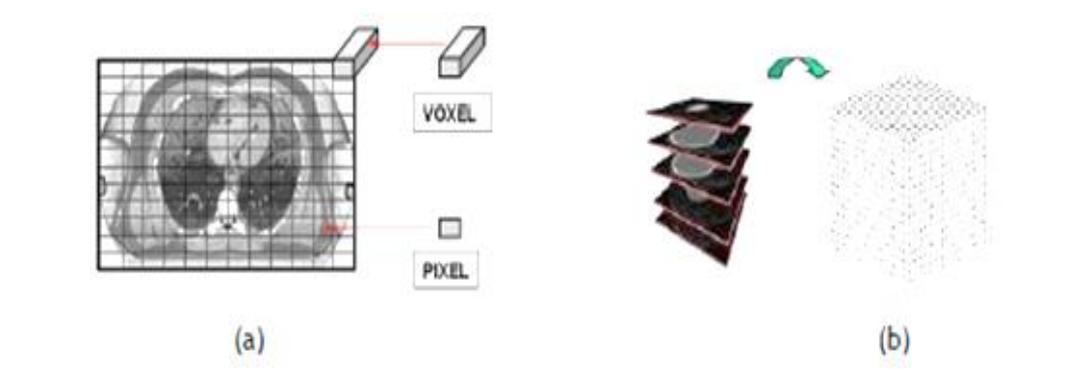


FIGURE VI. 30 — Définition d'un voxel (a) et construction de la matrice en trois dimensions (b)

VI. 4. 2 Modèle du fantôme utilisé

Dans notre étude, le modèle mathématique du fantôme-tête Snyder, avec ses surfaces courbées, hétérogènes a été adapté pour nos calculs. Une étude comparative des doses pour le modèle analytique de la tête snyder et le modèle voxélisé, avec des voxels de dimensions 16x16x16, 8x8x8 et 4x4x4 mm ont été présenté par Goorley (Goorley et al., 2002), où il a été montré que le modèle avec la plus petite taille du voxel, 4x4x4 millimètres, montre un meilleur accord avec le modèle analytique pour tous les composants de la dose, avec généralement une différence à moins de 2%. De ce fait, on se contente d'utiliser le modèle analytique, car il faut noter que les calculs Monté Carlo avec les modèles voxélisés s'avèrent très longs.

Le fantôme Snyder est de forme ellipsoïdal. Il se compose de deux ellipsoïdes, qui divisent la tête en régions de cerveau d'un adulte et le crâne. Une troisième coquille de 5 mm d'épaisseur représentant la peau a également été ajoutée, figure V.31. Sa mensuration est de 17.6 cm de diamètre et de 20.6 cm de hauteur. Les équations suivantes localisent le centre de la tête à l'origine, spécifient ces régions, et la frontière entre le cerveau et le crâne :

$$\left(\frac{x}{6}\right)^2 + \left(\frac{y}{9}\right)^2 + \left(\frac{z-1}{6.5}\right)^2 = 1$$

La limite entre le crâne et le cuir chevelu :

$$\left(\frac{x}{6.8}\right)^2 + \left(\frac{y}{9.8}\right)^2 + \left(\frac{z}{8.3}\right)^2 = 1$$

La limite entre le le cuir chevelu et l'air :

$$\left(\frac{x}{7.3}\right)^2 + \left(\frac{y}{10.39}\right)^2 + \left(\frac{z}{8.8}\right)^2 = 1$$

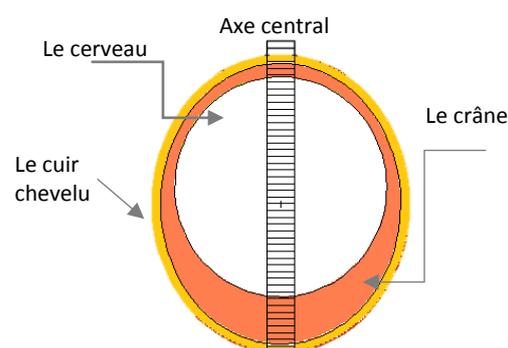


FIGURE VI. 31 — Coupes transversales du fantôme-tête de Snyder modifié.

Ces équations décrivent le fantôme-tête illustré dans la [figure VI.31](#). La composition de chaque partie du fantôme de la tête et de l'air, en pourcentage massique, est listée dans le tableau IV.1,

(ICRU 46, 1992) ces derniers sont introduits dans le fichier input du MCNP. La configuration pour l'évaluation in-fantôme est illustrée dans la [figure VI.26](#).

VI. 4. 3 Evaluation des paramètres dans le fantôme

VI. 4. 3. 1 Profil des flux de neutrons dans le fantôme

Le sommet du fantôme de la tête est au point d'irradiation et la ligne centrale du fantôme est colinéaire avec la ligne centrale de l'ensemble BSA [figure VI.26](#). Des volumes en forme de pavé droit (parallélépipède) de 16mm de largeur, 16mm de profondeur et 4 mm d'épaisseur, disposés tout au long de l'axe central du fantôme tête ont été utilisés dans les calculs des profils de flux et de doses. En utilisant le tally F4 du code MCNP pour l'estimation des observables dans ces volumes, ces derniers peuvent être considérés comme des détecteurs de type F4.

La [figure VI.32](#) montre les profils des flux de neutrons des trois groupes (thermique, épithermique et rapide) en fonction de la profondeur le long de l'axe central du fantôme. On peut voir que les flux de neutrons à la surface sont dominés par des neutrons épithermiques. Le flux de neutrons thermiques atteint un pic entre 2,7 cm et 3,5 cm et décroît rapidement au-delà de 4 cm. Le flux de neutrons thermiques résultant de la première phase de l'étude de conception a culminé à environ 2,78 cm et atténué à une profondeur de 12 cm environ, à l'intérieur du fantôme (Zaidi et al., 2018).

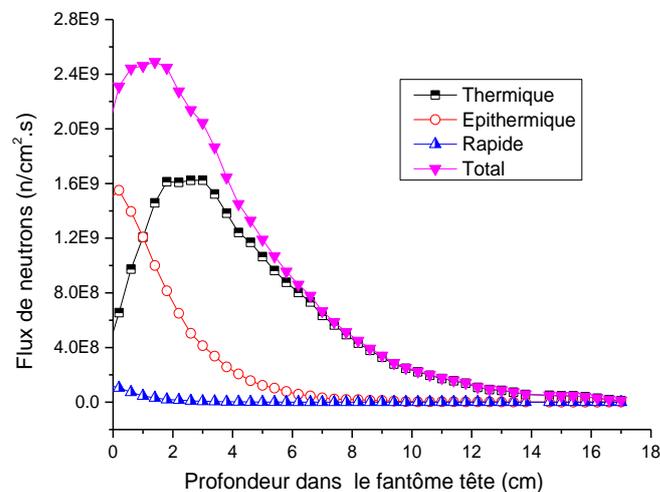


FIGURE VI.32 — Profils des flux de neutrons dans le fantôme tête.

VI. 4. 3. 2 Profil de doses dans le fantôme

Les différentes doses (gamma, neutrons rapides, thermiques, épithermique, ..) ont été calculées en utilisant le tally F4 du code MCNP et les cartes DE / Df pour les coefficients de Kerma des tissus, ainsi que les fractions massiques de chaque élément constituant une tête

humaine présenté dans le chapitre précédent. Les facteurs de conversion flux-Kerma utilisés du cerveau et celui du bore-10 dans les tissus sont présentés dans la [figure VI.33](#).

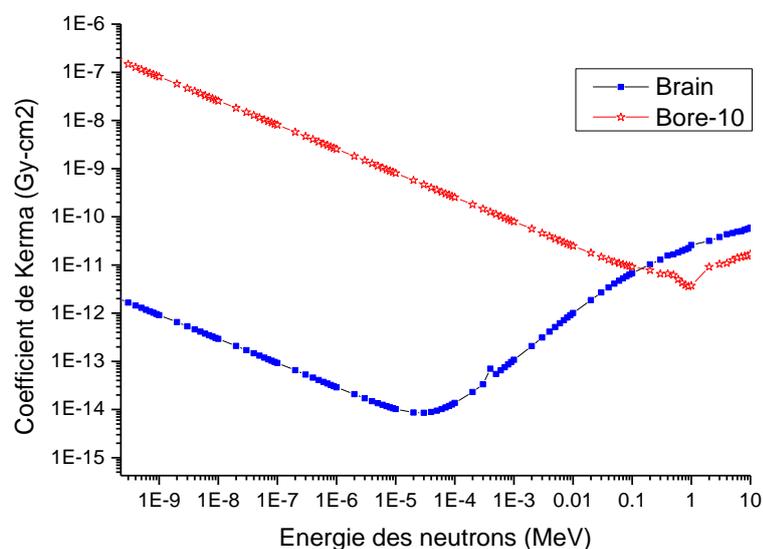


FIGURE VI.33 — Facteurs de conversion Flux-KERMA des neutrons dans les tissus et dans le bore naturel avec une concentration de 1ppm.

Le débit de dose (RBE-cGy/min) résultant de l'exposition aux neutrons épithermiques a été calculé en utilisant l'équation IV.12. Les facteurs de pondérations et la concentration du bore (Herrera et al., 2013) dans chaque tissu de la tête sont portés dans le tableau VI.9.

TABLE VI.9. Les facteurs de pondération et concentration du bore dans les tissus.

| Tissu | Concentration du ^{10}B (ppm) | RBE des Neutrons | CBE du ^{10}B | RBE des gammas |
|------------|--|------------------|------------------------|----------------|
| Tissu sain | 15 | 3.2 | 1.35 | 1 |
| La Peau | 22.5 | 3.2 | 2.5 | 1 |
| Tumeur | 52.5 | 3.2 | 3.8 | 1 |

La [figure VI.34](#) montre les distributions des composantes de la dose absorbée en fonction de la profondeur. Des doses de neutrons simulées dans des tissus sains montrent que les composants principaux sont dus à une dose de bore dans le cerveau suivie de la dose gamma et de la collision de neutrons rapides avec l'hydrogène dans la peau ([figure VI.34](#) (a)).

La contamination inévitable en rayonnement gamma, fait que la dose de photons est le deuxième plus grand composant de dose absorbée dans la tumeur et la plus grande composante de dose absorbée dans le tissu normal. La dose absorbée par les photons provient à la fois des photons générés dans l'ensemble du modérateur et des photons de capture d'hydrogène de 2.2 MeV. Quand à la dose de neutrons rapides elle décroît exponentiellement.

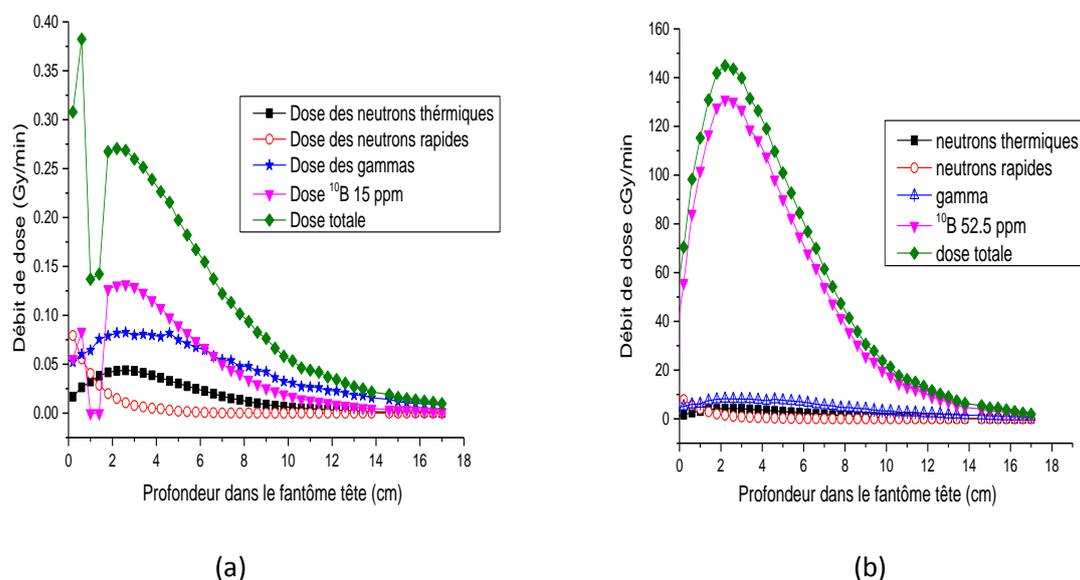


FIGURE VI.34—profils de doses dans les tissus sains (a) et dans la tumeur (b).

VI. 4. 3. 3 Les paramètres dans le fantôme :

Dans la tumeur, l'AD définie comme la profondeur maximale à laquelle la dose de la tumeur dépasse la dose maximale de tissu sain est de 9,7 cm. La profondeur maximale pour laquelle la dose tumorale est le double de la dose des tissus sains, la profondeur traitable (TD), dans ce cas est de 7.52cm.

Pour définir les doses totales, qui peuvent être délivrées par le BSA, nous normalisons les doses à la dose maximale de tissu sain ponctuel défini à 11 RBE-Gy, parce que les autres limites de prescription de dose (Casal et al., 2011) sont inférieures, loin d'être atteintes dans notre cas où la dose cutanée ponctuelle maximale et la dose moyenne du cerveau sont limitées à 16,7 RBE-Gy et 7 RBE-Gy, respectivement.

Après normalisation des doses afin que la dose maximale de tissu ponctuel sain soit 11RBE-Gy, les profils de dose tumorale totale et de tissu sain ont été obtenus (figure VI.35). Le facteur de normalisation correspond au temps de traitement maximal de 40 minutes pour lequel une dose moyenne de 2,77 RBE-Gy est administrée à la peau avec une dose maximale ponctuelle de 15,58 RBE-Gy et une moyenne de 3,71 RBE-Gy pour le tissu cérébral sain. Pendant cette période d'irradiation, la dose tumorale moyenne de 56,5 RBE-Gy avec une dose tumorale minimale de 52,2 RBE-Gy peut être atteinte, alors qu'un rapport thérapeutique de la

tumeur par rapport aux tissus normaux est de 5,38. Le tableau 4 rapporte les paramètres in-fantômes de différents travaux publiés.

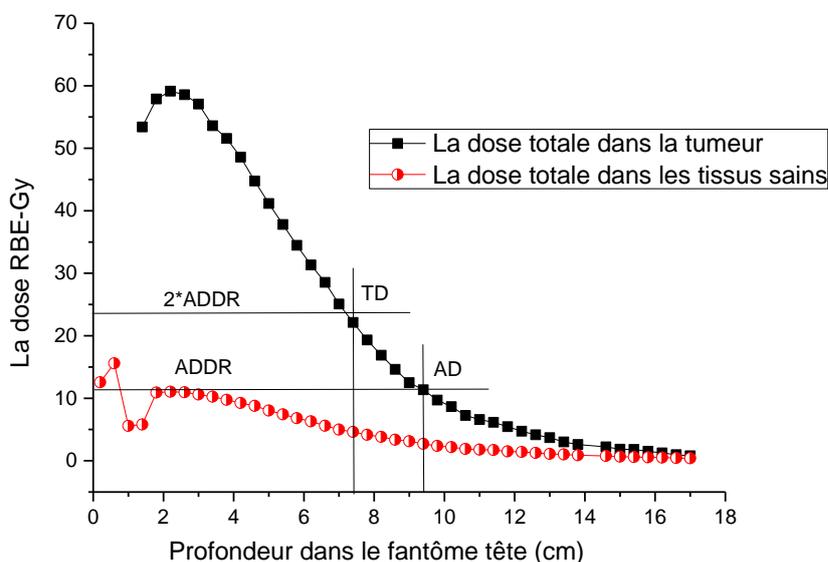


FIGURE VI.35 — Profils de dose dans la tumeur et les tissus sains.

TABLE VI.10. Les paramètres in-fantômes de la configuration BSA proposé et quelques travaux publiés.

| Facility | ADDR (cGy/min) | AD (cm) | TT (min) | TD (cm) | Concentration 10B (ppm) Tumeur : tissu normal | TR Maximum |
|--|----------------|---------|----------|---------|--|------------|
| Present work , 10mA 2.3 MeV | 126.93 | 9.7 | 40 | 7.52 | 52.5:15 | 5.38 |
| (Minsky and Kreiner, 2014) 30mA, 2.3MeV | – | – | 58.6 | 5.38 | 52.5:15 | – |
| (Kononov et al., 2004) 10mA, | 100 | 9.1 | 12.5 | – | 65:18 | – |
| (Rasouli et al., 2012) | 41.3 | 9.4 | 30.2 | 7 | 40:11.42 | – |
| (Rahmani and Shahriari, 2011) | 37.1 | 8.2 | 34 | 6.5 | 65:18 | 5.05 |
| THOR | 50 | 8.9 | 25 | 5.6 | 65:18 | 6 |

VI. 4. 4 Application de MESH tally à la modélisation de dépôt de dose dans la configuration BSA-tête :

Le Mesh Tally est une méthode d'affichage graphique du flux de particules, de la dose ou d'autres grandeurs sur une grille rectangulaire, cylindrique ou sphérique superposée à la géométrie du problème. Les particules sont suivies à travers le maillage, le contenu de chaque cellule de maillage est écrit dans un fichier à la fin des calculs. Ce fichier peut être converti en un certain nombre de formats standards adaptés à la lecture par différents programmes d'analyse graphique.

Afin de pouvoir obtenir la distribution des doses dans le cerveau, nous avons utilisé un MESH tally de forme quadrillage, de type 1 et de type 3 en association avec les cartes Flux, PEDEP et dose disponibles dans le code MCNPX (MCNPXTM 2.4.0, 2002), et nous avons considéré le fantôme Snyder avec une tumeur de forme sphérique de 2,5 cm de diamètre, centrée à 3 centimètre de la surface du cerveau, et la concentration du ¹⁰B dans les tissus sont de 52,5 ppm dans la tumeur, 22,5 ppm dans la peau et 15ppm dans le cerveau.

Les résultats obtenus ont permis de cartographier l'énergie déposée, les différents flux (thermique, épithermique, rapide ainsi que le flux des rayons gamma), et les doses dans la configuration BSA-Cerveau (Zaidi et al., 2018).

La superposition de ce MESH tally sur la géométrie du cerveau dans un plan XZ est illustrée dans la [figure VI.36](#). Le nombre initial d'histoires stochastiques nécessaire pour avoir une statistique inférieure à 5% est de 1×10^9 .

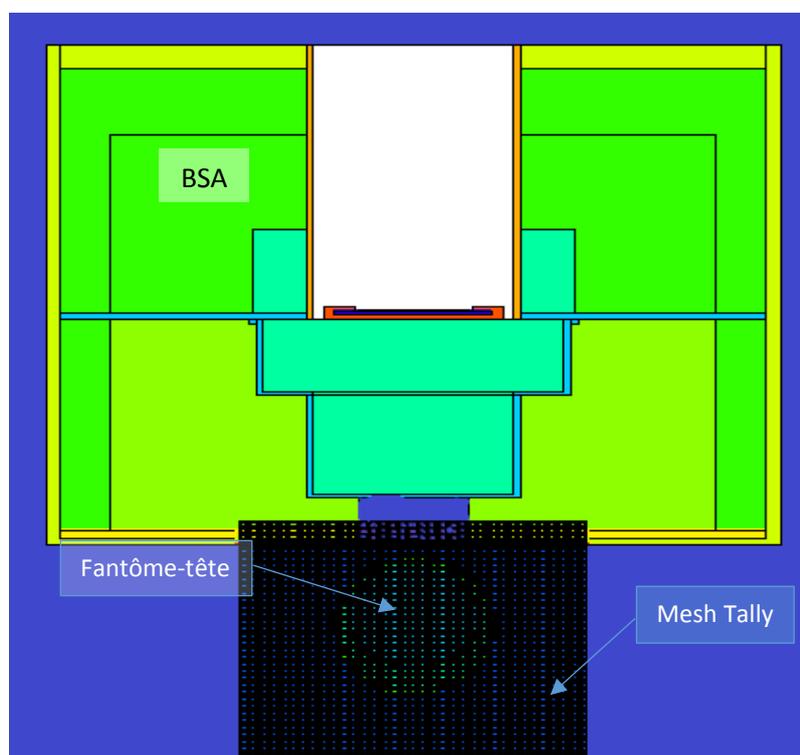


FIGURE VI.36—Représentation de MESH tally sur la géométrie.

La [figure VI.37](#) et [VI.38](#) montre une coupe longitudinale dans le fantôme tête de l'énergie déposée des neutrons et des rayons gamma (réalisée avec le calcul de mesh tally), où les couleurs rouge et bleu sont respectivement représentatives de l'énergie maximale et minimale déposée.

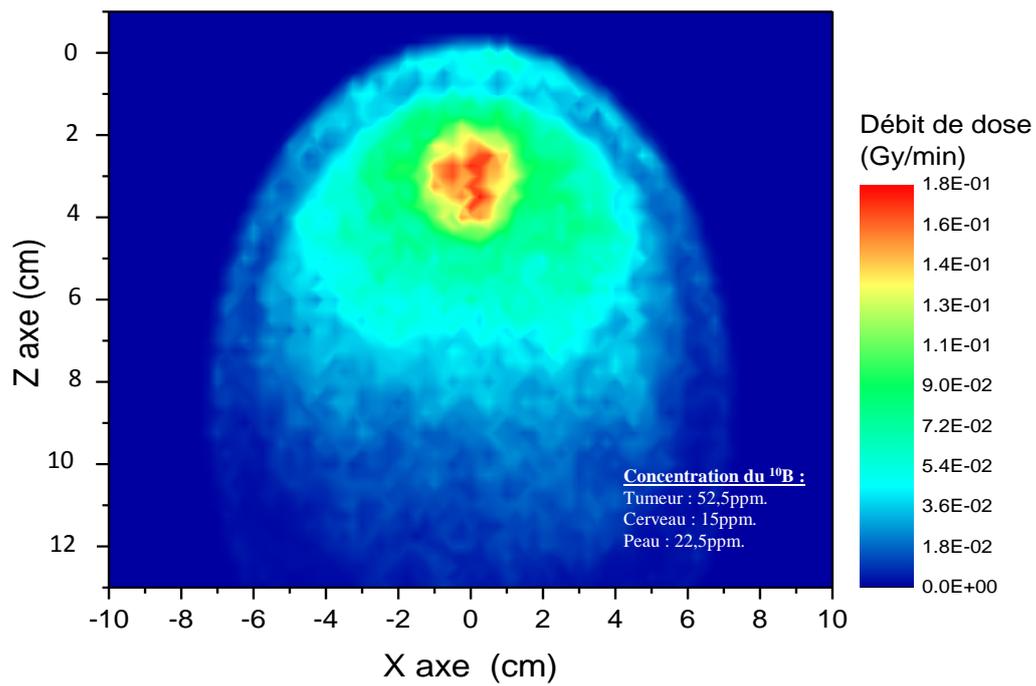
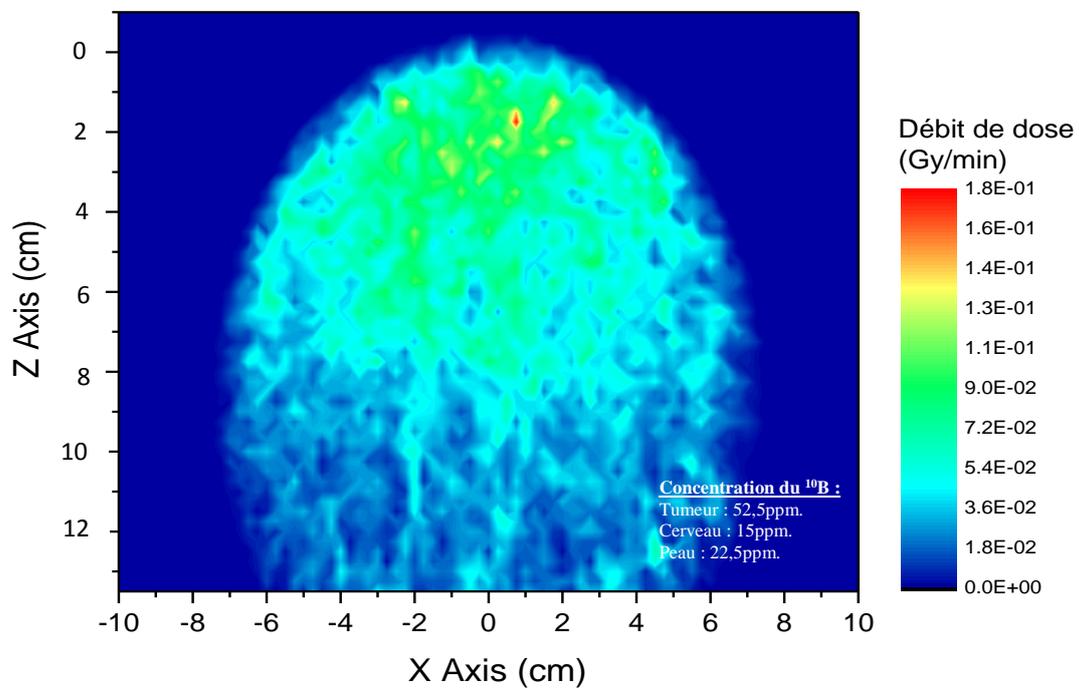


FIGURE VI.37 — Débit de dose des neutrons dans le fantôme tête.



(b)

FIGURE VI.38 — Débit de dose des gammas dans le fantôme tête.

Conclusion générale

La thérapie par capture de neutrons par le bore (BNCT) est une modalité de traitement des cancers par voie d'irradiation avec neutrons. Historiquement, la meilleure source de neutrons était un réacteur nucléaire. Cependant, l'approche actuelle comprend l'utilisation des accélérateurs de particules comme source de neutrons pour la BNCT. Ils présentent un certain nombre d'avantages, notamment le coût : ils sont moins chers, facile à utiliser, moins risqués en comparaison avec les réacteurs nucléaires.

Les accélérateurs peuvent accélérer des particules chargées comme les protons ou les deutons aux énergies requises pour la réaction sur une cible génératrice de neutrons. Si le courant de faisceau et la section efficace de la réaction sont élevés, les neutrons peuvent être obtenus à des intensités et des énergies adaptables pour la BNCT.

Les sources de neutrons susceptibles d'être utilisées pour la BNCT sont nombreuses. Après études, nous avons conclu que la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ serait le meilleur choix en terme de rendement neutronique et spectre d'énergie. Dans le cadre de ce travail, une cible de lithium solide soumise au faisceau de protons de l'accélérateur Tandem à isolation sous vide (VITA) de l'institut BINP, a été considérée comme source de neutrons pour la BNCT.

En bombardant avec des protons, la cible de lithium émet des neutrons d'intensité variable selon l'énergie et selon l'angle d'émission, soit un spectre de neutrons doublement différentiel. Nous avons choisis l'énergie des protons de bombardement de 2,3 MeV afin de tirer profit de la résonance de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ qui est à 2,25 MeV. Pour calculer la dépendance angulaire et énergétique des neutrons émis issus de la réaction des protons de 2,3 MeV sur une cible de lithium-7 solide, nous avons utilisé le code DROSG-2000. Les rendements, les énergies, le rendement double différentiel par angle solide et par énergie des neutrons ont été calculés. Ces données ont été utilisées pour définir la source de neutrons dans les calculs MCNP dans l'étude de dispositif d'irradiation, appelé BSA. Ce dispositif est constitué d'un modérateur, réflecteur, filtres des contaminants en neutrons rapides, neutrons thermiques et de rayonnements gammas.

Avant la simulation du dispositif BSA optimisé avec le code MCNP, nous avons simulé avec le même code le dispositif installé auprès de l'accélérateur Tandem à isolation sous vide (VITA) de l'institut BINP, utilisé pour mener des expériences en BNCT. Cette simulation a été validé expérimentalement en utilisant des résultats expérimentaux effectués sur des feuilles d'activation d'Au, de Cu et de W. L'activité induite sur ces feuilles d'activation a été mesurée afin de déterminer le taux de réactions induites comparé au taux de réactions simulé.

Plusieurs types de matériaux ont été étudiés pour modérer les neutrons aux énergies épithermiques : eau légère, carbone, eau lourde, oxyde de magnésium, béryllium, oxyde de béryllium, fluorure de magnésium, fluorure d'aluminium. Diverses épaisseurs de matériau modérateur ont été utilisées dans cette étude, l'évolution du flux épithermique en fonction de l'épaisseur ainsi que les intensités relatives ont été analysées. Le modérateur en MgF_2 , qui a fourni la plus faible contribution des neutrons rapides au taux de fluence total et le plus important flux épithermique a été choisis.

Des réflecteurs en Be, BeO, Al_2O_3 , MgO, C et Pb sont placés sur deux parties principales : partie latérale (réflecteur latéral) et partie arrière (réflecteur arrière). Le réflecteur réduit les fuites de neutrons et permet d'obtenir un taux de fluence neutronique plus élevé au

point d'irradiation. Après les calculs de simulation avec MCNP, le réflecteur en MgO latéral de 20 cm d'épaisseur et un réflecteur arrière en Pb de 15 cm de hauteur ont été choisis.

Après le modérateur, nous avons contracté l'orifice du BSA sur une surface circulaire plate de 10 cm de diamètre entourée par le réflecteur. Une forme conique et cylindrique du collimateur ont été testés, les paramètres du faisceau dans l'air sont calculés. Nous avons trouvé qu'une forme cylindrique du collimateur de taille 5.8 cm est préférable. En ajoutant le collimateur, le rapport J/Φ du BSA est amélioré à une valeur de 0,657.

Pour éviter la contamination indésirable des neutrons thermiques et des rayons gammas dans le faisceau, une couche de Bi de 1 mm et du polyéthylène-Li enrichi avec du ^6Li de 1 mm d'épaisseur, ont été choisis pour recouvrir le collimateur. Cette épaisseur est désirée afin de ne pas diminuer significativement le flux épithermique et sans que la contamination soit nocive.

Les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant un modérateur en MgF_2 de 21 cm de hauteur. Il fournit un rapport thérapeutique relativement élevé pendant un temps de traitement raisonnable.

Les distributions radiales des flux surfaciques neutroniques des composantes thermiques, épithermiques et rapides à la sortie du BSA en fonction de la distance de l'axe d'irradiation, sont calculées. Le faisceau de neutron généré au point d'irradiation, par le BSA optimisé, est comparé au FOM recommandés par l'AIEA. Et les profils des composantes du flux dans un fantôme cérébral (de composante tissulaire humaine rapporté dans ICRU-44) ont été évalués. Le flux épithermique se thermalise en profondeur pour atteindre son apogée à une profondeur de 3cm.

Pour connaître la dose totale administrée à la tumeur et au tissu sain, d'autres composants de la dose totale ont été calculés. Les composantes importantes de la dose absorbée dans la BNCT sont : la dose absorbée due à la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, trois composantes de la dose absorbée due aux neutrons interagissant avec les éléments présents dans les tissus cérébral et à la dose absorbée due aux rayons gammas qui accompagnent le faisceau de neutrons. Les trois composantes de la dose absorbée, dues aux neutrons interagissant avec les éléments du tissu, sont une conséquence des réactions $^1\text{H}(n, n')^1\text{H}$, $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ et $^1\text{H}(n, \alpha)^2\text{H}$.

Dans la tumeur, l'AD définie comme la profondeur maximale à laquelle la dose de la tumeur dépasse la dose maximale de tissu sain est de 9,7 cm. La profondeur maximale pour laquelle la dose tumorale est le double de la dose des tissus sains, la profondeur traitable (TD), dans ce cas est de 7,52cm.

Avec le BSA proposé, un traitement maximal de 40 minutes est tolérable, pour lequel une dose moyenne de 2,77 RBE-Gy est administrée à la peau avec une dose maximale ponctuelle de 15,58 RBE-Gy et une moyenne de 3,71 RBE-Gy pour le tissu cérébral sain. Pendant cette période d'irradiation, la dose tumorale moyenne de 56,5 RBE-Gy avec une dose tumorale minimale de 52,2 RBE-Gy peut être atteinte, le rapport thérapeutique de la tumeur au tissu normal est de 5,38. Ce qui est très prometteur comme modalité de traitement.

Les résultats présentés dans cette thèse permettent de conclure que le BSA proposé devrait fournir des doses durant un temps de traitement acceptable pour l'irradiation de la tumeur jusqu'à 9 cm de profondeur dans le cerveau, avec un rapport thérapeutique supérieur à 5, et ce en utilisant l'accélérateur de particules avec un courant de 10mA et une énergie de 2,3 MeV sur une cible de lithium-7.

Références

- Aleynik, V., Burdakov, A., Davydenko, V., Ivanov, A., Kanygin, V., Kuznetsov, A., Makarov, A., Sorokin, I., Taskaev, S., 2011. BINP accelerator based epithermal neutron source. *Appl. Radiat. Isot.* 69, 1635–1638. doi:10.1016/j.apradiso.2011.03.010
- Attix, F.H., 2004. *Introduction To Radiobiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley-VCH, Madison, Wisconsin.
- Azmy, Y., Sartori, E., 2010. *Nuclear Computational Science*. @ Springer Science+Business Media B.V. 2010. doi:10.1007/978-90-481-3411-3
- Bayanov, B., Belov, V., Taskaev, S., 2006. Neutron producing target for accelerator based neutron. *EPS Euroconference XIX Nucl. Phys. Div. Conf.* 41, 460–465. doi:10.1088/1742-6596/41/1/051
- Bayanov, B.F., 1998. Accelerator based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hospital. *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A* 413, 397–426. doi:10.1016/S0168-9002(98)00425-2
- Bayanov, B.F., Burdakov, A. V., Chudaev, V.Y., Ivanov, A.A., Kanstantinov, S.G., Kusnetsov, A.S., 2008. Results of first experiments on neutron generation in the vita neutron source. Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia.
- Beckurts, K.H., Wirtz, K., 1964. *Neutron Physics*. Springer, Berlin. doi:10.1007/978-3-642-87614-1
- Belgaid, M., 1991. *Mesure de sections efficaces de reactions nucleaires induites par des neutrons d'énergie $E_n=14.73$ MeV. Etude systématique des reactions du type (n,p)*. USTHB.
- Bielajew, A.F., 2016. *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport*. The University of Michigan, Michigan, U. S. A.
- Blue, T.E., Yanch, J.C., 2003. Accelerator-based epithermal neutron sources for boron neutron capture therapy of brain tumors. *J. Neurooncol.* 62, 19–31. doi:10.1023/A:1023247222043

- Bombardieri, E., Buscombe, J., Lucignani, G., Schober, O., 2007. *Advances in Nuclear Oncology Diagnosis and Therapy*. Informa Healthcare, United Kingdom.
- Brooks, F., Klein, H., 2002. Neutron spectrometry - historical review and present status. *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A* 476, 1–11.
- Busse, P., Harling, O.K., Palmer, M.R., Iii, W.S.K., Kaplan, J., I, I.K., Chuang, C.E., Goorley, J.T., Riley, K.J., Newton, T.H., Cruz, G.A.S., I, X.L., Zamenhof, R.G., 2003. A critical examination of the results from the Harvard-MIT NCT program phase I clinical trial of neutron capture therapy for intracranial disease. *J. Neurooncol.* 62, 111–121.
- Casal, M.R., Herrera, M.S., González, S.J., Minsky, D.M., 2011. Computational dosimetry of a simulated combined standard X-Rays and BNCT treatment. *Appl. Radiat. Isot.* 69, 1826–1829. doi:10.1016/j.apradiso.2011.02.023
- Ceballos, C., Esposito, J., Agosteo, S., Colautti, P., Conte, V., Moro, D., Pola, A., 2011. Towards the final BSA modeling for the accelerator-driven BNCT facility at INFN LNL. *Appl. Radiat. Isot.* 69, 1660–1663. doi:10.1016/j.apradiso.2011.01.032
- Cheminet, A., 2013. Développement d'un système opérationnel de spectrométrie des neutrons dédié à la caractérisation dynamique de l'Environnement Radiatif Naturel Atmosphérique à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre JURY. Université de Toulouse.
- Coste-delclaux, M., Diop, C., Nicolas, A., Bonin, B., 2015. *Neutronique*. CEA Saclay.
- Courageot, E., 2010. Reconstitution dosimétrique d' accident radiologique par simulations numériques à l' aide d' outils associant un modèle anthropomorphe à un code de calcul Monte Carlo. Paris sud 11.
- Culbertson, C.N., Green, S., Mason, A.J., Picton, D., Baugh, G., Hugtenburg, R.P., Yin, Z., Scott, M.C., Nelson, J.M., 2004. In-phantom characterisation studies at the Birmingham Accelerator-Generated epIthermal Neutron Source. *Appl. Radiat. Isot.* 61, 733–738. doi:10.1016/j.apradiso.2004.05.057
- Drosg, M., 2005. *DROSG-2000:Neutron Source Reactions*. IAEA-NDS-87 Rev. 9.
- Ernesto, L., Mura, C., 2014. Measurement of the Energy Spectrum of the Neutrons inside the Neutron Flux Trap Assembled in the Center of the Reactor Core IPEN/MB-01. *J. Energy Power Eng.* 8, 1817–1823.

- Eskandari, M.R., Kashian, S., 2009. Design of moderator and multiplier systems for D–T neutron source in BNCT. *Ann. Nucl. Energy* 36, 1100–1102.
doi:10.1016/j.anucene.2009.05.005
- Exetat.net, 2016. cellule animal [WWW Document]. URL <http://www.exetat.net/biologie/les-parties-dune-cellule-et-leurs-fonctions>
- Faghihi, F., Khalili, S., 2013. Beam shaping assembly of a D-T neutron source for BNCT and its dosimetry simulation in deeply-seated tumor. *Radiat. Phys. Chem.* 89, 1–13.
doi:10.1016/j.radphyschem.2013.02.003
- Floberg, J., 2005. The physics of boron neutron capture therapy : an emerging and innovative treatment for glioblastoma and melanoma. Northfield, Minnesota, United States.
- Gabel, D., Moss, R., 1992. Boron Neutron Capture Therapy Toward Clinical Trials of Glioma Treatment. Springer Science+Business Media New York.
- Geant4, Collaboration, 2006. GEometry ANd Tracking particules code.
- Goorley, J.T., Kiger, W.S., Zamenhof, R.G., 2002. Reference dosimetry calculations for neutron capture therapy with comparison of analytical and voxel models. *Med. Phys.* 29, 145–156. doi:10.1118/1.1428758
- Green, S., 2010. Developing Clinical Facilities for BNCT and proton radiotherapy in Birmingham • External beam treatments, in: Particle Physics Group Seminar. Birmingham.
- Gubanova, N., Kanygin, V., Kichigin, A., Taskaev, S., 2014. Evaluation of micronucleation and viability of glioma cells, in: 16th Neutron Capture Therapy. helsinki, finland, pp. 172–173.
- H. Hirayama, Y. Namito , A.F. Bielajew, S.J. Wilderman, W.R.N., 2005. EGS5 code system.
- Hayat, M.A., 2011. Tumors of the central nervous system. Springer, Union, NJ, USA.
doi:10.1007/978-94-007-1399-4
- Herrera, M.S., González, S.J., Minsky, D.M., Kreiner, A.J., 2013. *Physica Medica* Evaluation of performance of an accelerator-based BNCT facility for the treatment of different tumor targets. *Phys. Medica* 29, 436–446. doi:10.1016/j.ejmp.2013.01.006
- IAEA, 2018. EXFOR_ Experimental Nuclear Reaction Data [WWW Document]. URL

- <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
- IAEA, 2001. Current status of neutron capture therapy. IAEA-TECDOC-1223.
- ICRU 46, 1992. Photon, electron, proton, and neutron interaction data for body tissues. Bethesda.
- ICRU Report 63, 1999. Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection.
- Juan, A., Bergueiro, J., Cartelli, D., Baldo, M., Castell, W., Gomez, J., Padulo, J., Carlos, J., Sandín, S., Igarzabal, M., Erhardt, J., Mercuri, D., Valda, A.A., Minsky, D.M., Herrera, M.S., Mariela, F., Gagetti, L., Suarez, M., Canepa, N., Real, N., Gun, M., Tacca, H., 2014. Present status of Accelerator-Based BNCT. Reports Pract. Oncol. Radiother. 21, 95–101. doi:10.1016/j.rpor.2014.11.004
- Kasatov, D., Koshkarev, A., Kuznetsov, A., Makarov, A., Ostreinov, Y., Shchudlo, I., Sorokin, I., Sycheva, T., Taskaev, S., Zaidi, L., 2016. The accelerator neutron source for boron neutron capture therapy. J. Phys. doi:10.1088/1742-6596/769/1/012064
- Kasatov, D., Makarov, A., Shchudlo, I., Taskaev, S., 2015. A study of gamma-ray and neutron radiation in the interaction of a 2MeV proton beam with various materials. Appl. Radiat. Isot. 106, 38–40. doi:10.1016/j.apradiso.2015.08.011
- Kasatov, D.A., Kolesnikov, J.A., Koshkarev, A.M., Kuznetsov, A.S., Makarov, A.N., Sokolova, E.O., Sorokin, I.N., Sycheva, T. V., Taskaev, S.Y., Shchudlo, I.M., 2016. Experiments to increase the parameters of the vacuum insulation tandem accelerator for boron neutron capture therapy. Phys. Part. Nucl. Lett. 13, 954–956. doi:10.1134/S154747711607027X
- Kiger, S., Sakamoto, S., Harling, O., 1999. Neutronic Design of a Fission Converter-Based Epithermal Neutron Beam for Neutron Capture Therapy Neutron Beam for Neutron Capture Therapy. Nucl. Sci. Eng. 131, 1–22. doi:10.13182/NSE99-A2015
- Kobayashi, T., Bengua, G., Tanaka, K., Hayashizaki, N., Katabuchi, T., Hattori, T., Aritomi, M., 2011. A novel BNCT irradiation system with an on-line monitor using $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ near threshold neutrons. Radiat. Meas. 46, 2000–2002. doi:10.1016/j.radmeas.2011.08.024

- Kononov, O.E., Kononov, V.N., Bokhovko, M. V., Korobeynikov, V. V., Soloviev, A.N., Sysoev, A.S., Gulidov, I.A., Chu, W.T., Nigg, D.W., 2004. Optimization of an accelerator-based epithermal neutron source for neutron capture therapy. *Appl. Radiat. Isot.* 61, 1009–1013. doi:10.1016/j.apradiso.2004.05.028
- Kumada, H., Matsumura, A., Sakurai, H., Sakae, T., Yoshioka, M., Kobayashi, H., 2014. Project for the development of the linac based NCT facility in University of Tsukuba. *Appl. Radiat. Isot.* 1–5. doi:10.1016/j.apradiso.2014.02.018
- L'Annunziata, M., 2012. *Handbook of Radioactivity Analysis*. Academic Press.
- Lee, C.L., Zhou, X., 1999. Thick target neutron yields for the ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reaction near threshold. *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B* 152, 1–11.
- Lee, C.L., Zhou, X.L., Kudchadker, R.J., Harmon, F., Harker, Y.D., 2000. A Monte Carlo dosimetry-based evaluation of the ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reaction near threshold for accelerator boron neutron capture therapy. *Med. Phys.* 27, 192–202. doi:10.1118/1.598884
- Lux, I., Koblinger, L., 1990. *Particle Transport Methods : Neutron and Photon Calculations*. CRC Press, Boca Raton, Florida, USA.
- MCNPXTM 2.4.0, 2002. Monte Carlo N-Particle Transport Code System for Multiparticle and High Energy Applications.
- Minsky, D.M., Kreiner, A.J., 2014. Beam shaping assembly optimization for ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ accelerator based BNCT. *Appl. Radiat. Isot.* 88, 233–7. doi:10.1016/j.apradiso.2013.11.088
- Moens, L., De Donder, J., Xi-lei, L., De Corte, F., 1981. Calculation of the absolute peak efficiency of gamma-ray detectors for different counting geometries. *Nucl. Instruments Methods* 187, 451–472.
- Moller, J.-Y., 2012. *Éléments finis courbes et accélération pour le transport de neutrons*. Université Henri Poincaré.
- Morris, G., Coderre, J., 1999. The radiation biology of boron neutron capture therapy. *Radiat. Res.* 151, 1–18.
- Moss, R.L., 2014. Critical review , with an optimistic outlook , on Boron Neutron Capture Therapy (BNCT). *Appl. Radiat. Isot.* 1–10. doi:10.1016/j.apradiso.2013.11.109

- Mostovich, L.A., Gubanova, N. V., Kutsenko, O.S., Aleinik, V.I., Kuznetsov, A.S., Makarov, A.N., Sorokin, I.N., Taskaev, S.Y., Nepomnyashchikh, G.I., Grigor'eva, E. V., 2011. Effect of epithermal neutrons on viability of glioblastoma tumor cells in vitro. *Bull. Exp. Biol. Med.* 151, 264–267. doi:10.1007/s10517-011-1304-1
- Negoita, C.C., 2004. Measurement of Neutron Flux Spectra in a Tungsten Benchmark by Neutron Foil Activation Method. Institut für Kern- und Teilchenphysik.
- Phoenix, B., Green, S., Hill, M.A., Jones, B., Mill, A., Stevens, D.L., 2009. Do the various radiations present in BNCT act synergistically ? Cell survival experiments in mixed alpha-particle and gamma-ray fields. *Appl. Radiat. Isot.* 67, 318–320. doi:10.1016/j.apradiso.2009.03.097
- Postuma, I., 2015. Clinical application of accelerator-based Boron Neutron Capture Therapy : optimization of procedures , tailoring of a neutron beam and evaluation of its dosimetric Ian Postuma. University of Pavia, Italy.
- Rahmani, F., Shahriari, M., 2011. Beam shaping assembly optimization of Linac based BNCT and in-phantom depth dose distribution analysis of brain tumors for verification of a beam model. *Ann. Nucl. Energy* 38, 404–409. doi:10.1016/j.anucene.2010.10.001
- Rasouli, F.S., Masoudi, S.F., Kasesaz, Y., 2012. Annals of Nuclear Energy Design of a model for BSA to meet free beam parameters for BNCT based on multiplier system for D – T neutron source. *Ann. Nucl. Energy* 39, 18–25. doi:10.1016/j.anucene.2011.08.025
- Roger, M., 2008. Méthodes de Monte-Carlo. CEA, Saclay.
- Salvat, F., José, F.-V., Sempau, J., 2014. PENELOPE, a Code System for Monte-Carlo Simulation of Electron and Photon Transport.
- Sato, E., Zaboronok, A., Yamamoto, T., Nakai, K., Taskaev, S., Volkova, O., Mechetina, L., Taranin, A., Kanygin, V., Isobe, T., Mathis, B.J., Matsumura, A., 2018. Radiobiological response of U251MG , CHO-K1 and V79 cell lines to accelerator-based boron neutron capture therapy. *J. Radiat. Res.* 1–7. doi:10.1093/jrr/rrx071
- Savidou, A., Aslanoglou, X., Paradellis, T., Pilakouta, M., 1999. Proton induced thick target γ -ray yields of light nuclei at the energy region $E_p=1.0 \pm 4.1$ MeV. *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B* 152, 12–18. doi:10.1016/S0168-583X(98)00962-8
- Savolainen, S., Kortensniemi, M., Timonen, M., Koivunoro, H., Seppa, T., Kotiluoto, P., Sere,

- TomSavolainen, S., Kortnesniemi, M., Timonen, M., Koivunoro, H., Seppa, T., Kotiluoto, P., Sere, T., 2013. Boron neutron capture therapy (BNCT) in Finland : Technological and physical prospects after 20 years of experiences. doi:10.1016/j.ejmp.2012.04.008, 2013. Boron neutron capture therapy (BNCT) in Finland : Technological and physical prospects after 20 years of experiences. doi:10.1016/j.ejmp.2012.04.008
- SEPPÄLÄ, T., 2002. FIR 1 epithermal neutron beam model and dose calculation for treatment planning in neutron capture therapy. University of Helsinki, Helsinki, Finland.
- Snyder, W.S., Ford, M.R., Warner, G.G., Fisher, H.L.J., 1969. Estimates of absorbed fractions for mono-energetic photons sources uniformly distributed in various organs of heterogeneous phantom. J. Nucl. Med. 10.
- Sokolova, E.O., Kasatov, D.A., Makarov, A.N., Shchudlo, I.M., Taskaev, S.Y., Ras, B.S.B., 2016. MEASUREMENT OF THE PROTON BEAM PROFILE VIA AN ACTIVATION METHOD OF DIAGNOSTICS, in: RuPAC2016. St. Petersburg, Russia, pp. 698–699.
- Sorokin, I., Taskaev, S., 2015. A new concept of a vacuum insulation tandem accelerator. Appl. Radiat. Isot. 106, 101–103. doi:10.1016/j.apradiso.2015.06.015
- Taskaev, S., 2015. Accelerator Based Epithermal Neutron Source. Phys. Part. Nucl. 46, 956–990. doi:10.1134/S1063779615060064
- Vértes, A., Nagy, S., Klencsar, Z., Lovas, R.G., Rosch, F., 2011. Handbook of nuclear chemistry. @ Springer Science+BusinessMedia. doi:10.1007/978-1-4419-0720-2_1
- Wielopolski, L., 1976. THE M O N T E CARLO CALCULATION OF THE AVERAGE SOLID ANGLE. Nucl. Instruments Methods 143, 577–581.
- Wikipédia, 2015. Aiguille de Buffon — Wikipédia [WWW Document]. URL https://fr.wikipedia.org/wiki/Aiguille_de_Buffon
- X-5 Monte CarloTeam, 2003. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5.
- Zaboronok, A.A., KanyginV, V., ByvaltsevV, A., Iarullina A, I., Kichigin, A.I., Volkova, O.Y., Mechetina, L.V., Taskaev, S.Y., Muhamadiyarov, R., K.a, N., Sato, E., Yamamoto, T., Mathis, B.L., Matsumura, A., 2017. Boron-neutron capture therapy in Russia: preclinical evaluation of efficacy and perspectives of its application in neurooncology. New Armen. Med. J. 11, 6–15.

- Zaidi, L., Belgaid, M., Khelifi, R., 2016. Monte Carlo based dosimetry for neutron capture therapy of brain tumors. EPJ Web Conf. 128, 1–3. doi:10.1051/epjconf/201612804003
- Zaidi, L., Belgaid, M., Taskaev, S., Kheli, R., 2018. Beam shaping assembly design of $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ neutron source for boron neutron capture therapy of deep-seated tumor. Appl. Radiat. Isot. 139, 316–324. doi:10.1016/j.apradiso.2018.05.029
- Zaidi, L., Kashaeva, E., Lezhnin, S., Malyshkin, G., Samarin, S., T, S., Taskaev, S., Frolov, S., 2017. Neutron-Beam-Shaping Assembly for Boron Neutron-Capture Therapy. Phys. At. Nucl. 80, 60–66. doi:10.1134/S106377881701015X
- Ziegler, J.F., Biersack, J.P., U. Littmark, 1985. The stopping and range of ions in solids.
- Taskaev, S., 2014. Accelerating source of epithermal neutrons. NSU.
- Таскаев, С., n.d. С . Таскаев Нейтронная терапия злокачественных опухолей в России.

Annexe . Fichier input MCNP

Le fichier présenté ci-dessous est destiné à l'évaluation des spectres de neutrons et de gammas dans l'air d'un BSA composé d'un modérateur en MgF3 et d'un réflecteur en Pb et d'une source de neutrons issue de la réaction des protons de 2,3 MeV sur une cible de lithium-7.

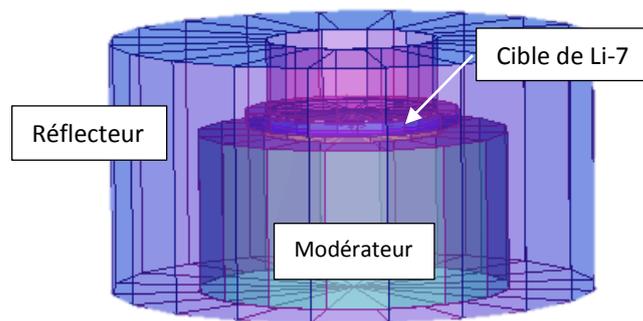


Fig.A.1 : la configuration simulée

```

c ***** definition de cellules *****
1  4 -2.6989 (38 -43 39 -42 )
2  4 -2.6989 40 -39 -41
3  9 -0.001293 -100 #1 #2 #4 #5 #6 #8 #9 #10 #11
4  0   45 -46 -38
9  2  -16.4 39 -139 -38
10 1   -1 139 -339 -38
11 2  -16.4 339 -239 -38
c ***** reflecteur *****
5  5 -11.35 -48 -47 49 38 #1 #2 #6
c 7  5 -11.35 51 -47 50 -49
c ***** Moderateur *****
6  6  -2.9 49 -40 -52
c
8  9 -0.001293 -70 71 -50
c
1000  0   100

c ***** surfaces *****
139  pz -0.22
239  pz 0.42
339  pz 0.22
37   pz 0
38   c/z 0 0 5.52
39   pz -0.42
40   pz -0.92
41   c/z 0 0 5.9

```

42 pz 0.5
 43 c/z 0 0 6.9
 100 so 100
 45 pz 0.6
 46 pz 1.05
 47 c/z 0 0 15.5
 48 pz 5
 49 pz -11
 50 c/z 0 0 5
 51 pz -10
 52 c/z 0 0 10
 70 pz -11.5
 71 pz -12

mode n p

c

c ***** Materials *****

m1 1001.60c 0.6667 \$ H2O
 8016.60c 0.3333
 m2 73181. 1 \$ tantalum 16.4 g/cm3
 m4 13027.50c 1 \$ Alumium 2.6989 g/cm3
 m6 9019.60c 0.75 \$ AlF3 moderator 2.9 g/cm3
 13027.50c 0.25
 m5 82000.60c 1 \$ lead 11.35
 m9 6000.60c -0.00012 \$MAT
 7014.60c -0.75527 8016.60c -0.23178 20000.60c -0.01283

c ***** importances *****

imp:n 1 9r 0 \$ 1, 1000
 imp:p 1 9r 0 \$ 1, 1000

c

mt1 lwtr.01t \$ light water s(a,b) treatment

c

c ***** definition de la source ***

c

sdef pos= 0.00000000 0.00000000 0.8
 vec= 0.00000000 0.00000000 -1.00000000
 axs= 0.00000000 0.00000000 -1.00000000
 ara= 78.53982
 par=n
 rad=d22
 dir=d44 erg fdir=d55

si22 0 5

sp22 -21 1

c

c les directions du rendement neutronique à des angles: 180 ,165 ,150 ,135 ,120 ,105, 90, 75
 c 60, 45 , 30 ,15 , 0 degrés

c

si44 L -1. -.966 -.866 -.707 -.5 -.259 0 .259 .5 .707 .866 .966 1.
 sp44 2.38E-02 2.45E-02 2.69E-02 3.10E-02 3.75E-02 4.67E-02 5.91E-02
 7.50e-02 9.47E-02 1.17E-01 1.37E-01 1.52E-01 1.75E-01

c

c energy bin dependent angl

ds55 s 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13

c

si1 a 0.00E+00 7.42E-03 1.48E-02 2.23E-02 2.97E-02 3.71E-02 4.45E-02

5.19e-02 5.93E-02 6.68E-02 7.42E-02 8.16E-02 8.90E-02 9.64E-02
1.04e-01 1.11E-01 1.19E-01 1.26E-01 1.34E-01 1.41E-01
sp1 0.00E+00 1.14E-02 2.01E-02 2.77E-02 3.51E-02 4.31E-02 4.96E-02
5.40e-02 6.11E-02 7.07E-02 7.79E-02 7.97E-02 7.77E-02 7.47E-02
7.20e-02 6.79E-02 6.02E-02 4.97E-02 3.84E-02 2.90E-02
c
si2 a 0.00E+00 7.59E-03 1.52E-02 2.28E-02 3.04E-02 3.80E-02 4.55E-02
5.31e-02 6.07E-02 6.83E-02 7.59E-02 8.35E-02 9.11E-02 9.87E-02
1.06e-01 1.14E-01 1.21E-01 1.29E-01 1.37E-01 1.44E-01
sp2 0.00E+00 1.15E-02 2.02E-02 2.78E-02 3.51E-02 4.31E-02 4.95E-02
5.40e-02 6.07E-02 7.02E-02 7.75E-02 7.95E-02 7.76E-02 7.47E-02
7.20e-02 6.80E-02 6.04E-02 5.00E-02 3.87E-02 2.94E-02
c
si3 a 0.00E+00 8.12E-03 1.63E-02 2.44E-02 3.25E-02 4.06E-02 4.87E-02
5.69e-02 6.50E-02 7.31E-02 8.12E-02 8.94E-02 9.75E-02 1.06E-01
1.14e-01 1.22E-01 1.30E-01 1.38E-01 1.46E-01 1.54E-01
sp3 0.00E+00 1.19E-02 2.07E-02 2.81E-02 3.51E-02 4.29E-02 4.92E-02
5.38e-02 5.96E-02 6.86E-02 7.64E-02 7.90E-02 7.74E-02 7.45E-02
7.20e-02 6.83E-02 6.12E-02 5.11E-02 3.98E-02 3.05E-02
c
si4 a 0.00E+00 9.06E-03 1.81E-02 2.72E-02 3.63E-02 4.53E-02 5.44E-02
6.34e-02 7.25E-02 8.16E-02 9.06E-02 9.97E-02 1.09E-01 1.18E-01
1.27e-01 1.36E-01 1.45E-01 1.54E-01 1.63E-01 1.72E-01
sp4 0.00E+00 1.27E-02 2.14E-02 2.86E-02 3.51E-02 4.23E-02 4.85E-02
5.34e-02 5.76E-02 6.59E-02 7.42E-02 7.79E-02 7.68E-02 7.41E-02
7.19e-02 6.89E-02 6.27E-02 5.31E-02 4.21E-02 3.28E-02
c
si5 a 0.00E+00 1.05E-02 2.10E-02 3.14E-02 4.19E-02 5.24E-02 6.29E-02
7.33e-02 8.38E-02 9.43E-02 1.05E-01 1.15E-01 1.26E-01 1.36E-01
1.47e-01 1.57E-01 1.68E-01 1.78E-01 1.89E-01 1.99E-01
sp5 0.00E+00 1.40E-02 2.25E-02 2.95E-02 3.53E-02 4.13E-02 4.75E-02
5.24e-02 5.53E-02 6.18E-02 7.01E-02 7.53E-02 7.55E-02 7.34E-02
7.17e-02 6.99E-02 6.52E-02 5.66E-02 4.59E-02 3.68E-02
c
si6 a 0.00E+00 1.24E-02 2.49E-02 3.73E-02 4.97E-02 6.21E-02 7.46E-02
8.70e-02 9.94E-02 1.12E-01 1.24E-01 1.37E-01 1.49E-01 1.62E-01
1.74e-01 1.86E-01 1.99E-01 2.11E-01 2.24E-01 2.36E-01
sp6 0.00E+00 1.62E-02 2.43E-02 3.06E-02 3.56E-02 4.02E-02 4.55E-02
4.99e-02 5.31E-02 5.65E-02 6.39E-02 7.07E-02 7.29E-02 7.19E-02
7.12e-02 7.12E-02 6.88E-02 6.20E-02 5.22E-02 4.34E-02
c
si7 a 0.00E+00 1.50E-02 2.99E-02 4.49E-02 5.98E-02 7.48E-02 8.97E-02
1.05e-01 1.20E-01 1.35E-01 1.50E-01 1.64E-01 1.79E-01 1.94E-01
2.09e-01 2.24E-01 2.39E-01 2.54E-01 2.69E-01 2.84E-01
sp7 0.00E+00 2.01E-02 2.70E-02 3.21E-02 3.61E-02 3.92E-02 4.24E-02
4.64e-02 4.93E-02 5.11E-02 5.58E-02 6.31E-02 6.79E-02 6.89E-02
6.99e-02 7.24E-02 7.35E-02 6.97E-02 6.17E-02 5.34E-02
c
si8 a 0.00E+00 1.80E-02 3.60E-02 5.40E-02 7.20E-02 8.99E-02 1.08E-01
1.26e-01 1.44E-01 1.62E-01 1.80E-01 1.98E-01 2.16E-01 2.34E-01
2.52e-01 2.70E-01 2.88E-01 3.06E-01 3.24E-01 3.42E-01
sp8 0.00E+00 2.71E-02 3.11E-02 3.41E-02 3.65E-02 3.82E-02 3.95E-02
4.12e-02 4.34E-02 4.54E-02 4.71E-02 5.28E-02 5.96E-02 6.35E-02
6.70e-02 7.30E-02 7.91E-02 7.99E-02 7.46E-02 6.72E-02
c

```
si9 a 0.00E+00 2.13E-02 4.27E-02 6.40E-02 8.54E-02 1.07E-01 1.28E-01
    1.49e-01 1.71E-01 1.92E-01 2.13E-01 2.35E-01 2.56E-01 2.77E-01
    2.99e-01 3.20E-01 3.41E-01 3.63E-01 3.84E-01 4.05E-01
sp9 0.00E+00 4.04E-02 3.70E-02 3.69E-02 3.70E-02 3.69E-02 3.66E-02
    3.63e-02 3.66E-02 3.74E-02 3.88E-02 4.17E-02 4.84E-02 5.51E-02
    6.16e-02 7.18E-02 8.37E-02 9.10E-02 8.95E-02 8.34E-02
c
si10 a 0.00E+00 2.47E-02 4.93E-02 7.40E-02 9.87E-02 1.23E-01 1.48E-01
    1.73e-01 1.97E-01 2.22E-01 2.47E-01 2.71E-01 2.96E-01 3.21E-01
    3.45e-01 3.70E-01 3.95E-01 4.19E-01 4.44E-01 4.69E-01
sp10 0.00E+00 5.17E-02 4.48E-02 4.06E-02 3.82E-02 3.62E-02 3.41E-02
    3.23e-02 3.08E-02 3.00E-02 3.04E-02 3.22E-02 3.73E-02 4.54E-02
    5.46e-02 6.90E-02 8.69E-02 1.01E-01 1.04E-01 9.98E-02
c
si11 a 0.00E+00 2.75E-02 5.50E-02 8.26E-02 1.10E-01 1.38E-01 1.65E-01
    1.93e-01 2.20E-01 2.48E-01 2.75E-01 3.03E-01 3.30E-01 3.58E-01
    3.85e-01 4.13E-01 4.40E-01 4.68E-01 4.95E-01 5.23E-01
sp11 0.00E+00 5.39E-02 5.38E-02 4.45E-02 4.01E-02 3.64E-02 3.29E-02
    2.95e-02 2.69E-02 2.48E-02 2.35E-02 2.50E-02 2.90E-02 3.68E-02
    4.78e-02 6.54E-02 8.88E-02 1.10E-01 1.17E-01 1.14E-01
c
si12 a 0.00E+00 2.95E-02 5.89E-02 8.84E-02 1.18E-01 1.47E-01 1.77E-01
    2.06e-01 2.36E-01 2.65E-01 2.95E-01 3.24E-01 3.53E-01 3.83E-01
    4.12e-01 4.42E-01 4.71E-01 5.01E-01 5.30E-01 5.60E-01
sp12 0.00E+00 5.45E-02 5.76E-02 4.78E-02 4.16E-02 3.70E-02 3.25E-02
    2.82e-02 2.46E-02 2.19E-02 1.95E-02 2.03E-02 2.39E-02 3.11E-02
    4.30e-02 6.23E-02 8.96E-02 1.15E-01 1.26E-01 1.24E-01
c
si13 a 1.51E-04 3.03E-02 6.04E-02 9.05E-02 1.21E-01 1.51E-01 1.81E-01
    2.11e-01 2.41E-01 2.71E-01 3.01E-01 3.32E-01 3.62E-01 3.92E-01
    4.22e-01 4.52E-01 4.82E-01 5.12E-01 5.42E-01 5.73E-01
sp13 5.77E-05 1.47E-01 5.06E-02 4.44E-02 3.81E-02 3.37E-02 2.94E-02
    2.51e-02 2.16E-02 1.89E-02 1.65E-02 1.68E-02 2.00E-02 2.64E-02
    3.73e-02 5.53E-02 8.12E-02 1.06E-01 1.17E-01 1.15E-01
c
phys:p 100
c
c *****tally*****
c
e0 1E-10
    1.25893e-10
    1.58489e-10
    1.99526e-10
    2.51189e-10
    3.16228e-10
    3.98107e-10
    5.01187e-10
    6.30957e-10
    7.94328e-10
    0.00000001
    1.25893e-09
    1.58489e-09
    1.99526e-09
    2.51189e-09
    3.16228e-09
```

3.98107e-09
5.01187e-09
6.30957e-09
7.94328e-09
0.00000001
1.25893e-08
1.58489e-08
1.99526e-08
2.51189e-08
3.16228e-08
3.98107e-08
5.01187e-08
6.30957e-08
1.000e-07
1.258925e-07
1.584893e-07
1.995262e-07
2.511886e-07
3.162278e-07
3.981072e-07
5.011872e-07
6.309573e-07
7.943282e-07
1.000000e-06
1.258925e-06
1.584893e-06
1.995262e-06
2.511886e-06
3.162278e-06
3.981072e-06
5.011872e-06
6.309573e-06
7.943282e-06
1.000000e-05
1.258925e-05
1.584893e-05
1.995262e-05
2.511886e-05
3.162278e-05
3.981072e-05
5.011872e-05
6.309573e-05
7.943282e-05
1.000000e-04
1.258925e-04
1.584893e-04
1.995262e-04
2.511886e-04
3.162278e-04
3.981072e-04
5.011872e-04
6.309573e-04
7.943282e-04
1.000000e-03
1.258925e-03

```

1.584893e-03
1.995262e-03
2.511886e-03
3.162278e-03
3.981072e-03
5.011872e-03
6.309573e-03
7.943282e-03
1.000000e-02
1.258925e-02
1.584893e-02
1.995262e-02
2.511886e-02
3.162278e-02
3.981072e-02
5.011872e-02
6.309573e-02
7.943282e-02
1.000000e-01
1.258925e-01
1.584893e-01
1.995262e-01
2.511886e-01
3.162278e-01
3.981072e-01
5.011872e-01
6.309573e-01
7.943282e-01
1.000000e+00
1.258925e+00
c
c *****
c point detector at 2cm outside BSA
c *****
fc15 Thermal, Epithermal, Fast (neutron/cm2/ n source)
f15z:n -11.5 0.2 0.2
c
c *****
e115 0.001
0.00125893
0.00158489
0.00199526
0.00251189
0.00316228
0.00398107
0.00501187
0.00630957
0.00794328
0.01
0.01258925
0.01584893
0.01995262
0.02511886
0.03162278
0.03981072

```

```
0.05011872
0.06309573
0.07943282
0.1
0.12589254
0.15848932
0.19952623
0.25118864
0.31622777
0.39810717
0.50118723
0.63095734
0.79432823
1
1.25892541
1.58489319
1.99526231
2.51188643
3.16227766
3.98107171
5.01187234
6.30957344
7.94328235
10
12.5892541
14
c
fc115 photons (neutron.cm2/ n source)
f115z:p -11.5 0.2 0.2
c
nps 9000000
print
```