



Développement et validation de l'application de la force de Lorentz dans le modèle aux moments entropiques M1. Étude de l'effet du champ magnétique sur le dépôt de dose en radiothérapie externe

Jonathan Page

► To cite this version:

Jonathan Page. Développement et validation de l'application de la force de Lorentz dans le modèle aux moments entropiques M1. Étude de l'effet du champ magnétique sur le dépôt de dose en radiothérapie externe. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2018. Français. NNT : 2018BORD0248 . tel-02070716

HAL Id: tel-02070716

<https://theses.hal.science/tel-02070716>

Submitted on 18 Mar 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX
ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE
L'INGÉNIEUR

Spécialité : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

Par **Jonathan PAGE**

Développement et validation de la force de
Lorentz dans le modèle aux moments
entropiques M_1 .

Etude de l'effet du champ magnétique sur le
dépôt de dose en radiothérapie externe.

Sous la direction du Pr V. TIKHONCHUK

Et co-direction du du Dr J.-L. FEUGEAS et Dr Ph. NICOLAÏ

Soutenue le : 29 Novembre 2018

Après avis des rapporteurs :

V. DEDIEU Physicienne Médicale, HDR

X. FRANCERIES ... Enseignant-Chercheur, MCU

Devant la commission d'examen composée de :

F. HANNACHI Directrice de recherche, CENBG Examinatrice

D. LAZARO Ingénieure de recherche, CEA LIST Examinatrice

G. KANTOR Professeur, Institut Bergonié Examinateur

R. GSCHWIND Professeure, Université de Franche-Comté Présidente

V. T. TIKHONCHUK Professeur, CELIA Directeur

J.-L. FEUGEAS Ingénieur Chercheur CEA, CELIA Co-directeur

Ph. NICOLAÏ Ingénieur Chercheur CEA, CELIA Co-directeur

À mes parents, à Ophélie et à Anthony.

Remerciements

Je remercie tout d'abord les responsables du projet Programme Optique Physique Radiothérapie en Aquitaine (POPRA), sans qui cette thèse n'aurait probablement pas vu le jour. À ce titre, je remercie la région Nouvelle-Aquitaine et son président Alain Rousset. Je remercie également Guy Kantor, professeur de cancérologie à l'institut Bergonié, qui a fortement participé à la mise en place et au bon déroulement de ce projet, ainsi que pour son soutien et sa bonne humeur constante à titre plus personnel.

Cette thèse a été effectuée au Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA). Ce laboratoire m'a accueilli non seulement pour cette thèse, mais aussi pour les stages en Master précédents celle-ci. Ainsi, je souhaite exprimer ma gratitude aux directions successives du CELIA en les personnes de Philippe Balcou, puis de Eric Mevel pour leur accueil au sein de leur laboratoire, ainsi que les moyens dont ils m'ont doté pour mener à bien cette thèse. De même, je remercie également au directeur de l'école doctorale de Sciences Physiques et de l'Ingénieur Franck Gobet et à la directrice adjointe Valérie Vigneras en particulier pour le travail effectué ensemble en ma qualité de représentant des doctorants de cette école doctorale.

Diriger ce travail était un pari qui s'est avéré très fructueux, tant sur le plan scientifique que personnel. Ainsi, ma reconnaissance sans limites est destinée à mes directeurs, co-directeurs, ainsi que collaborateurs transverses mais néanmoins proches du CELIA. Je remercie donc Vladimir Tikhonchuk, mon directeur de thèse pour le partage de ses innombrables connaissances, sa bienveillance et son enthousiasme vis à vis des challenges scientifiques. Un très grand merci également à Jean-Luc Feugeas pour avoir co-dirigé cette thèse. Merci pour la patience dont il a fait preuve, ses très nombreux conseils et encouragements, sa combativité et créativité pour résoudre les quelques obstacles que nous avons rencontrés le long de ce parcours. Toujours dans le domaine de la co-direction de thèse, je remercie très chaleureusement Philippe Nicolaï. Merci pour les conseils toujours très pertinents pour améliorer toujours plus la qualité de mon travail, pour ton sens de la diplomatie, la pugnacité communicative dont tu fais preuve et ta pédagogie. J'ai beaucoup appris en vous ayant tous les deux comme co-directeurs, et vous faites un duo remarquable. D'abord voisin de bureau, puis toujours d'un soutien sans faille, je remercie Bruno Dubroca, le mathématicien du clan. Ta personnalité, ta franchise et ton aide si précieuse ont été très grandement appréciés. Je suis très content d'avoir eu la chance de

travailler un peu avec toi.

Je remercie Véronique Dedieu et Xavier Franceries, rapporteurs de ce manuscrit. Leur analyse consciencieuse de mon travail, ainsi que leurs remarques et conseils précieux ont permis d'améliorer la qualité de mon travail. Je remercie également les membres du jury : Mme Régine Gschwind en premier lieu pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury, ainsi que Mmes Fazia Hannachi, Delphine Lazaro et encore une fois Mr. G. Kantor pour leur intérêt envers mon travail et les discussions qui ont permis de l'approfondir encore plus avant.

En parallèle des travaux de simulations, d'expérimentations et de rédaction, j'ai pu bénéficier au CELIA d'un soutien du service administratif, informatique et mécanique sans pareil. Un très grand merci donc à l'ensemble des secrétaires, Emmanuelle Lesage, Celine Oum, Pauline Aussel, Sonia Senut et Sophie Heurtebise qui m'ont grandement aidé à l'organisation des missions effectuées en extérieur, au bon déroulement financier de ma thèse, et à leur soutien moral, entre nombreux autres services. Au service informatique, je tiens à remercier Elodie Béziat, Loic Baucher, Michael Fontaine, Pierre Héricourt, David, Gaëtan Corle et Richard Ferrere pour leur grande aide et leurs ressources, la tâche qui leur incombe de gérer un tel parc informatique avec un effectif réduit a toujours été remplie avec humilité et grande force de travail, ce qui est tout à leur honneur. Enfin, je remercie aussi très chaleureusement Laurent Merzeau pour le travail de grande qualité qu'il m'a fourni et m'a permis de mener à bien ma campagne expérimentale, avec un matériau de base qu'il n'était pas si évident de modeler!!

Je n'ai pas effectué ce travail de thèse en tant que doctorant isolé. J'ai pu compter sur 4 camarades de fortune travaillant aussi sur M_1 , en les personnes de Teddy Pichard, Gabriele Birindelli, Erwan Olivier et Jérôme Caron. Teddy, merci pour ta grande aide en début de thèse (quand tu étais pas loin de soutenir...) pour m'aider à mieux appréhender les subtilités du code et de donner de temps en temps des coups de pied à ma machine pour qu'elle tourne correctement. Ça a avancé! Gabriele, tu as été d'une aide inestimable tout au long de ma thèse, du début à la fin. Ta grande maturité scientifique, ta propension à ne jamais lâcher prise et à rester fort quelques soient les entraves dues au travail ou à la vie m'ont grandement inspiré. J'espère avoir été pour toi un bon camarade et un aussi bon soutien que tu l'as été pour moi. Erwan, on te passe le bébé, je suis ravi d'avoir pu être ton premier contact avec le milieu et d'avoir pu t'aider un peu à démarrer. Merci également pour le partage de ta très, très grande culture générale, en particulier ces fameux cours entre midi et deux sur le monde de la finance! Enfin, je souhaite appuyer mes remerciements pour Jérôme Caron que j'ai connu en premier lieu en tant que collègue doctorant, mais jouissant déjà d'une grande expérience dans le domaine de la physique médicale. Ses connaissances sur le sujet ne sont plus à prouver. Je ne te remercierai jamais assez pour le temps et la patience dont tu as fait preuve, qui ont permis de grandement améliorer ma culture générale gravitant autour de ce sujet, et par ce biais la qualité de ce manuscrit.

J'ai passé quelques années dans le bureau B12, et de nombreux camarades se sont succédés pour me tenir compagnie. L'alpha et l'oméga de mes camarades dans ce bureau est Julien qui aura fait *le lien* entre eux tous. Merci à toi, cher frère d'armes, pour ces journées ensemble où on a toujours pu se maintenir à un moral relativement élevé en se soutenant mutuellement, notamment grâce à l'aide d'un certain *antoinefromafar*... Sur un plan plus personnel, j'ai admiré ta tendance à toujours garder la tête haute devant l'adversité tout en gardant une certaine humilité et une passion sans borne pour tout ce que tu entreprends. Tu mérites le meilleur pour la suite, et je suis très content de voir que c'est bien parti pour. Me vient à l'esprit ensuite Xavier, qui est resté très longtemps à ma droite, ce qui fait de lui mon bras droit en quelque sorte. Tu as été toi aussi d'un grand soutien et tu m'as appris à relativiser et à garder la tête froide comme tu le faisais toujours si bien. Merci aussi pour ces moments chantants, tu es un très bon ténor, et ton sens de l'humour ! Merci à Ophélie, présente dans mes débuts, pour avoir fait office de grande soeur. Merci de m'avoir fait prendre de grands bols d'air et de tes si précieux conseils de début de doctorat. Thanks a lot to Dragos too, for his neverending smile and talks under the cold sun of the winters you were around. Merci aussi à Simon, notre québécois favori, pour nous avoir apporté un peu de fraîcheur et des expressions si charmantes, ainsi qu'un autre regard sur la science ! J'ai beaucoup apprécié ta compagnie. Merci aux étoiles filantes, là pour un stage ou une fin de post-doc : Hubert, notre excellent salsero, Claudio, Mohamed. Merci également à Julien Bonvalet pour sa présence dans les dernières semaines, en espérant que ta thèse se passe bien et que mes cours sur FLUKA t'ont été utiles ! Merci enfin aux derniers petits nouveaux, bien sûr à Erwan déjà cité et à Paul pour ta bonne humeur permanente et ton sourire ineffaçable. Vous avez tous les deux beaucoup de talent(s) et de grandes capacités et êtes les dignes successeurs de Julien et moi-même. Mettez-les à profit du mieux que vous pouvez, je viendrai à vos soutenances !

En dehors du bureau, au CELIA, la bonne ambiance est reine, où le bien-être est roi. Merci à Edouard, qui a toujours gardé un œil bienveillant sur moi depuis la fin du Master 1, et dont les conseils et conversations m'ont été plus qu'utiles tout au long de mon parcours, et continueront de me suivre. J'espère par ailleurs avoir une meilleure métrique M_{Lebel} que Juju ! Merci à Thanh-Ha pour sa très grande gentillesse, j'étais ravi d'être ton voisin de bureau et d'avoir toujours été très bien accueilli. Ce sera un plaisir de te recroiser. Merci à Emmanuel pour ta sympathie et ta positivité sans égale. Ton optimisme est un véritable moteur pour toute personne te cotoyant, et est un véritable exemple à suivre. Merci à Xavier R. également pour sa bonne humeur et ses toujours très intéressantes discussions. Merci à Dimitri B. pour sa sympathie et son humilité. Merci à Fabrice qui était toujours un plaisir à croiser au hasard des couloirs. Merci à Alexis pour ton énergie et ton intérêt envers l'avancement de mon travail. Merci à Joao pour sa gentillesse et sa bonne humeur. Merci à Jean-Christophe pour tes nombreux conseils, sportifs ou scientifiques ! Merci à Jérôme, notamment pour l'organisation des repas d'été et des coupes de Molkky. Sympa de nous en avoir laissé une !! Merci à Bernard pour ta gentillesse, ta bonhomie

et ta bonté. Merci à Didier pour ta bonne humeur que j'avais plaisir à retrouver chaque matin. Merci à Henri, qui est une personne aussi très positive, et n'hésite jamais à faire le premier pas pour rencontrer les nouveaux arrivants.

Au niveau des plus 'jeunes', ex-doctorants, ex-post-docs, post-docs et doctorants... Merci tout d'abord à Michaël pour son humilité et les nombreuses conversations qu'on a échangées au cours de mes premières semaines dans le coin. Merci à Sébastien pour ta bonne humeur et tes réponses à mes quelques questions sur M_1 . Emma, tu as été un super soutien du temps de ta présence au labo, je te remercie grandement pour ça. Merci à Nesrine de m'avoir fait confiance dans la préparation de ton oral, ainsi que pour ta bienveillance. Merci à Mokrane pour son sens de l'humour si particulier! Thanks a lot to Oliver too for your spicy sense of humour and your interesting conversations. Pedro, je te remercie pour ta très grande bienveillance et ton soutien, je suis désolé de m'être beaucoup trop moqué de la place de l'Espagne à l'Eurovision 2017, et leur 5 points... Tu me rendras la pareille un jour, promis!! Elodie, t'as été super cool aussi le temps de ton passage au labo (et après aussi et sans doute avant, hein!). C'est toujours sympa de te revoir en extérieur, il faut d'ailleurs qu'on finisse Andor, qu'on extermine ces fichus Gors... Jocelain, c'était génial de te cotoyer aussi. Tu es une personne très créative scientifiquement et tu fourmille d'idées, en plus d'avoir une culture extérieure très appréciable et des avis toujours très (trop?) tranchés sur de nombreuses choses. Repose toi un peu quand tout sera terminé! Merci à Kévin, notre agrégé favori pour sa vision de la science, mais aussi pour la musique!! Merci à Stéphane pour ton calme et ta sympathie, c'était cool de te rencontrer. Merci à Alessandro pour sa bonne humeur constante et son sens de l'humour. Thanks a lot Donaldi, our clapping hands will be missed for sure. Merci beaucoup à Clément d'avoir supporté mes quelques jeux de mots hasardeux, mais aussi pour ton amitié. C'était toujours très cool de te croiser par hasard à la cafétéria, même si il t'arrivait de te cacher pour m'éviter... (A ceux qui lisent ces remerciements, en réalité il était très timide de me croiser à chaque fois!) Merci à Geoffrey pour les quelques fois où on a pu aller à l'escalade, tu es monstrueux là bas! Merci à Léo pour sa bonne humeur et les conversations écologiques au parc peixotto autour d'un bon pique-nique! Merci à Catherine et ses conversations!!!!!! Fais bien attention à toi, je te souhaite le meilleur. Merci au quintette inamovible Corentin, Maxime, Romain, Alex et Quentin de nous avoir laissé gagné la coupe de Molkky et deux-trois coupes MPG. Merci à Samuel pour les quelques moments en extérieur bien sympathiques qu'on a passé. Enfin, pour clore cette très longue liste non exhaustive, merci à Dimitri K. qui est arrivé un peu tard pour suivre mon aventure, mais avec qui des liens se sont vite formés, pour mon plus grand plaisir!

Ces dernières années furent le terreau de relations qui se sont consolidées et qui, je l'espère, résisteront aux épreuves du temps ou tout du moins resteront un très agréable souvenir. Merci à mes colocataires, Gabriel et Arthur, pour des centaines de raisons. On a formé un trio de choc. Gabriel, je pense que tu es la personne avec qui j'ai passé le plus de

temps hors labo. Merci pour tous ces moments passés ensemble dont je me souviendrai, entre barbecues, nuits blanches, soirées... Tu es un ami irremplaçable. Johnny vivra à jamais dans nos cœurs. Arthur, tu es parti un petit moment au Québec pour y chercher un sens à ta vie, mais surtout à ta thèse. Merci pour ces longues années d'amitié et pour ton incroyable loyauté qui te définit si bien. Merci à Laure pour ta précieuse amitié qui elle aussi a perduré depuis des années. J'ai aimé partagé beaucoup de choses avec toi, que ce soient des mots de réconforts ou de très nombreux textos ! Merci beaucoup aussi à Matthieu pour son retour inopiné de sa thèse afin de partager de bons moments de photos, voyage au Pays Basque et derniers encouragements lors de la dernière ligne droite ! Merci à Guilhem d'être revenu de son périple international pour partager de nouveau sa bonne humeur et son flegme avec nous tous. Tu nous as manqué toutes ces années ! Merci à Guillaume de toujours répondre présent aux évènements importants. Courage pour la suite mec, sois serein ! Armand, merci grandement d'avoir insisté, même pendant mes périodes un peu longues de silence ou d'oubli, pour prendre des nouvelles. Ton amitié m'est aussi très précieuse, d'autant plus que tu es l'un des premiers à m'avoir vu commencer mon parcours... Merci sincèrement pour ton soutien indéfectible. Flavie, tu es une formidable rencontre de ces dernières années. Ton expérience dans le travail m'a beaucoup apporté, et tu as été d'une formidable écoute. Je suis ravi que notre contact perdure par delà les frontières. Franck, tu es aussi un ami de très longue date sur qui j'ai aussi toujours pu compter, bien que nos chemins aient été très différents. Un grand merci pour être toujours resté à mes côtés depuis une dizaine d'années, malgré nos hauts et nos bas. Merci à la *Ambarès Boxing Team Malo*, aux coachs et aux membres du club, trop nombreux pour être nommés ici, mais qui partagent un esprit sportif très appréciable à voir. Merci aux copains d'une certaine Antenne dont je tairais ici le nom, pour ses nombreuses découvertes et grande culture générale, musicale et artistique et pour le bon temps passé ensemble. Merci aux cours de Rock dispensés par l'inimitable Jef, et aux amis que je me suis fait là-bas, je pense en particulier au grand Ben et son style incroyable, mon éternel rival, à Mélanie et son énergie illimitée, à Margot et son style sans commune mesure, à Camille et ses états seconds et à Skle dont la créativité et les multiples talents sont à souligner. Je tiens aussi à remercier spécialement Floriane, ainsi que toute la bande qui l'accompagne. Merci de m'avoir accueilli dans des temps difficiles, et de m'avoir offert une autre perspective de voir certaines choses. Tu es unique en ton genre. Enfin, Noé, je ne peux que finir par toi. Un merci infini de bien vouloir partager avec moi un monde composé d'étoiles. Tu illustres à merveille une des valeurs qui m'est la plus chère en faisant preuve d'un altruisme toujours désintéressé, et c'est loin d'être la seule de tes qualités. Tu m'as donné la chance et l'envie de prendre un nouveau départ, j'en ferai bon usage et j'espère que tu voudras longtemps faire partie du voyage.

Je souhaite enfin achever ces remerciements en remerciant ma famille, parents, sœur et frère, pour avoir toujours eu confiance en mes choix, ne jamais m'avoir mis en doute par rapport à mes actes et de leur soutien continu. Je vous dédie ce manuscrit, en espérant vous faire honneur.

Acronymes utilisés à travers le manuscrit, par ordre alphabétique

ADN : Acide DésoxyriboNucléique
DICOM : Digital Imaging and Communications in Medicine
ERE : Electron Return Effect
FCI : Fusion par Confinement Inertiel
FWHM : Full Width Half Maximum
IGRT : Image guided RadioTherapy
IGART : Image guided adaptative RadioTherapy
IMRT : Intensity Modulated RadioTherapy
IRM : Imagerie par Résonance Magnétique
MC : Monte Carlo
MSCH : Multiple Scattering Condensed History
PDD : Percentage Depth Dose
TEP : Tomographie par Émission de Positons
TPS : Treatment Planning System
UM : Unités Moniteur
VMAT : VoluMetric Arc Therapy

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte de l'étude et état de l'art	7
1.1 Radiothérapie	7
1.1.1 Principe de la radiothérapie externe	7
1.1.2 Préparation d'un traitement par radiothérapie externe	10
1.1.3 Radiothérapie adaptative guidée par l'image	13
1.1.4 Rappels des principes de l'Imagerie par Résonance Magnétique . .	16
1.1.5 Radiothérapie guidée par IRM	18
1.2 Interactions Particules/Matière	20
1.2.1 Interaction des photons avec la matière	21
1.2.2 Interaction des électrons et des positons avec la matière	28
1.3 Systèmes de planification de traitement	36
1.3.1 Algorithmes de Type 'a'	37
1.3.2 Algorithmes de Type 'b'	39
1.3.3 Algorithmes de Type 'c'	40
1.3.4 TPS et IRM-LINAC	44
1.3.5 Intérêt de l'utilisation d'un algorithme déterministe dans le cadre d'une application à une installation IRM-LINAC	45
2 Méthodes entropiques et effets magnétiques	49
2.1 Présentation du modèle M_1	49
2.2 Force de Lorentz et modèle M_1	50
2.2.1 L'équation de Boltzmann	50
2.2.2 Le modèle M_1	52
2.3 Sections efficaces dans le modèle M_1 et paramètres numériques	58
2.4 Méthode de validation de modèles numériques de dépôt de dose : le Gamma Index	59
3 Effet de la force de Lorentz sur la propagation et le dépôt de dose des électrons	63
3.1 Influence d'un champ magnétique externe sur le dépôt de dose des électrons	63

3.2	Analyse de la contribution des différents groupes d'énergie des électrons au dépôt cumulé de dose	67
3.2.1	Faisceau d'électrons sans champ magnétique	68
3.2.2	Champ magnétique orthogonal à la propagation du faisceau d'électrons dans l'air	70
3.2.3	Champ magnétique orthogonal à la propagation du faisceau d'électrons dans l'eau	75
4	Effet de la force de Lorentz sur le dépôt de dose d'un faisceau de photons	81
4.1	Comparaisons numériques entre M_1 et le code M-C FLUKA	82
4.1.1	Distribution de dose à travers un fantôme homogène d'eau, avec et sans champ magnétique	82
4.1.2	Distribution de dose à travers un fantôme homogène d'eau d'un faisceau de photons 6 MV	85
4.1.3	Distribution de dose à travers un fantôme homogène d'os, sans champ magnétique	85
4.1.4	Distribution de dose à travers un fantôme homogène de poumon, sans champ magnétique	88
4.1.5	Distribution de dose à travers un composition hétérogène d'eau et de poumon, avec et sans champ magnétique	90
4.1.6	Distribution de dose à travers un composition hétérogène d'eau et d'os, avec et sans champ magnétique	96
4.1.7	Variation de l'amplitude du champ magnétique en milieu hétérogène	103
4.1.8	Variation de l'orientation du champ magnétique en milieu hétérogène	109
4.1.9	Synthèse des simulations présentées	114
4.1.10	Etude qualitative de la propagation d'un faisceau de photons au travers d'un crâne, sous l'effet d'un champ magnétique orthogonal	115
4.2	Analyse de dépôt de dose par groupe d'énergie	118
4.2.1	Faisceau de Photons sans champ magnétique externe	118
4.2.2	Faisceau de photons avec champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'air	121
4.2.3	Faisceau de photons avec champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'eau	126
4.2.4	Faisceau de photons sans et avec champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'eau comportant un insert de poumon	129
4.2.5	Faisceau de photons sans et avec champ magnétique orienté colinéairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'eau comportant un insert de poumon	137
5	Validation expérimentale du modèle M_1 avec champs magnétiques	143
5.1	Matériel et méthodes	143

5.1.1	Description du protocole	143
5.1.2	Fantômes utilisés et montage expérimental	145
5.1.3	Initialisation du faisceau de photons	147
5.2	Comparaisons entre le modèle M_1 , le code Monte-Carlo et les acquisitions expérimentales, en milieu hétérogène sous l'influence d'un champ magnétique	148
5.2.1	Reproductibilité des mesures	148
5.2.2	Faisceau de photons de 6 MV au travers de la composition de fan- tômes eau-poumon-eau	150
Conclusion et perspectives		153

Introduction

La radiothérapie est une technique médicale utilisée dans le traitement des cancers. Elle consiste à irradier un volume cible tumoral à l'aide de faisceaux de particules ionisantes, tout en épargnant les tissus sains environnants. Leur interaction avec les cellules cancéreuses bloque la capacité de ces dernières à se multiplier par action directe via des cassures simples ou double brins de l'ADN des cellules ou par action indirecte du fait de la création de radicaux libres issus de lésions des composants moléculaires des noyaux cellulaires. La radiothérapie externe s'appuie sur des faisceaux de photons, d'électrons issus d'accélérateurs linéaires ou de protons issus de cyclotrons. Les accélérateurs linéaires amènent des électrons à de hautes énergies cinétiques à l'aide de champs électriques. Ces particules accélérées vont ensuite interagir avec une cible par le processus de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) afin de créer des rayons X de haute énergie. Ceux-ci sont les vecteurs du traitement en radiothérapie car leurs processus d'interaction avec la matière les conduit à atteindre des tumeurs situées en profondeur, contrairement aux faisceaux d'électrons seuls qui sont utilisés pour les tumeurs superficielles. D'autre part, par rapport aux électrons, les photons diffusent très peu et peuvent être centrés sur la tumeur. Tout au long de leur propagation dans la matière, les photons vont échanger de l'énergie avec les électrons liés aux atomes du milieu traversé, provoquant de multiples excitations et ionisations dans le milieu même. Ce sont ces électrons libres qui vont être à l'origine de l'énergie déposée dans le milieu par le biais de collisions élastiques et inélastiques avec la matière.

Pour garantir la fiabilité et le bon déroulement du traitement, des installations ont été développées et utilisées lors des dernières décennies pour garantir un ciblage optimal des volumes tumoraux à irradier tout en évitant les organes à risque environnants. Les plus répandues et récentes sont la Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI) ou IMRT [1], l'Irradiation avec Modulation d'intensité Volumétrique par ArcThérapie (IMVAT) ou VMAT [2] ou encore la radiothérapie guidée par l'image (*Image guided RadioTherapy*, IGRT).

À la fin des années 90 a émergé la radiothérapie adaptative guidée par l'image (IGART pour *image guided adaptative radiotherapy* en anglais) [3]-[4] dont l'une des techniques associées est la radiothérapie guidée par IRM [5]-[6] qui sera au centre de notre attention dans ce manuscrit. Les intérêts de l'utilisation de l'IRM sont multiples : cette technologie

permet d'obtenir une très bonne différenciation des tissus mous, comparé aux scans, n'induit pas d'irradiation supplémentaire, et au vu des installations actuelles, rend possible l'obtention d'une imagerie volumétrique pendant le traitement. L'évolution de l'anatomie du patient au cours du traitement pourrait donc être observée en temps réel dans le but de contrôler les changements de position d'une tumeur, dus par exemple aux mouvements respiratoires. De plus, l'utilisation d'un champ magnétique n'induit pas d'irradiation du patient supplémentaire, et donc de dose supplémentaire déposée. Ces points constituent donc des avantages considérables par rapport à des images acquises préalablement au traitement puisque cela rend possible une irradiation réduite de tissus sains et un contournement plus précis des organes à risque.

Cependant, dans le cadre de la radiothérapie guidée par IRM, les particules chargées secondaires subissent l'influence du champ magnétique externe utilisé conjointement au traitement à des fins d'imagerie. Du fait de la force de Lorentz, les électrons voient leur trajectoire modifiée, modifications dont l'importance dépend de l'orientation et intensité du champ magnétique. Dans les cas cliniques, l'intensité du champ magnétique varie de 0,35 T à 1,5 T. Les changements de trajectoire peuvent fortement modifier le plan de traitement, en particulier en sortie de fantôme ou d'un patient, lorsque les particules secondaires débouchent dans l'air [7], ou encore au niveau du dépôt de dose tout au long du parcours du faisceau de photons et notamment à l'interface entre milieux de différentes densités massiques [8]. La non prise en compte des champs magnétiques dans les systèmes de planification de traitement (*Treatment Planning System*, TPS) pourrait faire perdre l'intérêt du couplage imagerie/traitement, voire être dangereuse pour le patient.

Les moyens numériques de calcul de dose se présentent sous la forme d'algorithmes de calcul dont la précision est inversement proportionnelle au temps de calcul. Ils permettent de définir un plan de traitement en simulant la dose déposée dans un volume tumoral cible et dans le corps du patient, dont l'imagerie est acquise au préalable par tomodesitométrie. Une autre utilité du TPS est l'évaluation du temps d'irradiation nécessaire pour délivrer un traitement efficace. Ces algorithmes doivent être rapides et précis pour être utilisables en milieu médical.

La grande majorité des algorithmes de calcul de dose ne tiennent pas compte de l'effet des champs magnétiques. Cependant, différents modèles ont été développés dans les deux dernières décennies afin de rendre possible l'implémentation de champs magnétiques externes, dans l'optique d'une application académique ou commerciale à la radiothérapie guidée par IRM. Pour réduire leur temps de calcul, les codes Monte-Carlo (M-C) utilisent la technique du Multiple Scattering Condensed History (MSCH). Cette approximation permet de condenser un grand nombre de collisions subies par une particule en une seule, duquel résulte un angle moyen de diffusion de la particule considérée et une énergie perdue équivalente à celle des collisions condensées, augmentant ainsi la rapidité de la simulation tout en conservant une précision suffisante pour les besoins de la radiothérapie externe.

Cependant, cette approximation ne tient plus lorsque des champs magnétiques externes sont présents. En effet, entre chaque collision, les particules chargées vont être déviées à cause de la force de Lorentz, asservissant ainsi l'orientation de ces particules et rendant caduc le calcul de l'angle moyen dans l'approximation MSCH. Un algorithme M-C à portée commerciale a été développé afin de subvenir aux besoins de la radiothérapie guidée par IRM, GPUMCD [9]-[10], qui bénéficie d'améliorations numériques pour le rendre plus rapide et plus propre à une utilisation clinique. Les algorithmes déterministes ont d'ores et déjà prouvé la possibilité d'inclure la prise en compte de champs magnétiques comme le montrent les travaux de St-Aubin et al. [11].

L'algorithme M_1 fait partie de la catégorie des algorithmes déterministes. Développé au CELIA, cet algorithme a été construit afin de simuler le transport et le dépôt d'énergie de particules de haute énergie dans le contexte de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) [12]-[13]. Il a évolué ces dernières années pour répondre aux besoins de la physique médicale en radiothérapie externe, sous l'égide des projets régionaux IOPRA (Interface Optique Physique et Radiothérapie en Aquitaine - 2011-2013) puis POPRA (Programme Optique Physique et Radiothérapie en Aquitaine - 2014-2017) [14]. Ces projets ont eu pour but de créer, puis de consolider des axes de travaux communs entre des secteurs cliniques de cancérologie et des laboratoires de physique, mathématiques appliquées et de biologie. Les objectifs principaux de POPRA sont principalement de développer des outils de validations cliniques (dans lequel s'inscrit le développement de notre algorithme) ainsi que des innovations techniques pouvant profiter aux domaines de la santé et d'accroître l'attractivité de la région pour des développements industriels dans le domaine de la santé.

La particularité de ce code est de résoudre l'équation cinétique de Boltzmann de transport de particules énergétiques en utilisant une méthode numérique pour réduire le temps de calcul. En effet, résoudre cette équation de manière directe (dont le terme principal, assimilable à une fonction de distribution, dépend au maximum de 7 variables) prend beaucoup de temps, ou ne présenterait pas d'avantage particulier en temps de calcul par rapport à une simulation sous code M-C. Par conséquent, cet algorithme résout l'équation de Boltzmann par le biais de la méthode aux moments, permettant de réduire le nombre de variables utilisées dans cette équation. Le système d'équations résultant de cette méthode est fermé par une condition reposant sur un argument physique fort qui est le H-théorème de Boltzmann ou théorème de maximisation de l'entropie [15], qui conduit à une solution d'équilibre unique et positive. La modélisation mathématique de ce modèle a notamment fait l'objet d'une thèse [16].

L'algorithme M_1 a d'ores et déjà prouvé son efficacité dans le domaine de la radiothérapie externe pour les faisceaux d'électrons [17]-[18], ainsi que pour les faisceaux de photons [19]. Un article sur l'extension de cet algorithme à des calculs de sources utilisées en curiethérapie est en cours de publication.

L'objectif de cette thèse est d'introduire l'effet des champs magnétiques externes dans le modèle, et d'en évaluer les conséquences sur la distribution de dose à l'aide de validations numériques avec des modèles de référence, et expérimentales.

Cette thèse est divisée en 5 parties :

Le premier chapitre est structuré en trois axes afin de dresser un état de l'art général autour de notre étude. Dans le premier axe, nous décrivons les technologies impliquées autour de la radiothérapie externe de manière générale, puis nous nous intéressons plus particulièrement à la radiothérapie guidée par IRM en milieu clinique. Le second axe de ce chapitre traite de la physique liée à la radiothérapie externe. Cet axe rappelle l'ensemble des interactions particules/matière se produisant lors de la propagation des faisceaux ionisants, électrons ou photons au sein de la matière. Dans le dernier axe de ce chapitre, nous présentons la hiérarchie des algorithmes utilisés en radiothérapie, en fonction de leur caractéristiques et positionnons le modèle M_1 dans un de ces groupes compte tenu de ses attributs. Enfin, nous exposons les raisons pour lesquelles un algorithme déterministe semble adapté à la prédiction de la dose déposée dans un milieu sous action d'un champ magnétique.

Le second chapitre porte sur la description du modèle M_1 . Après un rappel bibliographique des différentes applications que ce modèle a réalisé lors des dernières années, nous présentons le modèle lui-même avec l'implémentation des champs magnétiques dans celui-ci. Nous expliquerons aussi l'intérêt de passer dans certains cas au modèle d'ordre supérieur M_2 , et montrerons de quelle manière l'introduction d'un champ magnétique modifie les équations de ce modèle.

Le troisième chapitre présente les résultats des simulations réalisées avec le modèle M_1 d'un faisceau d'électrons se propageant à travers un fantôme d'eau avec et sans champ magnétique. Pour valider notre simulation, nous effectuons une comparaison code à code avec des simulations issues d'un algorithme M-C de référence (FLUKA), qui portera sur des comparaisons de cartes de dose déposée dans l'eau via l'analyse du Gamma Index entre les deux simulations. Ensuite, nous présenterons une analyse par groupe en énergie de la propagation de ce faisceau d'électrons, avec et sans champ magnétique, à travers l'eau et l'air. Ces résultats nous informent sur les modifications des profils de dépôt de dose ainsi que sur les orientations des flux des électrons dus à la présence des champs magnétiques, et nous permettent d'avoir une vision d'ensemble des effets d'un champ magnétique externe sur la trajectoire des électrons primaires ou secondaires.

Le quatrième chapitre se concentre sur la validation numérique, ou code à code, du modèle M_1 par comparaisons aux résultats issus du code M-C FLUKA pour des faisceaux de photons. Nous présentons des tests de propagations de faisceaux de photons au travers de différentes géométries, ainsi que sur des valeurs d'énergie de faisceau et d'amplitudes

de champs magnétiques variées. Ces tests, au-delà du processus de validation, nous permettent de présenter les différentes problématiques soulevées par l'utilisation d'un IRM-Linac, et de les expliquer en détail. À l'instar du chapitre précédent, nous effectuons aussi une analyse par groupe d'énergie de l'énergie déposée par les populations d'électrons primaires et secondaires.

Le dernier chapitre sera consacré à la validation expérimentale de notre modèle. Nous avons effectué des comparaisons entre le modèle M_1 , FLUKA, et des résultats issus d'une expérience effectuée à l'institut Bergonié. Cette expérience consiste en l'irradiation par un faisceau de photons tiré d'un accélérateur 21 Ex de VarianTM de combinaisons de fantômes placés dans l'entrefer d'un aimant dont le champ magnétique est d'amplitude proche de celles utilisés dans les installations IRM-Linac.

Nous terminerons ce manuscrit par une synthèse résumant l'ensemble des résultats décrits dans ce manuscrit et de trancher quant aux avantages et limitations liées à l'application du modèle M_1 dans le cadre de la radiothérapie guidée par IRM. Nous présenterons aussi dans cette synthèse les autres champs d'applications de la radiothérapie auxquels notre modèle a été adapté.

Cette thèse a été effectuée dans le cadre de projets (IOPRA (Interface Optique Physique Radiothérapie en Aquitaine), puis POPRA (Programme Optique Physique Radiothérapie en Aquitaine)), principalement financés par le Conseil Régional d'Aquitaine, les Fonds Européens de Développement Régionaux (FEDER), le CNRS, l'Université de Bordeaux et le CEA.

Chapitre 1

Contexte de l'étude et état de l'art

1.1 Radiothérapie

1.1.1 Principe de la radiothérapie externe

La radiothérapie est une des modalités de traitement adoptées dans le cadre de traitements des cancers solides, et consiste en la délivrance d'une dose (terme correspondant à une énergie déposée par unité de masse du milieu considéré, son unité est le gray, $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$) sur des volumes tumoraux cibles tout en épargnant les tissus sains et les organes à risques environnants. Cette délivrance peut s'effectuer de différentes manières, chacune adaptée au type de tumeur traitée et de son environnement, la présence d'organes à risques aux alentours pouvant mener à l'impossibilité d'utiliser un certain type de technique. De même, la quantité de dose administrée dépend du type de tumeur à traiter : par exemple, pour un cancer du rectum, on délivre au total une dose totale entre 45 et 50 Gy par le biais de plusieurs séances délivrées quotidiennement pendant plusieurs semaines, chaque séance délivrant une dose de l'ordre de 2 Gy. La radiothérapie externe est l'une des administrations possibles et utilise une source de rayonnements ionisants extérieure au patient afin de délivrer une quantité d'énergie élevée sur une tumeur. Elle peut être prescrite seule dans le cadre de traitements de cancers, et de manière générale est administrée de pair avec d'autres techniques de traitements telles que la chimiothérapie ou après intervention chirurgicale.

Au niveau biologique, l'irradiation des cellules tumorales par des faisceaux ionisants a des effets sur le patrimoine génétique des cellules. Par action indirecte, des lésions sur les différents composants moléculaires du noyau ainsi que des radicaux libres réactifs peuvent apparaître lors d'une irradiation. Par action directe, les atomes composant les molécules d'ADN sont ionisés, provoquant des cassures simple ou doubles brins sur celles-ci, desquelles résulte la mort programmée des cellules puisque celles-ci ne peuvent plus se diviser. Bien entendu, les cellules saines sont aussi soumises à ce type de dégâts mais la réparation des lésions est beaucoup plus rapide pour les tissus sains car moins radiosensibles. Ainsi, on évite de délivrer trop de dose aux tissus sains pour ne pas y provoquer de séquelles

irréversibles, et on dépose le maximum d'énergie au niveau de la tumeur afin de favoriser leur destruction.

Les faisceaux délivrés en radiothérapie externe peuvent être composés de différents types de particules : électrons, photons, protons, ions lourds ces derniers étant principalement des ions carbone car démontrés comme les plus efficaces dans la destruction des tumeurs de par le profil de leur dépôt d'énergie réduisant la dose déposée hors zone tumorale. Ceux-ci peuvent être cependant soumis à de fortes déflexions angulaires dans les tissus osseux du crâne, et peuvent avoir une zone de dépôt d'énergie maximale un peu étendue compte tenu de la fragmentation possible de ces ions lourds en ions plus légers. Les faisceaux de photons sont actuellement les plus utilisés en milieu hospitalier de par leur grande profondeur de pénétration à travers de nombreux matériaux peu denses, pouvant atteindre des tumeurs situées en profondeur et pour leur faible déviation angulaire pour les énergies considérées. Ces particules sont délivrées par le biais des accélérateurs linéaires classiques, qui favorisent leur simplicité d'installation et un coût financier moins prohibitif comparé aux traitements par particules plus lourdes, ceux-ci nécessitant également beaucoup d'espace et de financement.

La figure 1.1 représente les différents rendements en profondeur (= *Percentage Depth Dose*, ou PDD) à l'axe du faisceau, normalisés au dépôt maximum inhérent à chacun des faisceaux (PDD étant l'acronyme pour l'anglais *Percentage Depth Dose*), relevé sur l'axe de propagation des faisceaux d'électrons, de photons et de protons à des énergies utilisées en radiothérapie externe, lors de leur propagation dans un fantôme numérique d'eau. Ces trois profils ont été calculés avec le modèle M_1 . Ils sont très différents sur plusieurs points ; la profondeur du maximum de dépôt de dose, le comportement en entrée du fantôme et le dépôt après le maximum. Ces profils différents présupposent de l'intérêt d'utiliser l'un ou l'autre type de particules en fonction de l'emplacement de la tumeur.

Les photons sont des particules non chargées, la dose déposée par ces particules est en fait due aux particules secondaires mises en mouvement par les interactions entre les photons et la matière. Ces interactions seront décrites dans la seconde section de ce chapitre. La zone avant la dose maximale est appelée zone de 'build-up' et correspond à la mise en mouvement des électrons secondaires créés dans le milieu. Ce comportement permet par ailleurs de ne déposer que très peu d'énergie sur une faible épaisseur de matériau. La largeur de cette zone sera plus étendue si l'énergie des photons incidents est élevée, puisque les électrons créés seront de plus haute énergie en moyenne, et inversement. La fin du build-up correspond à la situation d'équilibre électronique, ce qui signifie que pour un nombre donné d'électrons entrant dans un volume élémentaire, le même nombre d'électrons sortiront de ce volume. Après ce seuil, la dose déposée diminue lentement, à la fois du fait de la divergence du faisceau incident d'une part et de la diffusion des photons d'autre part.

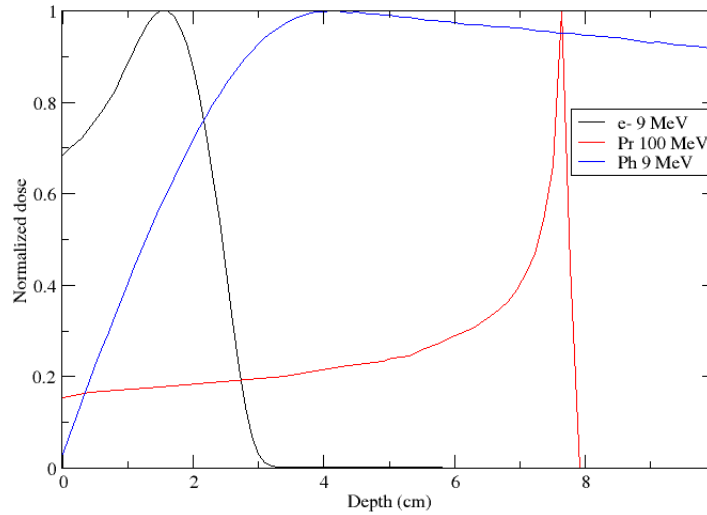


FIGURE 1.1 : Dose relative déposée dans l'eau de faisceaux monocinétiques d'électrons de 9 MeV (noir), de photons de 9 MeV (bleu), et de protons (rouge). Ces rendements en profondeurs ont été calculés avec le modèle M_1 .

Les électrons sont donc les vecteurs de la dose déposée dans un milieu par le biais de collisions avec les atomes/électrons composant le milieu. De manière complémentaire aux photons, ceux-ci seront plutôt utilisés pour des tumeurs superficielles comme le met bien en exergue la figure 1.1. La zone de build-up a une dose à la surface plus élevée que pour les photons, et correspond une nouvelle fois à une zone de mise en équilibre électronique. Celui-ci est atteint beaucoup plus rapidement que pour les photons car les électrons, compte tenu de leur légère masse, sont très susceptibles d'être déviés par collisions élastiques augmentant leur angle moyen par rapport à l'axe du faisceau et donc augmente leur fluence (nombre de particules traversant une unité de surface) le long de cet axe. L'énergie des électrons baisse de manière continue lors de leur propagation, cette baisse est quantifiée par leur pouvoir d'arrêt. Celui-ci augmente au fur et à mesure que les électrons perdent de l'énergie, ainsi le faisceau d'électrons primaire s'arrêtera à une profondeur dépendant de leur énergie initiale, et la déplétion qui suit sera due aux électrons secondaires créés lors des multiples ionisations des atomes du milieu par les électrons primaires. Enfin, le résidu de dose faible que nous observons en fin de dépôt en amont du maximum est lié aux photons créés par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) résultant des collisions inélastiques des électrons avec la matière, très minoritaires mais néanmoins présents. Ceux-ci, par effet photo-électrique ou Compton créeront à leur tour des électrons secondaires responsables d'une très faible dose sur quelques centimètres après la fin du dépôt du faisceau d'électrons primaires.

Les protons ont un comportement très proche de celui des électrons lors de leur propa-

gation dans leur matière, cependant leur masse est beaucoup plus élevée (le rapport de masse entre ces deux particules est de 1836). Bien que les interactions avec le milieu soient du même type que celles des électrons puisque ce sont des particules chargées, cette différence de masse mène à une zone de build-up plus étendue et d'intensité relative abaissée par rapport à la dose maximale déposée. Ceci est dû au pouvoir d'arrêt des protons, autrement dit le taux de perte d'énergie de ces particules s'accélère au fur et à mesure que le proton perd de l'énergie. Par la suite, le faisceau s'arrête lui aussi en une profondeur plus ou moins nette, dépendant du profil en énergie du faisceau en entrée de fantôme (*range straggling*). La forme de cette fin de dépôt est appelée pic de Bragg [20], après quoi la dose déposée diminue abruptement pour devenir nulle. Ce profil lié à une diffusion angulaire faible du faisceau lors de sa propagation font des protons une solution très prometteuse dans le contexte de la radiothérapie externe. Cependant, obtenir des faisceaux de protons ou d'ions plus lourds nécessite l'aménagement d'installations encombrantes et onéreuses, limitant la disponibilité de ce type de thérapies à des instituts spécialisés, au nombre de 8 en Europe, dont 3 en France (Nice, Orsay et Marseille). La protonthérapie est donc préférentiellement réservée aux patients jeunes (pédiatrie et jeunes adultes), puisque ce traitement limite grandement la probabilité de prolifération de cancers secondaires due à l'irradiation réduite de tissus sains.

1.1.2 Préparation d'un traitement par radiothérapie externe

Acquisition des données anatomiques

Le première étape d'une prise en charge lors d'un traitement en radiothérapie consiste à acquérir les structures anatomiques du patient. Cette étape peut être séparée en deux parties : la première correspond à l'acquisition des données anatomiques proprement dite par différentes modalités d'imagerie, et la seconde consiste à identifier les volumes cibles et organes à risque. La planification de traitement, c'est-à-dire le calcul de dose, est réalisé principalement sur une série de coupes issues de scans ou de tomomodensitométrie (obtenues par balayage de l'ensemble de l'anatomie du patient à l'aide d'un tube émetteur de rayons X). Elles sont réalisées en position de traitement avec contentions associées. La position d'acquisition choisie doit correspondre à la position de traitement et être reproductible puisque le dépôt d'énergie dans le corps se fait de manière fractionnée. Des repères radio-opaques sont placés sur le patient lors de l'acquisition, ensuite marqués sur la peau du patient par tatouage ou sur les contentions elles-mêmes pour faciliter son repositionnement ultérieur.

Le scanner RX peut-être combiné à d'autres modalités d'imagerie pour la détermination des volumes cibles et organes à risque : combinaison du scanner RX avec des images issues de séquences d'acquisition IRM et de scans obtenus par Tomographie par Emission de Positons (TEP). Cette dernière modalité consiste en l'injection d'un traceur radioactif β^+ (typiquement du ^{18}F) qui va se fixer sur du glucose (consommé en grande quantité

par des cellules cancéreuses). Les positons créés par le traceur vont ensuite s'annihiler avec les électrons du milieu pour créer deux photons d'énergie proche de 511 keV, qui seront détectés selon le principe de la détection en coïncidence. Les photons sont émis simultanément dans deux directions opposées et cette simultanéité permet de remonter au point source, comme illustré sur la figure 1.2. Le contourage des organes et volumes tumoraux est effectué avec respect de normes imposées par l'ICRU, dans les rapports 50 et 83 [21]-[1].

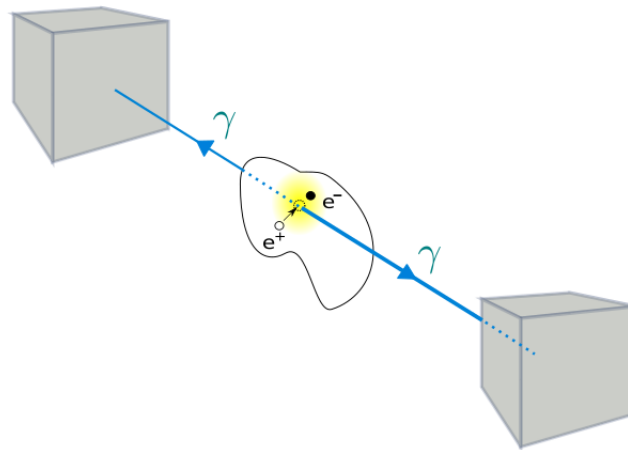


FIGURE 1.2 : Illustration du principe de la détection en coïncidence : un positon, issu généralement d'un isotope émetteur β^+ va s'annihiler avec un électron du milieu. Une paire de photons d'énergie semblable et de direction opposée se crée, et les détecteurs localisent le point d'émission grâce à ce phénomène.

La figure 1.3 montre un exemple des différences dues à l'utilisation de l'une ou l'autre de ces techniques d'imagerie, elles se complètent en effet toutes les deux car permettent une cartographie différentes selon que les tissus sont de forte ou faible densité. La délinéation des organes à risques est découpée en 4 zones d'intérêts : le Gross Tumor Volume (GTV) délimite le volume cible macroscopique. Une marge géométrique est ensuite ajoutée à cette zone et prend en compte la possible migration des cellules tumorales vers les tissus sains environnants, autrement dit de l'extension de la tumeur et est nommée le Clinical Target Volume (CTV). La troisième zone, l'Internal Target Volume (ITV) permet de prendre en compte le mouvement interne des organes. Elle est optionnelle d'une part dans les parties de l'anatomie immobiles lors d'un traitement (par exemple les tumeurs crâniennes), et d'autre part si on applique une contrainte mécanique sur le patient ou une synchronisation du traitement avec les mouvements respiratoires. Enfin, due aux différentes techniques de radiothérapie guidée par l'image que nous verrons plus tard, une dernière zone nommée le Planning Target Volume (PTV) permet de prendre en compte les incertitudes liées au repositionnement du patient.

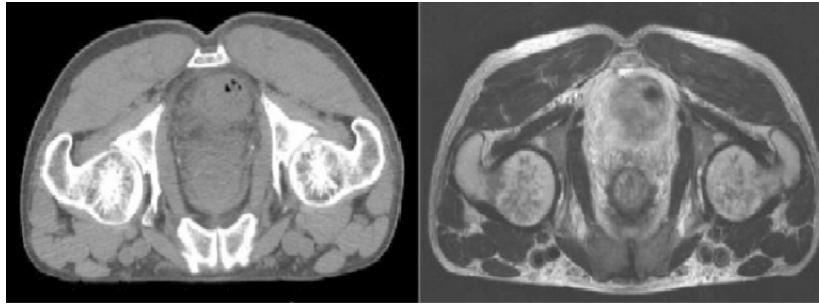


FIGURE 1.3 : Comparaison de coupes obtenues avec un CT (à gauche) et une IRM (à droite). Les os sont plus visibles dans la coupe effectuée par CT, tandis que l'IRM permet de mieux différencier les tissus mous.

Calcul de la distribution de dose

Pour simuler les dépôts de doses des faisceaux ionisants dans les coupes anatomiques du patient, le radiothérapeute utilise un Système de Planification de Traitement (SPT). De nombreux paramètres sont pris en compte dans le but d'optimiser la délivrance de l'énergie dans la zone délimitée par le PTV : l'énergie des faisceaux, l'angle d'orientation des bras de l'accélérateur, la collimation des faisceaux... Les SPT vont donc permettre de déterminer la fluence des particules idéale à délivrer, en orientant le faisceau selon plusieurs angles d'attaque, selon un processus d'optimisation inverse qui consistera à minimiser une fonction objectif correspondant à la différence entre le résultat de la simulation du dépôt de dose et les objectifs souhaités par organe et par volume cible. Les algorithmes de calcul de doses associés à ces SPT seront décrits dans la section 1.3. En plus de la simulation des cartographies de dose calculées par le SPT dans le patient, il est également possible d'accéder à des histogrammes de distribution de dose dans les organes contourés (Volumes cibles et OAR) plus connues sous le nom d'Histogramme Dose-Volume (HDV).

Contrôle qualité de la délivrance de dose

Après la validation de la dosimétrie par un binôme radiothérapeute et physicien médical, les paramètres de la ballistique retenus sont envoyés au poste de traitement par le biais de réseaux informatiques *Record and Verify*, selon la norme DICOM (*Digital Imaging and Communications in Medicine*). En parallèle de cela, on effectue aussi un contrôle qualité des plans de traitement consistant à délivrer dans des fantômes un plan de traitement identique à celui destiné au patient afin de vérifier la concordance entre dose calculée et mesurée sur ce même fantôme. On évalue de cette manière la précision du SPT et la capacité à délivrer le bon niveau de dose souhaité avec l'accélérateur utilisé.

Techniques d'irradiation

La manière de délivrer les faisceaux de particules a évolué au cours des années pour obtenir une meilleure conformation de la dose délivrée par les faisceaux aux volumes cibles.

La première d'entre elle, émergeant dans les années 90, est la Radiothérapie Conformationnelle en 3D (RC3D). Les accélérateurs de ce type délivrent les faisceaux par le biais d'un bras fixe, et en sortie de l'accélérateur étaient placés des caches plombés puis des collimateurs multilames (MLC pour *MultiLeaf Collimators*) immobiles afin de collimater principalement la fluence des faisceaux. Celle-ci est délivrée, dans le cadre de la RC3D, de manière homogène, limitant la bonne conformation des isodoses au volume cible.

Apparaissant au début des années 2000, une évolution de cette technique est la Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI), dont les modalités sont décrites encore une fois dans le rapport international de l'ICRU 83. La particularité par rapport à la RC3D est l'avènement des outils algorithmiques d'optimisation des fluences des faisceaux dont la délivrance est réalisée grâce aux MLC. Deux modes de délivrance sont disponibles : *Step-And-Shoot*, où les lames adoptent un positionnement précis avant chaque tir, et *Sliding Window*, lors duquel les lames bougent pendant la délivrance même du faisceau. Cette technique permet une meilleure conformation des isodoses aux volumes cibles et une meilleure épargne des organes à risque environnants comme par exemple montré sur la figure 1.4 représentant les résultats d'une simulation de dose déposée dans le cadre du traitement d'une tumeur gynécologique avec l'épargne du tissu digestif en RCMI.

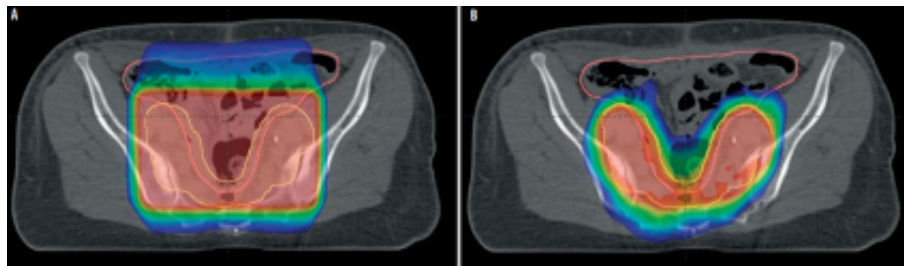


FIGURE 1.4 : Comparaison de planifications de traitement par RC3D (à gauche) et RCMI (à droite) sur des coupes axiales de tomodensitométrie pelvienne. L'utilisation de la RCMI permet de limiter l'irradiation de tissus sains. Image issue de la lettre [22].

La technique la plus récente est la Radiothérapie par Modulation Volumétrique (l'acronyme plus utilisé, VMAT, correspond à l'anglais *Volumetric Modulated Arc Therapy*). Cette technique s'appuie, en plus de l'optimisation des fluences des faisceaux par les MLC décrites précédemment en RCMI, sur un mode de délivrance non plus en bras fixe mais sur la possibilité de combiner un ou plusieurs arcs (délivrance du faisceau alors que le bras de l'accélérateur décrit un mouvement), on parle alors d'Arcthérapie.

1.1.3 Radiothérapie adaptative guidée par l'image

La radiothérapie guidée par l'image (IGRT pour Image Guided RadioTherapy), développée dans les deux dernières décennies [3]-[4]-[25], permet uniquement à son début le

recalage de la position du patient sur la table de traitement sur la position déterminée lors de la planification initiale sur le SPT. En guise d'exemple, l'imagerie 2D portale kV-kV plan permet uniquement un repositionnement du patient à l'aide de deux imageries perpendiculaires, relevés par rayons X (exemple d'un imageur MV-kV plan, reposant sur le même principe avec une plus haute énergie irradiante en figure 1.5). À noter que le contraste est moindre à haut niveau d'énergie pour les tissus mous compte tenu des coefficients d'atténuation massiques trop proches. Cette technique basée sur deux images RX planes ne permet pas d'obtenir de l'information volumétrique.

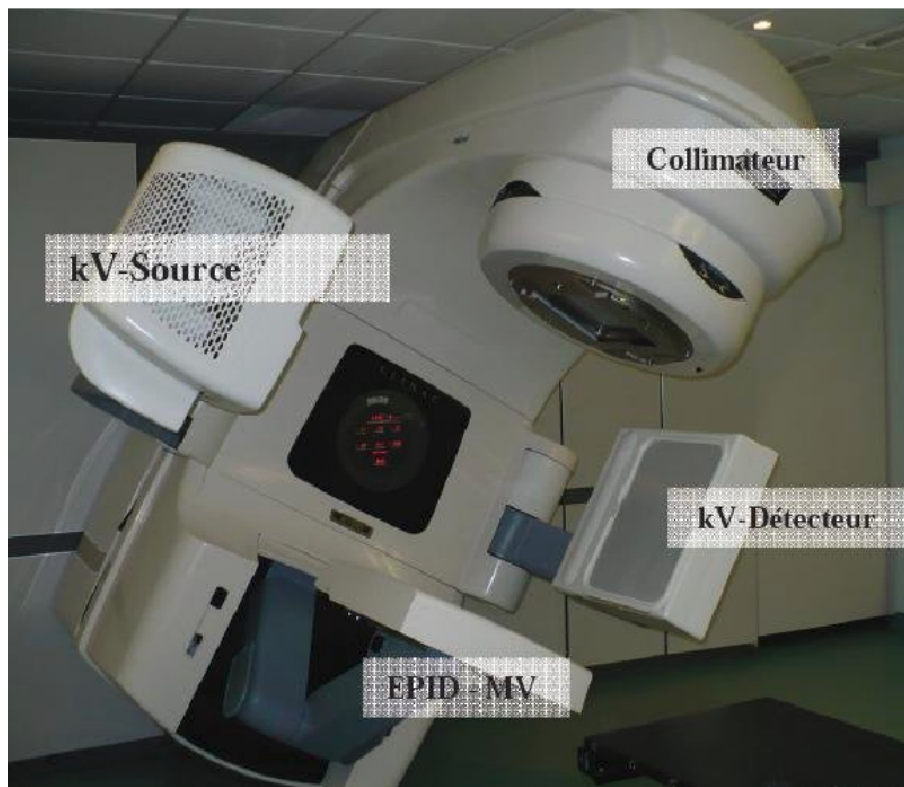


FIGURE 1.5 : Exemple d'un imageur MV-kV plan associé à un accélérateur Varian Clinac.

Or, la position et la taille de la tumeur peuvent évoluer entre le moment où les images à visée de planification initiale sont acquises et le moment où le traitement est délivré. Typiquement, un traitement fractionné se déroule sur plusieurs semaines selon le type de tumeur traitée, à raison de plusieurs séances hebdomadaires. Bien que la position du patient est déterminée dès l'acquisition d'informations sur l'anatomie, de sorte à ce que la tumeur soit fixée dans une position souhaitable, il est compliqué de prévoir l'évolution de celle-ci due à des mouvements respiratoires [23], de digestion [24] ou encore à la prise ou perte de poids du patient. La tumeur peut aussi grossir significativement entre le temps d'acquisition des images et le traitement, pouvant altérer l'efficacité du traitement prescrit.

Le fait de pouvoir évaluer à chaque fraction délivrée l'évolution des volumes cibles et tissus sains, et donc les modifications de dose délivrée du fait de ces évolutions ont amené les praticiens à adapter la ballistique au cours du traitement lui-même. L'IGRT a donc mené à la notion de radiothérapie adaptative et guidée par l'image soit IGART pour Image Guided Adaptive RadioTherapy. Cette technique va permettre de corriger la manière dont l'irradiation est délivrée en fonction de la déformation ou mouvement de la tumeur.

Deux techniques d'imageries développées récemment peuvent être candidats pour pouvoir pratiquer de l'IGART : l'Imagerie Volumétrique par Faisceau Conique (ou Cone Beam Computed Tomography, CBCT) et l'IRM. Le premier permet d'obtenir une imagerie de qualité des tissus de haute densité du corps humain (e.g : os, dents...) par irradiation sous rayons X des parties souhaitées du corps d'un patient. L'irradiation est effectuée à l'aide d'un faisceau conique de rayons X d'énergie à hauteur d'environ 100 keV. Cette technologie est d'ores et déjà adoptée pour la radiothérapie guidée par l'image dans le contexte de repositionnement de patient et d'évaluation primaire de positionnement des volumes cibles et des organes. Cependant, son utilisation à des fins d'IGART connaît plusieurs limitations : en effet, une irradiation supplémentaire du patient est effectuée à chaque prise d'image, ajoutant de la dose supplémentaire dans le patient. Ce supplément de dose limite la réalisation de scans trop fréquents, réduisant grandement la possibilité d'imagerie intrafractionnelle (autrement dit l'observation du mouvement des organes au cours d'un même traitement). De même, bien qu'efficace pour les tissus de hautes densités, l'imagerie des tissus mous est de moindre qualité, pouvant même mener à des difficultés de différenciation entre volumes tumoraux et organes ou tissus sains environnants. Enfin, la taille du scan effectué par le CBCT ne couvre qu'une zone délimitée par la taille du champ tête-pied, celle-ci mesurant par exemple 16 cm au maximum pour le CBCT de Varian.

En comparaison, l'IRM est une technique d'imagerie médicale non invasive permettant d'obtenir des coupes de l'anatomie d'un patient avec un très bon contraste, notamment concernant les tissus mous. Son principe sera détaillé dans la sous-section suivante, mais cette technologie s'appuie sur l'utilisation de champs magnétiques, n'ajoutant pas de rayonnement ionisant supplémentaire pour obtenir l'imagerie du patient. Ainsi, il est possible d'obtenir une imagerie interfractionnelle et intrafractionnelle de l'anatomie du patient. De même, il est possible de prendre plusieurs plans de l'anatomie du patient afin d'en faire une reconstitution entière en 3D. Dans le cadre de notre étude, l'imagerie guidée considérée est basée sur l'IRM, les deux constructeurs de solutions hybrides IRM-Linac ne mettant à disposition qu'une délivrance des faisceaux basée sur la technique de radiothérapie RCMI, avec collimateurs multi-lames en mode Step-And-Shoot [1].

Ce tableau résume les caractéristiques des deux technologies l'une par rapport à l'autre :

	CBCT	IRM
Contraste des Tissus Mous	Limité par coeff. d'atténuation	Excellent
Irradiation Additionnelle	Oui (quelques mGy)	Non
Imagerie Interfractionnelle	Oui	Oui
Imagerie Intrafractionnelle	Limitations techniques	Oui
Taille de l'imagerie	Volume d'exploration (16 cm pour varian)	Libre

1.1.4 Rappels des principes de l'Imagerie par Résonance Magnétique

Elle s'appuie sur le principe de la résonance magnétique nucléaire (RMN). Ce principe fonctionne en deux temps : dans un premier temps, un champ magnétique externe $\mathbf{B}_0$, délivré par un aimant de forte puissance, aligne dans le sens du champ $\mathbf{B}_0$ le moment magnétique de spin nucléaire intrinsèque aux noyaux dont le nombre de neutrons et de protons sont différents (par exemple l'hydrogène).

Dans un second temps, une onde magnétique est émise avec une fréquence égale à la fréquence de résonance dite de Larmor des noyaux ciblés, en l'occurrence les noyaux d'hydrogène, pour lesquels cette fréquence est de 63.86 MHz. Son but est d'orienter le spin des atomes dans un plan perpendiculaire à celui du champ magnétique externe principal, et équivaut à une étape d'excitation de ces atomes. En arrêtant d'émettre l'onde électromagnétique, les atomes vont alors se repositionner selon l'orientation définie par $\mathbf{B}_0$ en continuant d'osciller, et ce mouvement de rotation émet un signal dont la fréquence est égale à la fréquence d'excitation. Ce signal est nommé signal de précession et mesurable par des instruments adéquats.

Les tissus possèdent des temps de relaxations propres à leur compositions chimiques. Le temps de relaxation longitudinale (noté T1) correspond au temps que les moments magnétiques nucléaires retrouvent 63 % de leur alignement longitudinal pré-excitation, et dépend du tissu observé. Cette limite est due au fait que le réalignement des moments suit une loi exponentielle croissante, ce qui équivaldrait à un temps infini de retour à l'équilibre, telle que :

$$M_{//}(t) = M_{//}(t = 0) \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T1}}), \quad (1.1)$$

où $M_{//}$ désigne la valeur du moment magnétique longitudinal, et dépend du temps t . Ainsi, le moment à $t = 0$ désigne l'état d'équilibre des moments magnétiques longitudinaux. Ce temps dépend notamment de l'agitation moléculaire environnante du tissu observé : en résulte un temps plutôt long pour les tissus durs, et plutôt court pour les tissus mous.

Le temps de relaxation transversale T2 correspond en fait à la mesure de la perte de 63 % des moments magnétiques transverses (notés $M_{\perp}$) et dépend de l'interaction entre noyaux d'hydrogènes de chaque tissu. En effet, les noyaux voisins d'un noyau d'hydrogène vont

généraliser des champs magnétiques légers qui provoquent des pertes de cohérences dans la rotation des moments magnétiques transverses, d'où la grande influence de la composition du milieu environnant dans la décroissance de $M_{\perp}$ et donc dans la détermination de la valeur de T2. La loi décrivant l'évolution de l'enveloppe des signaux émis du moment magnétique transverse $M_{\perp}$ (celui-ci étant en rotation, le véritable signal se présente comme une oscillation au cours du temps), s'écrit :

$$M_{\perp}(t) = M_{\perp}(t = 0) \cdot e^{-\frac{t}{T_2}}. \quad (1.2)$$

L'évolution de $M_{\perp}$ étant différente de celle de $M_{\parallel}$, la comparaison de ces deux relevés donne des informations complémentaires permettant d'obtenir des diagnostics complets d'une anatomie étudiée. La différence entre les tissus sains et les tissus tumoraux peut donc s'effectuer par observation de la différence de ces signaux, pouvant être amplifiés par injection intra-veineuse de contraste (typiquement pour l'IRM, des composés à base de gadolinium qui réduisent le temps de relaxation des protons de l'eau, et donc de réduire T1) si jamais ces contrastes restent proches car elle permet d'observer la composition vasculaire du patient ou de mettre en lumière des structures de vaisseaux sanguins typiques de certaines lésions.

Il est aussi possible d'accroître les différences de temps en modifiant les paramètres des séquences IRM, en effectuant des pondérations dites T1 et T2. Il s'agit d'altérer la réponse des atomes, c'est à dire le signal qu'ils renvoient, après des stimulations par radio-fréquences. Les paramètres sur lesquels les radio-fréquences sont modifiés sont les temps d'écho (le temps entre le signal d'excitation et réception de l'écho émis) et le temps de répétition (temps entre deux envois de fréquence d'excitation des noyaux d'hydrogène), le premier étant bien plus court (quelques dizaines de millisecondes) que le second (de l'ordre de la seconde).

Au niveau des inconvénients de cette technologie, on peut relever l'absence de visualisation des structures osseuses, ainsi que les artefacts sur l'imagerie, par exemple dûs au mouvement du patient (le temps d'acquisition des images pouvant être long). Évidemment, l'utilisation de l'IRM n'est pas compatible avec des patients possédant des implants ferromagnétiques et donc sensibles aux champs magnétiques, compte tenu de la présence d'un champ magnétique externe relativement intense (les champs magnétiques utilisés habituellement sont de l'ordre du Tesla).

Cette méthode d'imagerie offre la meilleure visualisation, et plus généralement du système nerveux, de la plupart des tissus mous et des tumeurs associées [27]-[28]. Elle peut être utilisée en conjonction avec d'autres techniques, par exemple avec des images tirées de scans de tomographie pour avoir une meilleure visualisation des tissus osseux car effectués à l'aide de rayons X plus sensibles aux variations de densité. L'IRM est d'ores et déjà utilisée pour une grande partie de la planification d'un traitement, du diagnostic au suivi du traitement, de par sa grande efficacité. Ainsi, l'idée de coupler cette technique

aux méthodes conventionnelles de radiothérapie a été étudiée dans les deux dernières décennies.

1.1.5 Radiothérapie guidée par IRM

Le couplage de la radiothérapie à l'imagerie par résonance magnétique a pour intérêts notables d'avoir un rendu optimal de l'anatomie d'un patient ainsi que de l'emplacement de ses tumeurs, de pouvoir suivre en temps réel la position de la tumeur lors d'un traitement et de ne pas être irradiant car indépendant de faisceaux ionisants. Cet avantage mène à une possible réadaptation du traitement en tenant compte des changements possibles de la configuration tumorale par rapport à l'imagerie de référence de planification, dus par exemple à une croissance de la tumeur entre l'acquisition des images avant l'intervention et le moment du traitement, à une inflammation ou réduction de la tumeur, au changement de la position de la tumeur dans les tissus mous ou la position du patient, à la respiration du patient... De plus, l'IRM ne s'appuyant pas sur l'utilisation de rayonnements ionisants supplémentaires, il n'y a pas d'administration de dose supplémentaire aux tissus sains par ce biais.

La radiothérapie guidée par IRM permet donc de mieux cibler la tumeur et en théorie d'améliorer la précision du traitement et du dépôt de dose. Cependant, un effet négatif possible et intrinsèque au système d'imagerie est l'interaction entre le champ magnétique et les électrons secondaires produits lors de la traversée du patient par un faisceau de photons. Cet effet, nommé *Electron Return Effect* (ERE) ou effet de retour des électrons, peut avoir des effets délétères, par exemple au sein d'un matériau homogène où le profil latéral du dépôt de dose sera décalé en faveur du sens de rotation des électrons, mais aussi au niveau des interfaces entre matériaux de différentes densités lorsque le champ magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. L'intensité de cet effet est dépendant de l'énergie des électrons créés, de l'amplitude du champ magnétique externe ainsi que de la différence de densité entre les deux milieux traversés [8]-[32]-[33]. Une occurrence de cet effet tirée d'une présentation de F. Tessier est montrée en figure 1.6. Un autre effet à prendre en compte est la modification de la zone de build-up, le maximum de dépôt de dose se situe en une profondeur moins élevée que dans un cas sans champ magnétique [34]. Ces conséquences seront simulées et expliquées dans les chapitres 3 et 4 de ce manuscrit.

Sur le marché, Viewray® a commercialisé en premier des installations liant un appareil IRM de 0,3 Teslas couplé à trois sources mobiles de ^{60}Co dont le champ d'irradiation maximal était de $27 \times 27 \text{ cm}^2$, et dont l'irradiation était dirigée au travers d'une ouverture entre les aimants délivrant ce champ magnétique [29]. Bien que des études récentes montrent l'efficacité de cette installation pour l'élaboration d'une planification d'un traitement de cancer du poumon par comparaison avec un planning effectué avec un VMAT [30]-[31], des problématiques liées à la radioprotection compte tenu de la manipulation,

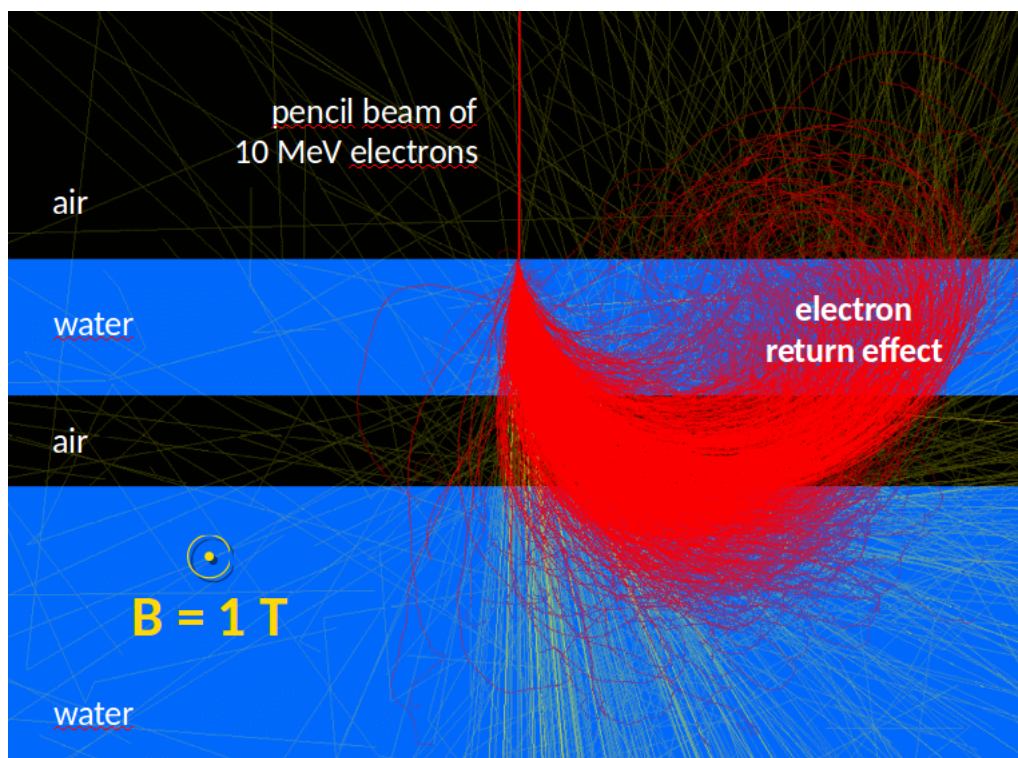


FIGURE 1.6 : Reprise d’une figure exposée durant une présentation de F. Tessier *Implementing and testing magnetic fields in the EGSnrc software* mettant en exergue l’ERE. Cette figure présente la propagation d’un faisceau fin d’électrons de 10 MeV au travers d’une matrice alternant fantômes d’air et d’eau et soumise à un champ magnétique transverse au plan d’étude d’amplitude 1 T, et le calcul est effectué avec le code Monte-Carlo EGSnrc. Le faisceau d’électrons reste cohérent jusqu’à l’entrée dans le premier fantôme d’eau, ce qui doit être une condition numérique utilisée afin de pouvoir observer l’ERE après propagation du faisceau dans la matière. On remarque donc que le trajet des électrons est grandement modifié par l’action du champ magnétique, mais aussi selon le milieu traversé.

du stockage et de l’installation des sources de ^{60}Co très radioactives ainsi que la mise à jour des normes technologiques ont conduit cette compagnie à se tourner vers le développement de nouvelles installations liant IRM et accélérateur linéaire (LINAC pour LINear ACcelerator) source de rayonnements ionisants, d’où l’appellation commune IRM-Linac.

Une version de ce dispositif a été développée par les chercheurs de l’Université d’Utrecht en collaboration avec Elekta/Philips [6]-[34], et est composé d’un appareil IRM délivrant un champ magnétique d’amplitude 1,5 T provenant de chez Philips couplé à un Linac délivrant des photons d’énergie comprise dans un spectre de type Bremsstrahlung de 7 MV fourni par Elekta, avec un débit de dose maximum de 700 cGy/min. Le faisceau peut tourner autour de l’aimant. Ce dispositif a reçu le marquage CE en juin 2018. Celui de Viewray[®], connu sous le nom de MRIDIAN (Fig. 1.7), repose quant à lui sur un aimant supraconducteur délivrant un champ magnétique d’amplitude 0,35 T, et son Linac délivre aussi des faisceaux de photons de 6 MV avec un débit de dose maximum

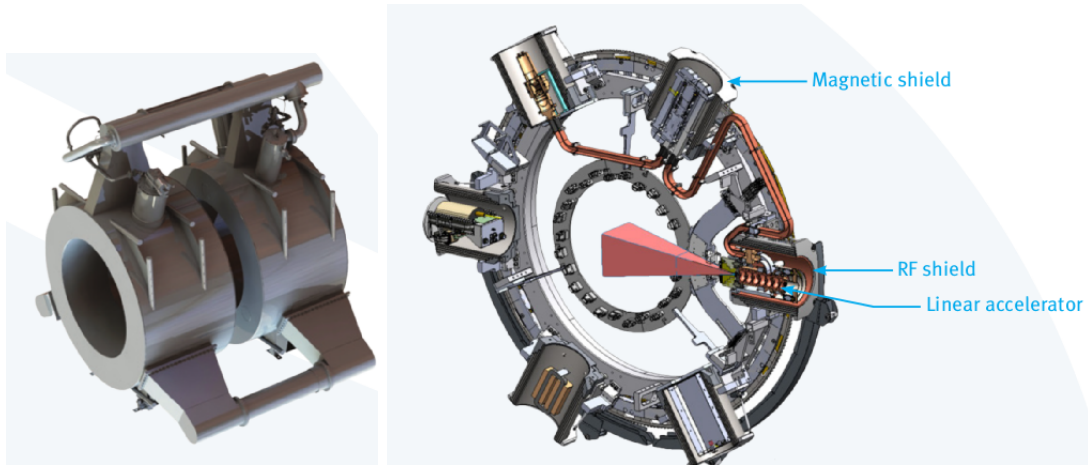


FIGURE 1.7 : Dispositif IRM-Linac conçu par Viewray®. À gauche : le système IRM délivrant un champ magnétique d'amplitude 0.35 T. À droite : l'accélérateur linéaire et ses accessoires permettant une protection au champ magnétique et aux radiofréquences.

de 600 cGy/min. Ce dernier est actuellement le seul disponible commercialisé à des fins thérapeutiques après validation par la *U.S Food and Drug Administration* (USFDA) ainsi qu'en Europe avec le marquage CE. Enfin, ces deux installations sont fournies sans cône égalisateur.

Cette technologie est donc en pleine émergence et a le potentiel de changer en profondeur la manière dont les traitements peuvent être pensés et administrés, de par sa capacité à pouvoir fournir une imagerie en temps réel et de haute résolution, sans irradiation supplémentaire pour le patient. Cependant, l'interaction des photons avec le milieu créent des particules chargées qui vont interagir avec le champ magnétique appliqué dans le milieu. Il faut donc bien connaître ces interactions afin de pouvoir quantifier l'énergie et la quantité d'électrons secondaires créés, qui sont susceptibles d'être à leur tour responsables d'énergie supplémentaire déposée en des lieux non souhaités lors d'un traitement.

1.2 Interactions Particules/Matière

Dans ce manuscrit, nous étudions le dépôt de dose de faisceaux de photons et d'électrons lors de leur propagation au travers de milieux possédant des densités égales à celles des différents segments du corps humain. En se propageant, les particules collisionnent et interagissent avec les atomes du milieu traversé, menant à l'apparition de photons, d'électrons libres et de positrons secondaires. Nous décrivons dans les paragraphes suivants l'ensemble des interactions possibles des particules incidentes, avec leur probabilité d'occurrence décrite par leur section efficace.

1.2.1 Interaction des photons avec la matière

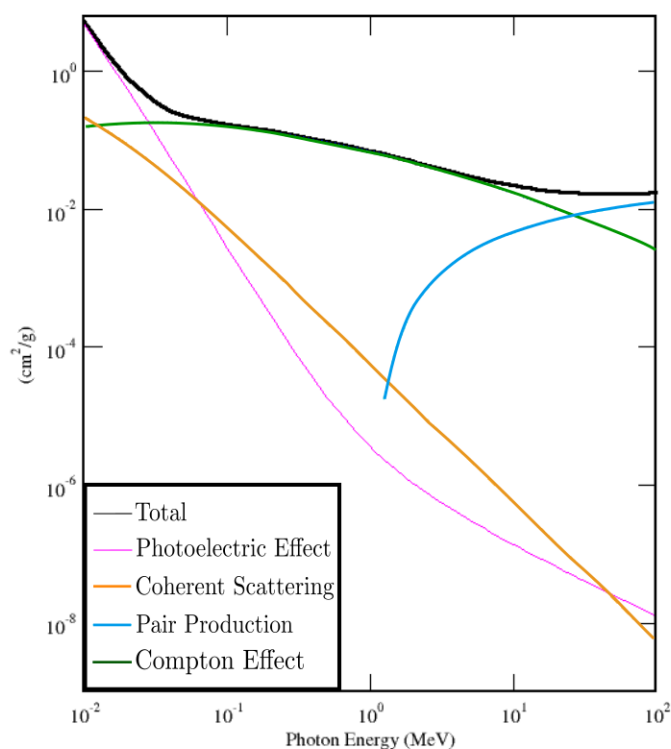


FIGURE 1.8 : Représentation des coefficients d'atténuation de masse en fonction de l'énergie du photon incident pour l'effet photoélectrique (magenta), Compton (vert), Création de paires (bleu) et Rayleigh (orange) négligeable devant les autres processus quelque soit l'énergie du photon incident). Les données sont issues de la base de donnée XCOM du NIST [72].

Aux énergies considérées en radiothérapie externe, les photons connaissent trois principaux mécanismes d'interaction avec la matière : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. La probabilité d'interagir d'une de ces manières est donnée par la section efficace inhérente à chaque interaction, elle même étant grandement dépendante de l'énergie des photons incidents comme montré sur la figure 1.8 [72]. Chacun de ces processus donne naissance à des électrons secondaires qui sont les principaux vecteurs de la dose déposée dans un milieu par le moyen de collisions élastiques et inélastiques.

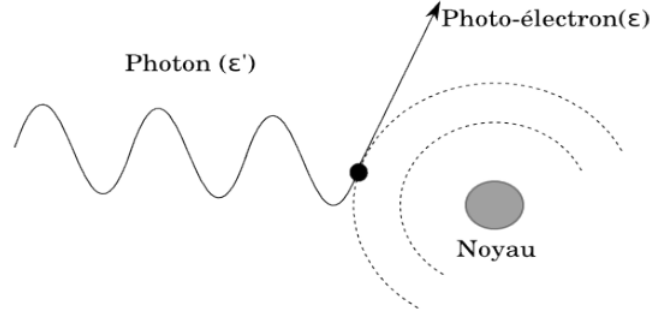


FIGURE 1.9 : Visualisation de l'effet photoélectrique : éjection d'un électron lié à l'atome par interaction avec un photon incident.

Effet Photoélectrique

L'effet photoélectrique (Figure 1.9) [52]-[53] correspond à la transmission de la totalité de l'énergie d'un photon à un électron en couche profonde d'un atome, causant son excitation ou l'ionisation de l'atome auquel il est lié. Cet effet ne peut se produire avec un électron libre car l'atome doit absorber une partie de la quantité de mouvement incidente. Dans ce dernier cas, l'excédent d'énergie transmise à l'électron par rapport à son énergie de liaison se retrouve sous forme d'énergie cinétique. Ce phénomène est dominant pour les faibles énergies de photons, typiquement pour des énergies inférieures à 30 keV dans le cas de l'eau. Cependant, il est intéressant de constater que son occurrence est très dépendante du matériau traversé. Pour des énergies de photons inférieures à l'énergie au repos de l'électron, la section efficace de cet effet peut être décrite par l'expression suivante [54] :

$$\sigma_{Ph}(\varepsilon) = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \frac{8\pi r_e^2}{3} \left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon} \right)^{\frac{7}{2}}, \quad (1.3)$$

où σ_{Ph} correspond à la section efficace de l'effet photoélectrique, α est la constante de structure fine ($\alpha = \frac{1}{137}$), Z est le numéro atomique du matériau, r_e est le rayon électronique, m_e est la masse de l'électron, c est la vitesse de la lumière, et ε est l'énergie du photon incident.

Ainsi, cette section efficace décroît vite lorsque l'énergie augmente, d'où la prédominance de cet effet pour de faibles énergies. De même, on remarque que cet effet a une dépendance avec le numéro atomique du matériau à la puissance 5. Ainsi, il est capital de prendre en compte la réelle composition chimique des éléments pour correctement simuler la probabilité que cet effet se produise. En d'autres termes, pour ces énergies de photon, considérer le corps humain comme un équivalent eau de différentes densités peut conduire à des erreurs très importantes dans le calcul de la dose déposée.

La distribution angulaire du photoélectron émis peut être exprimée sous la forme suivante, dérivée de la section efficace définie par Sauter et al. [55] et utilisée dans le code PENELOPE [56] :

$$p(\nu) = (2 - \nu) \left(\frac{1}{A + \nu} + \frac{1}{2} \beta \gamma (\gamma - 1) (\gamma - 2) \right) \frac{\nu}{(A + \nu)^3}, \quad (1.4)$$

où $\nu = 1 - \cos\theta_e$, dans lequel θ_e est l'angle de diffusion du photoélectron, $A = \frac{1}{\beta} - 1$ où β est la vitesse réduite telle que $\beta = \frac{v}{c}$, v étant la vitesse de l'électron et c celle de la lumière. γ est le facteur de Lorentz, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Cet effet étant prépondérant à de basses énergies, et bien que ces sections efficaces soient tabulées dans M_1 à l'aide du programme CEPXS, très peu d'électrons secondaires seront en fait originaires de cette interaction dans le contexte de notre étude. En effet, nous avons choisi de simuler deux distributions différentes en énergie pour nos faisceaux de photons : des faisceaux monoénergétiques de 6 MeV, et des faisceaux dont l'énergie appartient à un spectre de Bremsstrahlung de 6 MV, typique d'un faisceau en sortie d'accélérateur linéaire et dont un exemple est donné en figure 1.10, en sortie d'un accélérateur Varian iX obtenu à partir d'un fichier d'espace des phases de l'IAEA [76]. Nous observons sur cette figure que l'énergie la plus probable est de l'ordre de 511 keV. D'autre part, nous avons choisi dans la plupart de nos cas de limiter l'énergie de coupure pour les photons et électrons à 100 keV, choix motivé par la grande dimension des fantômes utilisés, et des voxels utilisés dans nos calculs. La convergence de nos calculs étant atteinte pour une dimension de $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$, largeur qu'un électron de cette énergie ne peut traverser entièrement, déposant ainsi le reste de son énergie à l'intérieur de la maille.

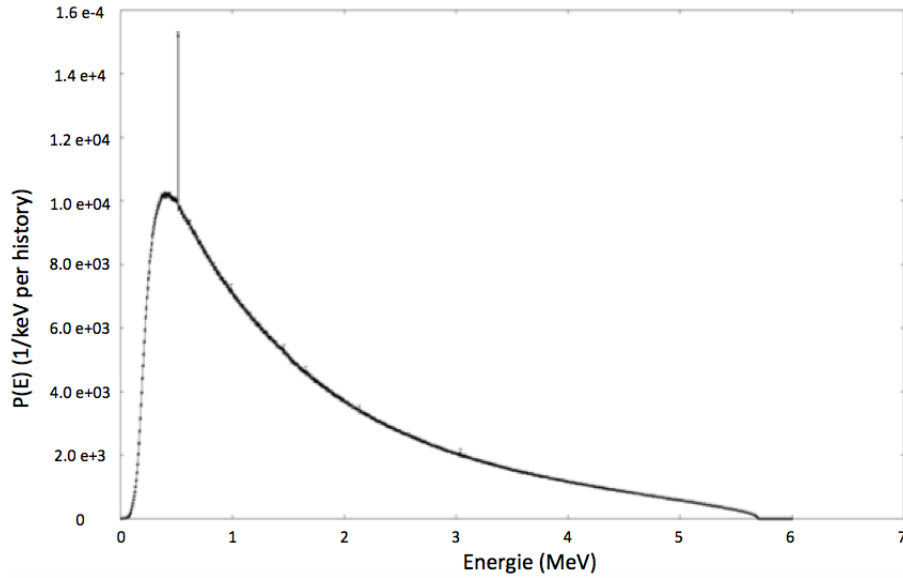


FIGURE 1.10 : Spectre en énergie d'un faisceau de photons de 6MV d'un accélérateur Varian iX, dont la taille de champ est de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Le pic à 511 keV provient du phénomène d'annihilation des positons avec les électrons de la cible, générant des photons d'énergie 511 keV de directions opposées.

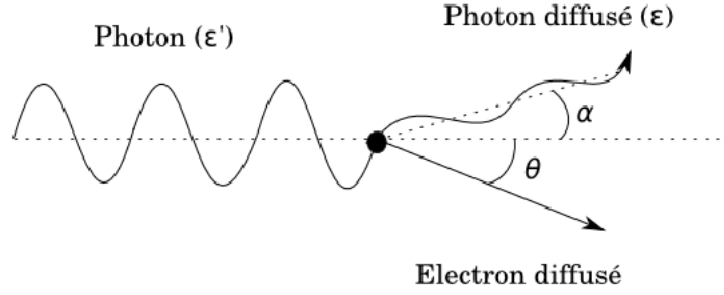


FIGURE 1.11 : Visualisation de l'effet Compton : en plus de l'ionisation de l'atome, le photon est diffusé sous un certain angle et une énergie inférieure, une partie d'entre elle étant cédée à l'électron arraché.

Effet Compton

L'effet Compton (Figure 1.11) correspond à la collision d'un photon avec un électron lié aux couches électroniques d'un atome. Ce dernier est ionisé, l'électron ayant absorbé une partie de l'énergie du photon incident, et un photon diffusé est émis avec une énergie moindre et une orientation modifiée. Ce processus est le plus susceptible de se produire dans l'eau pour les énergies utilisées en radiothérapie externe, il est en effet majoritaire pour une énergie de photons située entre 30 keV et 10 MeV. De manière générale, cette interaction est prépondérante pour des énergies de photons grandes par rapport aux énergies de liaison des électrons liés. Les électrons secondaires créés par ce biais sont les principaux responsables de la dose déposée par un faisceau de photons se propageant dans le milieu. La section efficace différentielle de l'effet Compton peut être écrite de la manière suivante, qui est l'expression avancée par Klein-Nishina [54]-[57] pour des photons non polarisés :

$$\frac{d\sigma_{Co}}{d\Omega}(\theta_{ph}) = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2(\theta_{ph}) \right), \quad (1.5)$$

où σ_{Co} désigne la section efficace liée à l'effet Compton, r_e est le rayon électronique, ε_1 et ε_2 sont les énergies du photon respectivement avant et après diffusion, et θ_{ph} est l'angle de diffusion du photon. L'énergie emportée par l'électron de recul, ε_{e-} , tracée en figure 1.12 pour un photon incident d'énergie 2 MeV à titre d'exemple, est exprimée telle que :

$$\varepsilon_{e-} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = m_e c^2 \frac{2\varepsilon_1^2 \cos^2(\theta_{er})}{(\varepsilon_1 + m_e c^2)^2 - \varepsilon_1^2 \cos^2(\theta_{er})}, \quad (1.6)$$

où θ_{er} correspond à l'angle de diffusion de l'électron de recul et dont l'expression est :

$$\tan(\theta_{er}) = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_1}{m_e c^2}} \cot\left(\frac{\theta_{ph}}{2}\right). \quad (1.7)$$

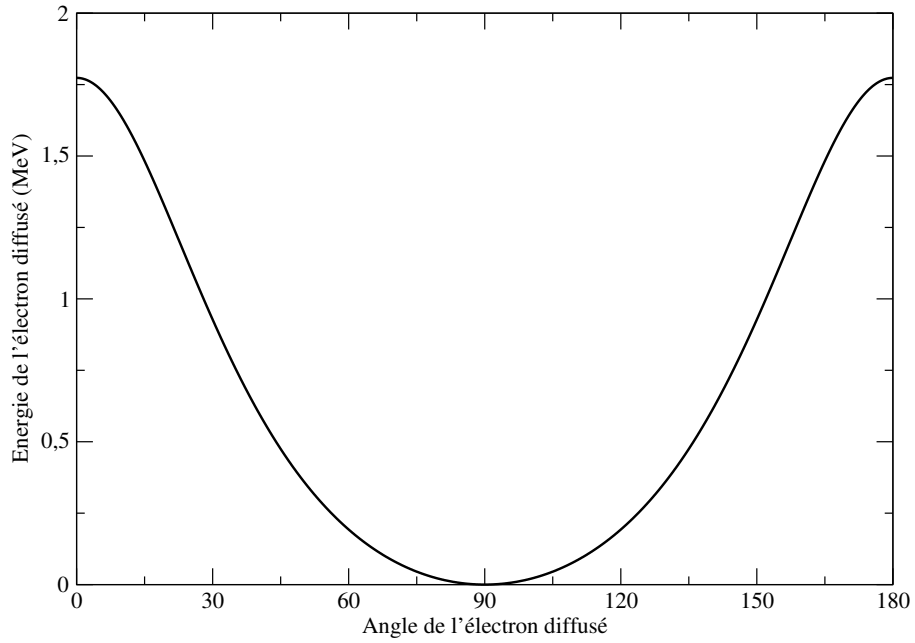


FIGURE 1.12 : Tracé de l'énergie de l'électron diffusé en fonction de son angle de diffusion, pour un photon incident de 2 MeV.

Comme pour l'effet photoélectrique, cette section efficace est tabulée dans notre algorithme sur la base des données contenues dans CEPXS. Cependant, il est très important cette fois-ci de bien rendre compte de l'effet Compton car c'est celui-ci qui est à l'origine d'une très grande partie des électrons secondaires créés par les faisceaux de photons que nous avons choisi de simuler.

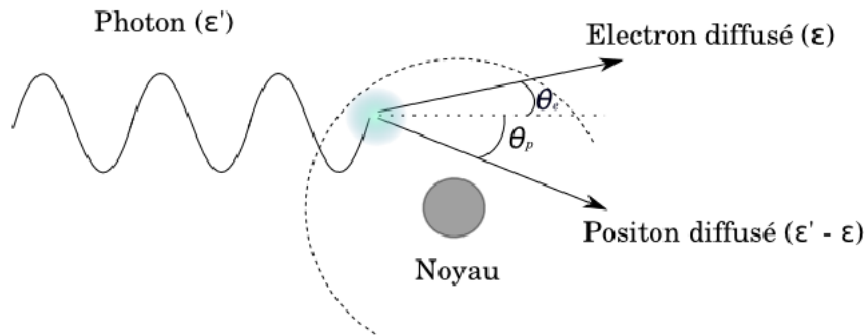


FIGURE 1.13 : Visualisation d'une création de paire : proche d'un champ électrique nucléaire, un photon d'assez haute énergie peut spontanément créer un électron et son antiparticule.

Création de paires

Une création de paire de leptons (Figure 1.13) se produit lorsqu'un boson (par exemple un photon) neutre possède l'énergie suffisante pour créer une paire particule/antiparticule,

tout en conservant l'énergie et l'impulsion de la particule initiale. Dans notre cas, un photon d'une énergie supérieure ou égale à 1.022 MeV (deux fois l'énergie au repos d'un électron) est susceptible de mener à la création d'une paire e^-/e^+ , au voisinage d'un champ électrostatique d'un atome (ou d'un électron lié, mais ce processus est moins probable et expliqué plus bas) afin de conserver l'impulsion totale. Ce seuil en énergie est réduit de moitié si cette création est due à un couple γ/γ , mais cet effet ne se produira pas dans le cadre de notre étude puisque les particules issues du faisceau n'interagissent pas entre elles. L'énergie du photon incident est ainsi répartie entre les deux particules créées et l'atome, qui en absorbe une partie négligeable due à la différence de masse avec les leptons mais nécessaire pour respecter la conservation de l'impulsion, tel que $E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+} + E_{nuc} - 2m_e c^2$. Comme indiqué sur la Figure 1.8, ce phénomène devient dominant par rapport aux autres dans l'eau pour des énergies au-delà de 10 MeV.

L'angle $\theta_{e^\pm}$ est l'angle entre la direction de la propagation du photon incident et la direction de l'électron/positon émis, ou angle d'émission du lepton considéré, représenté sur la figure 1.13, peut s'exprimer comme suit [58] :

$$\theta_{e^\pm} = \frac{p_{e^\pm} c}{\varepsilon E_{frac}}, \quad (1.8)$$

où E_{frac} est la fraction d'énergie emportée par l'électron ou le positon, $p_{e^\pm}$ leur impulsion et ε l'énergie du photon incident à l'origine de la création de paire.

La section efficace de cet effet peut-être définie avec ou sans prise en compte de l'écrantage du cortège électronique si le numéro atomique de l'élément est élevé, si l'énergie cinétique des électrons est très élevée ou encore si on peut y appliquer l'approximation de Bohr consistant à découpler les mouvements du noyau et des particules. Par exemple, en prenant en compte l'écrantage, la section efficace différentielle peut être écrite sous la forme suivante [73], dérivée de la forme originelle écrite par Bethe et Heitler [74] :

$$\frac{d\sigma_{C_{rp}}}{d\varepsilon} = r_e^2 \alpha Z(Z + \eta) C_r \frac{2}{3} \left[2 \left(\frac{1}{2} - E_{frac} \right)^2 \phi_1(E_{frac}) + \phi_2(E_{frac}) \right], \quad (1.9)$$

où $\sigma_{C_{rp}}$ désigne la section efficace liée à la création de paires, r_e est le rayon électronique, $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine, Z est le numéro atomique de l'élément traversé, η est la contribution du phénomène de création de triplet expliqué peu après, C_r est un facteur de correction radiatif à haute énergie et vaut 1.0093 [75] et ϕ_1 et ϕ_2 sont les fonctions permettant de simuler l'écrantage [56]. On remarque la dépendance par rapport au numéro atomique au carré, qui souligne une fois de plus la nécessité de prendre en compte la réelle composition chimique des éléments.

Cette section efficace peut être approchée en des formes plus simples, en prenant en compte l'écrantage ou non du nuage électronique de l'atome considéré, le régime en énergie du photon et des particules créées (relativiste ou pas), l'angle d'incidence du photon effectuant la création de paire dans le champ de l'atome, la prise en compte du recul

de l'atome ou encore selon l'utilisation ou non de l'approximation de Born au premier ordre (consistant à faire un développement de la fonction d'onde de la particule diffusée de sorte à pouvoir obtenir une solution approchée de l'équation de Schrödinger, dans le cas d'un potentiel suffisamment faible). L'article de Motz *et al.* effectue un compte-rendu complet des sections efficaces selon les cas échéants [77]. À l'origine, nous considérons l'idée d'implémenter la section efficace sous cette forme analytique dans le modèle M₁, ainsi que celle des deux effets précédents. Cependant, réeffectuer le calcul des valeurs des différentes sections efficaces augmentait énormément le temps de calcul, nous avons donc pris la décision d'avoir cette section efficace sous forme tabulée, et interpolée entre chaque pas en énergie, que nous avons récupérée avec le programme CEPXS.

Dans certains cas, la création de paires peut s'accompagner d'une création d'un électron supplémentaire : ceci se produit si jamais il y a excitation ou ionisation de l'atome dans lequel le phénomène se produit auquel cas la création de paires se produit dans le champ de l'électron ainsi arraché à l'atome. Il faut aussi une énergie du photon supérieure ou égale à un seuil plus élevé de 2.044 MeV, pour respecter la conservation d'énergie et de l'impulsion. La conversation d'énergie entre le photon et les particules du triplet est :

$$\varepsilon + mc^2 = 3\gamma m_e c^2, \quad (1.10)$$

et la conservation d'impulsion s'écrit :

$$\frac{\varepsilon}{c} = 3\beta\gamma m_e c. \quad (1.11)$$

En liant ces deux formules :

$$3\beta\gamma m_e c^2 = 3\gamma m_e c^2 - m_e c^2, \quad (1.12)$$

et en remplaçant γ par son expression en fonction de β , on trouve :

$$\frac{3\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{3}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1, \quad (1.13)$$

ce qui nous mène à $\beta = \frac{4}{5}$, puis $\gamma = \frac{5}{3}$ et en remplaçant dans la conservation d'énergie, on trouve qu'on doit avoir une énergie de photon seuil pour la création de triplet de $\varepsilon = 4m_e c^2 = 2.044$ MeV.

Ce phénomène a beaucoup plus de chances de se produire pour des matériaux de Z plus élevé, les électrons se situant sur les couches externes possédant une énergie bien inférieure à celles des couches internes.

Moins occurrent que l'effet Compton pour les énergies utilisées dans le contexte de notre étude, le phénomène de création de paires est tout de même responsable de la création de quelques électrons secondaires mais aussi de positons. Bien que leur effet dans le dépôt d'énergie est négligeable dans les cas numériques que nous avons effectués, leur propagation dans le milieu et leur annihilation (décrite dans la section suivante) sont

observables dans le cadre d'un spectre Bremsstrahlung de 18 MV, où l'énergie maximale des photons émis est de 18 MeV, laissant une fenêtre d'énergie dans laquelle la création de paires est l'interaction dominante parmi celles décrites.

1.2.2 Interaction des électrons et des positons avec la matière

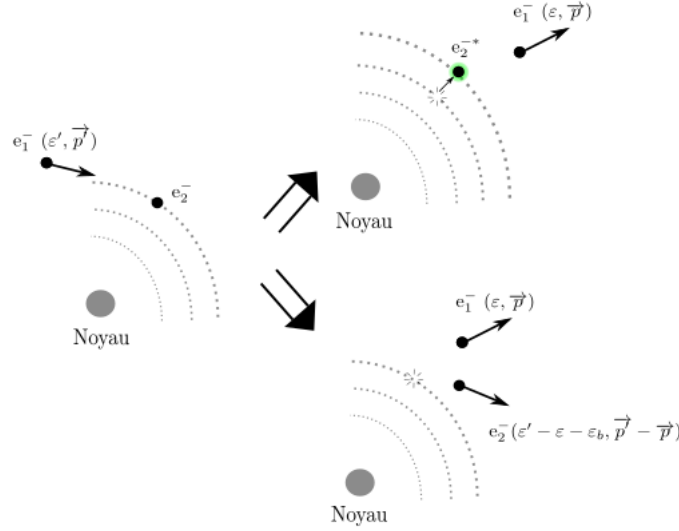


FIGURE 1.14 : Visualisation des conséquences possibles d'une collision inélastique : soit l'électron lié interagissant est excité à un état d'énergie correspondant à une couche électronique supérieure de l'atome (en haut) ou il est arraché à sa liaison avec le noyau et se déplace dans le milieu, collisionnant à son tour. Dans les deux cas, l'électron incident repart avec une orientation différente et une énergie inférieure.

Collisions inélastiques avec les électrons du milieu

Les électrons subissent principalement des interactions coulombiennes avec les particules présentes dans le milieu traversé. C'est principalement par ces multiples collisions que leur énergie va être déposée. L'électron lié est arraché de l'atome si l'énergie cinétique reçue est supérieure à son énergie de liaison au noyau, autrement il se déplace dans un état discret d'énergie, aussi appelé état excité. Cet état excité n'étant pas stable, l'électron excité revient dans son état fondamental en perdant de l'énergie sous forme de rayonnement, ou en transmettant le surplus d'énergie dû à son état excité à un électron voisin qui lui sera éjecté du nuage électronique de l'atome, ils sont dits électrons Auger. Ces collisions inélastiques possibles sont illustrées en figure 1.14. La section efficace des collisions inélastiques est décrite par la formule de Møller [79] :

$$\sigma_{Moller}(\varepsilon, \varepsilon', \theta) = \frac{2\pi r_e^2 (\varepsilon' + 1)^2}{\varepsilon' (\varepsilon' + 2)} \delta \left(\mu - \sqrt{\frac{(\varepsilon - \varepsilon')}{\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon' + 2)}} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{(\varepsilon' - \varepsilon)^2} + \frac{1}{(\varepsilon' + 1)^2} - \frac{2\varepsilon' + 1}{\varepsilon (\varepsilon' + 1)^2 (\varepsilon' - \varepsilon)} \right),$$

où ε est l'énergie de l'électron incident, ε' l'énergie de l'électron diffusé et $\mu = \cos\theta_e$. Les électrons issus de ce type de collisions sont indiscernables : il est ainsi décidé de considérer comme électron primaire celui qui a la plus grande énergie après collision, autrement dit celui qui obéit à la condition $\varepsilon > \frac{\varepsilon' - \varepsilon_B}{2}$, où ε_B est l'énergie de liaison de l'électron cible. Cette condition est illustrée par la figure 1.15, représentant la valeur de la section efficace de Møller en fonction de l'énergie de l'électron incident.

Collisions élastiques avec les noyaux

Les électrons se propageant librement subissent aussi des collisions élastiques avec les noyaux atomiques de la matière, les déviant de leur trajectoire initiale sans grande perte d'énergie, et en conservant l'énergie totale des deux particules. La section efficace des collisions élastiques σ_{Mott} est donné par la formule de Mott [78] :

$$\sigma_{Mott}(\varepsilon, \theta) = \frac{Zr_e(1 + \varepsilon)}{4(\varepsilon(\varepsilon + 2))(1 + 2\eta(\varepsilon) - \cos(\theta))}^2 \cdot \left(1 - \frac{\varepsilon(\varepsilon + 2)(1 - \cos(\theta))}{2(1 + \varepsilon)^2}\right) \quad (1.14)$$

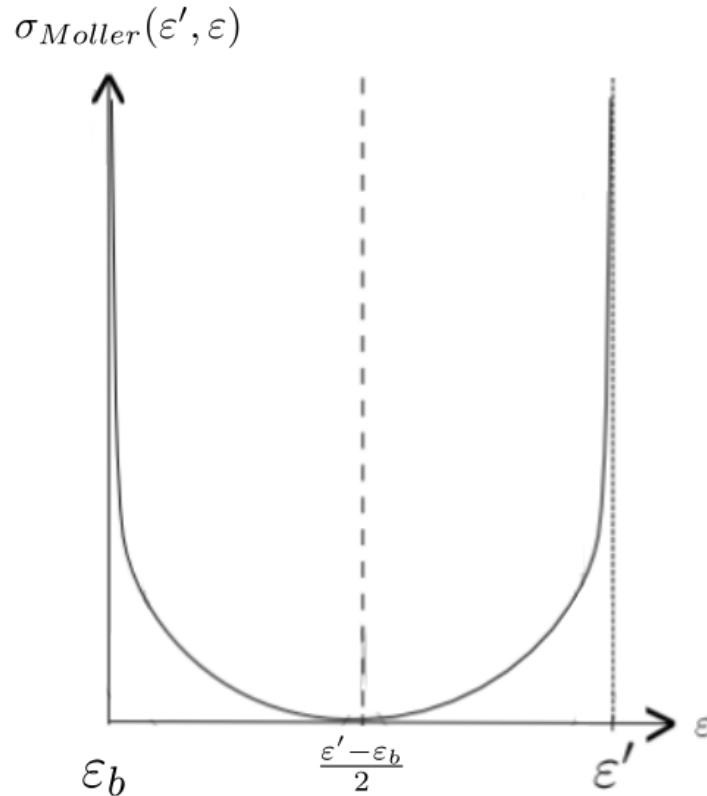


FIGURE 1.15 : Variation de la section efficace de Møller en fonction de l'énergie des électrons incidents. Les électrons sont considérés comme primaires si après collision, leur énergie est supérieure à $\frac{\varepsilon' - \varepsilon_B}{2}$, et considérés comme secondaires dans le cas contraire.

Longueur de pénétration et de diffusion des électrons

À partir de ces sections efficaces, on peut déterminer la longueur moyenne de pénétration des électrons dans la matière ainsi que leur déviation par rapport à l'axe du faisceau [80]-[81]. Les polynômes de Legendre permettent d'exprimer les moments en espace de la fonction de distribution des électrons, selon l'expression suivante :

$$\langle P_l(\cos\theta) \rangle = \exp\left(- \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} \kappa_l(\varepsilon') \left(\frac{d\varepsilon'}{ds}\right)^{-1} d\varepsilon'\right), \quad (1.15)$$

où le rapport $\frac{d\varepsilon'}{ds}$ désigne le pouvoir d'arrêt des électrons. Celui-ci, dans un milieu non ionisé, s'exprime [82] :

$$\frac{d\varepsilon'}{ds} = -\frac{2\pi r_e^2 mc^2 n_e}{\beta^2} \left[\ln\left[\left(\frac{\varepsilon}{I_{ex}}\right)^2 \frac{\gamma+1}{2}\right] + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 - \ln(2) \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} - \delta \right], \quad (1.16)$$

où n_e est la densité électronique de matériau traversé, I_{ex} l'énergie moyenne d'excitation du milieu (79,1 eV pour l'eau).

Le terme κ_l de l'équation (1.15) est lié aux sections efficaces de transport des électrons et s'exprime :

$$\kappa_l(s) = 2\pi n_e \left(\frac{r_e}{\gamma\beta^2}\right)^2 l(l+1) [Z \ln \Lambda_{ei} + \ln \Lambda_{ee}], \quad (1.17)$$

où les arguments des logarithmes coulombiens Λ_{ei} et Λ_{ee} , pour des milieux non ionisés s'écrivent :

$$\Lambda_{ei} = \ln\left[\left(\frac{\varepsilon}{I_{ex}}\right)^2\right] \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \quad (1.18)$$

$$\Lambda_{ee} = \ln\left[\left(\frac{\varepsilon}{I_{ex}}\right)^2\right] \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} \frac{\sqrt{2(\gamma-1)}}{2\gamma\beta}. \quad (1.19)$$

Avec ces expressions, on peut déterminer la profondeur de pénétration moyenne $\langle x \rangle$ des particules dans la matière telle que :

$$\langle x \rangle = \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} \langle P_1(\cos\theta) \rangle \left(\frac{d\varepsilon'}{ds}\right)^{-1} d\varepsilon', \quad (1.20)$$

ainsi que la distance parcourue de manière transverse à l'axe du faisceau primaire d'électrons, désignée par $\sqrt{\langle y^2 \rangle}$ en se basant sur l'expression suivante :

$$\langle y^2 \rangle = \frac{2}{3} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} \langle P_1(\cos\theta) \rangle \left(\frac{d\varepsilon'}{ds}\right)^{-1} \left(\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon'} \frac{1 - \langle P_2(\cos\theta) \rangle}{\langle P_1(\cos\theta) \rangle} \left(\frac{d\varepsilon''}{ds}\right)^{-1} d\varepsilon'' \right) d\varepsilon'. \quad (1.21)$$

Ces expressions nous sont nécessaires pour ajouter un axe de validation supplémentaire lors de l'analyse de la forme de dépôt de dose de faisceaux d'électrons.

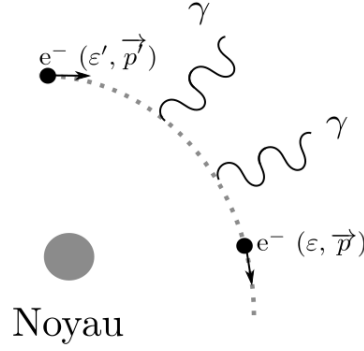


FIGURE 1.16 : Visualisation du rayonnement de freinage : proche d'un champ électrique nucléaire, un électron est freiné et change de direction, ce qui selon les équations de Maxwell, se traduit par une perte d'énergie sous forme de rayonnement.

Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

Ce rayonnement continu est dû à la perte d'énergie cinétique d'un électron libre et fortement énergétique se déplaçant au voisinage du champ électrique induit par les noyaux d'un milieu. Ce sont les équations de Maxwell qui prédisent la perte d'énergie d'une charge dont la vitesse varie, ce qui est le cas ici à cause de l'interaction coulombienne entre l'électron et le champ électrique. La section efficace de ce phénomène peut être écrite, pour un écrantage complet, dans l'approximation de Born et pour des énergies relativistes [83] :

$$\sigma_{Br} = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left(\ln(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18}) \right) \quad (1.22)$$

La figure 1.17 présente les pouvoirs d'arrêt collisionnel et radiatif et nous permet de comparer l'importance des deux effets en fonction de l'énergie : le processus de Bremsstrahlung sera prépondérant pour des énergies supérieures à 10 MeV, et sera négligeable en dessous de cette énergie devant le pouvoir d'arrêt des collisions électroniques.

Cet effet apporte une contribution faible dans le dépôt d'énergie des particules, se traduisant par un très faible dépôt d'énergie en fin de propagation d'un faisceau d'électrons comme on peut l'observer sur la figure 1.18. Cette dose supplémentaire est simplement due à la création d'électrons secondaires créés par effet Compton lors de la propagation des photons créés par rayonnement de freinage, qui ont une profondeur de pénétration plus élevée que les électrons primaires. Cependant, c'est principalement par ce biais que sont créés les faisceaux de photons utilisés en radiothérapie. Des électrons énergétiques entrent en collision avec une cible de numéro atomique élevé (tel que du tungstène par exemple, $Z = 74$), et le rayonnement de freinage permet l'obtention d'un faisceau de photons dont le spectre en énergie est continu, et utilisable en radiothérapie externe.

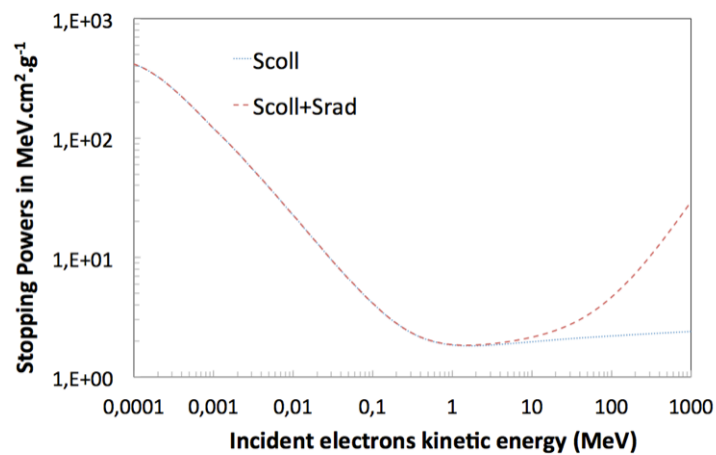


FIGURE 1.17 : Tracé du pouvoir d'arrêt collisionnel (bleu), et de la somme des pouvoirs d'arrêt collisionnel et radiatif (rouge) en fonction de l'énergie des électrons incidents. Les données sont extraites du code Monte-Carlo PENELOPE.

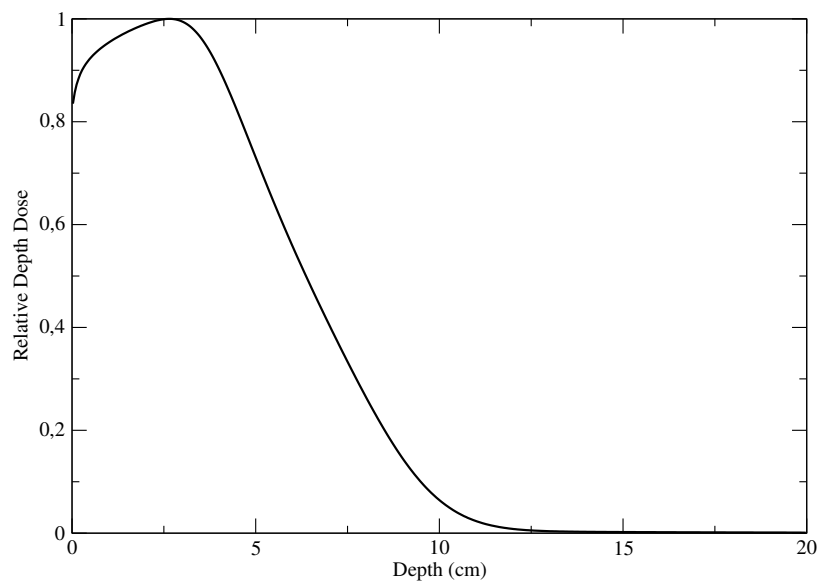


FIGURE 1.18 : Dépôt de dose d'un faisceau monodirectionnel et monoénergétique d'électrons de 20 MeV. La zone en fin de dépôt d'énergie de faible valeur est due aux photons créés par Bremsstrahlung.

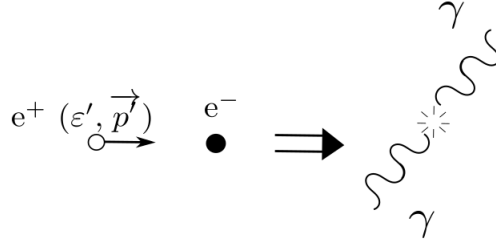


FIGURE 1.19 : Illustration de l'annihilation d'un positon avec un électron donnant lieu à une conversion de ces deux particules en deux photons de même énergie, de valeur proche à 511 keV.

Annihilation

Comme évoqué précédemment dans la section *Interaction des photons avec la matière*, les positons subissent les mêmes types de collisions que les électrons dans la matière. De par leur statut d'anti-particule, ils ne peuvent cependant subsister indéfiniment dans la matière. Ainsi, avec une probabilité augmentant avec la décroissance de leur énergie cinétique lors des collisions, un positon en vol libre finit par spontanément s'annihiler avec un électron du milieu. Afin d'obéir à la conservation d'énergie, de charge et de quantité de mouvement, deux photons naissent de cette interaction et sont émis dans des directions opposées, possédant chacun une énergie proche de 511 keV, correspondant à l'énergie au repos de ces leptons. La section efficace de ce phénomène a été démontrée par Heitler [54], et exprimée dans le référentiel du laboratoire [84] telle que :

$$\frac{d\sigma_{an}}{d\zeta} = \frac{\pi r_e^2}{(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} [S(\zeta) + S(1 - \zeta)] \quad (1.23)$$

où ζ désigne le rapport $\frac{E_-}{E + 2m_e c^2}$, E_- étant l'énergie du photon émis de plus basse énergie et E étant la somme des énergies des deux photons émis, γ est l'énergie totale du positon et la fonction S est définie telle que $S(\zeta) = -(\gamma + 1)^2 + (\gamma^2 + 4\gamma + 1)\frac{1}{\zeta} - \frac{1}{\zeta^2}$. C'est ce processus qui est mis à profit dans la TEP, que nous avons décrite dans la section 1.2.

Force de Lorentz

Sous l'effet d'un champ électromagnétique, les particules chargées subissent l'effet d'une force externe appelée force de Lorentz, $\mathbf{F}_{Lor}$. Celle-ci s'écrit :

$$\mathbf{F}_{Lor} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (1.24)$$

où q est la charge électrique, $\mathbf{E}$ représente un champ électrique externe, $\mathbf{v}$ désigne la vitesse de la particule, $\mathbf{B}$ est un champ magnétique externe. Dans le cadre de notre étude, on ne prend pas en compte de champ électrique externe puisqu'à priori absent

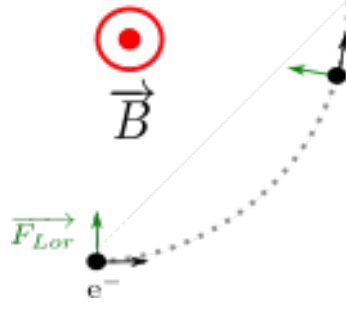


FIGURE 1.20 : Visualisation de la composante magnétique de la force de Lorentz (en vert sur la figure) : l'électron tourne autour du champ magnétique, avec un sens dépendant de l'orientation du champ.

d'une installation de type IRM-Linac d'une part, et d'autre part nous ne considérons pas d'interactions entre particules issues d'un même faisceau, les milieux traversés possédant une plus grande densité de particules que les faisceaux que nous implémentons. La force de Lorentz peut donc se réécrire :

$$\mathbf{F}_{Lor} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (1.25)$$

Dans un milieu non collisionnel, l'équation du mouvement d'un électron sous effet d'un champ magnétique s'écrira donc :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}_{Lor}, \quad (1.26)$$

qui, une fois intégrée deux fois par rapport au temps, nous donne l'évolution de la position de la particule en fonction du temps, selon chaque coordonnée cartésienne telle que (en considérant un champ magnétique parallèle à l'axe z) :

$$\begin{aligned} x &= r_L \cdot \cos(\omega_c t) \\ y &= r_L \cdot \sin(\omega_c t) \\ z &= v_{z0} * t \end{aligned}$$

Le mouvement résultant est donc circulaire de pulsation ω_c , nommé pulsation cyclotron et dont l'expression est $\omega_c = \frac{-eB}{\gamma m_e}$. Le rayon de giration de l'électron, ou rayon de Larmor r_L décrit le rayon de l'orbite de la particule située dans un plan perpendiculaire à l'orientation du champ magnétique et dépend donc de l'énergie du mouvement transverse. Sa valeur est donnée par l'expression suivante pour des énergies relativistes :

$$r_L = \frac{m_e c \beta_{\perp} \gamma_{\perp}}{qB} \quad (1.27)$$

où m_e est la masse d'un électron, c la vitesse de la lumière, et B l'amplitude du champ magnétique externe. Le terme $\gamma_{\perp}$ désigne le facteur de Lorentz mais dans le plan transverse à l'orientation du champ magnétique et dépend de $\beta_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c}$, $v_{\perp}$ étant la vitesse de

la particule dans le plan orthogonal au champ magnétique.

Considérons cette fois-ci la trajectoire d'un électron, toujours dans un milieu soumis à un champ magnétique mais cette fois-ci collisionnel :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}_{Lor} - \frac{p}{m}\nu_{ei}, \quad (1.28)$$

où ν_{ei} désigne la fréquence de collision électrons-ions. Après double intégration, on obtient :

$$\begin{aligned} x &= \frac{m_e v_{x0}}{\sqrt{1+\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}}} - \exp\left(-\frac{t\nu_{ei}}{m_e}\right) \cos\left(\omega_c t + \arctan\left(\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}\right)\right) \right) \\ y &= \frac{m_e v_{x0}}{\sqrt{1+\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}}} \left(\frac{\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}}{\sqrt{1+\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}}} - \exp\left(-\frac{t\nu_{ei}}{m_e}\right) \sin\left(\omega_c t + \arctan\left(\omega_c \frac{m_e}{\nu_{ei}}\right)\right) \right) \\ z &= v_{z0} \frac{m_e}{\nu_{ei}} \left(1 - e^{-\frac{t\nu_{ei}}{m_e}} \right), \end{aligned}$$

ce qui est l'équation d'une spirale logarithmique. Le rayon de cette trajectoire est donc :

$$r^2 = x^2 + y^2 = \frac{\frac{m_e}{\nu_{ei}}^2 v_{x0}^2}{1 + \omega_c^2 \frac{m_e}{\nu_{ei}}^2} \left(1 + \exp\left(-\frac{2t\nu_{ei}}{m_e}\right) - 2\exp\left(-\frac{t\nu_{ei}}{m_e}\right) \cos\omega_c t \right) \quad (1.29)$$

Le rayon de cette trajectoire diminue donc avec la perte d'énergie cinétique de l'électron lors de ses multiples interactions dans la matière, à champ magnétique constant, comme en atteste la Figure 3.1. Par conséquent, dans la matière, les électrons vont voir leur rayon de giration diminuer dû aux multiples collisions que subissent ceux-ci dans la matière. Leur trajectoire dans la matière, sous influence d'un champ magnétique, prend donc la forme d'une spirale, qui sera plus resserrée si la densité traversée est élevée. Aux énergies considérées en radiothérapie, pour peu que le milieu traversé soit assez dense, les électrons ne décriront pas un cercle entier, mais déposeront leur énergie sur une certaine profondeur, et le profil de l'énergie déposée aura la forme d'une goutte en spirale comme nous le verrons dans le chapitre 3.

L'ensemble des interactions des photons, des électrons et des positrons avec un milieu vont être à l'origine des profils de dose présentés à la figure 1.1. Les sections efficaces de chacune de ces interactions doivent donc être prises en compte dans une équation plus globale, décrivant le transport et la propagation de ces particules, afin de pouvoir calculer de quelle manière un faisceau ionisant va déposer de l'énergie dans une matrice. Les sections efficaces utilisées dans notre modèle sont calculées puis tabulées à partir du programme CEPXS (Coupled Electron-Photon Cross Section) [113], permettant d'obtenir une modélisation physique cohérente pour des énergies de 1 keV à 100 MeV. Ces sections efficaces ont été aussi intégrées sur les sphères unités afin de pouvoir obtenir les opérateurs de collisions décrits dans les équations (5.3). Les sections efficaces sont calculées en amont de la résolution du code, en prenant en compte la véritable composition chimique des éléments implémentée par l'utilisateur dans le fichier d'entrée. Les compositions chimiques des différents matériaux utilisés dans nos simulations (eau, poumon,

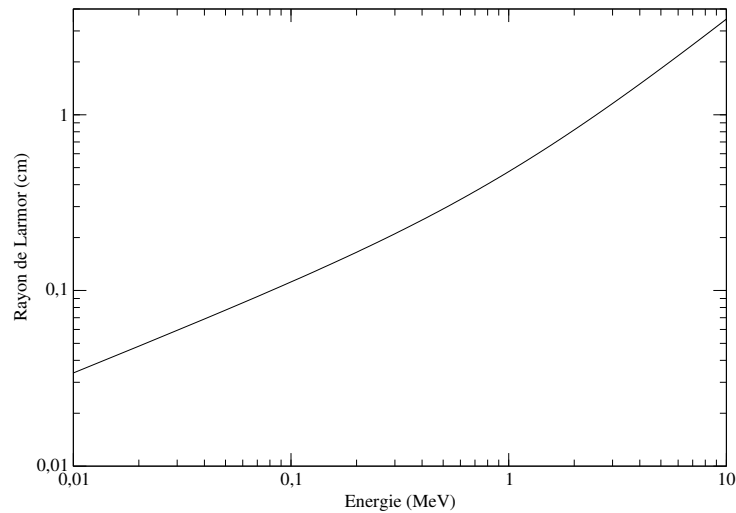


FIGURE 1.21 : Variation du rayon de Larmor en fonction de l'énergie cinétique de l'électron.

os...) sont issues de la National Institute of Standards and Technology (NIST), contenant les données de l'ICRP 75 [114].

1.3 Systèmes de planification de traitement

Pour modéliser des faisceaux de particules ionisantes de hautes énergies en radiothérapie, les physiciens médicaux utilisent des algorithmes implémentés dans un dispositif médical plus général nommé système de planification de Traitement (ou TPS pour Treatment Planning System en anglais). Ce dispositif permet de mettre en place toutes les étapes nécessaires au traitement d'un patient. Il contient par exemple la modélisation en trois dimensions de l'anatomie du patient à l'aide de coupes tomодensitométriques transversales de références (pouvant être agrémentées d'imagerie supplémentaire pour améliorer la précision des contourages), à l'aide de moyens tels que la tomographie par émission de positrons (TEP) ou l'IRM. Il permet aussi d'effectuer le calcul de la distribution de la dose prescrite par le radiothérapeute, que ce soit bien sûr au niveau du contour des organes à risques mais aussi du temps de traitement qu'atteindre une dose prescrite nécessite. L'ensemble des étapes et recommandations d'utilisation d'un TPS peuvent être retrouvées dans le rapport SFPM 27 [26].

Une dénomination commune des algorithmes utilisés dans les TPS consiste à les classer selon plusieurs types, selon leur degré de précision et/ou de rapidité, ce qui est lié à la prise en compte du transport des particules secondaires créées [35]. Ces trois types délimitent le champ possible d'application des différentes familles d'algorithmes, et une exposition de chacun de ces types est présenté en figure 1.22.

	Algorithme de type « a »	Algorithme de type « b »	Algorithme de type « c »
	Pencil Beam (PB) Ray tracing	Collapsed cone (CC) Analytical Anisotropic Algorithm (AAA) Point Kernel	Monte Carlo (MC) Méthodes déterministes (ex : Accuros)
Prise en compte d'hétérogénéités	Correction 1D longitudinale du trajet radiologique. Pas de prise en compte du parcours latéral des électrons	Correction 2D Prise en compte latérale et longitudinale du parcours latéral des électrons	Très bonne prise en compte des hétérogénéités (3D).
Prise en compte petits faisceaux	Limités pour la simulation correcte de la pénombre des petits faisceaux	Simulation correcte de la pénombre des petits faisceaux	Simulation exacte des systèmes de collimation (MLC) et pénombre petits faisceaux.
Recommandations utilisation	Milieu homogène Vigilance pour l'utilisation des très petits faisceaux (RS) Non recommandé pour SBRT (RTOG 0236) (Précision ≈20-30%)	Milieu homogène Recommandé pour SBRT (RTOG 0813) (Précision ≈ 10%)	Milieu homogène et hétérogène Petits faisceaux (RS) Recommandé pour SBRT (Précision ≈ 5 %)

FIGURE 1.22 : Reprise intégrale d'un tableau extrait d'un cours de Dedieu V. (Centre Jean Perrin) présenté dans le cadre des cours nationaux de radiothérapie en conditions stéréotaxiques, représentant l'utilisation de chaque type d'algorithme selon la classification énoncée par Knoos.

1.3.1 Algorithmes de Type 'a'

Les tout premiers algorithmes utilisés en milieu hospitalier et intégrés dans des TPS peuvent être regroupés dans ce groupe. Certains de ces algorithmes reposent sur le principe de superposition. Chaque particule se comporte de façon indépendante et il n'y a pas d'interaction entre les particules du faisceau car on considère une densité en particules dans le faisceau très faible par rapport à celle du milieu. La dose en un point donné est calculé en sommant la contribution du faisceau primaire et celle des particules créées dans des voxels voisins en ce point. On peut ainsi résumer simplement le calcul de la contribution de la dose diffusée en un point P via la formule suivante (1.30) :

$$D_P(x, y, z) = \int \int \int_V p(x', y', z') s(x, x', y, y', z, z') dV \quad (1.30)$$

où D_P représente la dose diffusée en un élément de volume P, déterminé par sa position selon x , y et z , p représente les fluences des photons primaires atteignant les éléments de Volume dV_1 , dV_2 et dV_3 , et s représente les fractions d'énergie diffusées en P depuis les éléments dV_1 , dV_2 et dV_3 par unité de fluence primaire. Ce principe est illustré en figure 1.23 : la dose diffusée au point P correspond à la somme des dépôts d'énergie dus aux interactions des photons primaires dans les volumes élémentaires délimités par dV_1 , dV_2 et dV_3 , émettant à leur tour des électrons et des photons secondaires pouvant déposer leur énergie sur plusieurs centimètres. Pour ce qui est de la contribution du faisceau primaire en P, elle est donnée par sa dose dans l'air corrigée du facteur de correction radiale de

la fluence du faisceau (autrement dit de la prise en compte de la variation de fluence en dehors de l'axe du dit faisceau) et du facteur de conversion tissu/air, ou TAR pour Tissue Air Ratio, autrement dit le rapport entre la dose dans l'eau et la dose dans l'air dans le milieu étudié [36].

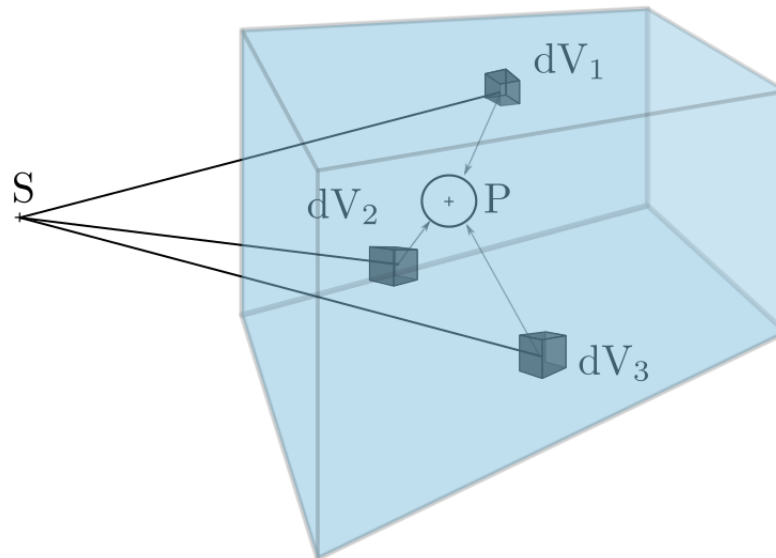


FIGURE 1.23 : Illustration du principe de superposition. S représente le point source, dV_1 , dV_2 et dV_3 les trois volumes élémentaires, les traits noirs et pleins désignent les fluences primaires et les flèches grises celles diffusées au point évalué à partir des éléments de volume.

De ce principe de superposition découlent notamment les algorithmes de type Pencil Beam, à l'origine développés pour le transport de faisceaux d'électrons, puis de photons. Ce type de modèle existe aussi bien dans le domaine de la radiothérapie que dans d'autres domaines de la physique. Il consiste en la simulation de faisceaux infiniment fins et rectilignes de particules élémentaires dans un milieu, puis le calcul de la dose en un point est donnée en sommant la contribution de chacun des pencil beams composant le champ d'irradiation, et non plus seulement celle des voxels voisins au point donné.

Ces algorithmes reposent aussi sur des approximations, notamment lors du passage au travers d'hétérogénéités, à partir desquelles des facteurs de corrections longitudinale sont appliqués à la dose absorbée, c'est-à-dire une adaptation du pouvoir d'arrêt des électrons en fonction des matériaux traversés (analogie avec le calcul d'une profondeur radiologique équivalente). Cependant, ces approximations ne prennent pas en compte les dimensions latérales des hétérogénéités, et il n'y a aucune prise en compte des interfaces du point de vue du pencil beam, donnant lieu à des mauvaises estimations lors du passage au travers des différents obstacles rencontrés durant leur parcours. De même, les hétérogénéités de petite taille ne sont pas prises en compte de manière satisfaisante. Aussi, ces algorithmes ont des difficultés à reproduire des situations où le champ d'irradiation est petit car le

gradient de dose déposée dans le milieu varie très fortement en bordure de faisceau, ce qui est beaucoup plus flagrant quand le champ d'irradiation est petit et négligeable lorsqu'il est large. On restreindra donc l'utilisation de ce type d'algorithmes pour des champs d'irradiation relativement larges en milieu homogène, ou pour accélérer le processus d'optimisation avant d'utiliser un modèle offrant une plus grande précision dans le calcul de dose.

Parmi les algorithmes de type a, on trouve également la méthode de Pencil Beam Kernel [37]-[38], qui consiste à pré-calculer les kernels de chaque faisceau par le biais d'un code Monte-Carlo par exemple. La dose déposée selon cette méthode s'exprime :

$$D_{PBK}(x, y, z) = \frac{\mu}{\rho} \int \int \int_V \Psi(x', y', z') K(x - x', y - y', z - z') dV \quad (1.31)$$

où $\frac{\mu}{\rho}\Psi(x', y', z')$ est communément nommé TERMA (acronyme pour Total Energy Released by unit MAss et dont l'unité est le Gy) et est le produit entre le coefficient d'atténuation de masse $\frac{\mu}{\rho}$ d'une part, et la fluence énergétique Ψ d'autre part : c'est le transport des particules primaires. Le terme K représente la fraction d'énergie déposée par unité de masse en un point P désigné par les coordonnées x, y, z , qui provient de l'interaction de la fluence primaire avec la matière en un point voisin désigné par les coordonnées x', y', z' . C'est ce terme qui est désigné sous le nom de Kernel, et désigne un noyau de dispersion décrivant une diffusion moyenne de l'énergie dans la matière. En d'autres termes, le Kernel contient l'information sur la dose déposée autour d'un point d'interaction des photons primaires, et est pré-calculé à l'aide d'un code Monte-Carlo, dont le principe est exposé dans la section sur les algorithmes de type 'c'. Ces kernels sont ensuite convolués en fonction de la fluence et du spectre en énergie du faisceau incident. Cette méthode réduit le temps de calcul par rapport à l'utilisation des Pencil Beam décrits précédemment, mais ne prennent pas très bien en compte le transport latéral des électrons aux interfaces.

1.3.2 Algorithmes de Type 'b'

Par rapport aux algorithmes de type 'a', ce type de modèles prend en compte les transports latéraux des électrons, permettant ainsi une plus grande précision dans le calcul de la dose calculée ainsi qu'une meilleure prise en compte de la présence d'hétérogénéités.

L'idée de pré-calculer les kernels a été réadaptée mais pour des contributions en des points, donnant lieu à la méthode de Point Kernel [39]. La source est ici construite en sommant la contribution de plusieurs points sources et non plus de faisceaux fins. L'intérêt de cette méthode est de pouvoir imposer une dépendance en espace, ce qui n'était pas le cas avec la méthode dépendant des *pencil beams*.

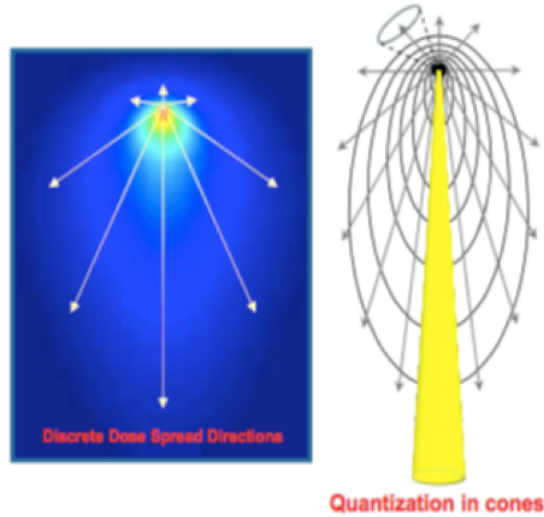


FIGURE 1.24 : Illustration du principe des algorithmes dépendant du Collapsed Cone.

La méthode en point Kernel pêche cependant par son manque de précision aux interfaces entre les matériaux par rapport aux codes M-C, et son coût en temps de calcul qui reste trop élevé pour une utilisation en milieu clinique. Pour le réduire, l'idée a consisté à négliger l'influence de voxels trop éloignés d'un point étudié, et de discrétiser en angles les contributions des électrons secondaires issus d'un point Kernel. Cette méthode a donné naissance aux algorithmes Collapsed Cone Convolution (CCC) [40], encore largement implémentés dans plusieurs TPS commerciaux aujourd'hui. Dans ces algorithmes, le transport d'énergie s'effectue selon l'axe de cônes (d'où la discrétisation angulaire) dont le point de départ est le centre d'un voxel où le TERMA a été calculé. On a ainsi une très bonne précision proche du point central, et des erreurs compensées loin du centre car les cônes se compensent entre eux. Les kernels sont décrits par une fonction exponentielle décroissante dépendant de la direction du cône. Cette méthode CCC inclut aussi une fonction analytique qui approxime le kernel, permettant des calculs plus rapides. Comme précédemment, le TERMA est calculé en premier, puis l'énergie est répartie le long de l'axe de chaque cône sur chaque direction. Les énergies calculées lors de la propagation du faisceau dans chaque voxel sont ensuite réutilisées et additionnées entre voxels voisins pour pouvoir poursuivre le calcul du dépôt de dose toujours plus loin sur l'axe de calcul. Le temps de calcul est de l'ordre de quelques minutes, et la précision obtenue est relativement correcte pour des matériaux relativement denses tels que l'eau et les os, mais insuffisante pour des matériaux sous-denses si on compare leurs résultats à un code Monte-Carlo [41]-[42].

1.3.3 Algorithmes de Type 'c'

Ce sont les plus récents à avoir été développés et commercialisés. Leurs prérequis sont définis par la review de J. Ojala [43] et surpassent les précédents par une meilleure prise

en compte du transport d'énergie des électrons, une prise en compte correcte de la dose déposée dans les milieux à Z élevé, et une dose calculée sur une densité correspondant à celle du milieu, ou *dose to medium*, ce qui est différent des types 'b' qui calculent la dose par rapport à une densité équivalente à celle de l'eau. Ces améliorations donnent la possibilité de simuler des faisceaux dont le champ d'irradiation peut être aussi bien large que petit, ainsi que la délimitation des hétérogénéités en trois dimensions.

Deux grandes hiérarchies d'algorithmes peuvent être associés à ce groupe : les codes Monte-Carlo (M-C) et les codes déterministes. Les codes M-C font office de référence dans le calcul de dose par leur très grande précision lorsqu'ils s'appuient sur une grande statistique. En effet, ces algorithmes reposent sur la simulation du transport de chacune des millions de particules une à une selon un espace de phase des particules, donnant la nature, l'énergie, la position et la direction dans un plan donné (par exemple en sortie d'accélérateur) de chacune d'entre elles.

Le calcul de leur transport repose sur la résolution stochastique de l'équation linéaire de transport de Boltzmann (LBTE pour Linear Boltzmann Transport Equation), qui s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} \Psi_e + \frac{q}{pc} \boldsymbol{\Omega} \wedge \boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{\Omega} \Psi_e &= \rho(x)(Q_{e \rightarrow e}(\Psi_e) + Q_{e \rightarrow \gamma}(\Psi_\gamma), \\ \boldsymbol{\Omega}_\gamma \cdot \boldsymbol{\nabla} \Psi_\gamma &= \rho(x)(Q_{\gamma \rightarrow \gamma}(\Psi_\gamma) + Q_{\gamma \rightarrow e}(\Psi_e)).\end{aligned}$$

où $\Psi_\gamma(\boldsymbol{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega})$ est la fluence des photons qui, à l'instar des électrons, dépend de leur position $\boldsymbol{x}$, de leur énergie ε , et de leur angle de diffusion $\boldsymbol{\Omega}$. ρ est la densité du milieu traversé. Les termes sources $Q_{\alpha \rightarrow \beta} = Q_{\alpha \rightarrow \beta}(\boldsymbol{x})$ sont des opérateurs de collisions couplant les photons et les électrons : ils modélisent la variation de la fluence Ψ_β résultant des collisions des particules α avec le milieu.

Les interactions des particules avec la matière sont données de manière aléatoire, en s'appuyant sur leur probabilité d'occurrence que traduisent les sections efficaces liées à chaque type d'interaction que les particules peuvent subir. Ceci amène au calcul de la création de particules secondaires, puis au calcul de l'énergie absorbée dans le milieu pour chacune des particules primaires, puis celles diffusées.

De nombreux codes M-C académiques existent, comme EGSnrc [44], FLUKA [45]-[46], GEANT4 [47]-[48]-[49], MCNP [50], PENELOPE [51]-[56] pour ne citer qu'eux, et leur utilisation originelle concernait la simulation de la physique des hautes énergies et des interactions nucléaires où la précision était primordiale mais le temps de calcul secondaire. Le grand nombre de particules à représenter mène à des temps de calculs très importants et incompatibles avec la pratique, pour cette raison les codes M-C standards ne sont pas intégrés dans les TPS existants.

Afin de rendre possible l'utilisation des codes M-C dans des TPS, certains constructeurs ont mis à disposition des algorithmes dits Fast-M-C, dont une review est dressée par Jabbari [59]. L'idée est de réduire les temps de calcul sans trop dégrader la précision délivrée par les codes M-C. Le gain de temps principal consiste à précalculer les espaces de phases des particules issues des accélérateurs, afin de s'en servir comme base de données. En pratique, on utilise un code full-M-C pour modéliser la structure d'un accélérateur de particules : on y simule donc un faisceau d'électrons issus d'une tension utilisée en milieu clinique (typiquement 6 MV) interagissant avec une cible lourde, qui va produire par Bremsstrahlung des photons qui vont se propager au travers des différents éléments d'un accélérateur (collimateurs, filtres, cônes égalisateurs...) [60]. Par la suite, plusieurs codes Fast-M-C ont émergé et adopté différentes techniques pour parvenir à accélérer le temps de calcul :

- Utilisation de techniques de réduction de variance [61] pour améliorer l'échantillonnage des particules. Ces techniques permettent de réduire l'erreur statistique inhérente aux codes M-C mais aussi d'améliorer la rapidité du code en réduisant le temps requis pour simuler la trajectoire d'une particule. On peut citer en exemple la répétition des historiques des électrons, qui consiste à améliorer le calcul d'une dose déposée en utilisant une historique précalculé dans l'eau. Par exemple, si un électron secondaire est émis par interaction Compton pour la première fois, son historique est créé et stocké, puis réutilisé lorsqu'une interaction de ce type se produit dans la géométrie étudiée. Cette méthode peut être aussi associée au *photon splitting*, autre technique de variance consistant en la division d'un photon primaire en des sous-photons, en leur attribuant des poids statistiques. Le gain en temps de calcul en utilisant ces techniques combinées est de l'ordre d'un facteur de 5 à 9, selon le paramètre choisi pour le nombre de sous-photons créés [63].
- Approximation de certains paramètres (pouvoir d'arrêt, ralentissement continu des électrons...) uniquement dans le contexte de la simulation souhaitée. L'efficacité de l'optimisation des paramètres de transport est évaluée de l'ordre d'un facteur 2.

En milieu médical, on peut citer le code VMC (*Voxel-based Monte-Carlo*, devenu xVMC lors de l'ajout du transport des photons) [62]-[63], implémenté sur les stations Monaco d'ElektaTM, qui adopte l'ensemble des stratégies sus-citées.

Les codes déterministes résolvent l'équation de Boltzmann de manière explicite en s'appuyant sur des méthodes numériques, approchées par des discrétisations sur l'une des variables de la fonction de distribution des particules. Cette approche permet de simuler un comportement moyen d'un flux constant de particules et donc de s'affranchir des erreurs statistiques dont souffrent les codes M-C. Les discrétisations en espace, énergie ou angles peuvent en revanche mener à des erreurs de type systématique, qui seront réduites pour une discrétisation plus élevée. La linéarisation de l'équation de Boltzmann repose sur l'hypothèse que les particules n'interagissent qu'avec le milieu. Le modèle M_1 que nous avons mis en place s'inscrit dans cette catégorie d'algorithmes de par sa résolution de l'équation linéaire de Boltzmann à l'aide de la méthode aux moments et la fermeture

entropique, toutes deux décrites dans le chapitre suivant. Il ne dispose pas d'équivalent commercial dans le calcul de dose absorbée dans le cadre d'installations IRM-Linac, bien que l'utilisation d'algorithmes déterministes s'appuyant sur un modèle numérique différent dans ce contexte aie déjà commencé à être exploré [11].

Sur le marché, le seul algorithme déterministe existant est le code Acuros, de la société VarianTM, inclus dans le TPS Eclipse. Cet algorithme est en fait l'évolution de l'algorithme Attila [64], code développé par des physiciens pour résoudre des problématiques liées à la physique nucléaire, puis testé et adapté peu à peu pour des calculs en curiethérapie et radiothérapie externe. Il a été développé par la société Transpire Inc. depuis rachetée par Varian. Cet algorithme résout la LBTE sur une grille cartésienne, et a été validé de manière expérimentale et numérique [65]-[66].

Bien que différentes dans leurs approches respectives, ces deux méthodes convergent vers la même solution pour peu que la statistique soit suffisamment élevée dans le code M-C, et que la discrétisation (en espace, énergie ou angles) assure la convergence des résultats dans le cas des algorithmes déterministes. Un exemple correspondant au contexte de notre étude est donné en figure 1.25.

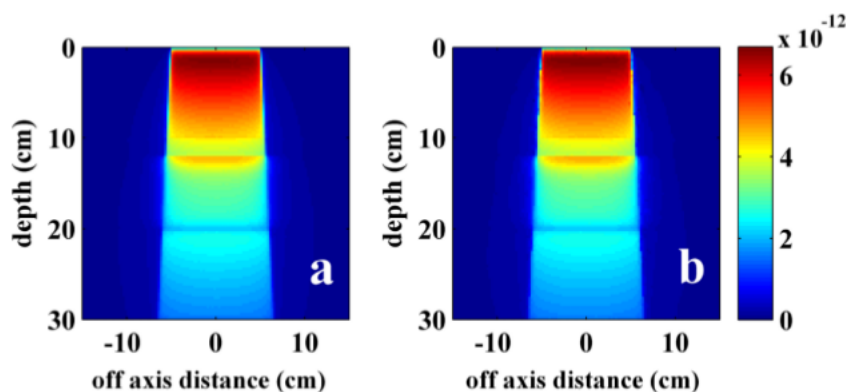


FIGURE 1.25 : Reprise d'une figure de l'article de St. Aubin et al. [11] comparant la propagation d'un faisceau de photons de 6 MV calculé avec un code Monte-Carlo (EGSnrc, à gauche) et avec un code déterministe développé par les auteurs (à droite), dans un milieu soumis à un champ magnétique de 0,6 T. Le faisceau traverse une combinaison de fantômes : d'abord 10 cm d'eau, puis 2 cm d'os, 8 cm de poumon et enfin 10 cm d'eau. Les effets de sur-dosage et de sous-dosage sont bien mis en exergue sur cette figure, notamment aux interfaces os/poumon et poumon/eau.

Ainsi, il est pertinent de situer la performance d'un algorithme déterministe avec un algorithme M-C (et vice-versa) pour des paramètres comparables. C'est la stratégie que nous avons retenue dans le cadre de la validation numérique de notre algorithme que nous présentons dans le chapitre suivant.

Le code Monte Carlo FLUKA

Nous avons comparé les dépôts de dose calculés avec le modèle M_1 avec le code full-Monte Carlo FLUKA (pour FLUKtuierende KAskade). Nous l'avons sélectionné car celui-ci permet d'inclure l'action d'un champ magnétique externe en plus de la propagation d'un faisceau ionisant. Ce code a été conçu pour répondre aux problématiques liées au calcul de transport de particules et des interactions de celles-ci avec la matière, rendant possible son application dans de nombreux domaines comme l'astrophysique, la dosimétrie ou encore la conception d'accélérateurs de particules, et peut être également appliqué à la radiothérapie [67]-[68].

1.3.4 TPS et IRM-LINAC

L'émergence de dispositifs IRM-Linac s'accompagne nécessairement du développement en parallèle d'algorithmes aptes à rendre compte de l'effet de l'action de champs magnétiques externes sur la dose déposée en un milieu. L'IRM-Linac d'Elekta décrit précédemment possède un algorithme de calcul de distribution de dose dans le patient développé sur la base du TPS Monaco cité précédemment, et est connu sous le nom de GPUMCD (pour Graphical Process Unit MCD) [9]. C'est un algorithme de type Fast-M-C, et a été évalué en comparaison avec Geant4 à travers des géométries homogènes et hétérogènes [69]. Cet algorithme a prouvé son efficacité par un accord entre les isodoses issues de différentes simulations ainsi que pour les rendements en profondeur et profils transverses, le tout en un temps de calcul relativement court (647 fois plus rapide que Geant4 selon [69]) dû à la possibilité de paralléliser l'exécution du calcul sur plusieurs processeurs. L'utilisation de techniques de réduction de variance dans cet algorithme n'a pas été spécifiée pour le moment. Le cas le plus 'limitant' observé est un maximum de variation de 3 % entre doses relevées pour des cas difficiles de fantômes de prothèse, et plus précisément aux interfaces entre titane/os et eau/os. Quant à l'IRM-Linac de Viewray, il s'appuie sur un algorithme Fast-M-C qui est une adaptation de PENELOPE en c++ [70].

D'un point de vue plus académique, nous devons également citer les travaux d'évaluation d'autres algorithmes M-C tenant compte des champs magnétiques. Un des articles de Kirkby *et al.* [71] présente des résultats de simulations de faisceaux de photons de 6 MV se propageant au travers de coupes d'anatomies de patients sous formes d'images DICOM, sous influence de champs magnétiques dont le sens est colinéaire ou orthogonal au sens de propagation du faisceau et prend des valeurs de 0.2 T, 0.5 T, 1.5 T et 3 T. Cet article a notamment servi à mettre en lumière l'*Electron Return Effect*, pour rappel montré en figure 1.6. Pour les algorithmes déterministes, on peut notamment citer les travaux de St-Aubin *et al.* [11] montrant la faisabilité de l'implémentation de l'effet de champs magnétiques sous cette hiérarchie d'algorithmes, via des comparaisons numériques avec un code M-C consistant en la simulation de la propagation de faisceaux de photons aux travers de fantômes numériques. Sa stratégie a consisté à utiliser l'algorithme d'Acuros,

utilisant l'équation de transport linéarisée de Boltzmann à laquelle sont ajoutés les termes dus à la force de Lorentz.

En conclusion, nous remarquons que d'un point de vue commercial mais aussi des normes liées aux installations, qui nécessitent d'avoir des résultats précis en un temps de calcul réduit, la tendance est favorable à l'utilisation d'algorithmes Fast-M-C pour les calculs de distribution de dose dans des patients. Notre modèle n'a par contre pas d'équivalent commercial concernant la méthode de calcul de la dose absorbée dans le milieu sous influence d'un champ magnétique, bien que certains modèles de type déterministes, non encore commercialisés, commencent à démontrer leur efficacité dans ce type de calcul.

1.3.5 Intérêt de l'utilisation d'un algorithme déterministe dans le cadre d'une application à une installation IRM-LINAC

Bien que nous avons vu dans la sous-section précédente qu'un algorithme Fast-M-C a passé les premières étapes de validation pour être implémenté dans des stations IRM-linacs, des mises en gardes supplémentaires doivent être soulignées pour assurer une bonne simulation de la propagation de particules au travers de champs magnétiques. En effet, GPUMCD ne s'appuie pas sur des techniques de réduction de variance et bénéficie de la parallélisation de ses calculs : l'erreur statistique inhérente à un code M-C s'en retrouve donc inchangée et indépendante de la présence d'un champ magnétique. Cette section soulève deux facteurs pouvant être limitants dans l'utilisation d'un algorithme Fast-M-C par rapport à un algorithme déterministe.

Résolution du test de Fano

Ce test permet d'évaluer les codes M-C en vérifiant dans un cas simple la résolution correcte de l'équation de Boltzmann. Il s'appuie sur le théorème de Fano [85], qui peut être résumé comme suit : tant que les sections efficaces sont indépendantes de la densité et qu'il y a équilibre de charges des particules, le terme source est indépendant de la densité. Une forme simple de l'équation de Boltzmann, décrivant le transport d'énergie des électrons à travers un milieu peut s'écrire sommairement :

$$v \cdot \nabla_r \Psi = \rho(r)(Q + I(\Psi)) \quad (1.32)$$

où v désigne la vitesse des particules, r la position de celles-ci, Ψ leur fluence, Q représentant le terme source de ces particules et I la somme des interactions des particules avec la matière, décrites par exemple par une intégration des sections efficaces d'interaction avec le milieu. La validation du théorème de Fano nécessite que le terme de convection, $\nabla_r \Psi$ soit nul, c'est à dire :

$$|\frac{Q}{I}| = 1 \quad (1.33)$$

Une méthode simple pour vérifier cette condition est d'effectuer la simulation d'un faisceau uniforme de particules se propageant au travers de matériaux de différentes densités [86]-[87]. On peut étendre ce test en présence d'un champ magnétique extérieur [88]-[89]. Celui-ci a une influence sur le transport des particules, et donc sur l'écriture de l'équation de Boltzmann qui possède un terme supplémentaire correspondant à la force de Lorentz :

$$\vec{v} \cdot \nabla_r \Psi = \rho(r)(Q + I(\Psi)) + q(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \nabla_p \Psi \quad (1.34)$$

L'apparition de ce terme nous empêche de vérifier le rapport 1.33 par la simple simulation d'un faisceau uniforme. Afin d'annuler à la fois le terme de convection et celui lié à la force de Lorentz, le faisceau doit être uniforme et isotrope, pour que le terme $\nabla_p \Psi$ soit parallèle à la vitesse des particules, annulant nécessairement le terme de la force de Lorentz et permettant de revenir à la condition 1.33. Un moyen d'y parvenir est de considérer une source sphérique du type de celles utilisées en curiethérapie émettant dans toutes les directions de l'espace. Il faut évidemment effectuer plusieurs simulations au travers de matériaux de différentes densités pour vérifier l'indépendance du terme source par rapport à la densité.

Ce test de Fano constitue une limitation pour les algorithmes de type Fast-M-C qui s'appuient sur l'hypothèse statistique de regroupement de collisions (multiple scattering), qui devient fausse en présence de champs magnétiques qui imposent une direction privilégiée. Ce problème n'a pas lieu d'être dans les codes déterministes, ceux-ci ne regroupant pas les événements de collision.

Multiple scattering condensed history

L'utilisation d'un code M-C dans le cadre de calculs dans lesquels un champ magnétique est activé doit s'accompagner de quelques précautions au niveau des options à activer lors du calcul. Ainsi, lors des calculs impliquant des champs magnétiques externes, nous devons nous affranchir de la prise en compte du Multiple Scattering Condensed History (MSCH), qui comme son nom l'indique condense plusieurs collisions successives en une seule, comme illustré sur la figure 1.26. Ce faisant, une collision englobant toutes celles prises en compte est simulée, et une énergie moyenne est perdue par la particule, celle-ci étant diffusée avec l'angle moyen de toutes les collisions simulées. Cette technique, bien que répandue dans la plupart des codes M-C, est incompatible avec l'activation d'un champ magnétique : en effet, entre chaque collision entre un électron libre et une particule du milieu, une déviation est subie en tout point par l'électron libre à cause de l'effet de la force de Lorentz, non prise en compte dans le MSCH. Ainsi, pour un rayon de Larmor suffisamment grand, il faut repasser en single scattering ou prise en compte des collisions une à une, impliquant un temps de calcul plus élevé.

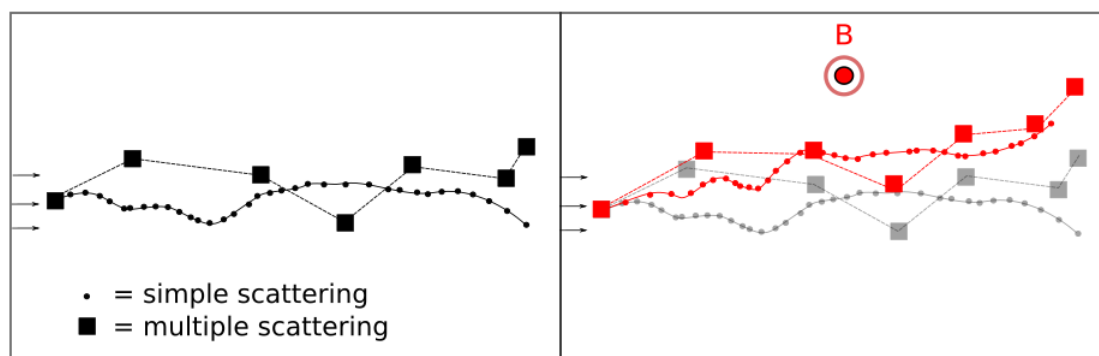


FIGURE 1.26 : Illustration du simple et multiple scattering, dans un fantôme sans champ magnétique externe (à gauche) et avec (à droite). Alors que les deux types de simulations des collisions sont statistiquement équivalents dans le cas sans champ magnétique externe, ce n'est a priori plus le cas lorsque l'on applique un champ magnétique. En effet, entre chaque collision, la trajectoire de l'électron subit une déviation due à l'action de la force de Lorentz. Le temps de vol de la particule entre deux collisions du MSCH n'est pas influencé par le champ magnétique, d'où la non-équivalence statistique.

Cette précaution n'a pas lieu d'être dans le cas d'un code déterministe comme M_1 , étant donné qu'on ne calcule pas point par point les collisions des particules lors de leur propagation dans la matière, mais que l'on moyenne le comportement d'ensemble du faisceau et des particules secondaires. Ainsi, il n'y a pas d'augmentation en temps de calcul lorsqu'on utilise un code déterministe.

Synthèse L'adaptation des TPS à la prise en compte de l'effet de la force de Lorentz est en plein développement, et les prises de précautions quant au bon rendu des simulations de codes M-C et déterministes est important pour contrôler l'inévitable modification du profil de dose déposée dans le patient. Le modèle M_1 , qui trouve son origine dans le traitement de calculs liés au transport radiatif, trouve sa place dans les algorithmes de type C pour lesquels le transport latéral des électrons et la prise en compte de la réelle composition des matériaux utilisés peuvent être pris en compte. L'application de ce modèle aux différentes catégories qu'englobe le domaine de la radiothérapie est en constante évolution, et sa structure le rend adaptable aux stratégies de délivrance de dose choisies dans ces catégories. La section suivante décrit le développement de l'algorithme pour y inclure l'influence de la force de Lorentz sur le transport des particules chargées.

Chapitre 2

Méthodes entropiques et effets magnétiques

2.1 Présentation du modèle M_1

Les méthodes aux moments entropiques ont été introduites en 1977 par G. Minerbo [15] pour le transport radiatif. Il a choisi l'argument de maximisation de l'entropie en s'interrogeant sur la forme de la distribution angulaire. Il n'ira pas jusqu'à l'écriture analytique du premier membre de la hiérarchie dans le formalisme de Bose-Einstein, supposant que les photons obéissent à celui de Maxwell-Boltzmann dans les régimes étudiés.

C'est en 1999 que la formulation analytique du premier membre de la hiérarchie des modèles aux moments entropiques M_1 a été proposée par B. Dubroca et J.-L. Feugeas [93]. Ce modèle a vu ses applications se multiplier (astrophysique [94], incendies, FCI...). Il a été étendu au transport des particules chargées énergétiques (électrons relativistes et ions) pour la physique des plasmas (Thèse de l'Université de Bordeaux, C. Regan, 2008-2011 [102] ; Thèse de l'Université de Bordeaux, M. Touati, 2011-2014 [12]) et la radiothérapie plus récemment (Thèse de l'Université de Bordeaux, J. Caron, 2012-2015 [17] ; Thèse de l'Université de Bordeaux, G. Birindelli, 2015-2018). Ces méthodes proposent une alternative intéressante aux codes Particle In Cell (PIC) et M-C. Elles conduisent en outre à des modèles dont les propriétés mathématiques structurelles (hyperbolicité) présentent de nombreux avantages pour la prise en compte d'effets physiques complexes (électromagnétiques) et pour l'utilisation de méthodes numériques efficaces utiles à leur résolution. La prise en compte notamment des effets électromagnétiques induits par la force de Lorentz a motivé leur usage pour la modélisation des effets de conduction thermique électronique délocalisée, essentiels à la modélisation de la conversion en énergie cinétique de l'énergie laser pour la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) (Thèse de l'Université de Bordeaux, D. Del Sorbo, 2012-2015 [13]).

L'application de cette méthode de résolution de l'équation de transport des particules permet d'adapter ce modèle de manière relativement simple au dépôt d'énergie de parti-

cules énergétiques au niveau d'un volume tumoral pour la radiothérapie [103]. Bien que le coeur d'un soleil soit différent du corps d'un patient, les équations à résoudre restent très proches, voire se simplifient dans le contexte médical. En effet, au sein d'un plasma, la matière est partiellement ou complètement ionisée, des champs électromagnétiques intenses sont présents, les dépôts d'énergie de faisceaux de particules modifient les interactions faisceaux-plasma suivantes et les calculs sont instationnaires. Dans le contexte médical, sauf dans des cas très précis comme dans le cadre de cette thèse, il n'y a a priori pas de champs électromagnétiques, la matière reste froide et les calculs sont stationnaires. La physique sous-jacente n'en reste pas moins complexe et la précision souhaitée est bien supérieure à celle requise en physique des plasmas.

Les modèles aux moments entropiques s'inscrivent dans la lignée des algorithmes déterministes, ou de type C, présentés dans la section précédente. Leur développement dans le domaine de la radiothérapie a franchi les premières étapes de validations requises pour le transport de faisceaux d'électrons dans un premier temps [17]-[18]. De nombreuses études dans le domaine des mathématiques appliquées ont été menées pour améliorer les schémas numériques de résolution et proposer d'explorer les membres suivants de la hiérarchie des modèles aux moments entropiques [16] en collaboration étroite avec une équipe de l'Université d'Aix-la-Chapelle [106]-[107].

Enfin, des résultats récents démontrent l'efficacité de cette modélisation pour des faisceaux fins de photons dans des géométries complexes pour la radiothérapie externe [19], pour la radiothérapie externe vectorisée et pour la curiethérapie [108].

De part son application première dans le domaine de la FCI et dans la continuité de travaux faisant état de la faisabilité de l'application d'un champ magnétique dans différents algorithmes, notamment déterministes [11], nous avons proposé d'étendre le champ d'applications de M_1 à la radiothérapie guidée par IRM. L'intégration de l'action d'un champ magnétique externe sur un faisceau de particules chargées conduit à la prise en compte de la force de Lorentz à l'échelle cinétique qui engendre une rotation du flux de particules chargées primaires ou secondaires lors de leur propagation dans un milieu à l'échelle des moments (mésoscopique) [8].

2.2 Force de Lorentz et modèle M_1

2.2.1 L'équation de Boltzmann

Dans le contexte de la radiothérapie, il est intéressant de considérer l'évolution de la fluence des électrons, car directement liée à des grandeurs pertinentes à étudier dans ce domaine. La fluence Ψ est liée à la fonction de distribution de sorte que $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}) = p^2/v \Psi(t, \mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega})$. Compte tenu de l'énergie élevée des particules utilisées en radiothérapie, nous devons considérer la forme relativiste de cette équation. Par ailleurs, l'interaction des premières particules du faisceau avec la matière n'ayant pas d'effet sur l'interaction

des particules suivantes, on peut considérer le flux de particules injectées comme constant et le temps requis pour établir ce flux est négligeable devant le temps d'irradiation. Il est donc suffisant d'étudier la forme stationnaire de cette équation en posant $\partial_t f = \partial_t \Psi = 0$ pour nous affranchir d'une dépendance temporelle. Il est aussi supposé que les particules issues du faisceau introduit n'interagissent pas entre elles, et ne génèrent pas de champs électromagnétiques. Enfin, nous ne prendrons pas en compte l'action d'un champ électrique externe ($\mathbf{E} = 0$).

L'équation stationnaire et linéarisée de Boltzmann qui résulte de nos hypothèses s'écrit de la façon suivante, respectivement pour les électrons et les photons :

$$\begin{aligned}\mathbf{\Omega} \cdot \nabla \Psi_e(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega}) + \frac{q}{pc} \mathbf{\Omega} \wedge \mathbf{B} \cdot \nabla \Psi_e(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega}) &= \rho(x)(Q_{e \rightarrow e}(\Psi_e(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega})) + Q_{e \rightarrow \gamma}(\Psi_e(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega}))), \\ \mathbf{\Omega}_\gamma \cdot \nabla \Psi_\gamma(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega}) &= \rho(x)(Q_{\gamma \rightarrow \gamma}(\Psi_\gamma(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega})) + Q_{\gamma \rightarrow e}(\Psi_\gamma(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega}))).\end{aligned}$$

où $\Psi_{e,\gamma}(\mathbf{x}, \varepsilon, \mathbf{\Omega})$ représentent respectivement les fluences des électrons et des photons. Elle dépend de leur position désignée par $\mathbf{x}$, de leur énergie ε , et de la direction de leur impulsion $\mathbf{\Omega} = \mathbf{p}/p$, autrement dit l'angle de propagation. c est la vitesse de la lumière, et ρ est la densité du milieu traversé. Les termes sources $Q_{\alpha \rightarrow \beta} = Q_{\alpha \rightarrow \beta}(\mathbf{x})$ sont des opérateurs de collisions couplant les photons et les électrons : ils modélisent la variation de la fluence Ψ_β résultant des collisions des particules α avec le milieu.

La partie de gauche de l'équation comporte le terme d'advection, autrement dit de transport de l'énergie au sein d'un milieu donné, et un terme de déflexion des particules dû à la force de Lorentz. Bien entendu, pour les photons, ce terme de déflexion est nul puisque les photons sont des particules neutres.

Décrivons à présent le contenu de chacun des termes sources. Le terme $Q_{e \rightarrow e}$ contient les sections efficaces de collisions inélastiques et élastiques énoncées dans le premier chapitre, décrites respectivement par Møller et Mott. Ce terme s'organise autour de ces sections de la manière suivante :

$$\begin{aligned}Q_{e \rightarrow e} &= \rho(\mathbf{x}) \int_0^\infty \int_{S_2} (\sigma_{Mt}(\varepsilon', \varepsilon, \mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega}) + \sigma_{Ml}(\varepsilon', \varepsilon, \mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega})) \Psi_e d\mathbf{\Omega}' d\varepsilon' \\ &- \rho(\mathbf{x}) \Psi_e \int_0^\infty \int_{S_2} (\sigma_{Mt}(\varepsilon', \varepsilon, \mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega}) + \sigma_{Ml}(\varepsilon', \varepsilon, \mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega})) d\mathbf{\Omega}' d\varepsilon',\end{aligned}$$

où σ_{Mt} et σ_{Ml} représentent les sections efficaces différentielles de l'ensemble des collisions respectivement élastiques et inélastiques que subissent les électrons lors de leur propagation dans un milieu. La partie droite de l'équation modélise les processus collisionnels : le premier terme recense les particules ayant une énergie ε et un angle de diffusion $\mathbf{\Omega}$ après une collision et à partir d'un état précédent de plus haute énergie ε' et d'angle de diffusion $\mathbf{\Omega}'$. Ce terme peut être associé à un terme de gain. Le second terme est la contrepartie du premier et permet de prendre en compte les particules quittant l'état d'énergie

ε et d'angle Ω pour obtenir, après collision, un état de plus basse énergie ε' et un angle différent Ω' . Ce terme est associé à un terme de perte. C'est sous cette structure que sont organisés chacun des termes sources.

Le terme $Q_{e \rightarrow \gamma}$ contient les sections efficaces correspondant aux processus de Bremsstrahlung σ_{Br} et d'annihilation σ_{an} , de sorte que :

$$Q_{e \rightarrow \gamma} = \rho(\mathbf{x}) \int_0^\infty \int_{S_2} \sigma_{Br} \Psi_e d\Omega' d\varepsilon' - \rho(\mathbf{x}) \Psi_e \int_0^\infty \int_{S_2} (\sigma_{Br} + \sigma_{an}) d\Omega' d\varepsilon'.$$

On remarquera que cette fois, la section efficace liée à l'annihilation est absente du terme de gain, puisqu'on perd le positon qui s'annihile avec un électron du milieu.

Le terme $Q_{\gamma \rightarrow \gamma}$ est composé des sections efficaces de l'effet photoélectrique, Compton et création de paires sous la forme suivante :

$$Q_{\gamma \rightarrow \gamma} = \rho(\mathbf{x}) \int_0^\infty \int_{S_2} \sigma_{Co} \Psi_\gamma d\Omega' d\varepsilon' - \rho(\mathbf{x}) \Psi_\gamma \int_0^\infty \int_{S_2} (\sigma_{Ph} + \sigma_{Co} + \sigma_{Crp}) d\Omega' d\varepsilon'.$$

On retrouve la section efficace de l'effet photoélectrique et de la création de paires dans le terme de pertes, puisque le photon disparaît dans les deux cas.

Pour finir, le terme $Q_{\gamma \rightarrow e}$ s'écrit :

$$Q_{\gamma \rightarrow e} = \rho(\mathbf{x}) \int_0^\infty \int_{S_2} (\sigma_{Ph} + \sigma_{Co} + \sigma_{Crp}) \Psi_\gamma d\Omega' d\varepsilon'$$

Cette fois-ci, il n'y a pas de termes de pertes car il n'y a que des créations d'électrons (et positons dans le cadre de la création de paires) dans chacune de ces interactions.

Cette équation définit donc le calcul du transport des électrons dans la matière. Elle est primordiale car que ce soit pour un faisceau d'électrons ou de photons, ce sont les électrons (primaires et secondaires) qui déposent leur énergie dans la matière par le biais de collisions élastiques et inélastiques.

2.2.2 Le modèle M_1

L'équation de Boltzmann que nous avons écrite dépend de six variables différentes (le temps étant négligé) : trois en espace, deux en angles et une en énergie. Ce nombre de variables rend la résolution numérique de l'équation coûteuse en temps. Une solution

pour la simplifier est de moyenner la fluence sur la sphère unité S_2 afin d'en obtenir les moments angulaires :

$$\Psi_0(\mathbf{x}, \varepsilon) = v \int_{S_2} \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega}, \quad (2.1)$$

$$\boldsymbol{\Psi}_1(\mathbf{x}, \varepsilon) = v \int_{S_2} \boldsymbol{\Omega} \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega}, \quad (2.2)$$

$$\boldsymbol{\Psi}_2(\mathbf{x}, \varepsilon) = v \int_{S_2} \boldsymbol{\Omega} \otimes \boldsymbol{\Omega} \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega}. \quad (2.3)$$

Les quantités physiques comme la densité $n_{[cm^{-3}]}$, l'énergie $E_{[erg]}$, le flux $\mathbf{F}_{[erg/cm^2/s]}$ se déduisent de la définition des moments de la façon suivante :

$$\begin{aligned} n(\mathbf{x}) &= \int_0^{+\infty} \frac{1}{v} \Psi_0(\mathbf{x}, \varepsilon) d\varepsilon, \\ E(\mathbf{x}) &= \frac{1}{n(\mathbf{x})} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon}{v} \Psi_0(\mathbf{x}, \varepsilon) d\varepsilon, \\ \mathbf{F}(\mathbf{x}) &= \int_0^{+\infty} \varepsilon \boldsymbol{\Psi}_1(\mathbf{x}, \varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned}$$

En radiothérapie, une quantité pertinente à calculer est le taux de dépôt de dose $\dot{D}(\mathbf{x})$, autrement dit l'énergie déposée dans un milieu par unité de masse et de temps (elle s'exprime en Gy/s = J/kg/s). Le fait d'utiliser les moments angulaires nous donne directement le taux de dose sous la forme :

$$\dot{D}(\mathbf{x}) = \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} S(\mathbf{x}, \varepsilon) \Psi_0(\mathbf{x}, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.4)$$

Pour obtenir le système d'équations aux moments, il s'agit donc d'intégrer les équations de Boltzmann sur la sphère unité pour parvenir à lier les termes Ψ_0 , $\boldsymbol{\Psi}_1$ et $\boldsymbol{\Psi}_2$ entre eux. Pour simplifier la démonstration impliquant l'intégration des champs magnétiques, nous repassons à l'équation de Fokker-Planck stationnaire utilisant les termes de fonction de distribution, avec un terme de collision limité au terme de Moller, S désignant le pouvoir d'arrêt des électrons et est équivalent au terme $Q_{e \rightarrow e}$:

$$v \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} \Psi + \frac{q}{c} (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B}) \cdot \boldsymbol{\nabla}_p \Psi = \partial_\varepsilon (S v \Psi). \quad (2.5)$$

Équation aux moments d'ordre 0

Intégrons dans un premier temps l'équation de Boltzmann sur $\boldsymbol{\Omega} \in \mathbb{R}^3$ et $d\varepsilon$. Ce calcul donne une première équation aux moments du système sur lequel repose le modèle M_1 . Considérons l'écriture des équations aux moments au sens faible (des distributions) pour toute fonction test à support compact $\phi(\varepsilon)$ dépendant de l'énergie de la particule incidente ε :

$$\int_0^\infty \left(v \boldsymbol{\nabla} \cdot \int_{S_2} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Psi} d\boldsymbol{\Omega} + \frac{q}{c} \int_{S_2} (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B}) \cdot \boldsymbol{\nabla}_p \boldsymbol{\Psi} d\boldsymbol{\Omega} \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^\infty \partial_\varepsilon \left(S v \int_{S_2} \boldsymbol{\Psi} d\boldsymbol{\Omega} \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.6)$$

Le second terme de cette intégrale peut être développé à l'aide d'une intégration par parties comme suit :

$$\begin{aligned} \int_{S_2} (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B} \cdot \nabla_p \Psi) \phi(\varepsilon) d\boldsymbol{\Omega} &= [\Psi \phi(\varepsilon) (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B})]_{\Gamma} \\ &\quad - \int_{S_2} \nabla_p (\phi(\varepsilon) \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B}) \Psi d\boldsymbol{\Omega}, \end{aligned}$$

$\phi(\varepsilon)$ étant une fonction test à support compact, le terme de bord s'annule ($\phi(\varepsilon)|_{\Gamma} = 0$) ; le deuxième terme du développement se simplifie compte tenu de la colinéarité entre ∇_p et $\boldsymbol{\Omega}$:

$$\nabla_p (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla_p \wedge \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla_p \wedge \mathbf{B}. \quad (2.7)$$

Le premier terme est nul et le second l'est aussi car le champ magnétique ne dépend pas de l'impulsion. L'équation (2.6) peut donc se réécrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty v \cdot \nabla \cdot \left(\int_{S_2} \boldsymbol{\Omega} \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega} \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon \\ - \frac{q}{c} \int_0^\infty \int_{S_2} \phi'(\varepsilon) v \cdot \boldsymbol{\Omega} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B}) \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) d\varepsilon d\boldsymbol{\Omega} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$= \int_0^\infty \partial_\varepsilon \left(S v \int_{S_2} \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega} \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.9)$$

L'impulsion étant colinéaire à la vitesse des particules, le dernier terme de cette équation est nul car $\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{B} = 0$.

Ainsi, pour toute fonction test ϕ :

$$\int_0^\infty (-\partial_\varepsilon (S\Psi_0) + \nabla \cdot \Psi_1) \phi(\varepsilon) d\varepsilon = 0. \quad (2.10)$$

Cette intégrale est nulle pour toute fonction test ϕ , nous pouvons conclure à la nullité de l'intégrant, ce qui nous conduit à la première équation aux moments :

$$-\partial_\varepsilon (S\Psi_0) + \nabla \cdot \Psi_1 = 0. \quad (2.11)$$

Équation aux moments d'ordre 1

Effectuons à présent la démonstration permettant de lier les moments d'ordre 1 et d'ordre 2, autrement dit le vecteur Ψ_1 et la matrice Ψ_2 . L'équation résultante constitue la seconde partie du système d'équations sur laquelle repose le modèle M_1 , et c'est dans celle-ci que l'influence de la force de Lorentz sur la fluence des particules chargées est visible. Ce calcul est semblable au précédent si ce n'est que l'on multiplie toute l'équation (2.6) par $\boldsymbol{\Omega}$:

$$\int_0^\infty \left(v \nabla \cdot \int_{S_2} \Omega \cdot \Psi d\Omega + \frac{q}{c} \int_{S_2} (\Omega \wedge \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \Psi d\Omega \right) \Omega \phi(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^\infty \partial_\varepsilon \left(Sv \int_{S_2} \Psi d\Omega \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.12)$$

Comme précédemment, l'intégration par parties du second terme transforme cette équation en :

$$\begin{aligned} \frac{q}{c} \int_{\mathbf{p}} ((\Omega \wedge \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \Psi) \Omega \phi(\varepsilon) d\Omega &= - \frac{q}{c} \int_{\mathbf{p}} \nabla_{\mathbf{p}} \phi(\varepsilon) \cdot (\Omega \wedge \mathbf{B}) \Omega \Psi d\Omega \\ &\quad - \frac{q}{c} \int_{\mathbf{p}} \phi(\varepsilon) \nabla_{\mathbf{p}} \cdot \Omega (\Omega \wedge \mathbf{B}) \Psi d\Omega \end{aligned}$$

Le premier terme du membre de droite est nul à cause de la colinéarité entre l'impulsion et la vitesse des particules. Le terme $\nabla_{\mathbf{p}} \cdot \Omega$ se développe sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathbf{p}} \cdot \Omega &= \nabla_{\mathbf{p}} \left(\frac{\mathbf{p}}{p} \right) = \frac{1}{p} \nabla_{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{p} - \frac{1}{p^2} \nabla_{\mathbf{p}}(p) \otimes \mathbf{p} \\ &= \frac{1}{p} \mathbf{I} - \frac{1}{p^2} \left(\frac{1}{p} \mathbf{p} \right) \otimes \mathbf{p} = \frac{1}{p^3} (p^2 \mathbf{I} - \mathbf{p} \otimes \mathbf{p}) \\ &= \frac{1}{p} (\mathbf{I} - \Omega \otimes \Omega) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Nous développons le terme $\nabla_{\mathbf{p}} \phi(\varepsilon)$ pour obtenir :

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty \nabla \cdot \left(v \int_{S_2} \Omega \otimes \Omega \Psi d\Omega \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon \\ &- \int_0^\infty \frac{q}{pc} \int_{S_2} (\mathbf{I} - \Omega \otimes \Omega) (\Omega \wedge \mathbf{B}) \Psi d\Omega \phi(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \int_0^\infty \partial_\varepsilon \left(vS \int_{S_2} \Omega \Psi d\Omega \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned}$$

Comme $\Omega \otimes \Omega \cdot \Omega \wedge \mathbf{B} = 0$:

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty \nabla \cdot \Psi_2 \phi(\varepsilon) d\varepsilon + \int_0^\infty \frac{q}{pc} \int_{S_2} \Omega \wedge \mathbf{B} \Psi d\Omega \phi(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \int_0^\infty \partial_\varepsilon \left(vS \int_{S_2} \Omega \Psi d\Omega \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned}$$

Enfin, en remplaçant l'intégrale sur les angles par son moment angulaire correspondant, nous obtenons la forme finale de l'équation :

$$\int_0^\infty \left(-\partial_\varepsilon (S\Psi_1) + \nabla \cdot \Psi_2 - \frac{q}{pc} \Psi_1 \wedge \mathbf{B} \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon = 0. \quad (2.14)$$

Ainsi, comme cette intégrale est nulle pour toute fonction test ϕ , nous pouvons conclure à la nullité de l'intégrant :

$$-\partial_\varepsilon (S\Psi_1) + \nabla \cdot \Psi_2 = \frac{q}{pc} \Psi_1 \wedge \mathbf{B}. \quad (2.15)$$

La composante magnétique de la force de Lorentz se traduit donc par un terme de déviation du flux de particules Ψ_1 comme nous le confirmerons dans les chapitres de validation de notre modèle.

En remplaçant les fonctions de distributions par les fluences et en réintégrant les termes de collision, nous obtenons le système d'équations aux moments sur lequel repose notre modèle M_1 . En s'arrêtant aux deux premiers moments, le système s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \rho \sigma_T \Psi_0 + \nabla \cdot \Psi_1 &= \rho \int_\varepsilon^\infty \sigma^0 \Psi_0 d\varepsilon', \\ \rho \sigma_T \Psi_1 + \nabla \cdot \Psi_2 &= \rho \int_\varepsilon^\infty \sigma^1 \Psi_1 d\varepsilon' + \frac{q}{pc} \Psi_1 \wedge \mathbf{B}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

où σ_0 et σ_1 représentent l'intégrale des sections efficaces différentielles sur la sphère unité, autrement dit :

$$\sigma^0(\varepsilon', \varepsilon) = \int_{S_2} \sigma(\varepsilon', \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}' \cdot \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega}, \quad (2.17)$$

$$\sigma^1(\varepsilon', \varepsilon) = \int_{S_2} \boldsymbol{\Omega} \sigma(\varepsilon', \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}' \cdot \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega}. \quad (2.18)$$

Comme nous pouvons le constater, ce système permet de s'affranchir de la dépendance angulaire de la fonction de distribution solution de l'équation de Boltzmann, ne dépendant ainsi que de quatre variables au maximum : trois en espace et une en énergie. Cette simplification implique une réduction du coût informatique global en termes de temps de calcul et de place mémoire. Ce système d'équations décrit l'évolution de Ψ_0 en fonction de Ψ_1 et celle de Ψ_1 en fonction de Ψ_2 . Nous avons donc deux équations pour trois moments (scalaire, vectoriel ou tensoriel) inconnus : il nous faut une équation fermant le système. Pour ce faire, nous utilisons le principe de maximisation de l'entropie déduit du H-Théorème de Boltzmann (1872), et largement décrit et exploré dans la littérature [15]-[93]. Ainsi, nous recherchons une fonction de distribution pouvant reproduire les moments angulaires d'ordre 1 et 2, et maximisant la fonction H, entropie du système, définie par :

$$H(\Psi) = - \int_{S_2} \Psi \log \Psi d\boldsymbol{\Omega}. \quad (2.19)$$

La résolution du problème de maximisation (de l'entropie H) avec contrainte (réalisation des moments) conduit à une forme de fonction de distribution telle que :

$$\Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \boldsymbol{\Omega}) = \rho_E \cdot \exp(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{a}_E). \quad (2.20)$$

Cette solution généralise la distribution d'équilibre de Maxwell-Boltzmann. La forme exponentielle assure la positivité de la fonction de distribution sous-jacente à cette fermeture. Les termes ρ_E et $\mathbf{a}_E$ sont liés bijectivement aux moments angulaires par la contrainte de leur réalisation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi_0 = 4\pi\rho_\varepsilon \frac{\sinh(|\mathbf{a}_E|)}{|\mathbf{a}_E|}, \\ \Psi_1 = \Psi_0 \frac{\mathbf{a}_E}{|\mathbf{a}_E|} \left(\coth|\mathbf{a}_E| - \frac{1}{|\mathbf{a}_E|} \right) \end{array} \right. \quad (2.21)$$

Combiner ces deux équations nous permet d'obtenir le facteur d'anisotropie, contrôlant l'anisotropie de notre faisceau de particules :

$$\alpha = \frac{|\Psi_1|}{\Psi_0} = |\coth|\mathbf{a}_E| - \frac{1}{|\mathbf{a}_E|}|, \alpha < 1. \quad (2.22)$$

La fermeture aux moments au premier ordre implique de déterminer Ψ_2 en fonction de Ψ_1 et Ψ_0 . En considérant que $\frac{\Psi_2}{\Psi_0}$ est une matrice d'ordre 3x3 normée (c'est-à-dire que $\sum_{i=1}^3 \lambda_i = 1$, où $\lambda_i, i = 1, 3$ désigne les valeurs propres de la matrice), on peut écrire :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \sum_{i=1}^3 \lambda_i v_i \otimes v_i, \quad (2.23)$$

où $v_i, i = 1, 3$ sont les vecteurs propres de cette matrice. On peut développer cette définition de sorte que :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 v_i \otimes v_i + \sum_{i=1}^3 \left(\lambda_i - \frac{1}{3} \right) v_i \otimes v_i. \quad (2.24)$$

Comme $\sum_{i=1}^3 v_i \otimes v_i = \mathbf{I}$ (base des $\mathbf{v}_i$ orthonormée) :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \frac{1}{3} \mathbf{I} + \sum_{i=1}^3 \left(\lambda_i - \frac{1}{3} \right) (v_i \otimes v_i - \frac{1}{3} \mathbf{I}) + \frac{1}{3} \mathbf{I} \left(\sum_{i=1}^3 \lambda_i - 1 \right). \quad (2.25)$$

Le dernier terme de cette équation est nulle du fait de la propriété des matrices normées énoncée plus haut. À présent, faisons l'hypothèse (comme c'est le cas dans la fermeture M_1) que la matrice $\frac{\Psi_2}{\Psi_0}$ est engendrée par un axe privilégié, que nous choisirons comme étant le vecteur propre v_1 , identifié à $\mathbf{v}_1 = \frac{|\Psi_1|}{\Psi_1}$; cette hypothèse d'axe privilégié induit également l'égalité de deux valeurs propres que nous choisirons d'exprimer en fonction du facteur d'Eddington $\chi = \lambda_1$ [95]-[96] de la manière suivante :

$$\lambda_2 = \lambda_3 = \frac{1 - \chi}{2}, \quad (2.26)$$

En développant l'équation (2.25) en prenant en considération les hypothèses précédentes :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \frac{1}{3}\mathbf{I} + (\chi - \frac{1}{3})(v_1 \otimes v_1 - \frac{1}{3}\mathbf{I}) + (\frac{1-\chi}{2} - \frac{1}{3})(v_2 \otimes v_2 + v_3 \otimes v_3 - \frac{2}{3}\mathbf{I}), \quad (2.27)$$

ce qui peut aussi s'écrire :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \frac{1}{3}\mathbf{I} + (\chi - \frac{1}{3})(v_1 \otimes v_1 - \frac{1}{3}\mathbf{I}) - (\frac{1-\chi}{2} - \frac{1}{3})(v_1 \otimes v_1 - \frac{1}{3}\mathbf{I}). \quad (2.28)$$

Il ne reste plus qu'à associer les deux derniers termes de cette équation pour trouver :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \frac{1}{3}\mathbf{I} + (\chi - \frac{1-\chi}{2})(v_1 \otimes v_1 - \frac{1}{3}\mathbf{I}). \quad (2.29)$$

Après développement de cette équation, nous trouvons que la relation de fermeture du modèle M_1 s'écrit de manière unique :

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_0} = \frac{1-\chi}{2}\mathbf{I} + \frac{3\chi-1}{2} \frac{\Psi_1}{|\Psi_1|} \otimes \frac{\Psi_1}{|\Psi_1|}. \quad (2.30)$$

Ainsi, on trouve une relation unique liant Ψ_2 aux moments d'ordre inférieur via l'expression du facteur d'Eddington, χ , en fonction du facteur d'anisotropie α_{an} sous l'interpolation suivante [93]-[97]-[109]-[110] :

$$\chi = \frac{1}{3}(1 + \alpha_{an}^2 + \alpha_{an}^4). \quad (2.31)$$

Le facteur d'anisotropie voit ses valeurs évoluer entre 0 et 1. Ce facteur d'Eddington χ prend donc des valeurs comprises dans l'intervalle $[\frac{1}{3}, 1]$. Comme nous le montre l'équation (2.30), le modèle couvre ainsi deux régimes opposés d'anisotropie. Les bornes de cet intervalle correspondent à deux cas extrêmes. Si $\chi = \frac{1}{3}$, le terme de droite dans (2.30) est nul, et cette équation décrit donc une source isotrope (*e.g.* une source radioactive utilisée en brachythérapie). Si $\chi = 1$, le terme de gauche dans cette même équation est nul, et c'est une source anisotrope qui est simulée (*e.g.* un faisceau monodirectionnel pouvant être utilisé en radiothérapie externe).

2.3 Sections efficaces dans le modèle M_1 et paramètres numériques

Les équations présentées sont résolues numériquement par le biais d'un solveur de type HLL Riemann [115]-[116], utilisé pour conserver la réalisabilité de l'algorithme entre chaque pas en énergie. L'équation de Boltzmann sur laquelle s'appuie notre modèle ne dépend désormais plus que de quatre variables au maximum : trois variables d'espace et une d'énergie. Résoudre les équations nécessite de discrétiser chacune des dimensions pour y appliquer un schéma numérique adapté. Les simulations issues du modèle M_1 sont convergentes pour un maillage en espace formé de voxels de dimension $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$; l'espace en énergie sera quant à lui discrétisé de manière linéaire sur 80 pas en

énergie, évoluant de la plus haute valeur à une énergie de cutoff que nous choisissons égale à 100 keV. Un faisceau de particules d'énergie 6 MeV se propageant dans un fantôme de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ est donc résolu sur $200 \times 200 \times 200 = 8 \times 10^6$ mailles en espace, sur 80 mailles en énergie. Un calcul type M_1 de cette envergure nécessite 6.4×10^8 cellules. En s'affranchissant d'un maillage sur la sphère unité qui nécessiterait environ 2000 mailles supplémentaires en angles, notre algorithme fait une économie d'un facteur 2000 en temps de calcul comparé à un calcul prenant en compte tous les paramètres de l'équation de Boltzmann.

2.4 Méthode de validation de modèles numériques de dépôt de dose : le Gamma Index

Afin de comparer des dépôts de doses issus de calculs numériques ou de résultats expérimentaux, l'idée de simplement prendre la différence absolue ou même relative entre deux doses est insuffisante. En effet, dans les zones avec un fort gradient de dose comme en bordure de faisceau, un offset spatial mène à une différence de dose très élevée. D'autre part, la "distance-to-agreement" (DTA) permet de mesurer la plus petite distance entre une dose de référence et l'endroit où la dose comparée a la même valeur. Cette mesure est cependant peu fiable aux endroits où le gradient de dose est faible, par exemple dans le dépôt de dose à la suite du build-up d'un faisceau de photons.

Par conséquent ces deux mesures ont été combinées de par leur complémentarité. Cette combinaison consiste à comparer chaque point d'une distribution de dose avec une distribution de référence, à l'aide de ces deux critères l'un après l'autre. Si les points considérés parviennent à passer au moins l'un des deux tests, l'approche entre les deux courbes est considérée comme acceptable. Ce test n'est cependant pas suffisant parce qu'on ne peut pas déterminer de degré de réussite, ce qui est évidemment souhaité pour évaluer une précision utilisable dans des cas cliniques.

L'évaluation de l'indice γ permet de jauger ce degré de réussite [117]-[118]. On considèrera que la dose de référence correspond soit au résultat expérimental, soit à un résultat issu d'un calcul sous M-C faisant office d'algorithme de référence. Il s'agit de déterminer la quantité Γ telle que :

$$\Gamma(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r) = \sqrt{\frac{|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_r|^2}{\delta d^2} + \frac{(D_e(\mathbf{r}_e) - D_r(\mathbf{r}_r))^2}{\Delta D^2}} \quad (2.32)$$

où $\mathbf{r}_e$ et $\mathbf{r}_r$ sont respectivement les positions cartésiennes des points évalués et de la référence, $D_e(\mathbf{r}_e)$ et $D_r(\mathbf{r}_r)$ sont les doses relevées en ces points, δd et ΔD sont respectivement les critères en distance et en dose choisis pour normaliser la DTA et la différence de dose. Les critères que nous avons choisis sont une DTA inférieure à 3 mm et une différence de dose de 3 % en chaque point. Effectuer ce test revient à évaluer si il y a des

points évalués contenus à l'intérieur d'un ellipsoïde dont le centre est le point de référence, comme montré sur la figure 2.1.

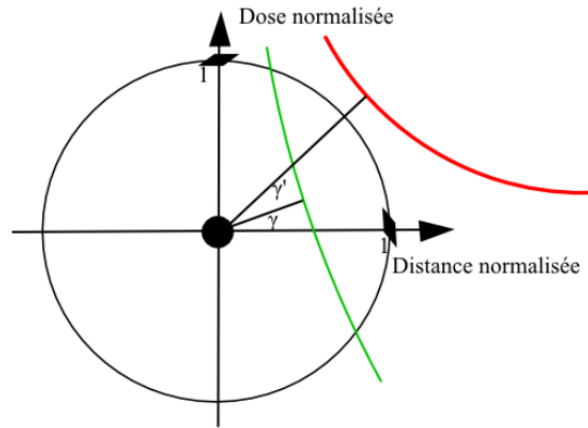


FIGURE 2.1 : Illustration du Gamma Index : deux courbes à évaluer sont comparées à un point de référence. La courbe rouge correspond à un gamma index supérieur à 1, et par conséquent ne remplit pas les conditions de passage du Gamma Index. La verte correspond en revanche à un test réussi, avec un gamma index de valeur inférieure à 1.

Un exemple de l'utilisation du Gamma Index est montré en figure 2.2. Cette carte présente les résultats d'un calcul de Gamma Index typique que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit. La simulation concernée est celle d'un faisceau d'électrons de 6 MeV dans un fantôme d'eau. Les critères choisis sont 3% de différence entre les dépôts de dose et 3 mm de distance autorisée entre les résultats donnés par M_1 et ceux de FLUKA selon les axes x et y . Le résultat extrême de Gamma Index montre un très bon accord entre ces deux mesures, avec un maximum à 0,82.

Synthèse Le modèle aux moments avec une fermeture basée sur le principe de maximisation de l'entropie peut être adapté à l'ajout de forces externes s'exerçant sur un faisceau de particules. L'inclusion d'un champ magnétique externe entraîne l'action de la force de Lorentz sur les moments du premier et du second ordre des particules chargées, avec un effet possible sur l'orientation de leur fluence moyenne et donc sur la dose déposée comme nous allons le confirmer dans les applications. Les premières étapes de la validation de ce modèle devront donc s'appuyer sur l'analyse de l'effet de la force de Lorentz sur la propagation de faisceaux d'électrons primaires, pour vérifier la capacité de notre modèle à reproduire l'effet d'un champ magnétique externe sur les électrons. À celles-ci succéderont les études sur des faisceaux de photons au travers de différentes géométries et valeurs de champs magnétiques, constituant la véritable application de notre modèle sur des cas réalistes.

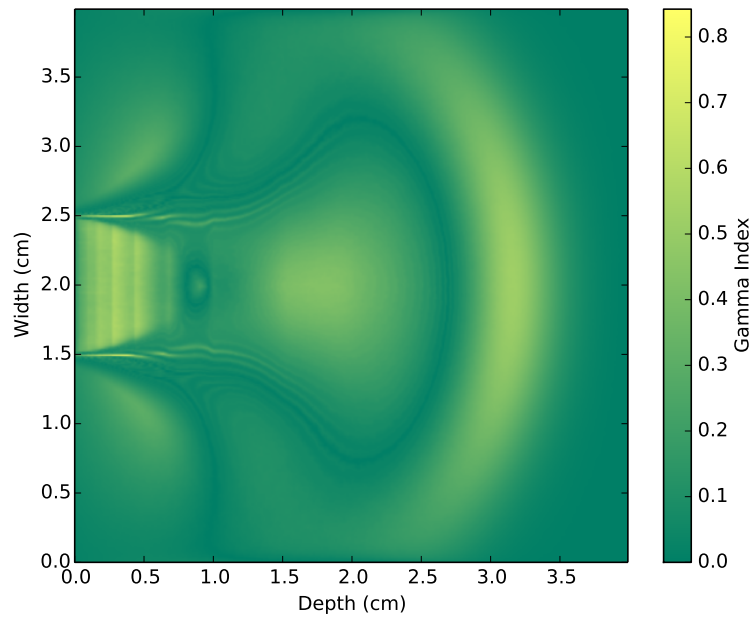


FIGURE 2.2 : Exemple d'un Gamma Index calculé en section 3.1. Carte de Gamma Index issu d'une simulation de la propagation d'un faisceau d'électrons de 6 MeV dans une modélisation numérique d'un fantôme d'eau avec FLUKA et M_1 . Le Gamma Index est calculé en chacun des points de la simulation à évaluer (M_1). Le maximum du Gamma Index est à 0,82 pour un critère de 3 %/3 mm, et 100 % des points évalués passent ce critère avec succès.

Chapitre 3

Effet de la force de Lorentz sur la propagation et le dépôt de dose des électrons

3.1 Influence d'un champ magnétique externe sur le dépôt de dose des électrons

La validation numérique et expérimentale du modèle M_1 pour la propagation des électrons à travers différentes géométries était l'objet de la thèse de J. Caron [17]. Dans la continuité de ces travaux, nous avons choisi d'observer l'effet du champ magnétique sur un faisceau d'électrons comme point de départ de nos validations. La figure 3.1 présente la définition des orientations des axes que nous avons choisie d'utiliser. Dans cette section, le faisceau d'électrons entre dans le fantôme orthogonalement au plan (Oyz), et le champ magnétique est perpendiculaire au plan (Oxy). Ce faisceau de 1 cm de largeur entre par la gauche en $y = 2$ cm d'un fantôme numérique d'eau de dimension 4×4 cm² dans le premier cas. Dans le second, la dimension du fantôme est de 3.5×4.5 cm² et le faisceau de mêmes dimension et énergie entre en $y = 1$ cm. Au niveau des paramètres numériques, nos simulations M_1 ont été effectuées avec un maillage en voxels de dimension $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ mm³, un maillage en énergie de 80 pas espacés linéairement entre l'énergie maximale de 6 MeV et l'énergie de cutoff de 100 keV. Les simulations M-C reposent sur le même maillage en espace, au total l'histoire de 1×10^9 particules primaires ont été simulées pour réduire au maximum le bruit statistique. Nous avons aussi considéré chaque collision comme individuelle et non comme un regroupement de plusieurs collisions dans FLUKA (multiple scattering) afin de ne pas perdre l'équivalence statistique. Les calculs ont été effectués sur une station locale, sur 8 processeurs Intel Core TM i7-4710MQ avec un cœur à 2.50 GHz.

La figure 3.2 représente le dépôt de dose d'un faisceau monoénergétique d'électrons de 6 MeV, énergie typiquement utilisée en radiothérapie, calculée avec le modèle M_1 et

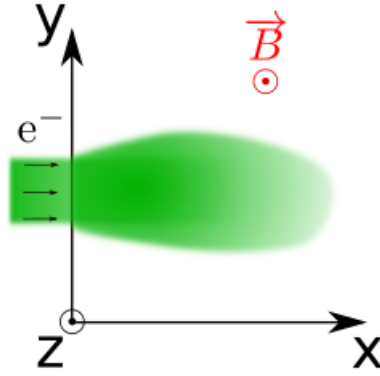


FIGURE 3.1 : Définition des différents axes utilisés tout au long du manuscrit. Le plan d'étude est $(x0y)$, le faisceau de particules entre à travers le plan $(y0z)$ et se propage selon l'axe x , un champ magnétique orienté de manière orthogonale au plan d'étude et à l'axe de propagation faisceau sera donc orienté selon l'axe z .

FLUKA, et le gamma index associé à ces deux calculs pour un critère 3%/3 mm. Les deux modèles donnent des résultats en très bon accord. Le gamma index a une valeur inférieure à 1 sur l'ensemble des points de simulations, avec un maximum à 0,82, rendant compte d'un très bon accord entre les deux modèles. Le modèle M_1 résout ce cas en 4 minutes et 34 secondes alors que FLUKA le résout en 17 minutes et 30 secondes. Il est à noter que la version du code M_1 utilisée est une version de développement non optimisée en termes de vectorisation, parallélisation ou de schémas numériques. Ce travail numérique et informatique est en cours et ne fait pas l'objet de ce travail de thèse qui a pour vocation de valider un modèle aux moments entropiques avec prise en compte des effets issus de l'application de champs magnétiques externes.

La figure 3.3 représente le dépôt de dose d'un faisceau monoénergétique d'électrons de 6 MeV calculé avec les mêmes modèles, en présence d'un champ magnétique d'amplitude 1 T appliqué à l'ensemble de la géométrie et dirigé orthogonalement au plan d'étude dans le sens positif (autrement dit selon l'axe z sur la figure 3.1), et le gamma index avec le même critère 3%/3 mm. Le gamma index est encore une fois très bon entre les deux simulations, atteignant un maximum à 0,51. Les temps de calcul sont de 5 minutes pour M_1 et 15 minutes et 20 secondes pour FLUKA.

L'effet d'un champ magnétique sur la propagation d'un faisceau d'électrons a donc pour effet de faire tourner l'ensemble du faisceau dans le sens trigonométrique. Ceci est dû au signe de leur charge et à l'orientation du champ magnétique, comme exprimé dans la force de Lorentz. Nous pouvons observer la direction et la valeur relative de leur fluence lors de leur propagation sous l'action d'un champ magnétique sur la figure 3.4. La validation de ce comportement, et la bonne prise en compte de ce comportement par le modèle

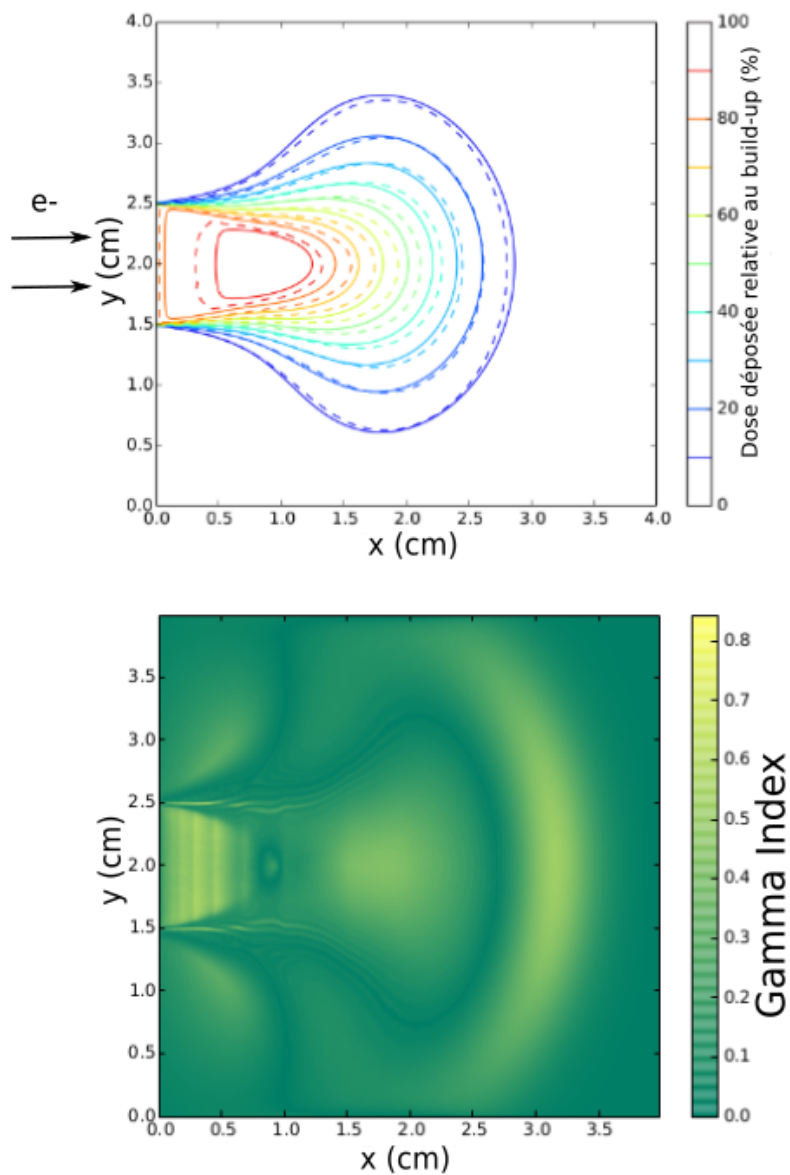


FIGURE 3.2 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau d'électrons d'énergie 6 MeV à travers un fantôme d'eau - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

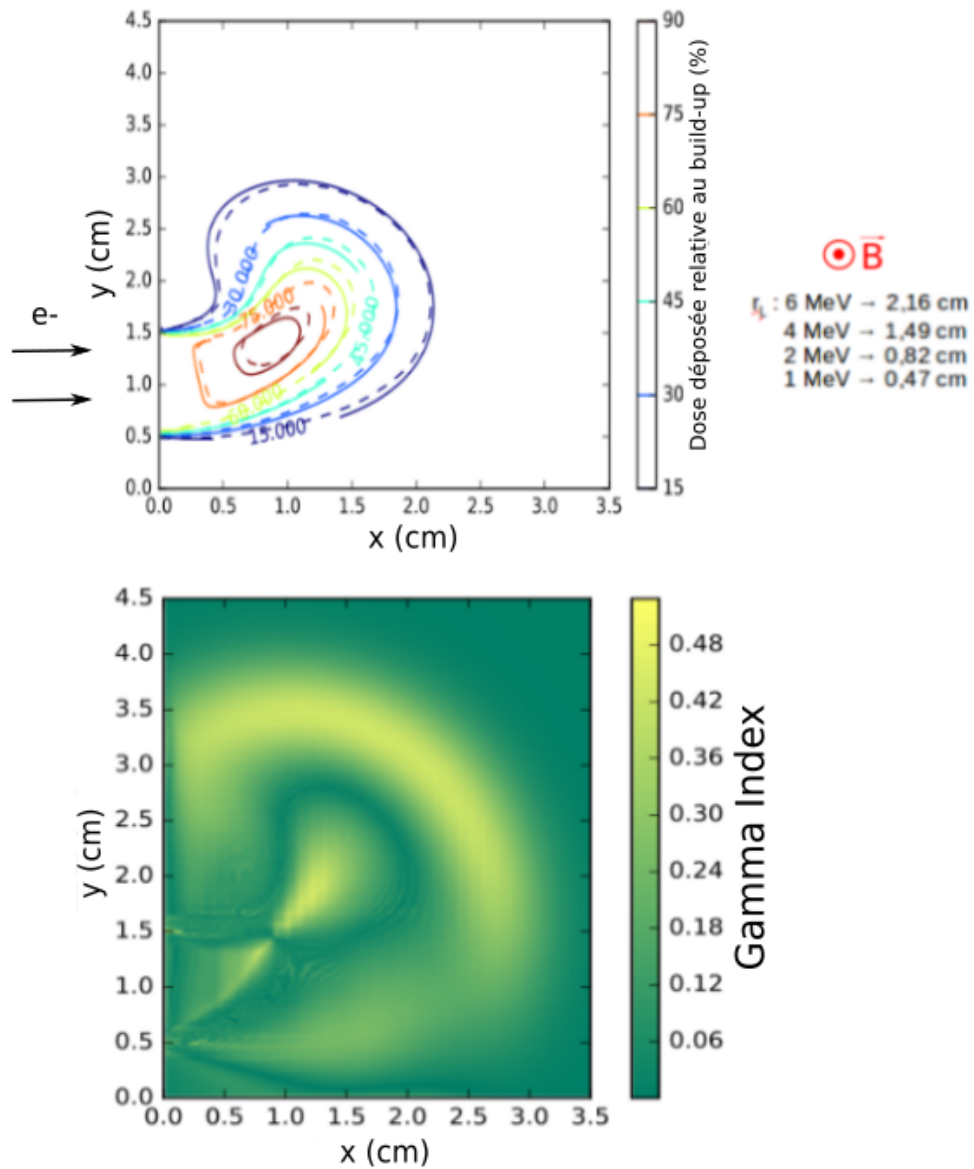


FIGURE 3.3 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau d'électrons d'énergie 6 MeV à travers un fantôme d'eau et soumis à un champ magnétique de 1 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁. Pour rappel, l'orientation du champ magnétique est rappelé à la droite de la carte des isodoses.

M_1 sont capitaux pour la suite de nos études. Nous prouvons en effet que la dynamique des électrons est bien résolue dans M_1 , car nous avons désactivé le processus de multiple scattering dans FLUKA. De plus, nous avons pu déterminer une bonne résolution de maillage spatial ($0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$) pour prendre en compte à la fois le rayon de Larmor des électrons (de 2,16 cm pour des électrons de 6 MeV) ainsi que leur parcours moyen (de 3,2 cm pour cette énergie). Bien entendu, ces valeurs diminuent avec la perte d'énergie cinétique des électrons lors de leurs collisions, expliquant que l'on trouve une courbe de déviation dont le rayon est de l'ordre de 1 cm.

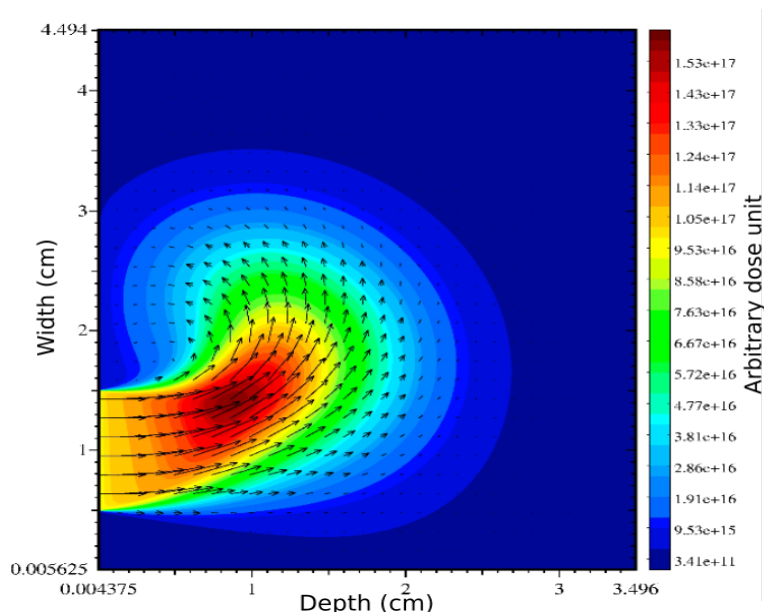


FIGURE 3.4 : Superposition des vecteurs de flux et de la densité des électrons lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T, calculés avec M_1 .

3.2 Analyse de la contribution des différents groupes d'énergie des électrons au dépôt cumulé de dose

Le modèle M_1 permet de rendre compte de la contribution de chaque groupe en énergie à la dose déposée totale. Cette analyse nous permettra de mieux comprendre la trajectoire des électrons en fonction de leur énergie et de la direction du champ magnétique et de valider en parallèle l'implémentation de la force de Lorentz dans le modèle aux moments. Nous insistons sur le fait que cette analyse est à portée qualitative et aura comme objectif de pouvoir comprendre la physique de la combinaison entre le ralentissement des électrons dans le milieu et l'influence du rayon de Larmor sur leur propagation.

3.2.1 Faisceau d'électrons sans champ magnétique

Pour avoir une idée de la contribution à la dose totale des hautes, moyennes et basses énergies, nous représentons les doses et flux associés aux énergies 5.8 MeV, 3.1 MeV, 1 MeV et 100 KeV. Ces énergies sont traitées lors du calcul du dépôt de dose à travers chaque pas linéaire du maillage en énergie, correspondant à 75 keV ($= 6 \text{ MeV} / 80$) entre chaque énergie traitée, allant de l'énergie maximale définie de 6.1 MeV et l'énergie de coupure de 100 keV. Nous comparons ces contributions à la dose totale déposée dans le milieu - le code couleur représente un pourcentage de la dose totale déposée. Le groupe d'énergie de 5.8 MeV est représenté en figure 3.5. Ce comportement est semblable pour les autres groupes de haute énergie, dans un intervalle allant de 4.9 MeV à 6 MeV. Ces électrons de haute énergie, par de nombreuses collisions dès l'entrée du fantôme, perdent une grande partie de leur énergie et contribuent au dépôt de dose élevé dans la zone proche de l'entrée du fantôme. Cette zone est de très faible épaisseur puisqu'on est très proche de l'énergie initiale, les électrons initiaux ne se déplaçant que de 1 mm dans l'eau pour une énergie perdue de 200 keV, et la largeur de cette zone est cohérente avec la largeur du faisceau en entrée car les électrons ont subi très peu de déflexions angulaires sur cette faible distance. Sur la figure 3.5, on peut estimer le maximum de dose déposée par ce groupe d'énergie de l'ordre de 10 % de la dose totale déposée.

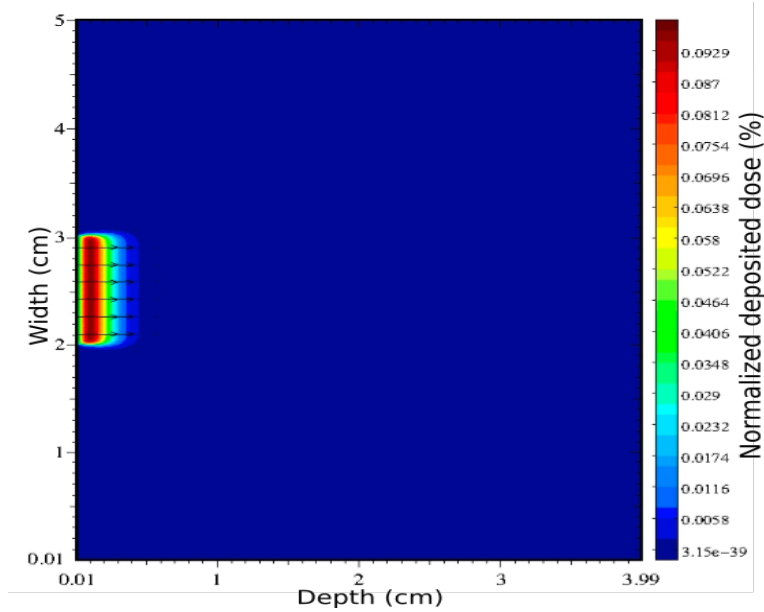


FIGURE 3.5 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie de 5.8 MeV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, calculés avec M_1 .

La figure 3.6 représente le dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie 3 MeV. Nous pouvons constater l'effet de la diffusion des électrons primaires à travers le fantôme traduite par une zone de dépôt d'énergie plus étendue et au maximum moins élevé, contribuant pour 1,5 % à la dose totale déposée. Le maximum du dépôt de dose

à 1,5 cm correspond à la perte d'énergie de 3 MeV des électrons primaires de 6 MeV. En analysant la section efficace différentielle intégrée sur les angles tracée sur la Figure 1.15, on peut observer que peu d'électrons secondaires sont créés avec une énergie aussi haute, correspondant à un petit nombre de collisions à grand angle entre les électrons primaires et du milieu traversé. C'est donc le faisceau d'électrons primaires diffusé que nous observons à cette énergie, et qui définit la forme finale du dépôt de dose. L'élargissement du profil de dose en dehors de l'axe du faisceau est dû aux collisions élastiques que subissent les électrons dans le matériau. La valeur théorique pour la longueur de diffusion transverse du faisceau à cette énergie, donnée par (1.21) dans le chapitre 1, est égale à 0,74 cm, ce qui est en accord avec la valeur observée sur cette figure.

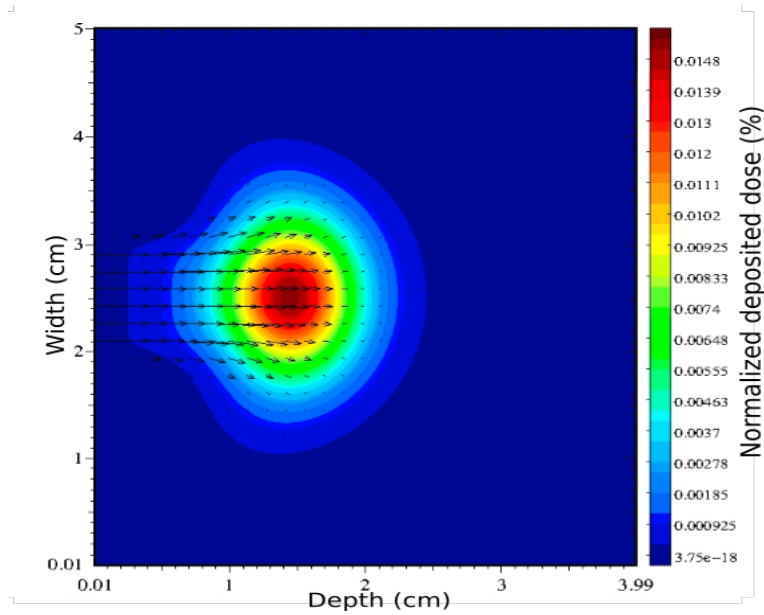


FIGURE 3.6 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie de 3.1 MeV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, calculés avec M_1 .

La figure 3.7 représente le dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie 1 MeV. Les électrons primaires continuent d'être diffusés dans le fantôme, atteignant des énergies de plus en plus basses. L'influence de la contribution des électrons secondaires créés par collisions élastiques des électrons primaires avec ceux des atomes d'eau commence à être observable, notamment en entrée du faisceau, bien que leur nombre reste minoritaire. La diffusion transverse théorique est égale à 1,47 cm pour une perte d'énergie de 6 à 1 MeV, ce qui une fois de plus se vérifie avec cette simulation.

Enfin, le dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie 100 keV est tracé sur la figure 3.8. Les électrons de faibles énergies résultent des collisions du faisceau d'électrons primaires avec la matière, et s'arrêtent directement dans l'eau étant donné leur très faible libre parcours, de l'ordre de 0.1 mm, expliquant leur présence tout au

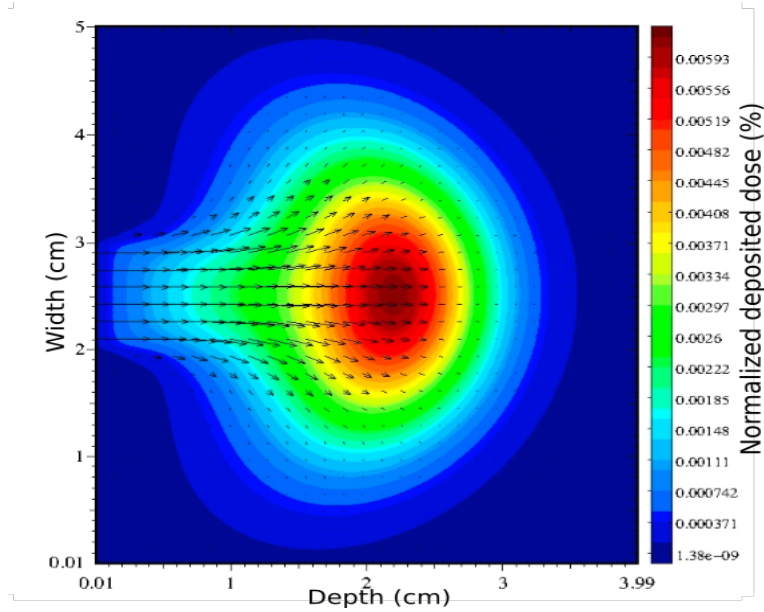


FIGURE 3.7 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie de 1 MeV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, calculés avec M_1 .

long de la propagation de ce faisceau. Ils sont responsables d'un faible pourcentage de la dose déposée, quoique supérieure à celle du groupe d'énergie de 1 MeV, et ce sur une zone plus étendue compte tenu de leur présence sur une grande partie du domaine de simulation. Cette grande présence est expliquée lorsque l'on observe la section efficace de collisions inélastiques des électrons intégrée sur les angles comme indiqué sur la figure 1.15 : celle-ci est en effet très piquée aux basses énergies, correspondant donc à une création préférentielle d'électrons de basse énergie. Ces derniers sont donc produits lors des collisions inélastiques à faible angle d'incidence lors de la propagation des électrons primaires à travers la matière. Ces électrons de basse énergie sont responsables au maximum d'environ 1,7 % de la dose totale déposée dans l'eau par un faisceau d'électrons de 6 MeV.

3.2.2 Champ magnétique orthogonal à la propagation du faisceau d'électrons dans l'air

Pour observer le rayon de giration des électrons sous l'action d'un champ magnétique, nous avons simulé la propagation du faisceau d'électrons monoénergétique de 6 MeV à travers un fantôme numérique d'air de densité 0.001 g/cm^3 , avec un champ magnétique externe orthogonal d'amplitude 1 T. Pour rappel, l'expression du rayon de giration ou de Larmor, autrement dit le rayon de la trajectoire circulaire d'un électron soumis à la force de Lorentz est :

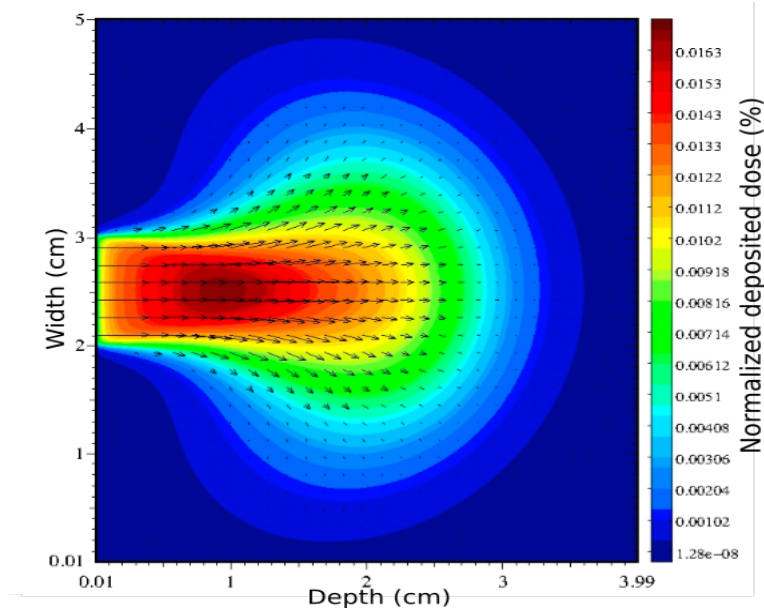


FIGURE 3.8 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, calculés avec M_1 .

$$r_L = \frac{m_e c \beta_{\perp} \gamma_{\perp}}{qB}. \quad (3.1)$$

L'air étant un milieu peu collisionnel, nous pouvons avoir une bonne appréciation du rayon de giration des électrons lors de leur propagation. Sur la figure 3.9, deux groupes d'énergie sont représentés : le groupe d'électrons d'énergie 6 MeV à gauche, et celui d'énergie 5,87 MeV à droite. Bien que très proches en valeur, nous remarquons que la dose déposée relative change drastiquement, le maximum pour le groupe de 6 MeV étant à 78 % de la dose déposée, contre 0,065 % pour le groupe de 5,87 MeV. Cette différence vient du fait que l'air est un milieu très peu collisionnel, ainsi une très petite partie de l'énergie des électrons primaires est perdue lors de leur propagation à travers ce milieu. Ce milieu peu collisionnel amène aussi à un profil de la dose déposée très différent de celui présenté en figure 3.5 dans la section précédente : la densité du matériau traversé joue en effet un grand rôle sur le parcours des électrons primaires, et ceux-ci perdent cette fois-ci 200 keV en moyenne sur une distance de 10 cm, expliquant le maximum observé en fin de dépôt de la figure représentant les électrons de 5,87 keV. Nous pouvons ainsi évaluer le rayon relativiste de Larmor ayant une valeur moyenne de 2,2 cm pour l'énergie des électrons égale à 6 MeV, cette valeur-ci étant de 2,16 cm théoriquement, les résultats obtenus reproduisent le comportement attendu.

La figure 3.10 nous montre deux groupes d'énergie inférieurs aux précédents : 3,67 MeV à gauche et 100 keV à droite. Le premier, bien que déposant très peu d'énergie dans le milieu, montre tout de même un comportement intéressant : deux populations de la même énergie se déplacent à travers le fantôme. Un schéma du comportement de ces

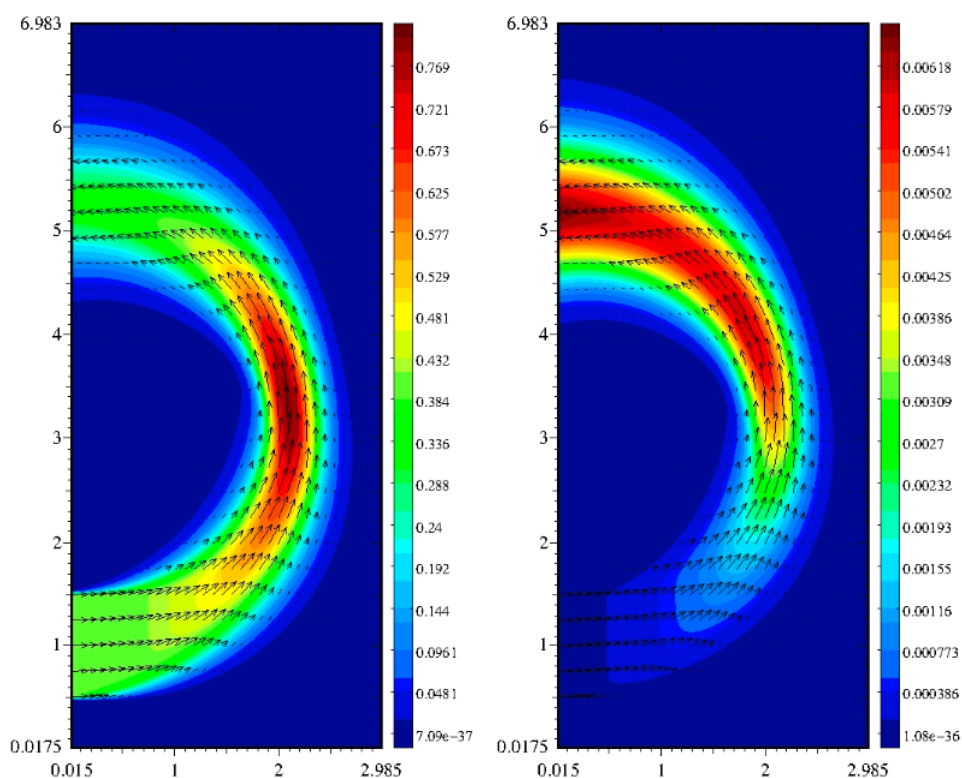


FIGURE 3.9 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons, calculés avec M_1 , et appartenant au groupe d'énergie de 5.93 MeV (gauche) et de 5.87 MeV (droite) lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T calculé avec M_1 .

deux populations est représenté sur la figure 3.11 : la première, sortant du fantôme en $y = 4$ cm, correspond aux électrons secondaires créés à proximité de l'endroit où le faisceau d'électrons entre dans le fantôme d'air. On peut évaluer le rayon de giration de ces électrons égal à 1,5 cm, valeur une nouvelle fois proche de la valeur théorique de 1,37 cm. Quant à la seconde population, elle est créée plus loin dans le fantôme, proche de l'endroit où le maximum de dose déposée est situé pour les électrons de haute énergie. Ainsi, elle finit son parcours en suivant la trajectoire du faisceau primaire d'électrons, leur rayon de Larmor étant à peu près égal au parcours des électrons de 6 MeV. On en tire une condition de succès de la modélisation du transport des électrons sous influence d'un champ magnétique : la largeur du faisceau élémentaire doit être plus petite que le rayon de Larmor pour que les électrons de même énergie ne se propagent pas dans différentes directions. Enfin, on peut remarquer que ce groupe d'électrons a un effet très faible sur le dépôt de dose total de ce faisceau d'électrons, en effet le maximum de dose déposée pour ce groupe en énergie est à $3.10^{-4}\%$ de la dose totale déposée dans ce milieu.

Le groupe d'électrons d'énergie 100 keV présente un comportement analogue au cas précédent, dans l'eau et sans champ magnétique : ces électrons sont générés par les collisions à faible angle des électrons de haute énergie tout le long de leur propagation, et leur faible énergie fait qu'ils s'arrêtent directement à l'endroit où ils ont été créés. Le rayon de Larmor d'électrons de cette énergie, pour un champ magnétique de 1 T, est de 1,12 millimètres, leur déviation due au champ magnétique n'est donc pas perceptible sur ce diagnostic puisque le maillage est de dimension proche de ce rayon de giration. Ils sont responsables au maximum de 10 % de la dose totale déposée par ce faisceau dans le milieu. Cette analyse met en lumière que la résolution du maillage choisi doit être inférieure à la valeur du rayon de Larmor afin de modéliser correctement le transport des électrons en présence d'un champ magnétique.

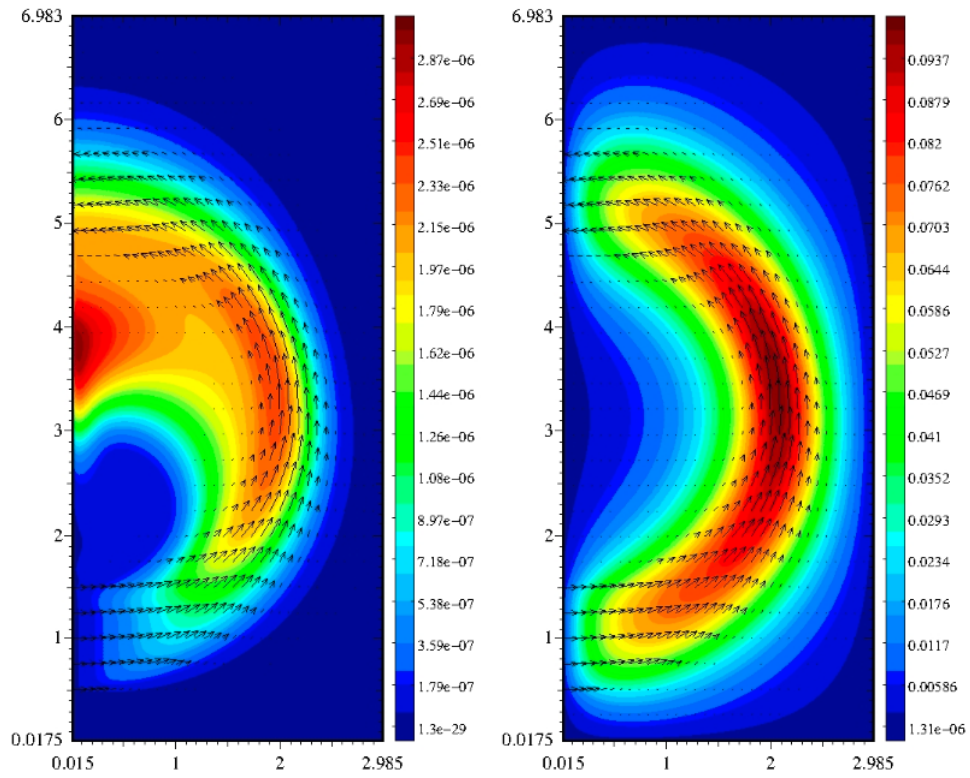


FIGURE 3.10 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons, calculés avec M_1 , appartenant au groupe d'énergie de 3,67 MeV (gauche) et de 100 keV (droite) lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1 .

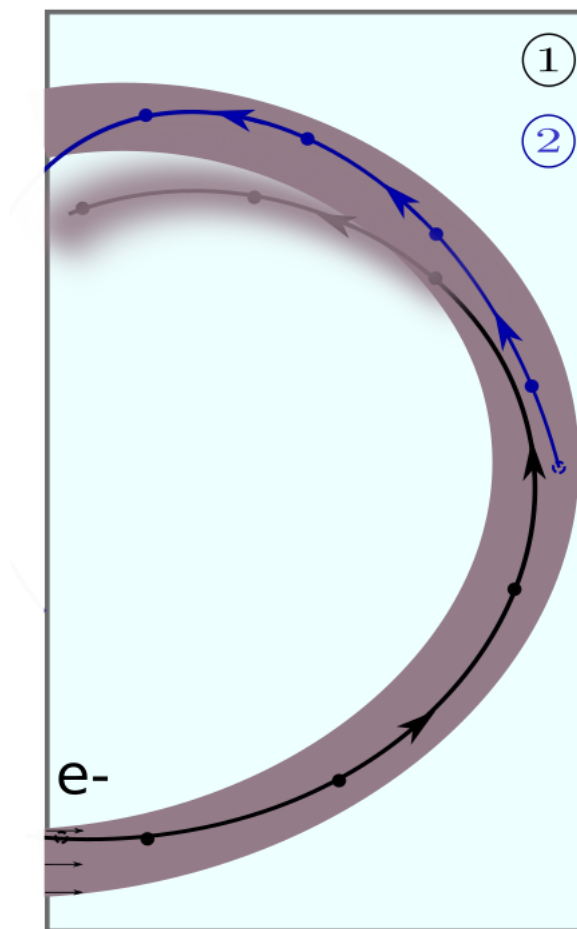


FIGURE 3.11 : Illustration qualitative de l'origine et du comportement des deux populations majoritaires d'électrons à 3,67 MeV. La population 1) est créée à proximité de l'entrée du fantôme et sort de celui-ci à une position correspondant à deux fois le rayon de Larmor. La 2) est créée dans la zone de dépôt de dose maximal du faisceau d'électrons et suit la trajectoire du faisceau.

Cette analyse nous a permis de vérifier les rayons de giration des électrons rendus par le modèle M_1 par rapport à leurs valeurs théoriques en étudiant la propagation des électrons dans un milieu peu collisionnel. En plus de confirmer le bon accord de nos simulations avec la théorie, d'autres observations ont émergé de cette analyse : la profondeur de pénétration est limitée par le rayon de Larmor et la résolution du maillage en espace doit être choisie de sorte à être inférieure au rayon de giration des électrons à l'énergie de coupure.

3.2.3 Champ magnétique orthogonal à la propagation du faisceau d'électrons dans l'eau

L'action d'un champ magnétique a pour effet de faire tourner l'ensemble du faisceau d'électrons autour de l'axe d'orientation du champ magnétique. Une analyse par groupe

d'énergie permet d'observer a priori la variation du rayon de giration selon l'énergie considérée. Nous étudions les mêmes groupes d'énergie qu'auparavant, pour les mêmes faisceau et géométrie, excepté que cette fois, nous incluons un champ magnétique externe d'amplitude 1 T, orienté selon l'axe orthogonal au plan d'étude. La figure 3.12 représente le dépôt de dose relatif des électrons appartenant au groupe d'énergie 5.8 MeV, et ne présente que peu de différences comparé au cas sans champ magnétique. Pour ce groupe en énergie, le rayon de Larmor étant de 2,15 cm, on n'observe aucune rotation dans le dépôt d'énergie. Le maximum de la dose déposée par ce groupe d'énergie a une valeur de 7,2 % de la dose déposée au total.

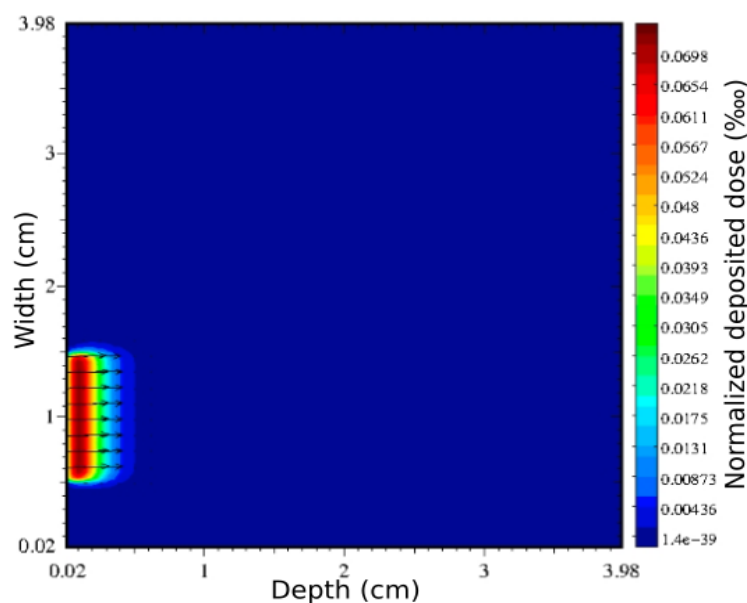


FIGURE 3.12 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons calculés avec M_1 et appartenant au groupe d'énergie de 5.8 MeV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T.

La figure 3.13 représente le dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie 3 MeV. En plus de l'effet de la diffusion des électrons à travers le fantôme, nous pouvons observer leur rotation autour de l'axe z qui est due à l'action du champ magnétique externe. L'analyse de la valeur du rayon de giration est cependant compliquée par le fait que l'effet de rotation dû à la force de Lorentz est couplé à la perte d'énergie et diffusion angulaire causée par les collisions élastiques et inélastiques avec les électrons du milieu, ce qui est la raison pour laquelle nous avons effectué le même type d'analyses dans l'air dans la section précédente. La valeur maximale du dépôt de dose est de 1,2 % pour ce groupe d'énergie.

La figure 3.14 représente le dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie 1 MeV. Le rayon de giration diminuant au fur et à mesure que l'énergie des électrons

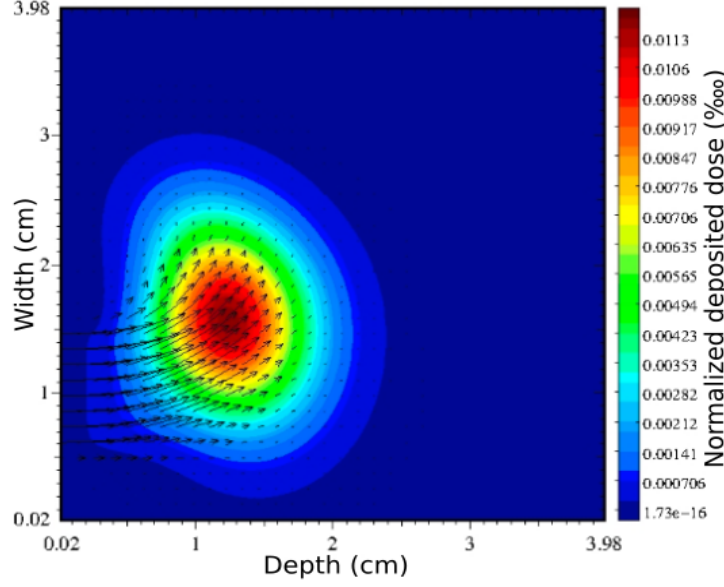


FIGURE 3.13 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons calculés avec M_1 appartenant au groupe d'énergie de 3 MeV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T.

baisse, on remarque que l'effet dû à la force de Lorentz est plus important lors de l'introduction du faisceau dans la matière, et de plus en plus faible au cours de la propagation du faisceau à travers la matière. Ce groupe en énergie dépose au maximum 0.55 % de la dose totale. L'énergie étudiée est la même que pour la figure 3.7 : il y a toujours une diffusion angulaire des électrons due à leurs collisions dans le matériau. Cependant, celle-ci est modifiée par l'action du champ magnétique puisque cette diffusion va être couplée à la déviation due à la force de Lorentz : très peu d'électrons déposent de l'énergie dans la zone située sous le faisceau, et une plus large zone est irradiée au-dessus.

Enfin, le dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie 100 keV est tracé sur la figure 3.15. À l'instar du cas sans champ magnétique, ces électrons sont créés tout le long du parcours du faisceau d'électrons au travers de la matière et déposent leur énergie sur place, ce qui est expliqué une fois encore par la section efficace intégrée sur les angles des collisions élastiques très piquée pour des électrons de basse énergie. La forme du dépôt correspond à la propagation du faisceau primaire d'électrons sous l'effet du champ magnétique externe, décrivant une spirale dans la matière. Le maximum de dépôt de dose est situé à une profondeur proche du cas sans champ magnétique (0,9 cm) correspondant à la fin de région de build-up attendu pour un faisceau d'énergie de 6 MeV dans l'eau, bien que décalée vers le haut du fantôme due à l'action de la force de Lorentz. La dose maximale déposée par ce groupe est une fois encore supérieure aux groupes d'énergie de 1 et 3 MeV, atteignant 1,9 % de la dose totale.

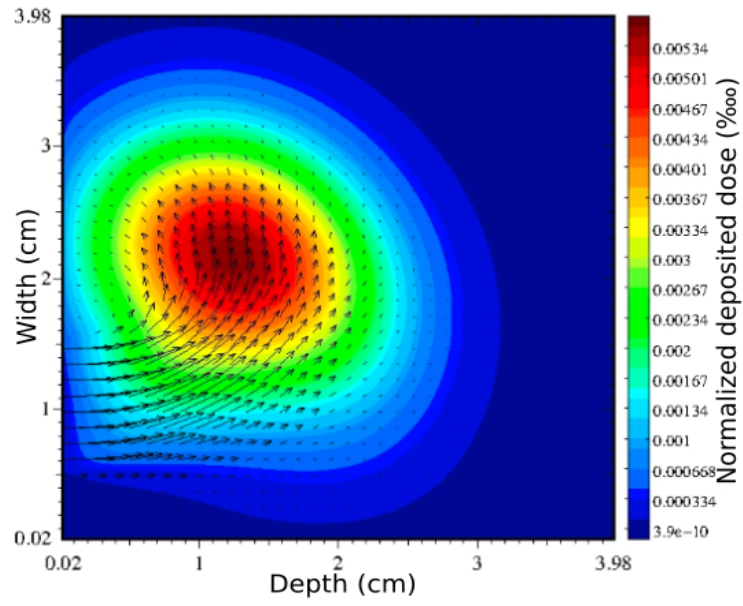


FIGURE 3.14 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons calculés avec M_1 et appartenant au groupe d'énergie de 1 MeV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T.

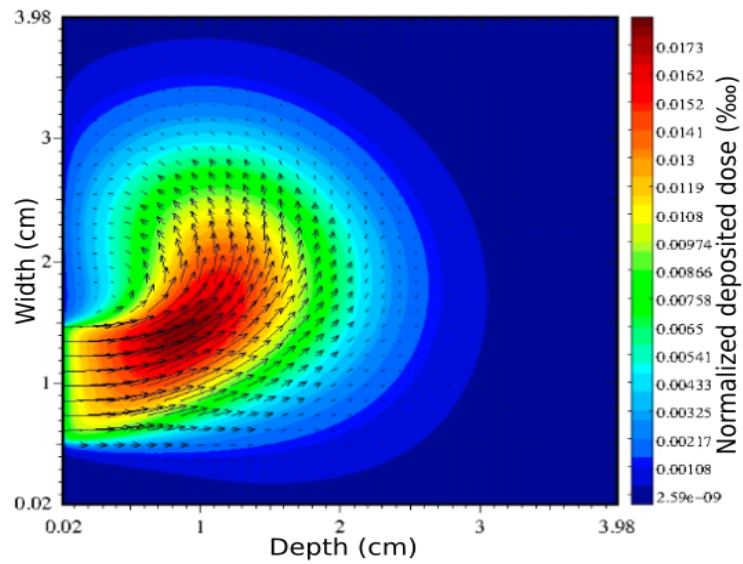


FIGURE 3.15 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons calculés avec M_1 et appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T.

Synthèse Le modèle M_1 est capable de calculer avec une excellente précision le transport et le dépôt d'énergie des électrons sous l'action d'un champ magnétique externe. Pour ce faire, il faut nécessairement que le maillage en espace soit plus petit que le rayon de Larmor des électrons à l'énergie de coupure choisie afin de résoudre de manière précise le comportement de l'ensemble des électrons secondaires créés. Cette énergie de coupure est par ailleurs choisie comme étant assez basse pour qu'un électron créé à cette énergie dépose toute son énergie dans une maille dans l'espace, définie précédemment. Nous avons donc choisi un maillage de voxels de $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$, pour une énergie de coupure de 100 keV pour laquelle les électrons ont 0,1 mm de libre parcours pour un rayon de Larmor de l'ordre du millimètre. Nous vérifions de même que les électrons tournent dans le sens déterminé par l'orientation du champ magnétique et que le rayon de giration est comparable à celui attendu théoriquement. Les valeurs relatives des doses déposées par rapport à celle déposée au total dépendent de la gamme en énergie considérée par rapport à l'énergie du faisceau primaire. Les électrons de haute énergie, c'est-à-dire de valeur proche de l'énergie d'entrée du faisceau, vont très rapidement perdre de l'énergie par le biais des collisions en entrée du fantôme et vont être responsables d'une dose déposée relativement importante dans cette zone. En collisionnant dans la matière, ces mêmes électrons primaires vont créer une myriade d'électrons secondaires de basse énergie (autour et inférieure à la centaine de keV), ceux-ci vont être responsables d'une très grande partie de la dose déposée dans le fantôme. Entre ces deux extrêmes se retrouvent les électrons primaires, qui perdent de l'énergie tout au long de leur parcours, et une partie des électrons secondaires créés par collisions. Ceux-ci sont certes moins influents au niveau de l'énergie totale déposée compte tenu de leur nombre minoritaire, mais sont les principaux vecteurs de la mise en forme du profil de la dose déposée dans le fantôme. Enfin, nous avons mis en lumière la nécessité de prendre un faisceau de largeur plus petite que le rayon de Larmor pour limiter le croisement de populations d'électrons de même énergie. La compréhension de ces différents comportements et la validation numérique du modèle M_1 par rapport aux électrons sont capitales afin d'appréhender la manière dont les électrons secondaires créés par la propagation d'un faisceau de photons vont se comporter lorsqu'un champ magnétique est exercé sur le milieu.

Chapitre 4

Effet de la force de Lorentz sur le dépôt de dose d'un faisceau de photons

Ce chapitre a pour but de consolider la validation de l'algorithme M_1 avec des faisceaux de photons. Ceux-ci, en se déplaçant, vont créer des électrons secondaires qui vont être les responsables du dépôt d'énergie dans le milieu, et leur comportement a été d'ores et déjà validé dans le chapitre précédent.

La validation de l'algorithme M_1 en présence de champs magnétiques pour des faisceaux de photons a été menée sous deux angles différents : d'une part via une comparaison avec FLUKA, d'autre part à travers la reproduction de résultats de mesures réalisées sur des fantômes réels d'eau et de poumon, irradiés par un accélérateur Clinac à l'institut Bergonié.

Les comparaisons code à code ont été effectuées entre l'algorithme M_1 et le code Monte-Carlo FLUKA [67]-[68]. Nous avons choisi de calculer la propagation et le dépôt de dose de faisceaux de photons monoénergétiques d'énergie 6 MeV, qui est l'énergie maximale obtenues sur un spectre Bremsstrahlung de 6 MV. Ces énergies correspondent aux régimes où la création d'électrons secondaires via effet Compton et création de paires respectivement sont dominants comparés aux autres processus. Nous avons aussi calculé les dépôts de dose de faisceaux de photons réalistes dont la distribution en énergie est un spectre Bremsstrahlung de 6 MV équivalent à celui en sortie d'un accélérateur utilisé en milieu clinique.

Concernant les cibles utilisées, nous étudions la propagation de ces faisceaux d'abord dans un fantôme d'eau numérique homogène, puis de poumon et d'os homogènes. Ensuite, nous introduisons des cas hétérogènes, typiquement avec inclusion d'une hétérogénéité de poumon dont la densité est égale à 0.3 g/cm^3 dans un fantôme d'eau, test inspiré des articles de Fogliata et al. [42]

Le champ, à chaque simulation, est orienté dans une direction différente en utilisant toutes

les directions par rapport à la direction du faisceau, avec une analyse plus poussée lorsque le champ est perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau. Nous avons testé des cas avec des valeurs différentes de champs magnétiques, variant entre 0.35 T, 0.5 T, 1 T, et 1.5 T, afin de mieux appréhender les effets de la force de Lorentz sur la déviation des électrons. Les deux valeurs extrêmes de champ correspondent à des installations existantes. En effet, la société Elekta propose un IRM-linac qui applique un champ magnétique de 1.5 T, tandis que la société Viewray® avec son installation MRIdian utilise un champ magnétique de 0.35 T.

Concernant les paramètres numériques, nous avons choisi de garder les mêmes que ceux utilisés pour les faisceaux d'électrons du chapitre précédent, sauf indication contraire. Pour rappel, nous utilisons un maillage en espace constitué de voxels de dimension constante et égale à $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ pour les électrons et les photons et un maillage en énergie de 80 pas linéaires pour les deux types de particules entre l'énergie maximale du faisceau et l'énergie de cutoff de 100 keV. Les calculs M-C simulent les trajectoires de 1×10^9 particules primaires. Certains cas ont demandé un maillage en espace plus élevé pour améliorer la convergence du résultat, ou plus de particules pour réduire le bruit statistique dans les calculs M-C (par exemple dans l'air). Les modifications de ces paramètres numériques seront spécifiés en début des sections où elles sont nécessaires.

4.1 Comparaisons numériques entre M_1 et le code M-C FLUKA

4.1.1 Distribution de dose à travers un fantôme homogène d'eau, avec et sans champ magnétique

Le premier test de cette série consiste à vérifier la bonne prise en compte de la propagation d'un faisceau de photons à travers un fantôme d'eau par le modèle M_1 . La figure 4.1 représente la comparaison entre notre modèle et le code M-C FLUKA du dépôt de dose induit par la propagation d'un faisceau monoénergétique de photons de 6 MeV et de dimension $3 \times 3 \text{ cm}^2$, avec le Gamma Index avec comme paramètre limitant 3%/3 mm. La totalité des points évalués passent ce test avec succès, avec un maximum à 0.806 situé à une profondeur de 20 cm, proche de la sortie du fantôme. Cette légère différence augmentant avec la profondeur de la propagation vient d'une légère diffusion du faisceau induite par le modèle.

La figure 4.2 présente l'effet d'un champ magnétique externe d'amplitude 1 T et orienté de manière orthogonale au plan d'étude et à l'axe du faisceau de photons est appliqué. Le champ magnétique induit un déplacement vertical (dans le sens des y positifs) du profil de la dose déposée dans l'eau, dû à l'action de la force de Lorentz sur les électrons

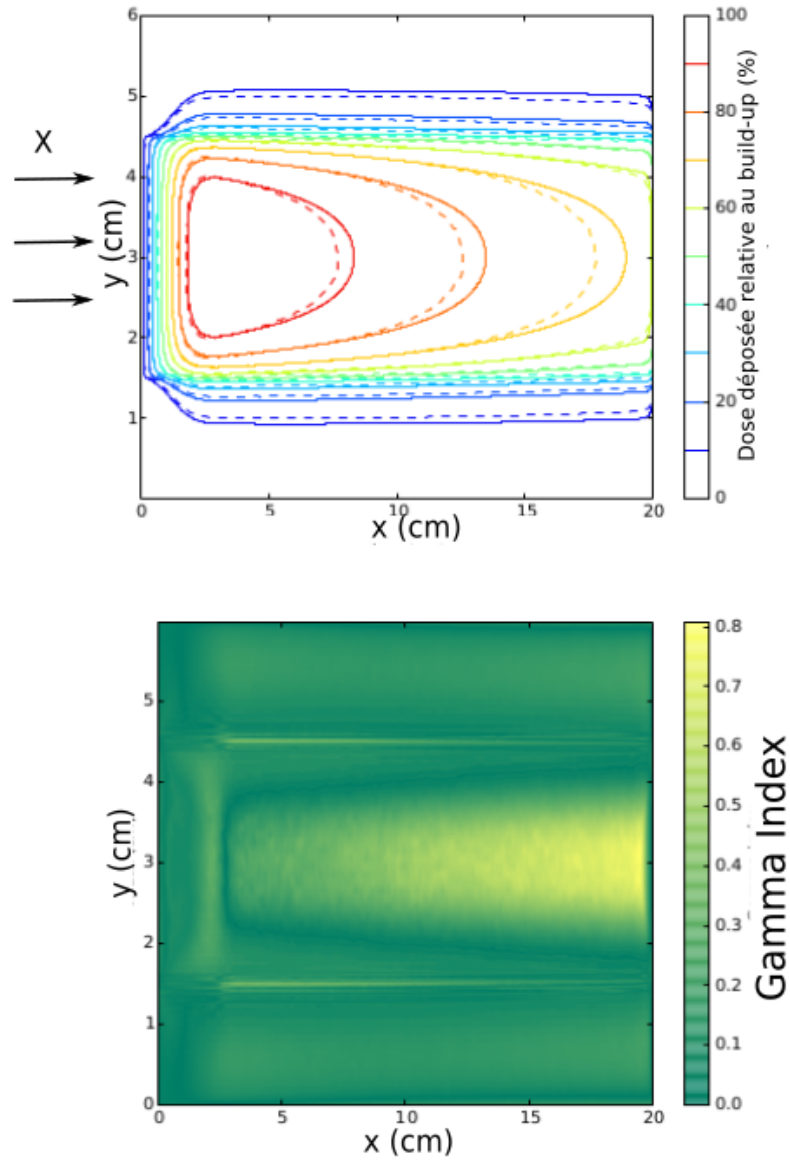


FIGURE 4.1 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) d'un faisceau monoénergétique de photons de 6 MeV à travers un fantôme d'eau. Les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

secondaires créés principalement par effet Compton. Elle augmente donc la diffusion des électrons dans le sens des y positifs, et la diminue grandement dans l'autre direction. Une fois encore, nous constatons un très bon accord entre ces deux calculs, avec un maximum de Gamma Index à 0.55. L'accord est meilleur avec champ magnétique parce que l'erreur située en fin de dépôt est réduite par le déplacement des électrons par la force de Lorentz, moyennant ainsi l'erreur systématique en cet endroit.

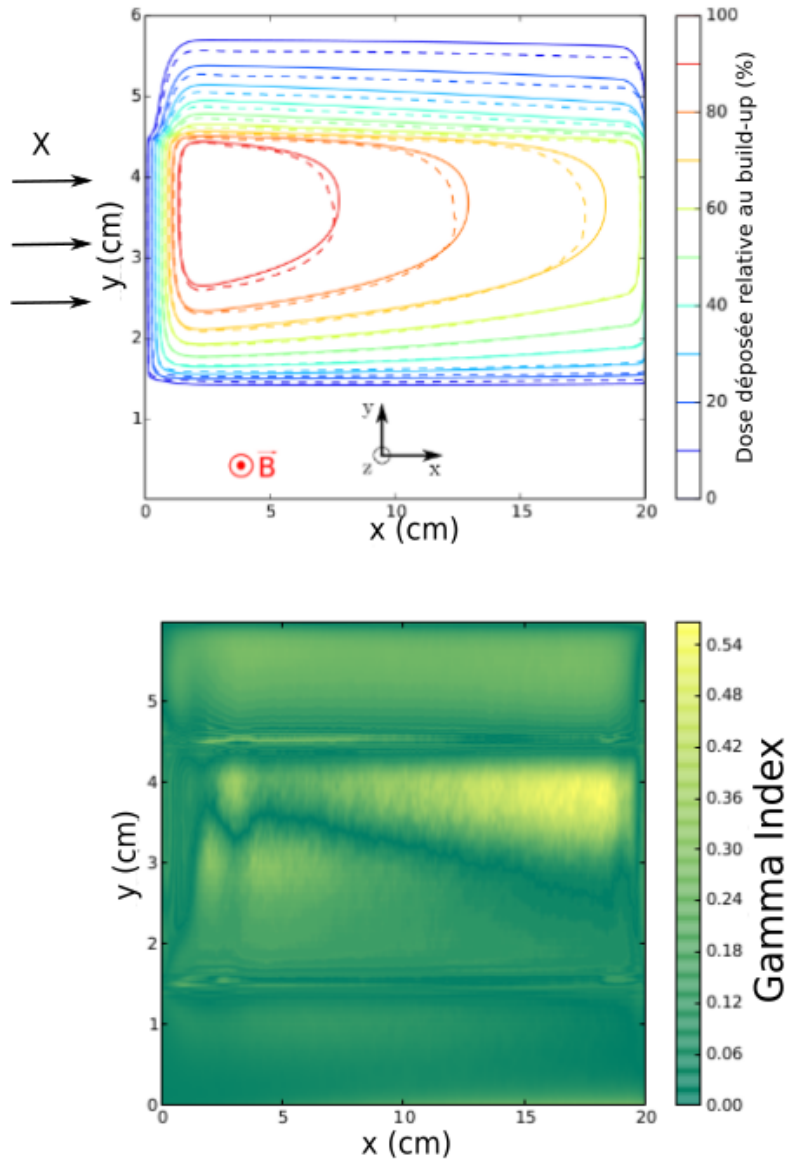


FIGURE 4.2 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons d'énergie 6 MeV à travers un fantôme d'eau, soumis à un champ magnétique de 1 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

4.1.2 Distribution de dose à travers un fantôme homogène d'eau d'un faisceau de photons 6 MV

Le modèle M_1 a la possibilité d'initialiser des faisceaux de particules ayant des distributions d'énergie initiale autre que monoénergétique. Dans la figure 4.3, nous représentons la carte de distribution de dose et le gamma index associé d'un faisceau de photons dont l'énergie est distribuée selon un spectre Bremsstrahlung issus d'électrons soumis à une tension électrique de 6 MV, à la manière des faisceaux de photons sortant d'accélérateurs linéaires et dont un exemple est donné en figure 1.10. Nous avons choisi de lui donner une dimension de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et de le rendre monodirectionnel, ainsi que de passer à un maillage en énergie logarithmique de 50 pas en énergie, afin d'obtenir une meilleure résolution de la partie basse énergie du spectre. Comparé à la figure 4.1, le maximum de build-up arrive moins en profondeur puisque l'énergie moyenne des photons est bien plus basse. Le dépôt de dose diminue aussi plus vite avec la profondeur à cause de cette différence d'énergie. L'accord entre les deux simulations est une fois encore très bon avec un accord à 99,97 % selon le gamma index, seuls quelques points sur les bords du faisceau proches de l'entrée ne remplissent pas le critère du gamma index à cause de la forte variation du gradient de dose en ces endroits.

4.1.3 Distribution de dose à travers un fantôme homogène d'os, sans champ magnétique

Le modèle M_1 nous permettant d'inclure la véritable densité et composition chimique des matériaux utilisés et d'obtenir un diagnostic type 'dose-to-medium', nous pouvons effectuer des comparaisons avec FLUKA pour des cas homogènes de matériaux différents de l'eau. Ces tests nous permettront de valider en amont notre code pour différentes compositions chimiques et densités, par rapport aux comparaisons en milieu hétérogènes effectués dans les sections suivantes. La figure 4.4 représente le dépôt de dose du même faisceau de photons que dans les cas précédents, à travers un fantôme d'os compact, de densité $1,85 \text{ g/cm}^3$, de composition chimique tirée de l'ICRU : 6,398 % H, 27,8 % C, 2,7 % N, 41 % O, 0,2 % Mg, 7 % P, 0,2 % S et 14,7 % Ca et de dimension $20 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$. Ce diagnostic est une fois de plus accompagné du Gamma Index associé aux deux codes, pour le paramètre 3 %/3 mm. Les zones délimitées par les différentes isodoses font montre d'un dépôt de dose plus concentré sur l'axe du faisceau au travers du fantôme compte tenu de la densité plus élevée du milieu comparé à l'eau, faisant de l'os un milieu moins diffusif où les électrons déposent leur énergie plus vite. Les résultats du modèle M_1 sont en très bonne adéquation avec ceux de FLUKA, le Gamma Index entre ces codes ayant une valeur maximale de 0,74 pour le paramètre choisi.

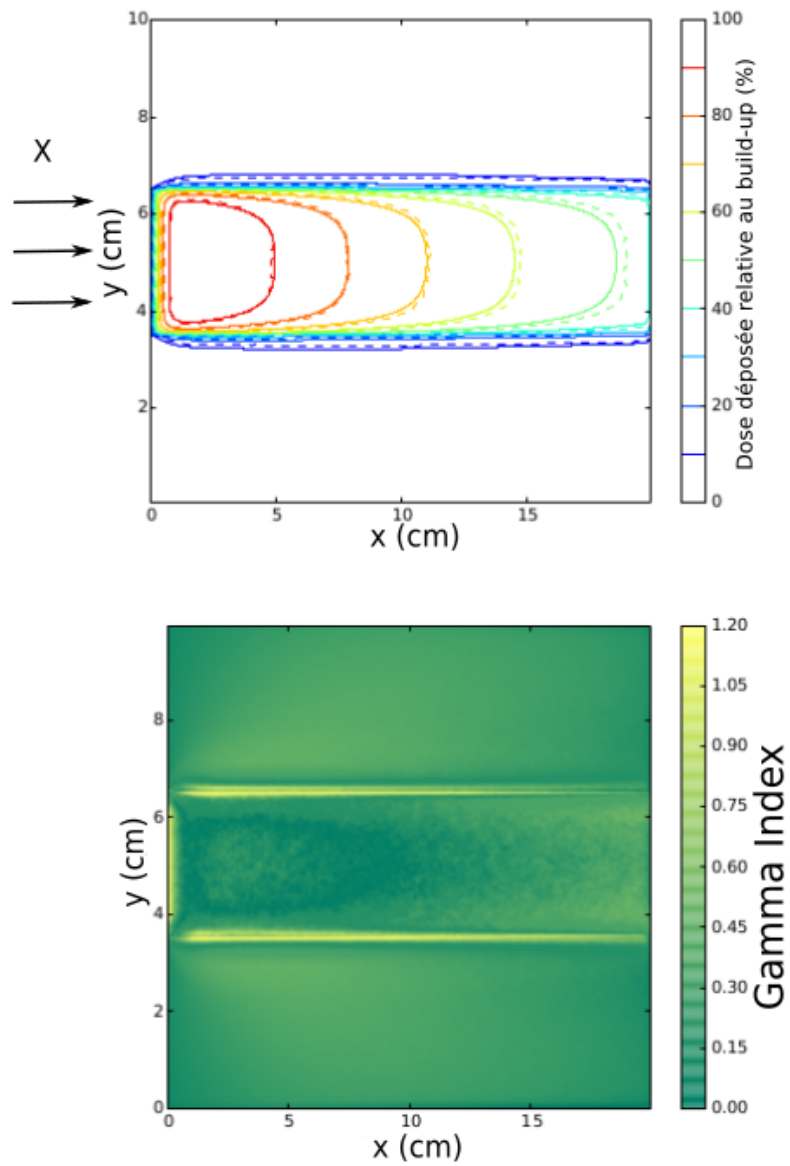


FIGURE 4.3 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons issus d'un spectre Bremsstrahlung d'électrons à 6 MeV à travers un fantôme d'eau - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

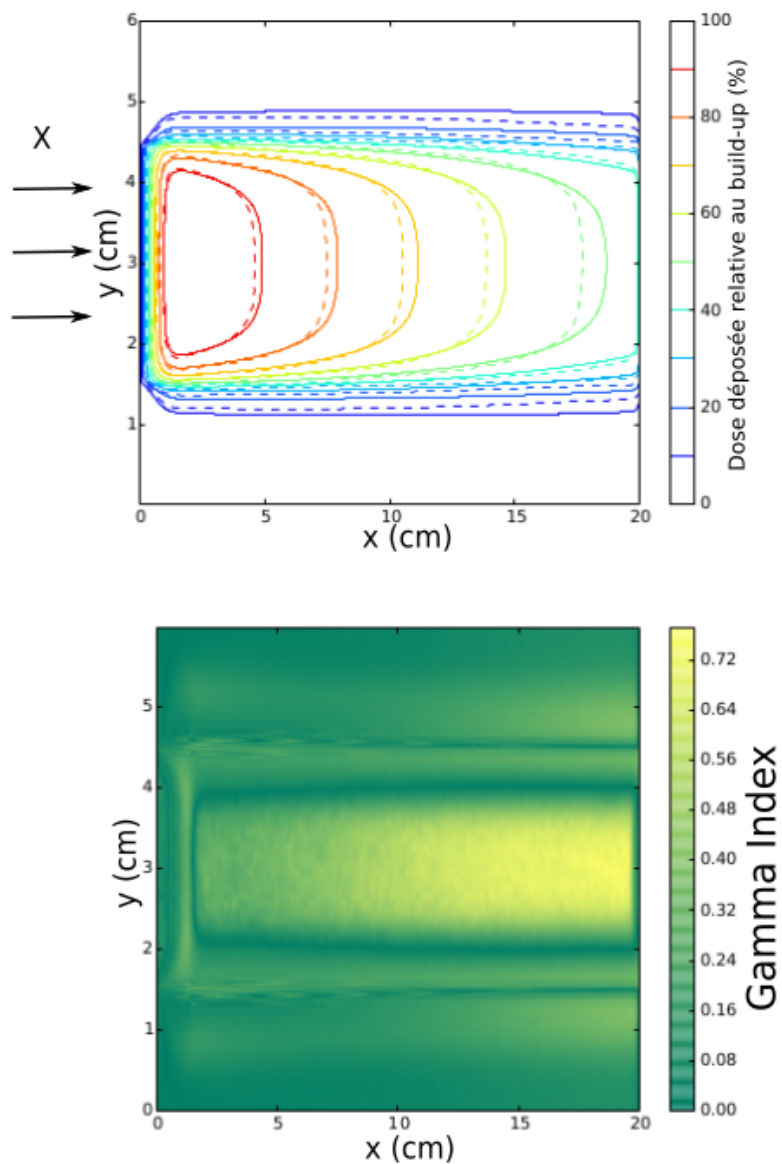


FIGURE 4.4 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons issus d'un spectre Bremsstrahlung d'électrons à 6 MeV à travers un fantôme d'os - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

4.1.4 Distribution de dose à travers un fantôme homogène de poumon, sans champ magnétique

Dans la continuité de la section précédente, nous effectuons une comparaison code à code dans un milieu cette fois-ci moins dense que l'eau, le poumon. Nous avons choisi de simuler la propagation du faisceau de photons au travers d'un fantôme numérique de poumon, de densité $0,31 \text{ g/cm}^3$, de composition chimique : 8,33 % H, 60,08 % C, 2,73 % N, 23,04 % O, 4,8 % Mg et 1,02 % Cl (encore une fois issue des tables de l'ICRU) et de dimension $20 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$. Nous représentons sur la figure 4.5 la comparaison des dépôts de dose calculés avec M_1 et FLUKA et le Gamma Index associé à ces simulations. Les électrons secondaires créés par effet Compton (et dans une moindre mesure, par création de paires et effet photoélectrique), se propagent dans un milieu plus diffusif que l'eau car moins dense. La diffusion angulaire et le libre parcours plus élevé des électrons dans ce milieu mène à l'élargissement du profil de dose dans ce fantôme comparé à ce qu'il est dans l'eau par exemple. Pour la même raison, le profil de la dose déposée proche de l'axe de propagation est 'étendu' comparé à celui dans l'eau, atteignant le sommet de son build-up plus profondément, et la dose déposée décroît plus lentement après le build-up que dans l'eau due à cette diffusion. Le diagnostic Gamma Index présente encore une fois un très bon accord entre les deux simulations, le maximum étant à 0,56.

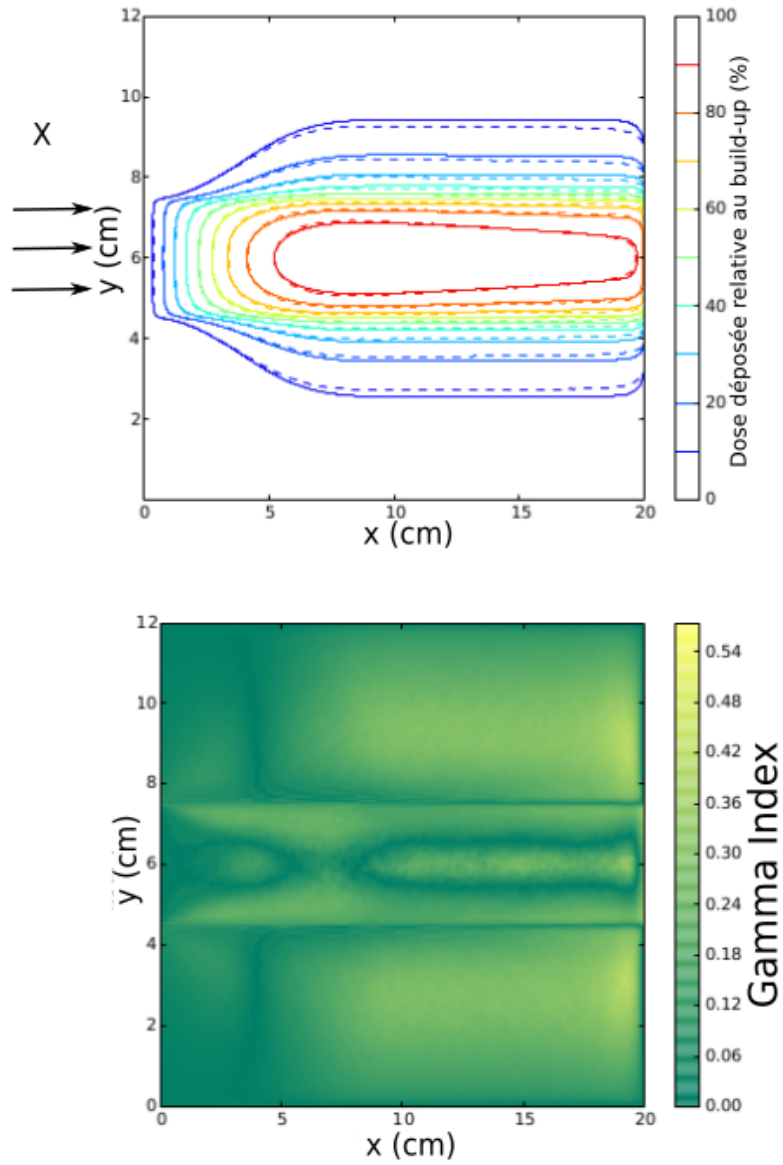


FIGURE 4.5 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) d'un faisceau de photons issu d'un spectre Bremsstrahlung d'électrons à 6 MeV à travers un fantôme de poumon. Les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

À titre de comparaison est donné en figure 4.6 la comparaison des doses sur l'axe du faisceau de photons, dans les trois matériaux homogènes étudiés. Plus la densité est élevée, plus l'absorption des photons va être rapide, menant à un maximum du build-up plus proche de l'entrée du fantôme, et à une décroissance plus rapide de la dose déposée dans le fantôme après build-up. En fin de dépôt, la décroissance observée aux conditions de bords absorbants de M_1 .

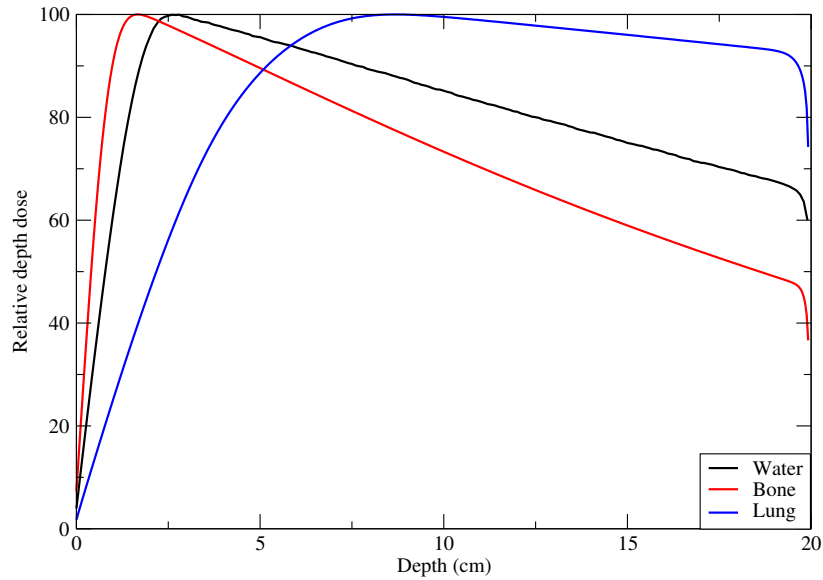


FIGURE 4.6 : Dépôt de dose à l'axe du faisceau de photons pour un fantôme d'eau (courbe noire), d'os (courbe rouge) et de poumon (courbe bleue).

4.1.5 Distribution de dose à travers un composition hétérogène d'eau et de poumon, avec et sans champ magnétique

L'étape suivante de notre validation est le passage au travers d'une hétérogénéité de densité plus faible, afin de valider plus avant notre modèle pour différentes densités et compositions chimiques, mais aussi d'étudier les effets d'un champ magnétique sur la propagation des électrons secondaires lors du passage au travers des interfaces entre densités. La figure 4.8 nous présente la carte de dépôt de dose pour la configuration de la figure 4.7, correspondant à une combinaison fantôme d'eau, puis insert de poumon, puis d'un dernier fantôme d'eau. Le faisceau simulé est un faisceau de photons monoénergétique de 6 MeV, et de dimension $3 \times 6 \text{ cm}^2$. Associée à ces cartes, des coupes effectuées sur l'axe du faisceau (c'est à dire en $y=3$) et en trois profondeurs différentes ($x = 2,5 \text{ cm}$, 10 cm et $17,5 \text{ cm}$) sont représentées en figure 4.10 pour mieux apprécier l'accord entre les deux simulations. Nous remarquons que la dose déposée est inférieure à celle dans l'eau et le profil de la dose déposée est plus diffusé dans le poumon, celui-ci a une densité de 0,3

g/cm^3 et les électrons se propageant au travers du poumon ont un plus grand libre parcours moyen, c'est à dire moins de collisions avec les atomes/électrons du milieu et donc moins de dépôt d'énergie, expliquant ces différences. Une nouvelle fois, le Gamma Index à 3%/3 mm nous montre un excellent accord entre les deux simulations, le maximum étant à 0.654 (Figure 4.9)

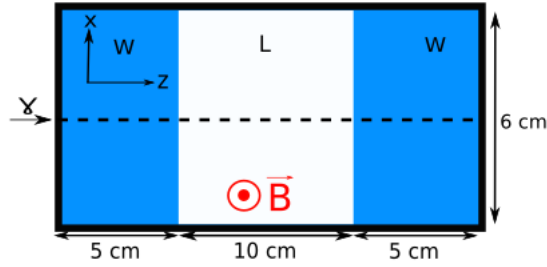


FIGURE 4.7 : Illustration du fantôme utilisé pour les simulations suivantes. Ce fantôme est hétérogène et consiste en un insert de poumon de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ situé entre deux fantômes d'eau de $10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$. Le faisceau de photons entre en $x = 3 \text{ cm}$ et se propage selon la direction définie par z , le champ magnétique est dirigé perpendiculairement au plan dans le sens positif.

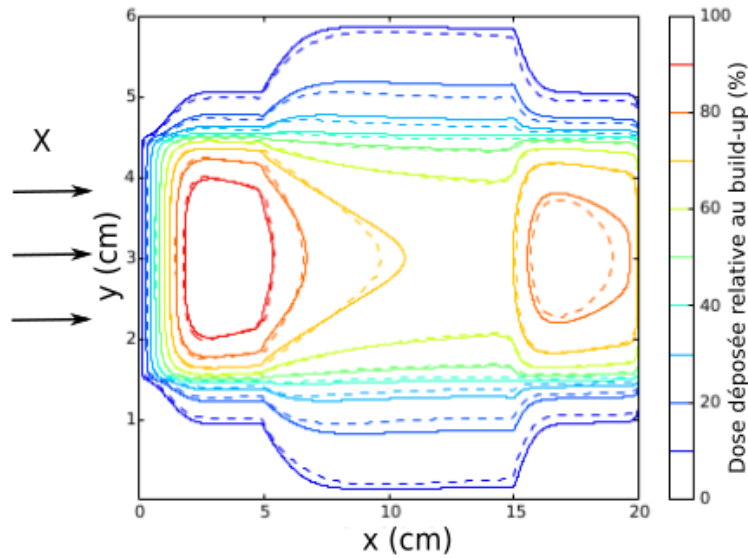


FIGURE 4.8 : Dépôt de dose d'un faisceau monoénergétique de photons de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon. Les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

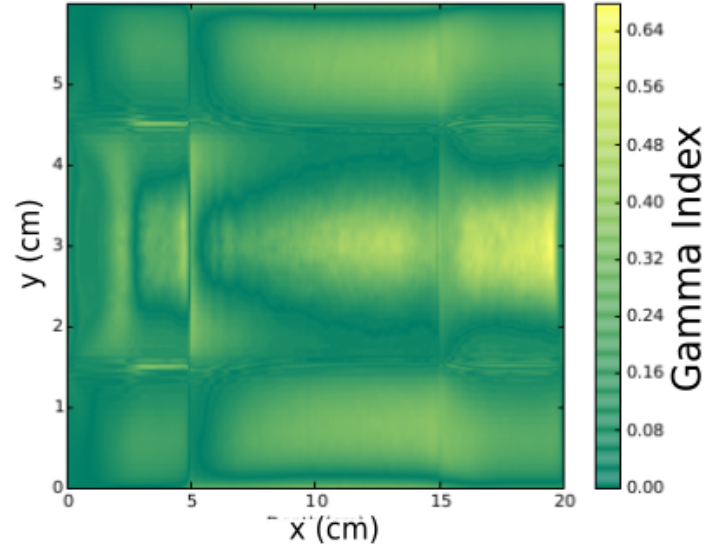


FIGURE 4.9 : Gamma Index avec critère de validation 3%/3 mm lié aux simulations M_1 et FLUKA du dépôt de dose du faisceau de photons de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon.

La figure 4.11 représente la carte de dépôt de dose du même faisceau, qui rentre cette fois-ci en $y = 5$ cm, la dimension des fantômes ont changé pour une largeur de 10 cm (au lieu de 6 cm) mais sont organisés selon la même disposition que le cas précédent. Le champ magnétique est d'amplitude 1 T et orthogonal au plan d'étude. Le Gamma Index de ces deux simulations avec le paramètre 3%/3 mm est aussi présenté sur cette figure. Les coupes sont effectuées aux mêmes endroits que précédemment, sur la figure 4.12. On remarque de nombreux effets dus à l'action du champ magnétique : le dépôt d'énergie est décalé vers le haut dû à l'effet de la force de Lorentz sur les électrons secondaires créés lors de la propagation du faisceau de photons, et des zones discontinues de dépôt se créent proche des interfaces entre les différentes densités. En comparaison avec la figure 4.8, la dose à l'interface eau/poumon augmente jusqu'à atteindre un maximum de 120%, et celle à l'interface poumon/eau décroît pour atteindre un minimum de 44 %. Le Gamma Index calculé par rapport à ces deux simulations est validé pour 99,84 % des points évalués, correspondant à un très bon accord entre le modèle M_1 et FLUKA.

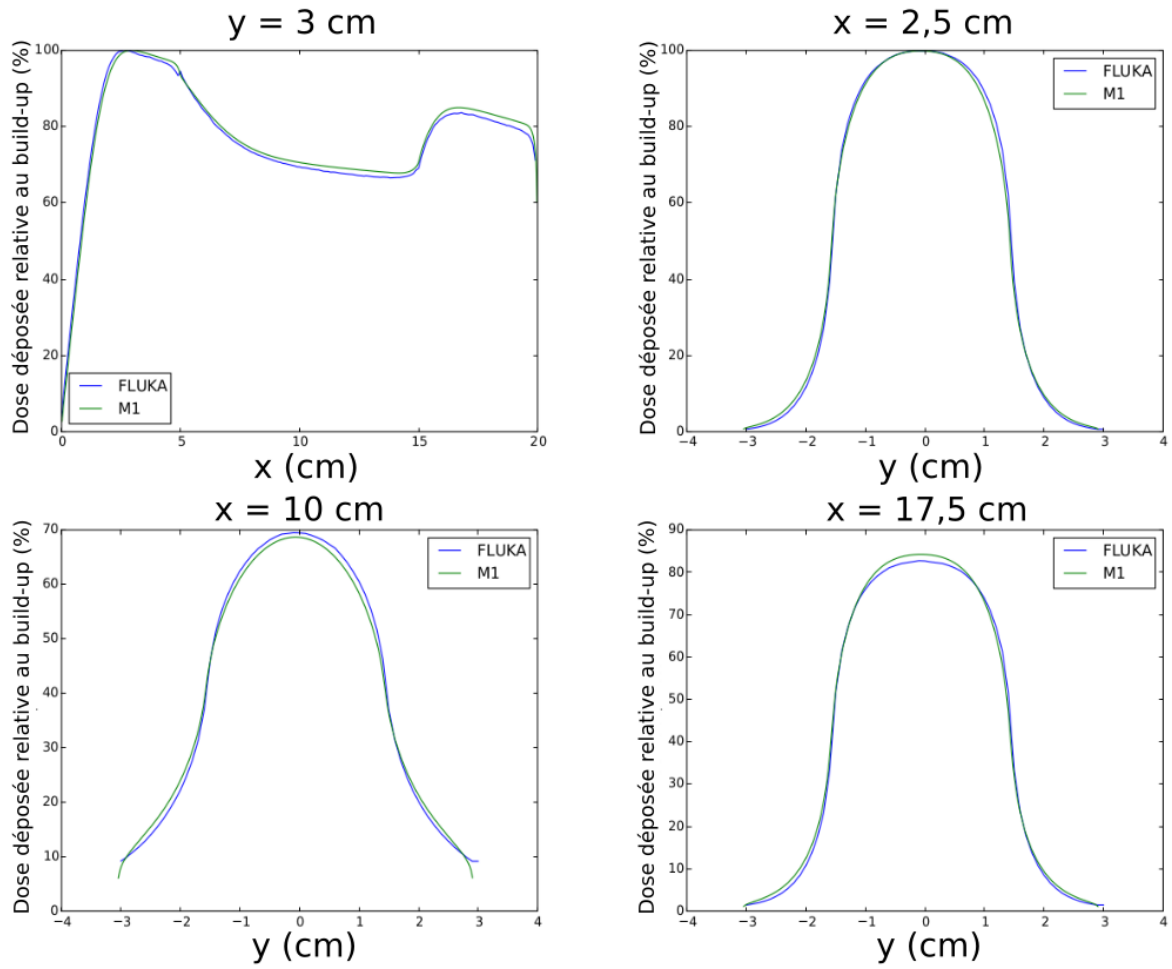


FIGURE 4.10 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.10 à l'axe du faisceau, en $y = 3$ cm. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.10 à la profondeur $x = 2,5$ cm. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.10 à la profondeur $x = 10$ cm. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.10 à la profondeur $x = 17,5$ cm. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

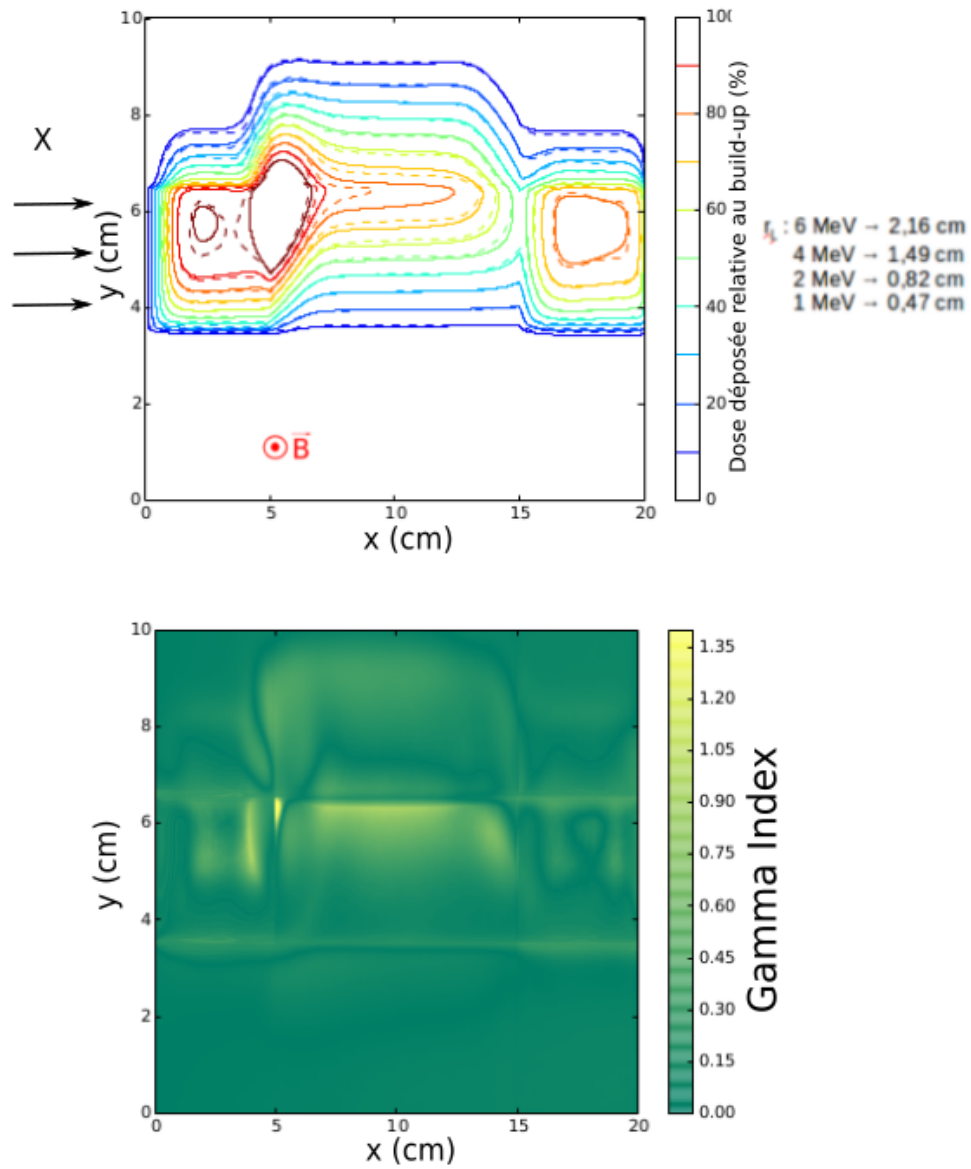


FIGURE 4.11 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 1 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

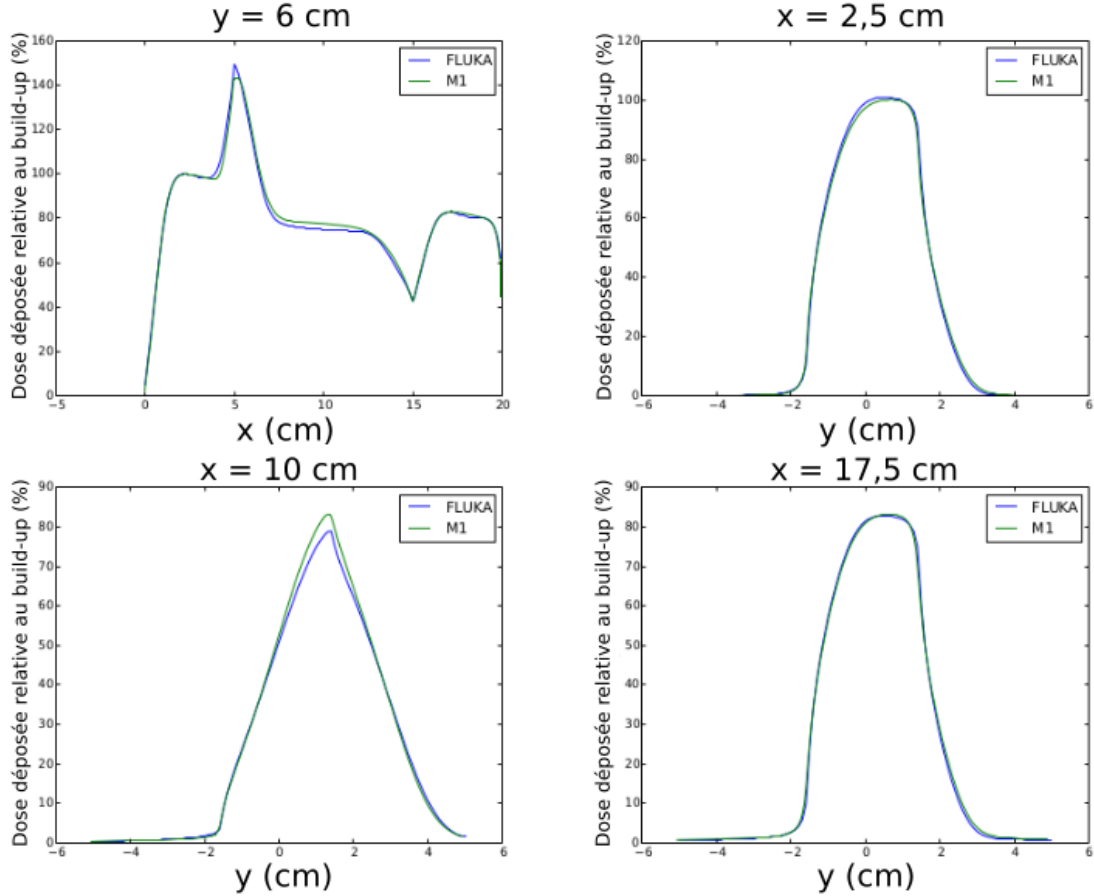


FIGURE 4.12 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.11 e $y = 6$ cm. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.11 à la profondeur $x = 2,5$ cm. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.11 à la profondeur $x = 10$ cm. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.11 à la profondeur $x = 17,5$ cm. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

Dans un cas comme dans l'autre, nous remarquons que la dose déposée est réduite lors du passage dans le poumon, ceci est dû à l'augmentation du libre parcours moyen des électrons dans ce matériau comme en atteste la figure 4.13. Lorsqu'un champ magnétique externe agit, ces électrons secondaires (créés principalement par le biais de l'effet Compton aux énergies considérées) sont déviés et tournent dans le sens trigonométrique, comme l'indiquaient nos résultats dans le Chapitre 3. Cette déflexion plus élevée dans le poumon est due au libre parcours moyen supérieur dans ce milieu par rapport à l'eau.

À l'entrée et à la sortie de l'insert de poumon, deux zones de discontinuités dans le dépôt de dose apparaissent, avec respectivement une augmentation drastique de la dose déposée puis une diminution. L'explication pour ces deux comportements tient au rayon de Larmor et à l'évolution du libre parcours moyen. Le premier étant indépendant de la densité du milieu traversé, il garde la même valeur pour une énergie d'électron et une amplitude de champ magnétique donnée, selon l'expression (3.1). Cependant, les collisions et la perte

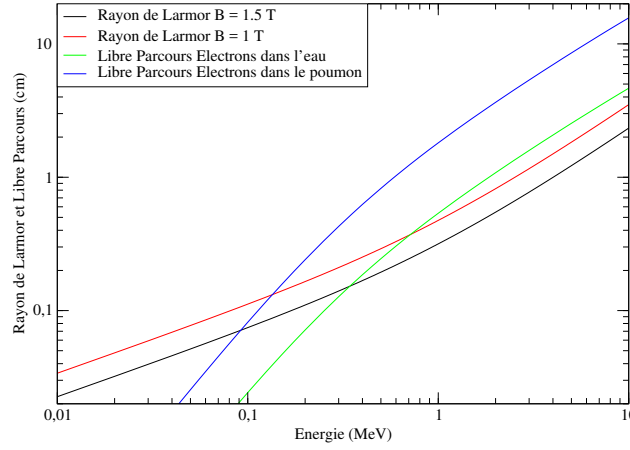


FIGURE 4.13 : Représentation des rayons de Larmor pour des valeurs de champ magnétique de 1.5 T (courbe noire) et 1 T (courbe rouge) mises en comparaison avec les libres parcours des électrons dans l'eau (courbe verte) et le poumon (courbe bleue).

d'énergie avec le milieu vont faire baisser ce rayon de giration, menant à une propagation des électrons en spirale, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Le libre parcours des électrons augmente dans le poumon, ce qui signifie que les électrons libres parcourent une plus grande distance, jusqu'à revenir dans le matériau précédent, comme illustré sur la figure 4.14. En revenant dans l'eau, les électrons libres vont de nouveau subir plus de collisions et donc déposer plus d'énergie, ce qui est la raison pour laquelle à l'interface l'eau/poumon la dose déposée augmente jusqu'à atteindre une valeur deux fois supérieure à celle relevée sans champ magnétique. Dans le cas opposé, c'est à dire à l'interface entre le poumon et l'eau, l'inverse se produit : les électrons s'arrêtent plus vite dans l'eau car ils subissent plus de collisions, et ne reviennent pas dans le poumon comme également illustré sur la figure 4.14. La déviation angulaire est donc réduite, menant à une différence d'amplitude en dose déposée dans l'eau par rapport au poumon. Par conséquent, la dose diminue à cette interface à hauteur de 15 % de la dose au maximum du build-up.

4.1.6 Distribution de dose à travers un composition hétérogène d'eau et d'os, avec et sans champ magnétique

Nous avons effectué l'étude inverse de la précédente, où cette fois-ci l'insert dans le fantôme d'eau est de plus forte densité. Nous avons donc choisi d'utiliser un insert d'os ($\rho_{os} = 1,8 \text{ g/cm}^3$) placé entre deux fantômes d'eau, dans lequel se propage le même faisceau de photons que dans le cas avec l'insert de poumon.

La figure 4.15 présente la comparaison des cartes de dose obtenues pour FLUKA et M_1 , pour le faisceau étudié et sans champ magnétique externe, avec le Gamma Index 3%/3 mm. La série de figures regroupées en 4.16 contient une coupe longitudinale sur l'axe du faisceau, ainsi que 3 coupes transverses aux profondeurs $x = 2,5 \text{ cm}$, 10 cm et $17,5 \text{ cm}$. En traversant l'insert d'os, un milieu plus collisionnel que l'eau, les photons subissent plus

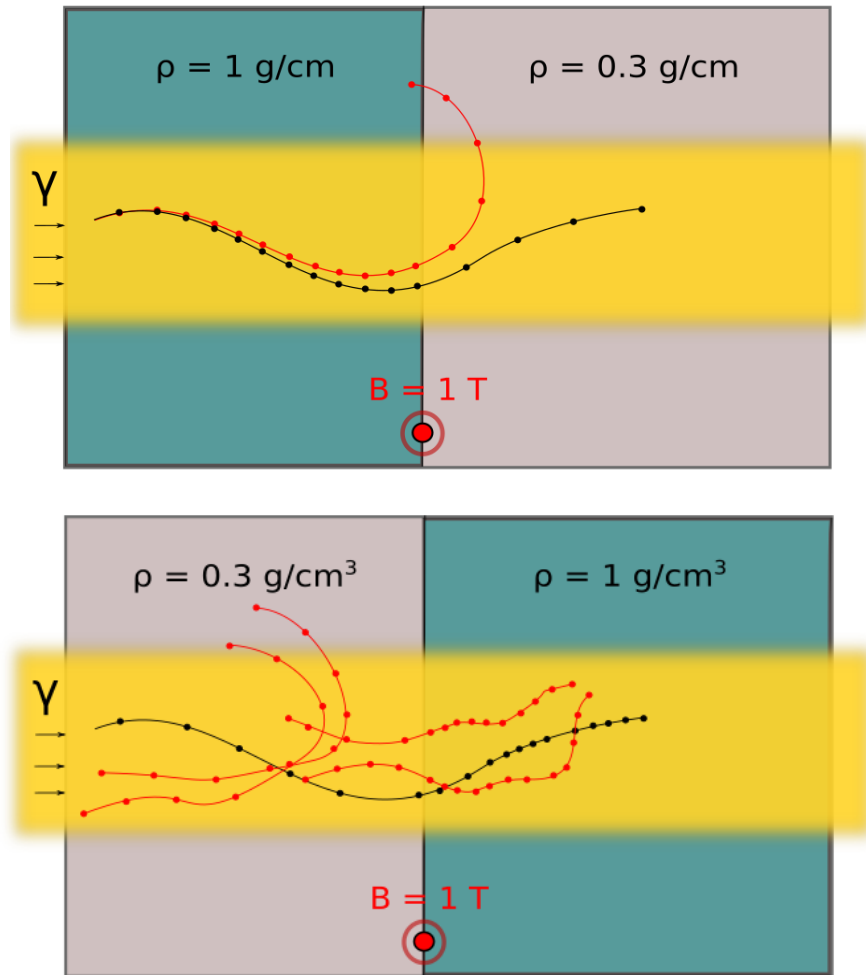


FIGURE 4.14 : Illustrations qualitatives du passage d'un électron secondaire créé lors de la propagation d'un faisceau de photons au travers d'une interface forte/faible densité (haut) et au travers d'une interface faible/forte densité (bas), sans (tracé noir) et avec champ magnétique (tracé rouge)

d'interactions et créent plus d'électrons secondaires. Ceux-ci ayant un libre parcours plus faible, l'énergie est déposée plus vite dans l'os. Le profil de dose latéral est aussi amoindri en dehors du faisceau de l'ordre de 0,25 mm dû à la densité supérieure de l'os. Le Gamma Index est en dessous de 1 pour tous les points de la simulation, avec un maximum en fin de dépôt à hauteur de 0,96.

La figure 4.17 présente la comparaison des cartes de dose obtenues par la simulation de la propagation de ce faisceau avec FLUKA et M_1 , avec un champ magnétique de 1 T dirigé dans le même sens que dans le cas précédent, ainsi que le Gamma Index à 3%/3 mm associé à ces simulations. Associés à ces graphes, des coupes en diverses positions sont exposées en figure 4.18 pour observer la concordance entre les simulations dans chacune des parties du fantôme. Aux interfaces entre les matériaux se retrouvent les mêmes effets de déplétion et d'accroissement de dose déposée (de l'ordre de 10 % chacune) que dans le cas avec l'insert de poumon et expliqués sur la figure 4.14, dans un ordre inversé puisque l'os est de densité supérieure à l'eau. Pour la même raison, nous remarquons que la dose latérale est réduite dans l'os par rapport à l'eau et que le décalage du profil de dose est amoindri. Ainsi, plus le matériau est dense, plus le libre parcours des électrons est faible, et donc ces particules déposeront leur énergie sur une plus courte distance définie par la force de Lorentz. L'accord entre les deux simulations est excellent avec un maximum de Gamma Index à 0,6.

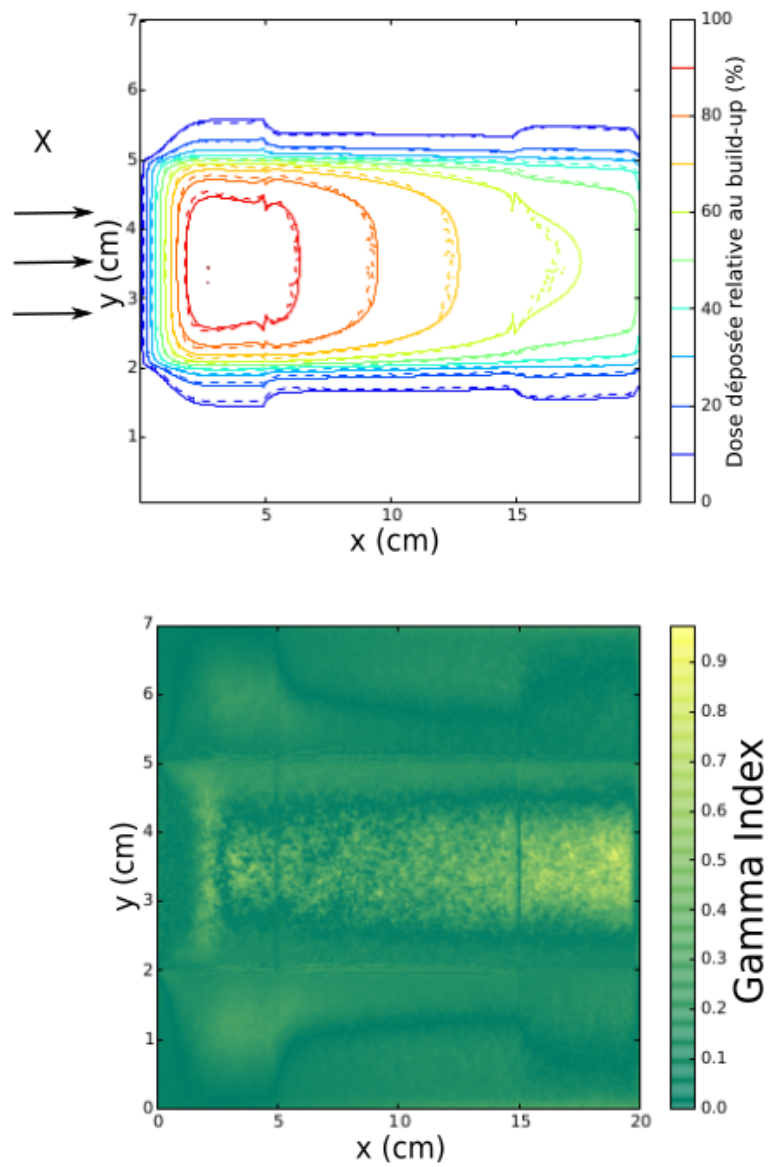


FIGURE 4.15 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau d'électrons d'énergie 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert d'os - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

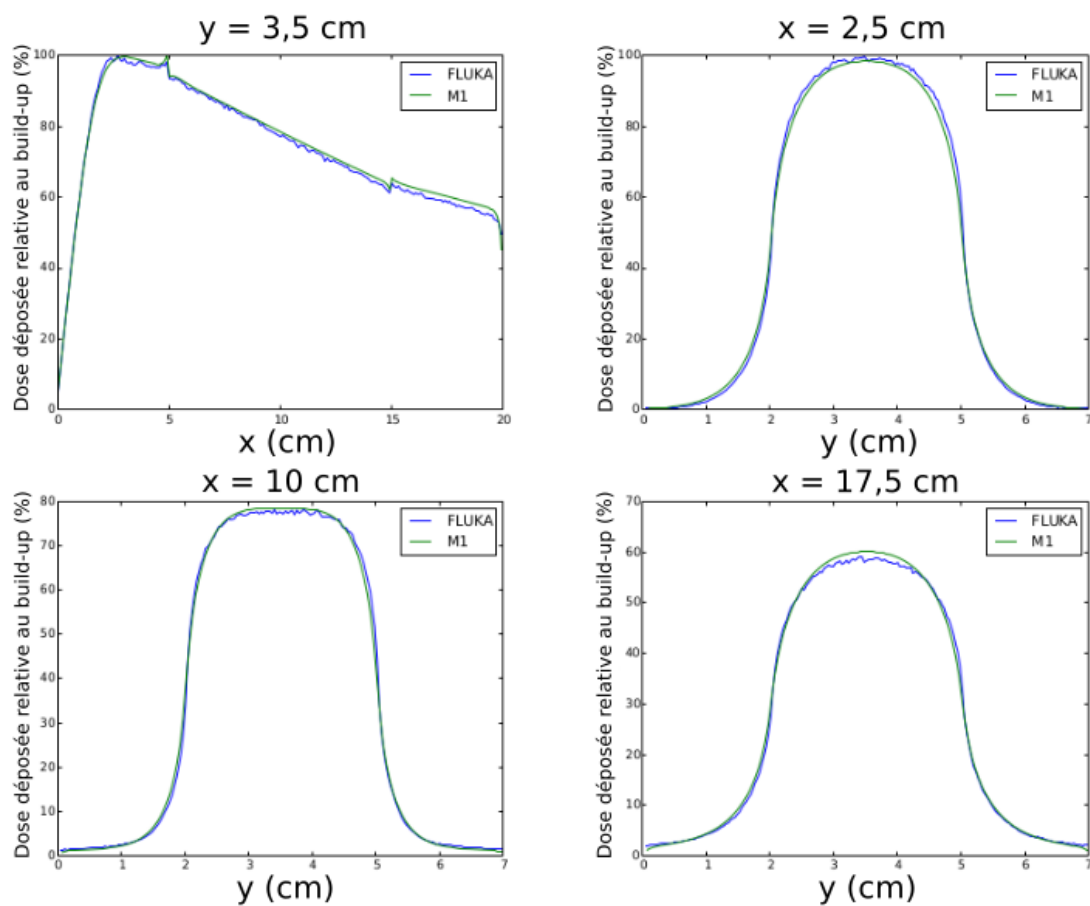


FIGURE 4.16 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.18 à l'axe du faisceau, en $y = 3,5 \text{ cm}$. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.18 à la profondeur $x = 2,5 \text{ cm}$. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.18 à la profondeur $x = 10 \text{ cm}$. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.18 à la profondeur $x = 17,5 \text{ cm}$. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

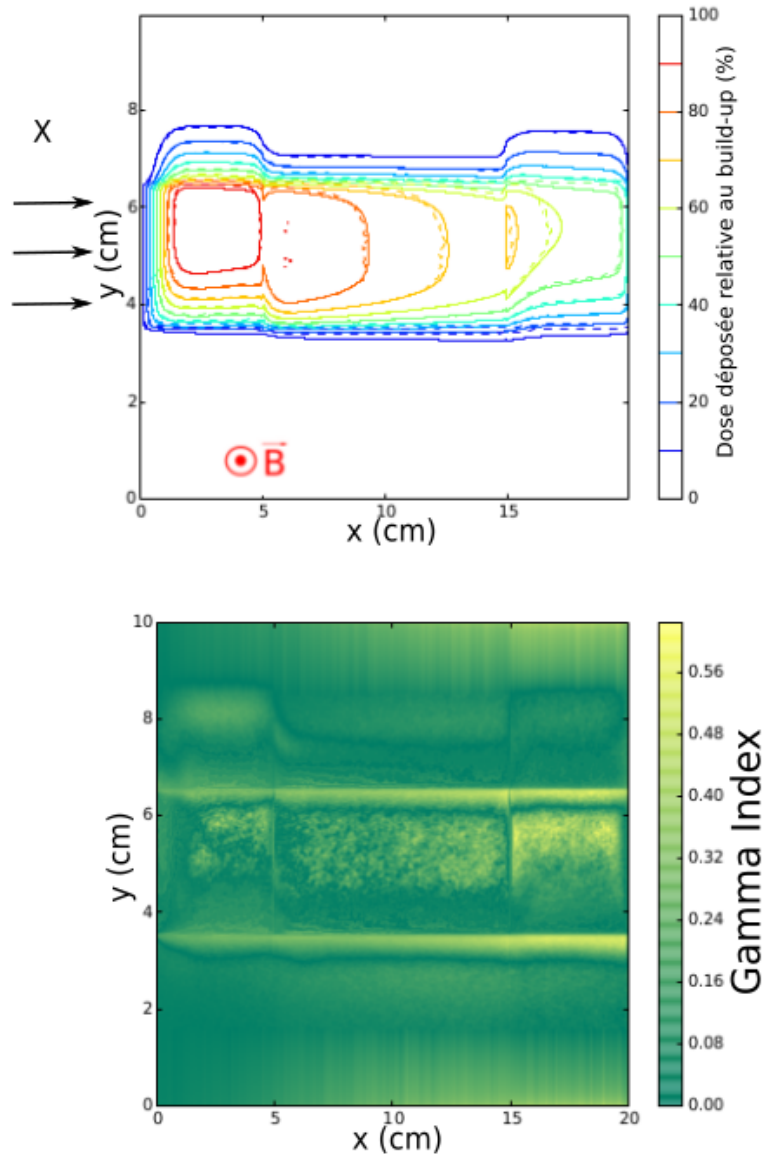


FIGURE 4.17 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau d'électrons d'énergie 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert d'os, soumis à un champ magnétique de 1 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

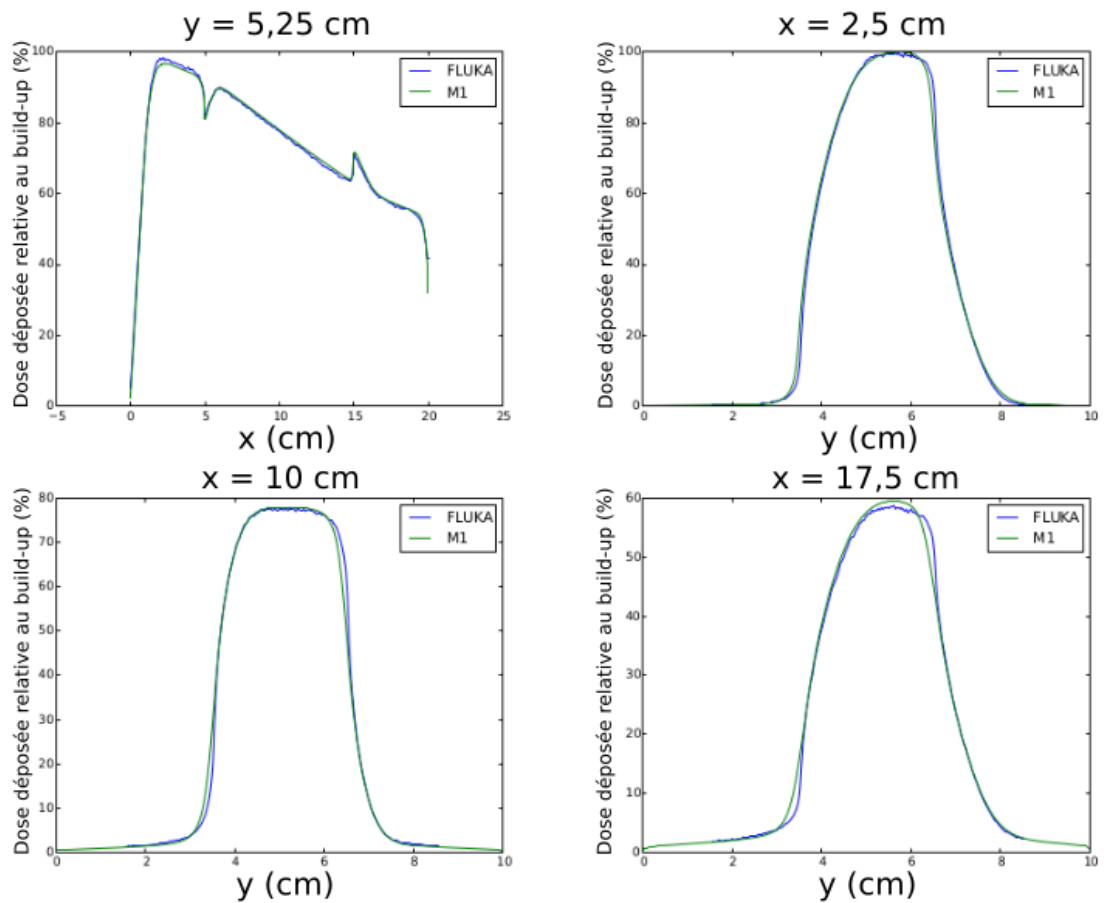


FIGURE 4.18 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.20 en $y = 5,25 \text{ cm}$. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.20 à la profondeur $x = 2,5 \text{ cm}$. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.20 à la profondeur $x = 10 \text{ cm}$. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.20 à la profondeur $x = 17,5 \text{ cm}$. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M1.

4.1.7 Variation de l'amplitude du champ magnétique en milieu hétérogène

Nous avons évalué les résultats obtenus pour des valeurs de champs magnétiques différentes afin d'observer la consistance de notre modèle à calculer l'effet de la force de Lorentz. De plus, cette étude supplémentaire permet de pouvoir observer et analyser les différences que cela implique au niveau du dépôt de dose dans un milieu hétérogène. La figure 4.19 représente la carte de dépôt de dose du faisceau de photons monoénergétique de 6 MeV dans le fantôme d'eau avec un insert de poumon avec un champ magnétique d'amplitude 0,5 T, ainsi que son Gamma Index associé avec le paramètre 3%/3 mm. Les coupes 1D aux mêmes profondeurs que précédemment sont représentées en figure 4.20. La diffusion du faisceau est plus forte que dans le cas où le champ magnétique était d'amplitude 1 T (Figure 4.11). Ceci est expliqué par le fait que le rayon de giration augmente avec un champ magnétique plus faible : il est augmenté d'un facteur 2 dans le cas à 0,5 T (par exemple un électron de 1 MeV aura un rayon de Larmor de 0,95 cm pour $B = 0,5$ T contre 0,48 cm pour $B = 1$ T). Combiné avec le libre parcours réduit dans le poumon, la dose latérale est beaucoup plus étendue (elle atteint 10 % à une distance de 5 cm de la bordure du faisceau dans le poumon, contre 3 cm dans le cas à 1 T). La dose maximale déposée est aussi plus faible que dans le cas à 1 Tesla, atteignant la valeur de 116 % à l'interface eau/poumon. Cet effet est lié aux mêmes raisons que pour l'augmentation de la diffusion angulaire : le rayon de Larmor étant plus élevé, les électrons reviennent dans le fantôme plus haut en moyenne, et moins d'électrons additionnent leur dose à celle du faisceau primaire. L'accord entre les deux calculs est excellent : 100 % des points évalués valident le Gamma Index à 3%/3mm, avec un maximum à 0,68 %. Les temps de calculs sont de 24 minutes pour M_1 et 394 minutes pour FLUKA.

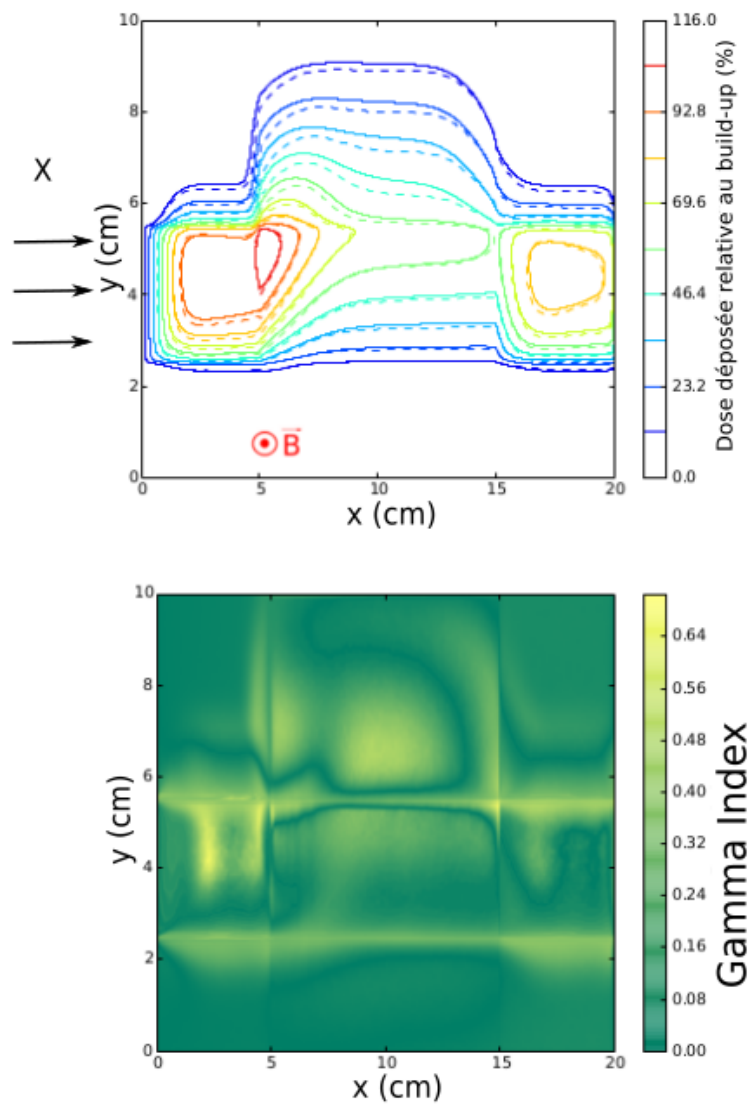


FIGURE 4.19 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons monoénergétiques de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 0.5 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 . La normalisation a ici été effectuée par rapport à la valeur maximale de la dose déposée en fin de build-up pour mettre en exergue la zone de surdose causée par la présence du champ magnétique.

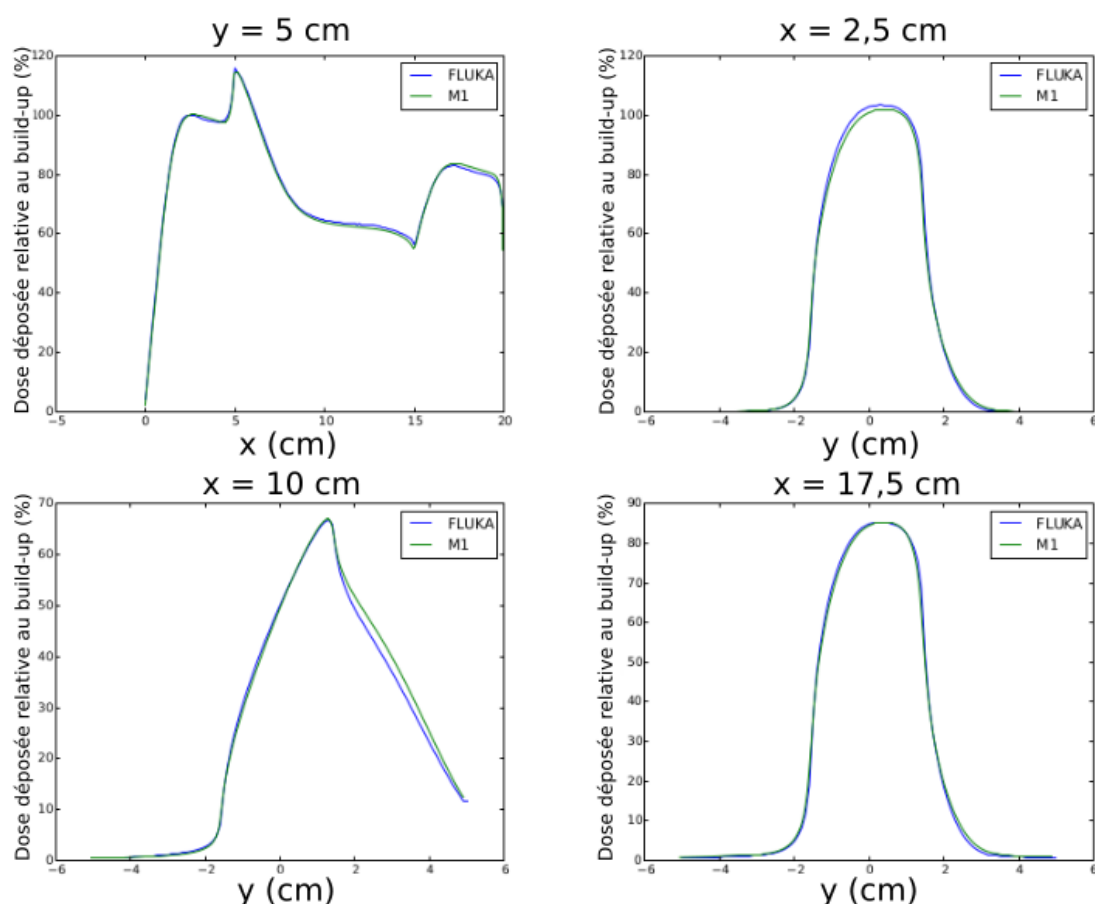


FIGURE 4.20 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.22 en $y = 5 \text{ cm}$. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.22 à la profondeur $x = 2,5 \text{ cm}$. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.22 à la profondeur $x = 10 \text{ cm}$. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.22 à la profondeur $x = 17,5 \text{ cm}$. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

La figure 4.21 expose la carte de dépôt de dose de la même configuration qu'auparavant mais avec un champ magnétique d'amplitude $1,5 \text{ T}$, ainsi que son Gamma Index associé avec le paramètre $3\%/3 \text{ mm}$, et les coupes à l'axe, aux profondeurs $2,5 \text{ cm}$, 10 cm et $17,5 \text{ cm}$ sont en figure 4.22. Comparé aux figures 4.19 et 4.11, nous remarquons que la diffusion du faisceau est plus faible tout au long de sa propagation, fait plus flagrant lorsque le faisceau traverse le poumon. De plus, la dose maximale déposée à l'interface entre l'eau et le poumon atteint une plus forte valeur de 148% de la dose maximale déposée. Il y a un très bon accord entre les deux simulations, $98,77 \%$ des points évalués se trouvent dans la zone de validation du Gamma Index. Les temps de calculs sont de 25 minutes pour M_1 et 402 minutes pour FLUKA.

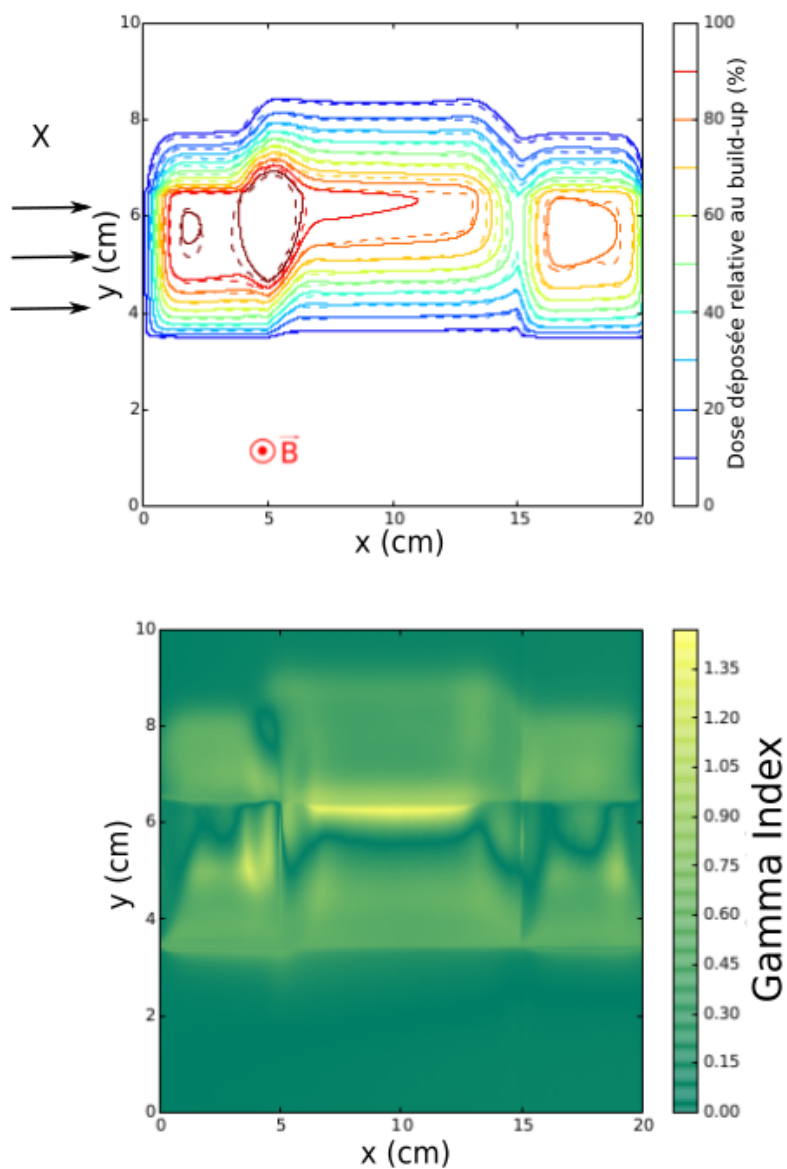


FIGURE 4.21 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons monoénergétiques 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 1.5 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

À l'opposé du cas avec un champ magnétique d'amplitude 0,5 T, le rayon de Larmor est cette fois-ci plus petit, permettant un retour en arrière plus rapide des particules et menant à une diffusion des électrons réduite. En revanche, un plus grand nombre d'électrons se retrouve concentré en un endroit plus réduit à l'interface eau/poumon, ce qui se traduit par une dose plus élevée. L'effet inverse est observable à l'interface poumon/eau, où le creux de dose déposée est plus faible puisque les électrons déposent une nouvelle fois leur énergie plus vite.

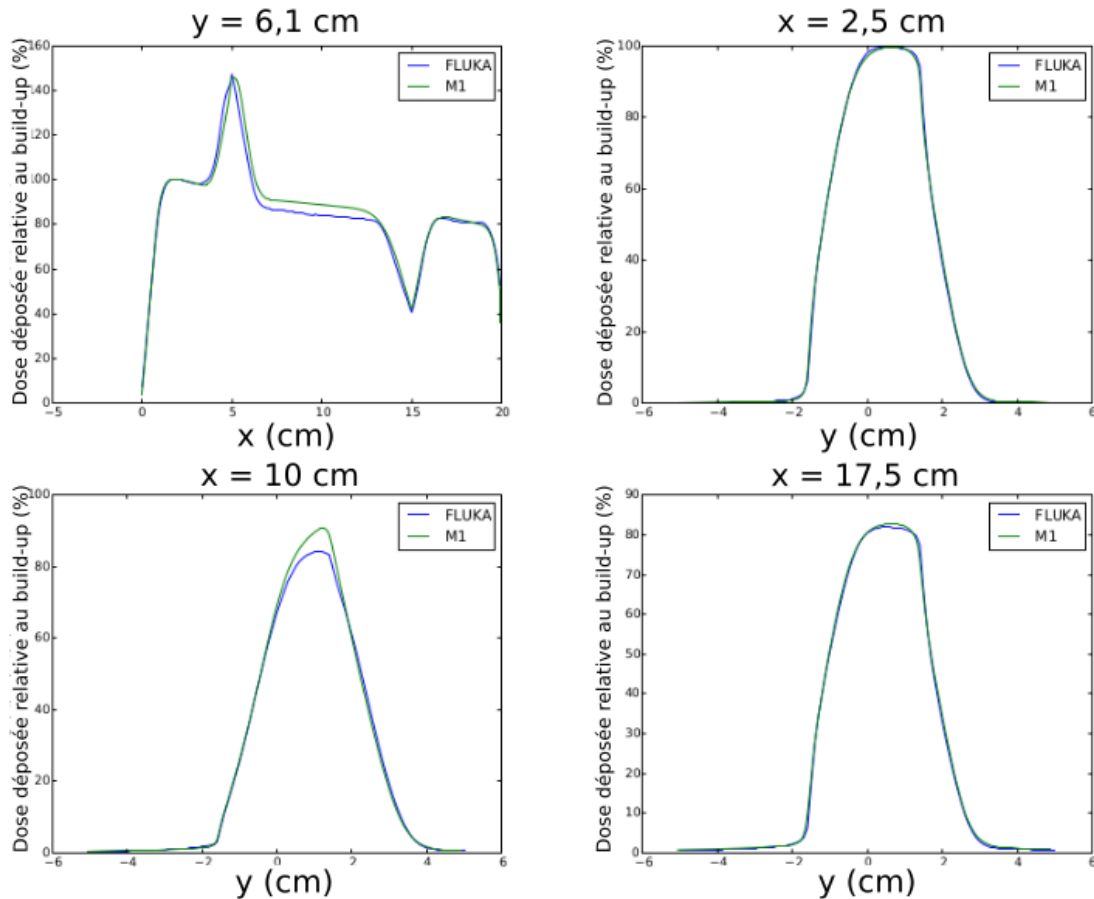


FIGURE 4.22 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.24 à l'axe du faisceau. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.24 à la profondeur $x = 2,5$ cm. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.24 à la profondeur $x = 10$ cm. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.24 à la profondeur $x = 17,5$ cm. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

Nous remarquons que les différences entre le modèle M_1 et FLUKA se situent principalement dans la zone de bordure de faisceau. Augmenter le maillage spatial de la simulation pour atteindre $0,1 \times 0,1 \times 0,1$ mm³ ne règle pas ce problème comme montré sur la figure 4.23, cet effet est donc indépendant du maillage. Il en est de même observé pour un faisceau de photons de 5×12 cm² au même emplacement comme l'indique le couple de figures 4.24.

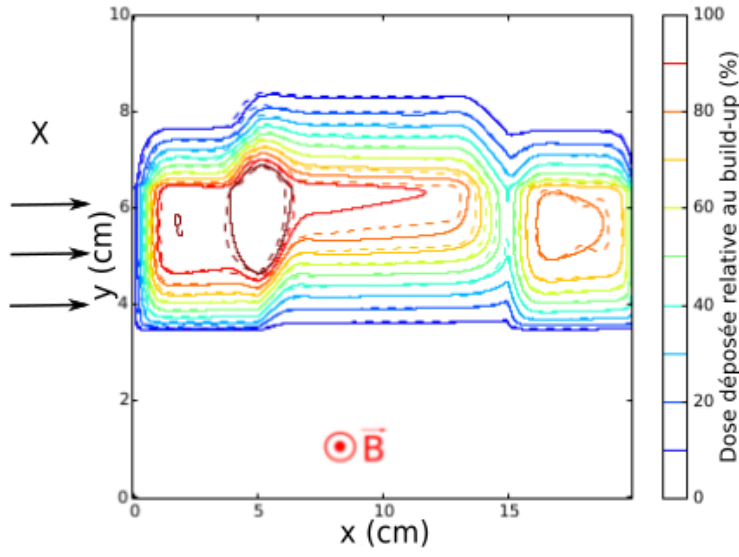


FIGURE 4.23 : Dépôt de dose d'un faisceau de photons monoénergétiques 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 1.5 T pour un maillage de $0,1 \times 0,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$ - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

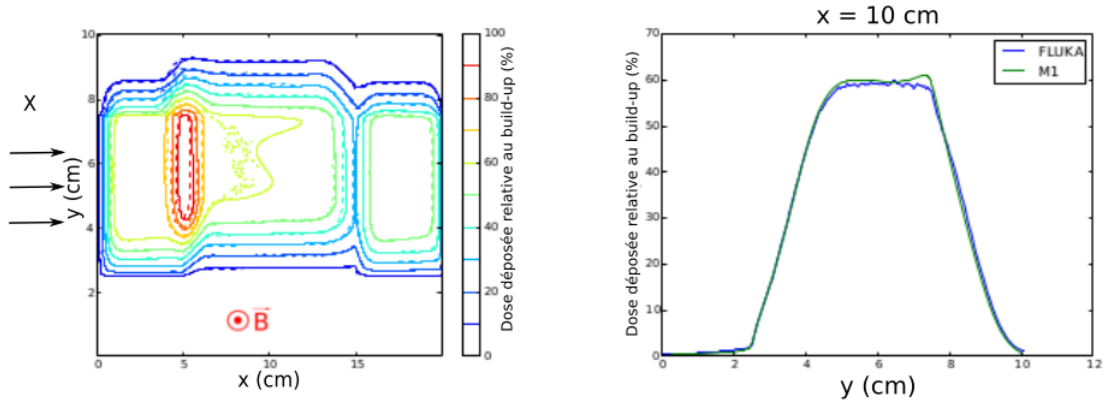


FIGURE 4.24 : Dépôt de dose et coupe transversaler à la profondeur $x = 10 \text{ cm}$ d'un faisceau de photons monoénergétiques 6 MeV et de largeur $5 \times 12 \text{ cm}^2$ à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 1.5 T - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

Le modèle M_1 a donc des difficultés à résoudre deux populations de particules de même énergie dont les angles moyens de diffusions sont différents. Une simulation M_2 de ce cas serait donc intéressante pour afin d'évaluer la résolution de ce type de comportement.

4.1.8 Variation de l'orientation du champ magnétique en milieu hétérogène

Bien que les installations IRM-linac commerciales n'appliquent qu'un champ magnétique perpendiculaire à la délivrance du faisceau [119], des nouveaux prototypes avec un champ parallèle à la délivrance ont émergé récemment [120]-[121]. Il est donc intéressant, après avoir fait varier l'amplitude du champ magnétique de changer son orientation par rapport à l'axe du faisceau, d'une part pour analyser le transport de l'énergie des électrons dans ces conditions, et d'autre part pour compléter nos analyses avec champ perpendiculaires, ceux-ci étant calculés jusqu'alors avec des faisceaux larges, amoindrissant ainsi les effets 3D.

Selon l'axe du faisceau incident

La figure 4.25 montre la carte de dépôt de dose issue de la propagation d'un faisceau de photon monoénergétique de 6 MeV à travers la même configuration de densités qu'auparavant, mais dans ce cas là le champ magnétique d'amplitude 1 T est dirigé dans un sens parallèle à la propagation du faisceau. Le Gamma Index nous permettant de comparer les deux simulations, pour un paramètre de validation 3 %/3 mm est présentée en bas de la figure 4.25, et les coupes aux profondeurs habituelles sont représentées en figure 4.26. Nous observons le rétrécissement latéral du profil de dose dans le poumon, ainsi qu'une augmentation de la dose relative déposée dans cette même zone. Les électrons voient leur diffusion angulaire limitée par leur rayon de Larmor, ils tournent en effet autour de l'axe du champ magnétique car ils ont un angle de diffusion par rapport à cet axe lorsqu'ils sont créés par interaction Compton. Cet effet de focalisation par champ magnétique limite donc l'espace sur lequel les électrons vont collisionner, menant à une augmentation de la dose déposée sur une plus petite zone en comparaison avec la figure 4.8. Bien entendu, cet effet est aussi amplifié avec une valeur plus élevée de champ magnétique, puisque le rayon de Larmor diminue pour des valeurs de champ magnétique croissantes, limitant encore plus la diffusion angulaire et menant à un dépôt transversal de dose plus réduit dans les faibles densités. Le Gamma Index nous montre encore une fois un très bon accord entre les deux calculs, avec un maximum à 1 à l'interface poumon/eau.

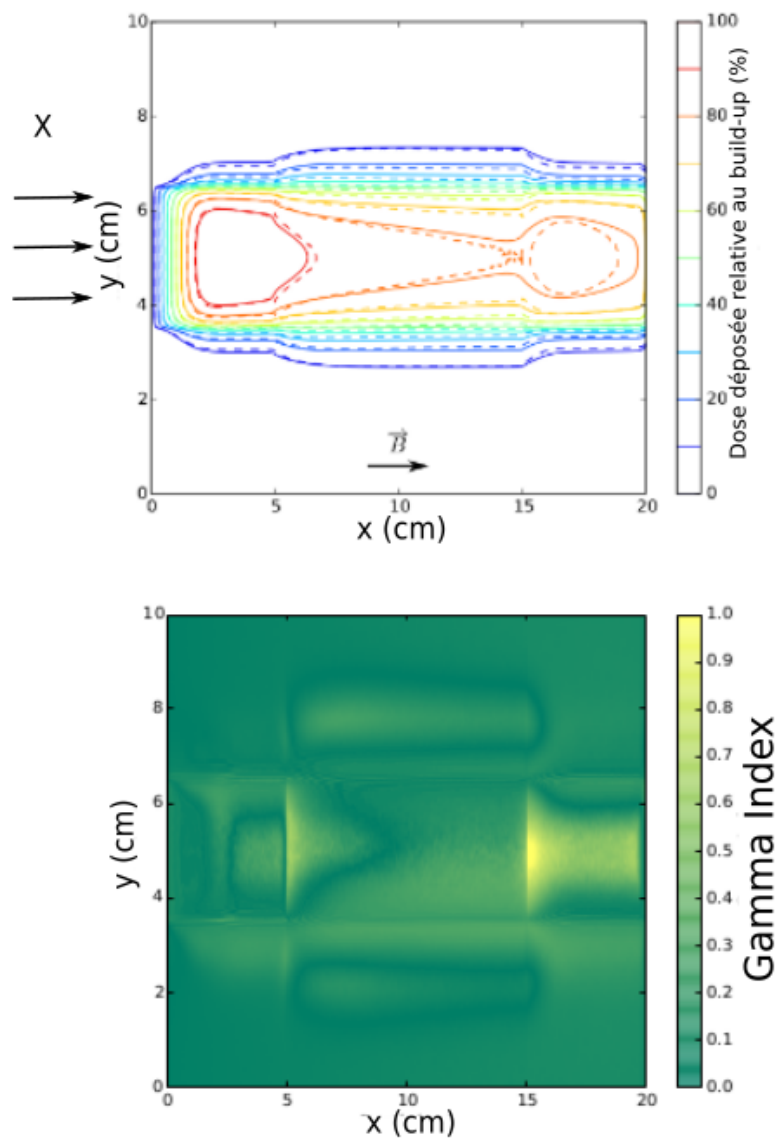


FIGURE 4.25 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons monoénergétiques de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 1 T colinéaire à l'axe d'incidence du faisceau - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M₁.

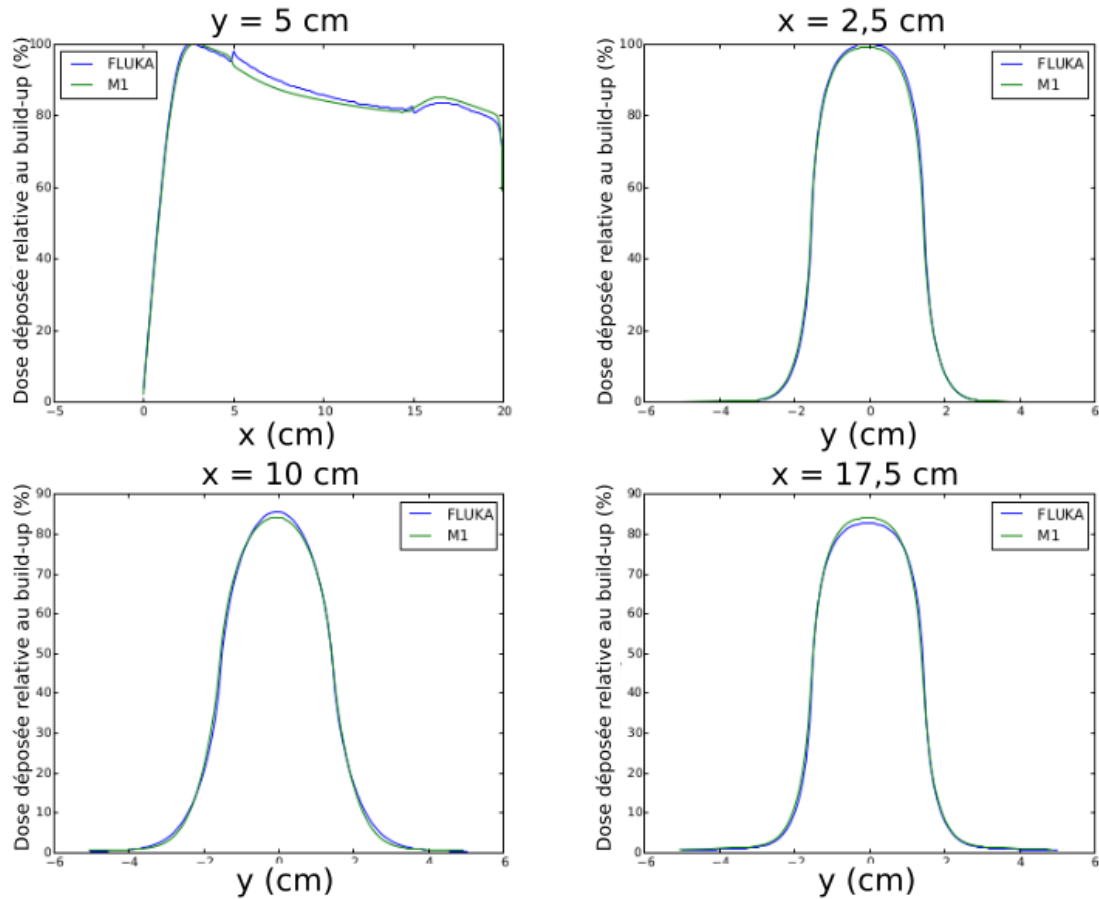


FIGURE 4.26 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.26 à l'axe du faisceau. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.26 à la profondeur $x = 2,5$ cm. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.26 à la profondeur $x = 10$ cm. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.26 à la profondeur $x = 17,5$ cm. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

Orthogonalement à l'axe du faisceau incident

Nous appliquons à présent le champ magnétique de 1 T dans le sens perpendiculaire à celui de la propagation du faisceau, mais contenu dans le plan d'étude de la figure 4.27 (c'est à dire selon l'axe des ordonnées sur cette figure). Le faisceau de photons est monoénergétique de 6 MeV, a une taille de champ de 3×10 cm² et se propage au travers d'un fantôme numérique composé de $10 \times 10 \times 5$ cm³ d'eau, $10 \times 10 \times 10$ cm³ de poumon et $10 \times 10 \times 5$ cm³ d'eau. Les résultats sont cette fois-ci un peu moins satisfaisant que dans les cas précédents, avec un décalage prononcé dans la diffusion latérale du faisceau dans le poumon, milieu moins diffusif que dans l'eau, où le dépôt de dose peut atteindre un décalage de 10 % avec nos calculs par rapport au résultat du code FLUKA, cette différence est notamment visible sur les coupes à l'axe et à la profondeur $x = 10$ cm en figure 4.28. Le comportement des électrons secondaires soumis à l'action du champ magnétique selon

cette direction est cependant bien retranscrit : en plus de la surintensité à l'interface entre l'eau et le poumon, et de la baisse de dose déposée à l'interface poumon/eau, l'énergie déposée augmente grandement sur les bords du faisceau, et ce des deux côtés du faisceau à l'opposé de ce que nous pouvons observer par exemple sur la figure 4.11.

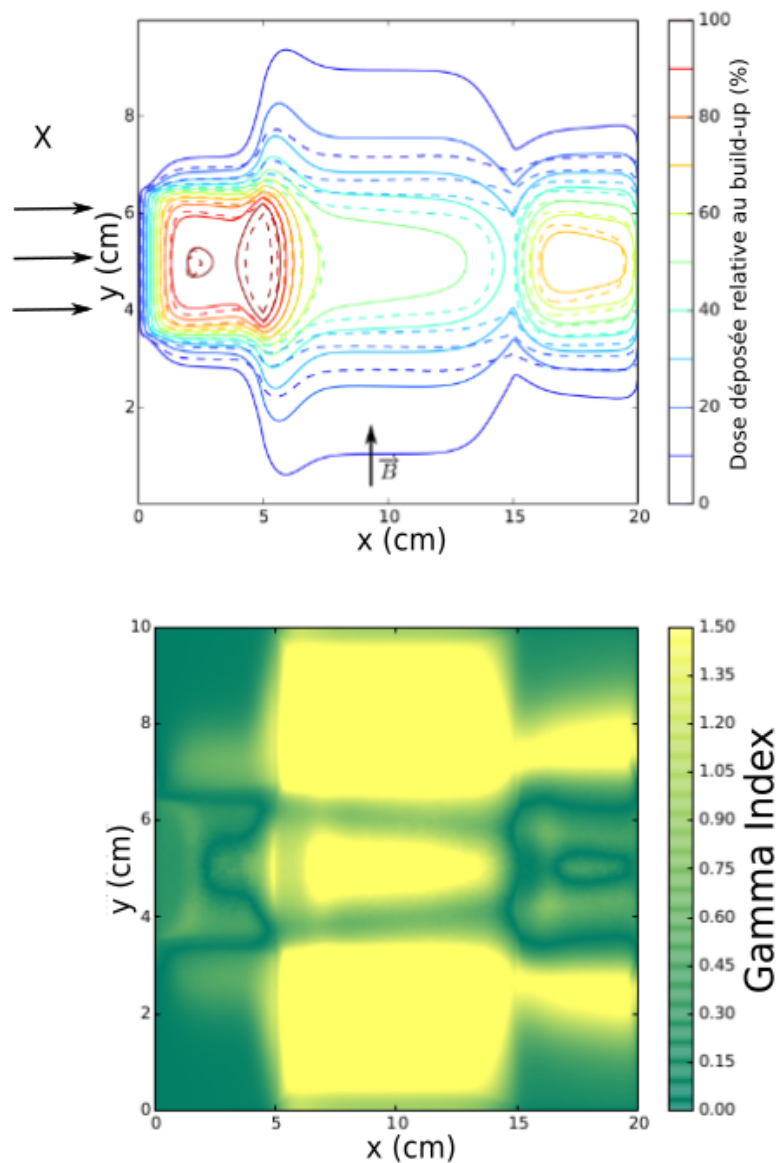


FIGURE 4.27 : Dépôt de dose et gamma index (3%/3 mm) associé d'un faisceau de photons monoénergétiques de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 1 T orthogonal à l'axe d'incidence du faisceau - les résultats en pointillés correspondent à FLUKA et ceux en traits pleins sont ceux rendus par M_1 .

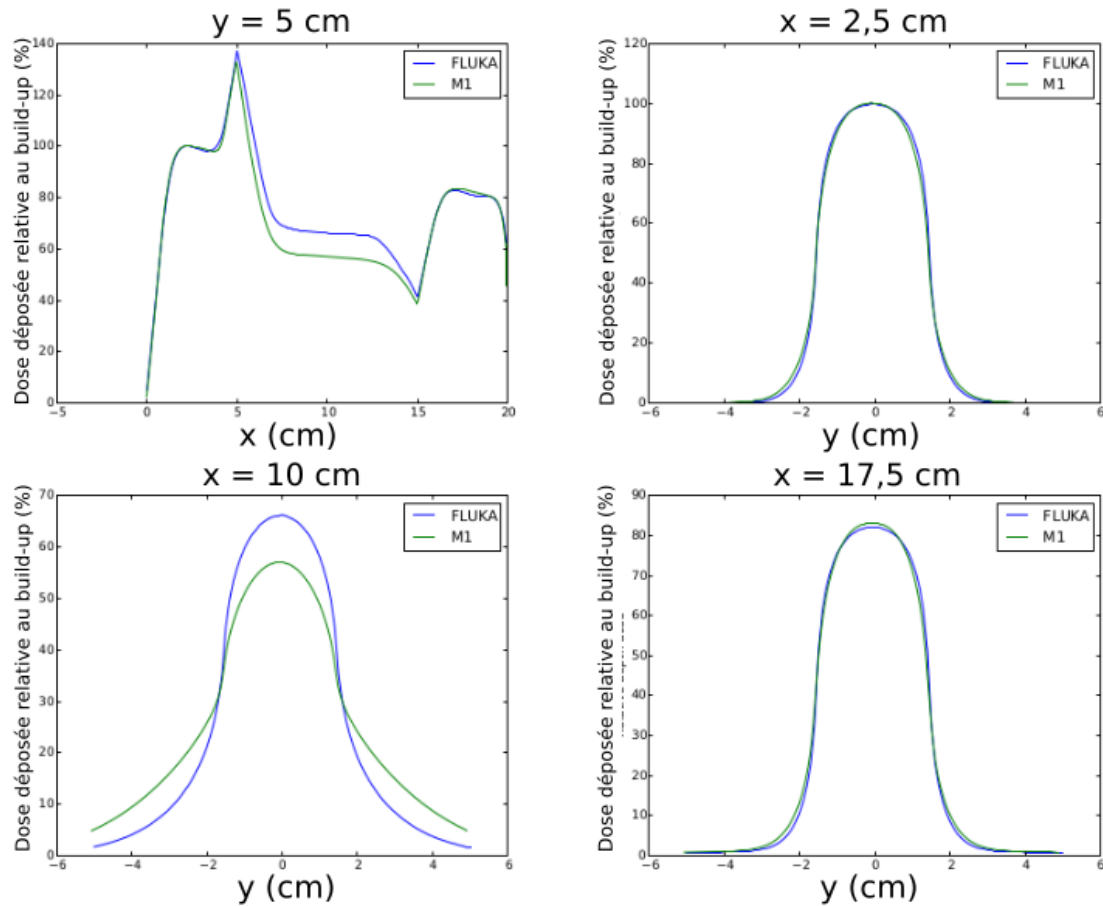


FIGURE 4.28 : En haut à gauche : Coupe longitudinale de la figure 4.28 à l'axe du faisceau. En haut à droite : Coupe transversale de la figure 4.28 à la profondeur $x = 2,5$ cm. En bas à gauche : Coupe transversale de la figure 4.28 à la profondeur $x = 10$ cm. En bas à droite : Coupe transversale de la figure 4.28 à la profondeur $x = 17,5$ cm. Les résultats en bleu correspondent à FLUKA et ceux en vert sont ceux rendus par M_1 .

Analyser le comportement des électrons secondaires selon cette direction de champ magnétique revient à compléter l'analyse du cas avec un champ magnétique dirigé selon une direction orthogonale au faisceau et au plan d'étude. Les électrons, en se propageant dans la matière, subissent une certaine déviation angulaire due aux multiples collisions avec la matière. En tournant autour de l'axe du champ magnétique, ce mouvement de déviation angulaire va être amplifié, ce qui est notamment visible dans le poumon, ce milieu étant moins collisionnel. Une autre conséquence de ce couplage entre déviation angulaire des électrons et action du champ magnétique est observable à l'interface eau/poumon située à $x = 5$ cm. En tournant autour de l'axe du champ magnétique, les électrons secondaires dont l'angle de déviation est assez élevé vont pouvoir rentrer de nouveau dans l'eau après être passé dans le poumon, donnant lieu à deux lobes de sur-dose de chaque côté du faisceau au niveau de l'interface, comme montré sur la figure 4.29. Ce couplage induit deux directions privilégiées dans la propagation des électrons secondaires, et c'est en cela que

notre algorithme peut se révéler plus limité : le modèle M_1 n'est en effet pas capable de prendre en compte simultanément plusieurs directions privilégiées pour une population de particules de même énergie, expliquant les différences avec les résultats de FLUKA. Ce cas serait un candidat parfait pour un test futur du modèle M_2 prenant en compte l'effet de la Force de Lorentz.

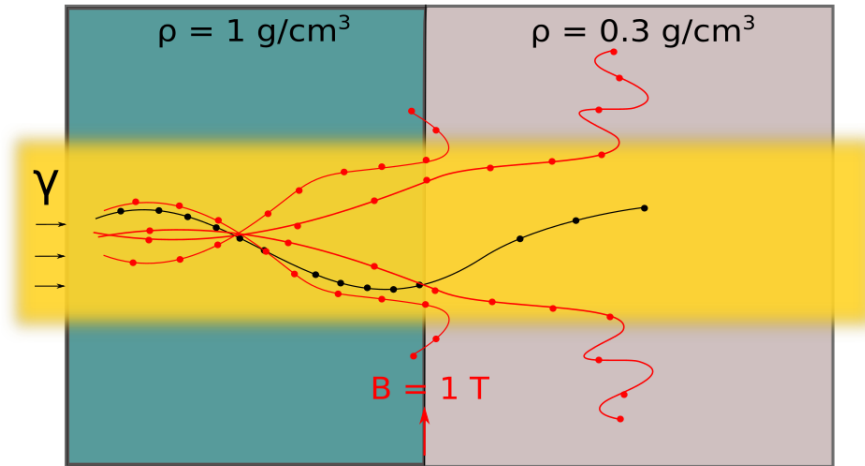


FIGURE 4.29 : Illustration du passage d'un électron secondaire créé lors de la propagation d'un faisceau de photons à travers d'une interface forte/faible densité, sans (tracé noir) et avec champ magnétique (tracé rouge) dirigé orthogonalement par rapport au faisceau de photons. Les deux tracés rouges montrent l'effet amplificateur du champ magnétique par rapport à la déviation angulaire des électrons, permettant de diriger leur parcours dans la matière dans une direction privilégiée.

4.1.9 Synthèse des simulations présentées

La validation numérique et la délimitation des possibilités actuelles du modèle M_1 dans la simulation de la propagation de faisceaux de photons avec action d'un champ magnétique externe ont été effectuées avec plusieurs comparaisons avec FLUKA. L'accord entre ces deux codes tend à être bon dans les cas homogènes, hétérogènes, pour différentes valeurs et orientations de champ magnétique, et pour différentes énergies de faisceau incident. Notre modèle a des difficultés pour des cas de croisements de faisceaux secondaires ayant des orientations différentes tels qu'observé dans le cas où le champ magnétique est orienté selon y , ainsi que pour un champ magnétique de 1,5 T où notre modèle ne calcule pas correctement la dose entre la bordure du faisceau primaire, et le faisceau d'électrons secondaires sortant du faisceau primaire, ceux-ci ayant des flux d'orientations différentes dans une zone à fort gradient de variation de dose. Des pistes à explorer pour améliorer ce résultat peuvent être la mise en place de bords exponentiels pour le faisceau primaire qui permettraient de réduire le fort gradient, ou bien de passer au modèle M_2 qui pourrait calculer ces orientations simultanément et correctement. Enfin, le temps de simulation

entre M_1 et FLUKA tend à être réduit d'un facteur variant entre 2-3 pour les cas les plus simples (par exemples fantômes homogènes) à 10 pour les cas les plus complexes.

4.1.10 Etude qualitative de la propagation d'un faisceau de photons au travers d'un crâne, sous l'effet d'un champ magnétique orthogonal

La dernière étude numérique que nous avons effectué avec M_1 concerne la propagation d'un faisceau de photons au travers d'une coupe anatomique de crâne. La carte de densité utilisée a été fournie par l'Institut Bergonié. Un faisceau de photons dont l'énergie initiale appartient à un spectre Bremmstrahlung de 6 MV est simulé dans les cas présentés, il entre en face arrière du crâne avec un angle d'incidence de 30 degrés et a une taille de champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Afin de s'approcher de conditions réalisables avec les installations actuelles, nous avons choisi d'appliquer un champ magnétique de 0,35 T et de 1,5 T, amplitudes utilisées dans les IRM-linacs construits respectivement par Viewray® et Elekta, afin d'observer la différence au niveau du dépôt d'énergie qu'induisent chacun de ces choix. Nous avons aussi inclus un cas où il n'y a pas de champ magnétique externe afin de pouvoir mieux en appréhender l'effet. Bien entendu, ces cas restent purement académiques et ne reflètent pas absolument la manière dont une tumeur localisée dans le cerveau est traitée.

Sur la figure 4.30, nous présentons les résultats des simulations M_1 sans champ magnétique, et avec un champ magnétique de 0,35 T et 1,5 T, tous deux dirigés dans le sens des z positifs. Les valeurs de la dose déposée sont en unités arbitraires, la valeur en gray de la dose déposée n'étant pas encore calculée avec M_1 . Du point de vue de la valeur absolue de l'énergie déposée, nous remarquons que la valeur du maximum est différente dans les cas avec et sans champ magnétique : le maximum de la dose déposée est inférieur de 3,3 % dans le cas à 0,35 T et de 17,4 % pour un champ magnétique de 1,5 T. Dans ce dernier cas, la position du maximum est située plus proche de l'entrée du faisceau dans le crâne que dans les deux autres cas. Le sens de l'orientation du champ magnétique mène aussi à un élargissement du faisceau dans les deux cas à 0,35 T et 1,5 T, comme mis en lumière et expliqué dans les sections précédentes. À la sortie du crâne, l'action du champ magnétique s'illustre par le retour des électrons dans le crâne après avoir traversé une certaine distance dans l'air. À 0,35 T, le rayon de Larmor des électrons est plus élevé que pour un champ à 1,5 T (voir figure 4.13). Ainsi, à 0,35 T, jusqu'à 3 cm en sortie du crâne subissent une irradiation supplémentaire due au retour des électrons secondaires dans le milieu, à hauteur de la moitié de la valeur maximale de la dose déposée, alors que cette zone n'était que peu irradiée précédemment du fait de la diffusion du faisceau. Avec le champ magnétique à 1,5 T, les électrons secondaires créés ont un rayon de Larmor plus petit, et mène à une zone moins large déposée en sortie de faisceau que dans le cas à 0,35 T bien que la valeur de la dose déposée en sortie de crâne atteint des valeurs équivalentes à ce cas là, et plus élevée que le cas sans champ magnétique, à hauteur de 13 % de dose

déposée supplémentaire. Enfin, nous pouvons souligner que les discontinuités au niveau de la dose déposée en sortie de crâne sont du même ordre de grandeur que les valeurs citées dans la littérature, tel que dans l'article [71] par exemple.

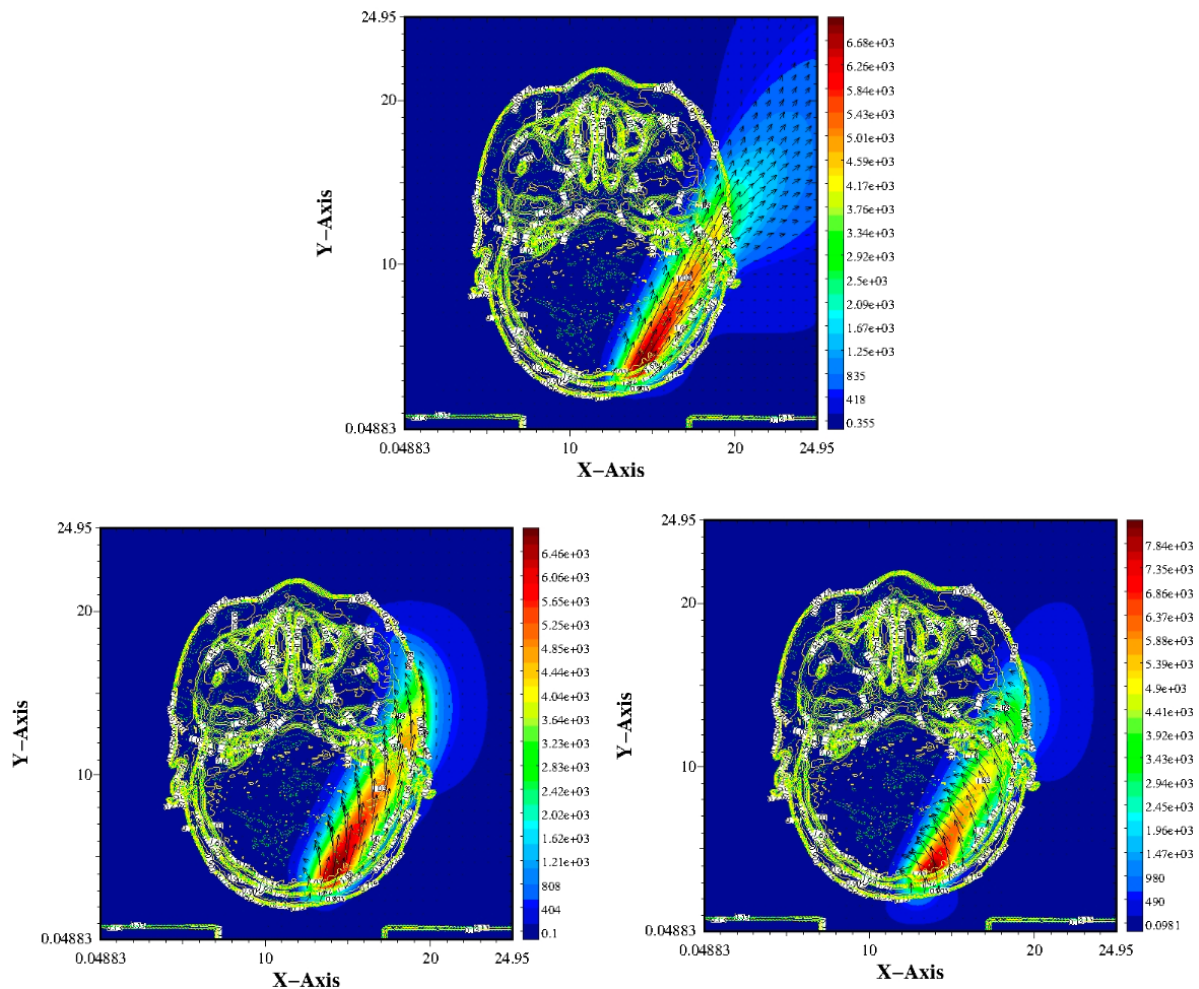


FIGURE 4.30 : En haut : Dépôt de dose d'un faisceau de photons de 6 MV au travers d'une coupe anatomique de crâne.
En bas : Dépôt de dose du même faisceau avec un champ magnétique externe orthogonal au plan et d'amplitude 0,35 T dirigé dans le sens positif de l'axe z à gauche, et 1,5 T à droite.

Pour compléter cette étude, nous présentons enfin les résultats pour des mêmes valeurs de champ magnétique dans la figure 4.31, mais celui-ci est orienté dans le sens opposé du cas précédent c'est à dire dans le sens négatif de l'axe z. La valeur et de la position du maximum de la dose déposée dans le crâne s'en retrouvent modifiés : celle-ci se situe cette fois en sortie de crâne, et possède une valeur augmentée de 27 % pour 0,35 T, et de 17,5 % pour 1,5 T. Ceci est dû au fait que les électrons retournent cette fois-ci dans une zone traversée par le faisceau primaire de photons, ainsi l'énergie déposée provient des électrons sortant du crâne additionnée à celle des électrons de retour.

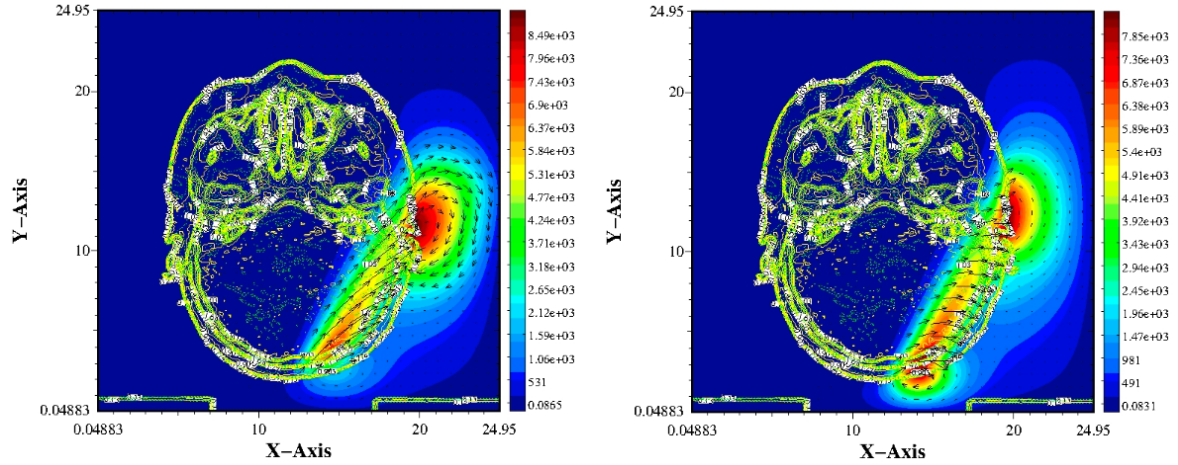


FIGURE 4.31 : Dépôt de dose d'un faisceau de photons de 6 MV au travers d'une coupe anatomique de crâne avec un champ magnétique externe orthogonal au plan et d'amplitude 0,35 T dirigé dans le sens négatif de l'axe z à gauche, et 1,5 T à droite.

La prise en compte de la propagation des électrons secondaires dans la zone en dehors du crâne est donc nécessaire dans le cadre des simulations liées aux installations de types IRM-Linac, car ceux-ci contribuent de manière considérable à une énergie supplémentaire réinjectée dans le corps du patient dû à leur retour dans le milieu intensifié par le parcours à travers l'air et ce, quelle que soit la valeur du champ magnétique externe utilisé.

4.2 Analyse de dépôt de dose par groupe d'énergie

Cette section, en parallèle de l'analyse par groupe d'énergie des électrons dans le chapitre 3, a pour objectif d'apporter un axe de compréhension supplémentaire sur la propagation des électrons secondaires créés lors des interactions des photons avec la matière, en récupérant avec M_1 les informations relatives au dépôt d'énergie des électrons appartenant à certaines gammes d'énergie.

4.2.1 Faisceau de Photons sans champ magnétique externe

Nous étudions à présent la propagation des électrons secondaires créés lors de la propagation d'un faisceau de photons monoénergétique de 6 MeV de largeur de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$ dans un fantôme numérique d'eau, de dimension $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$. Nous relevons une nouvelle fois la contribution des groupes en énergie afin de déterminer l'influence de chacun d'entre eux à la dose déposée totale. À l'énergie considérée, deux types d'interactions entre les photons et la matière sont majoritaires : l'effet Compton, et l'effet de création de paires, le premier effet étant plus occurrent que le second comme on peut le voir sur la figure 1.8. Ces deux interactions créent des électrons de plus basse énergie, et des positons dans le cas de la création de paires. La figure 4.32 représente la fluence et le dépôt de dose due aux électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie 5,76 MeV. Nous remarquons que ces électrons sont très peu présents et très monodirectionnels, responsables de $1,6 \times 10^{-3}\%$ au maximum de la dose déposée. Ces électrons de haute énergie apparaissent principalement lorsque l'énergie d'un photon est presque complètement absorbée par un électron lié à un atome par effet Compton, qui se propagent donc dans l'axe du faisceau puisque cette condition n'est possible que pour un choc frontal d'un photon avec un électron.

La figure 4.33 représente le même diagnostic que le précédent, pour les électrons appartenant au groupe d'énergie de 3,2 MeV. Trois types d'électrons secondaires appartiennent à ce groupe : ceux créés par effet Compton et création de paires, ainsi que les électrons de plus haute énergie qui bien que minoritaires se sont diffusés dans le milieu par le biais de collisions inélastiques. Nous remarquons ainsi que ces électrons provoquent un élargissement spatial du profil de dose, dû à leur diffusion à travers le milieu. Nous observons aussi la zone de build-up du profil de dose apparaître, atteignant un maximum pour une profondeur de 2 cm. Pour rappel, la position du maximum du build-up est obtenu lorsque l'équilibre électronique est atteint, autrement dit lorsqu'autant d'électrons de même énergie entrent dans un volume élémentaire que d'électrons en sortent. Le pouvoir d'arrêt des électrons dans l'eau est de 2.01 MeV/cm pour des électrons de 6 MeV, et atteint 1.89 MeV/cm pour des électrons de 3,2 MeV, ce qui nous mène à considérer que des particules créées à 6 MeV atteindront ce seuil en énergie au bout de 1,44 cm de propagation dans l'eau. Le fait que le maximum de build-up est atteint un peu plus loin dans le fantôme est dû à la diffusion angulaire du faisceau, qui est dû au fait que les électrons secondaires

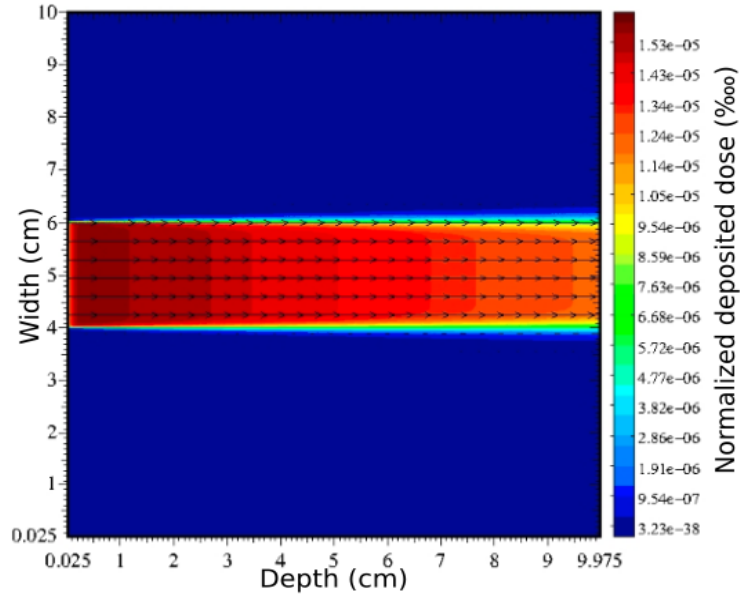


FIGURE 4.32 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 5,76 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'eau, calculé avec M_1

créés par effet Compton sont arrachés des atomes avec un certain angle de diffusion (estimé de l'ordre de 20° pour des électrons de cette énergie) pour peu qu'il n'aient pas absorbé toute l'énergie du photon incident. Ils participent ainsi à une fraction de la dose déposée hors de l'axe du faisceau jusqu'à une largeur de 0,7 cm, valeur cohérente avec celle trouvée dans le chapitre 3 lors de l'analyse de la propagation du faisceau d'électrons dans l'eau par groupes d'énergie, et à repousser le maximum de build-up au delà de la valeur uniquement prévue par le pouvoir d'arrêt des électrons. Cette population d'électrons est responsable au maximum à 0,8 % de la dose maximale déposée par l'ensemble des électrons.

Le diagnostic appliqué aux électrons du groupe d'énergie à 650 keV est représenté en figure 4.34. Ces électrons contribuent encore plus à l'élargissement du profil de dose. La dose maximale déposée par ce groupe d'énergie est de l'ordre de 1,3 % de la dose totale déposée dans l'eau, pour une profondeur de 3,2 cm. Cette profondeur est plus élevée que pour le groupe en énergie précédent car les électrons secondaires doivent parcourir une plus longue distance pour perdre autant d'énergie. Encore une fois à l'aide du pouvoir d'arrêt, on peut déterminer que les électrons créés à 6 MeV atteignent cette énergie au bout de 2,82 cm de propagation dans l'eau, et le décalage du build-up par rapport à cette valeur, du même ordre de grandeur que pour la figure 4.33 provient encore une fois du fait que les électrons ne se propagent pas tous dans une direction parallèle au faisceau. La diffusion angulaire est aussi plus élevée car ce sont les électrons de plus haute énergie initialement qui ont continué à se déplacer dans la matière et ont fini par atteindre l'éner-

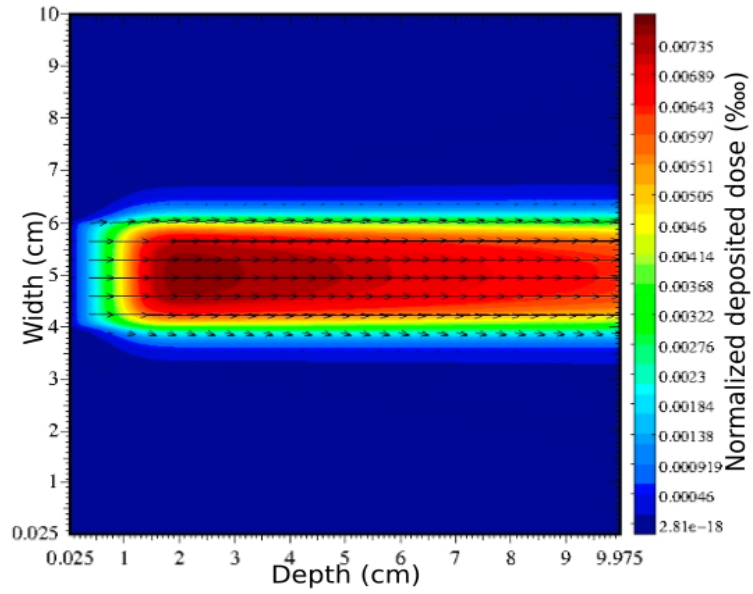


FIGURE 4.33 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 3,2 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'eau, calculé avec M_1

gie de 650 keV hors du faisceau.

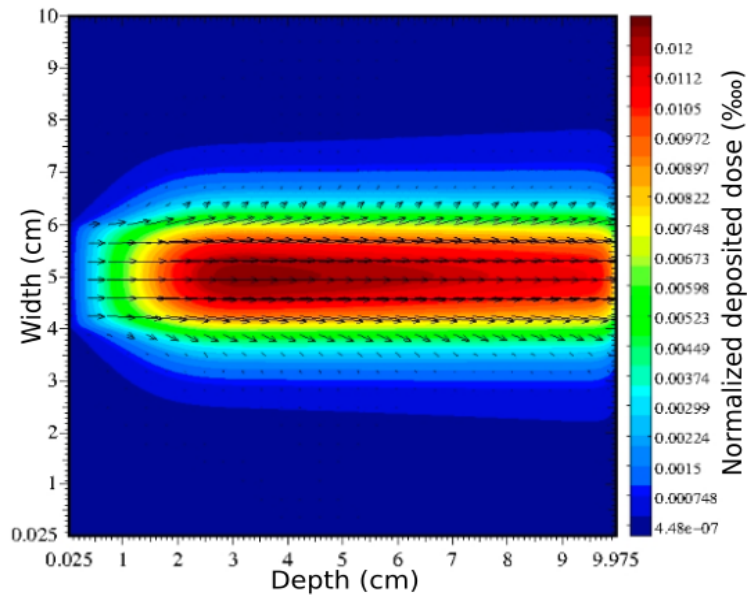


FIGURE 4.34 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 650 keV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'eau, calculé avec M_1

Enfin, nous représentons la population d'électrons appartenant au groupe d'énergie de

100 keV. Leur énergie étant très basse, ces électrons s'arrêtent instantanément à l'endroit où ils sont créés, déposant toute leur énergie dans la maille où ils se trouvent, et sont responsables d'une partie non négligeable de la dose déposée au total (jusqu'à 4,2 % de celle-ci), ainsi que de celle déposée dans la partie diffusée du faisceau d'une manière plus élevée que les énergies supérieures.

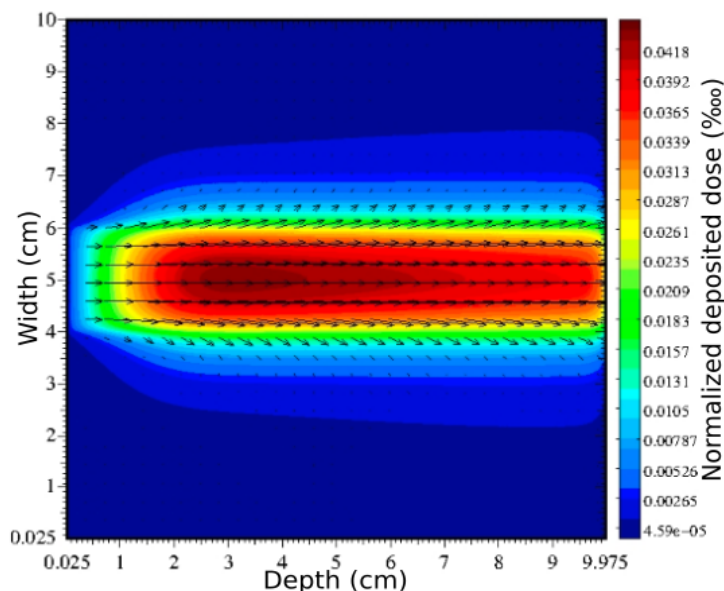


FIGURE 4.35 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'eau, calculé avec M_1

Ainsi, les électrons de plus basse énergie contribuent le plus à la fois à la diffusion du faisceau dans le milieu, ainsi qu'à la quantité d'énergie déposée dans l'eau, ce qui s'explique par le fait qu'un plus grand nombre d'électrons secondaires de basse énergie sont créés par les interactions photons/matière, c'est à dire les effets Compton et de création de paires. Ensuite, ces électrons sont ralentis dans le milieu et déposent leur énergie principalement par le biais des collisions inélastiques.

4.2.2 Faisceau de photons avec champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'air

Nous avons simulé le parcours d'un faisceau de photons à travers l'air afin de pouvoir évaluer le rayon de giration des électrons secondaires. Leurs collisions sont beaucoup moins nombreuses, et leur déplacement est ainsi majoritairement lié à l'effet de la force de Lorentz. Nous avons cette fois ci simulé un faisceau de photons monoénergétique de 20 MeV

afin d'obtenir des électrons secondaires de plus haute énergie, qui auront par conséquent un rayon de Larmor plus élevé. Le champ magnétique est le même que dans la section précédente, à savoir un champ magnétique de 1 T orienté orthogonalement au plan d'étude et à l'axe de propagation du faisceau. Nous avons choisi une densité de $0,05 \text{ g/cm}^3$ pour l'air afin que quelques collisions se produisent tout de même, et sa composition est reprise telle que donnée par l'ICRU : 0,01248 % C, 75,527 % N, 23,178 % O, 1,283 % Ar.

Nous débutons l'analyse en groupe en énergie avec celui des électrons de 17,8 MeV, montré sur la figure 4.36 représentant leur dépôt de dose et les vecteurs flux associés. Ceux-ci sont responsables au maximum de 0,21 % de la dose déposée dans l'air, et atteignent une zone relativement éloignée de l'endroit où ces électrons sont créés, le faisceau entrant en $y = 3 \text{ cm}$ et les électrons pouvant atteindre une zone en $y = 16\text{-}17 \text{ cm}$. La forme du dépôt de dose de ce groupe est divisible en trois zones principales : une suivant le faisceau primaire de photons, une autre contribuant à la 'vague' correspondant à leur rotation liée à la présence du champ magnétique, et une dernière correspondant au haut de cette vague où les électrons amorcent leur retour en arrière. Les électrons sont donc créés par l'effet Compton le long de la propagation des photons, et effectuent un mouvement circulaire lors duquel ils déposent leur énergie par collisions avec les électrons des atomes d'air. La valeur théorique du rayon de Larmor pour des électrons de 17,8 MeV est de 6,1 cm, valeur retrouvée dans ce profil de dépôt de dose. De même, les électrons secondaires créés à la plus haute énergie possible (c'est à dire 20 MeV) peuvent perdre jusqu'à 2,2 MeV sur un parcours de 16.85 cm (valeur obtenue par la différence entre le parcours d'électrons de 20 MeV et 17,8 MeV, celui-ci suivant une variation linéaire en fonction de l'énergie), ce qui est de l'ordre de ce qui est observé sur cette figure.

La figure 4.37 nous montre un diagnostic de même nature, pour les électrons appartenant au groupe d'énergie de 14,1 MeV. Plusieurs populations sont décelables sur cette figure : d'une part, les électrons de cette énergie créés à une profondeur proche de la sortie du fantôme d'air commencent à tourner dans la matière et sont responsables d'une petite partie de la dose déposée. Bien entendu, cette catégorie d'électrons de cette énergie est créée dans le faisceau de photons tout au long de la propagation de ce dernier, elle est décelable en sortie de fantôme de par la dose inférieure déposée dans cette zone, mais on devine aussi sa présence le long du faisceau car elle s'ajoute à la seconde population d'électrons secondaires de cette énergie, décrits dans le paragraphe suivant. Ces électrons secondaires, bien que déposant moins d'énergie dans l'air (de l'ordre de 0,1 %) nous permettent d'évaluer le rayon de Larmor de ce groupe d'énergie : la valeur attendue est de 4,87 centimètres, ce qui est comparable au rayon de ces électrons secondaires sur la figure 4.37.

D'autre part, les électrons s'étant déjà propagés dans l'air et ayant perdu de l'énergie (c'est à dire ceux issus de groupes en énergie supérieures) effectuent un tour complet dans la matière et continuent à tourner autour de l'axe du champ magnétique, comme le

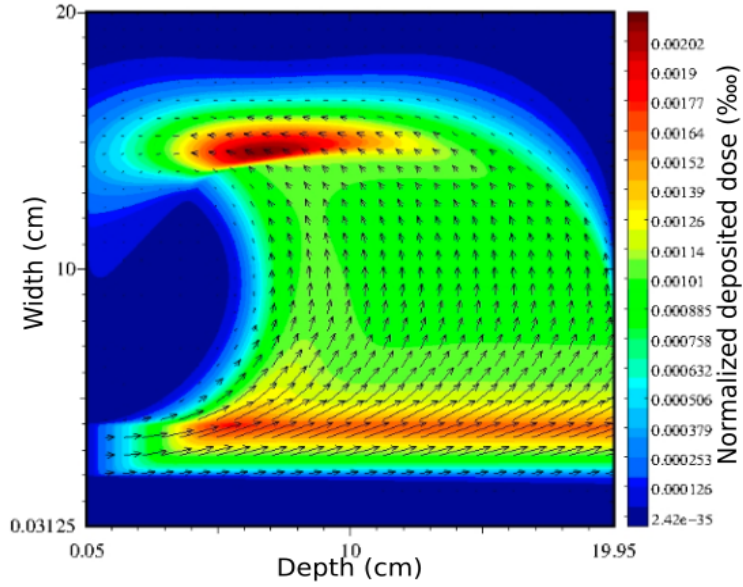


FIGURE 4.36 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 17,8 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

montrent les orientations des différents vecteurs flux. On ne les observait pas dans le diagnostic précédent de la figure 4.36, car les électrons secondaires créés ne pouvaient avoir parcouru que 16,85 cm au maximum. Cette fois-ci, ces électrons peuvent avoir parcouru 32,8 cm de plus dans la matière, valeur obtenue en faisant encore une fois la différence entre les parcours des électrons dans ce matériau. Cette dernière catégorie d'électrons est responsable d'une plus grande partie de la dose déposée. Le maximum de la dose déposée par les électrons d'énergie 14,1 MeV (0,36 % de la dose totale déposée par ce groupe d'énergie), se trouve à l'intersection entre la propagation des électrons créés proches de la sortie du faisceau, et ceux effectuant un tour complet dans le fantôme. L'illustration 4.38 représente le comportement des deux populations d'électrons créés se déplaçant dans l'air et observables sur la figure 4.37 : les deux populations d'électrons de cette énergie ont en fait le même mouvement, mais le fait que le rayon de Larmor des électrons de cette énergie soit moins élevé que celle pour les premiers électrons secondaires créés (et donc de plus haute énergie) amène ces électrons à une hauteur moindre dans le fantôme, comparé aux premiers qui eux ont pu atteindre une position plus élevée, et décrire leur mouvement en spirale dans le fantôme à partir de cette haute position. Les flux situés au bord gauche de la figure sont droits au lieu de décrire une trajectoire circulaire comme à l'opposé de la spirale, ceci est dû à une condition limite de flux entrant du modèle M_1 et doit être considéré comme un artefact numérique.

La figure 4.39 représente le comportement des électrons du groupe d'énergie de 7,8 MeV, via la même représentation couplée dépôt de dose/vecteurs flux. Une grande partie de

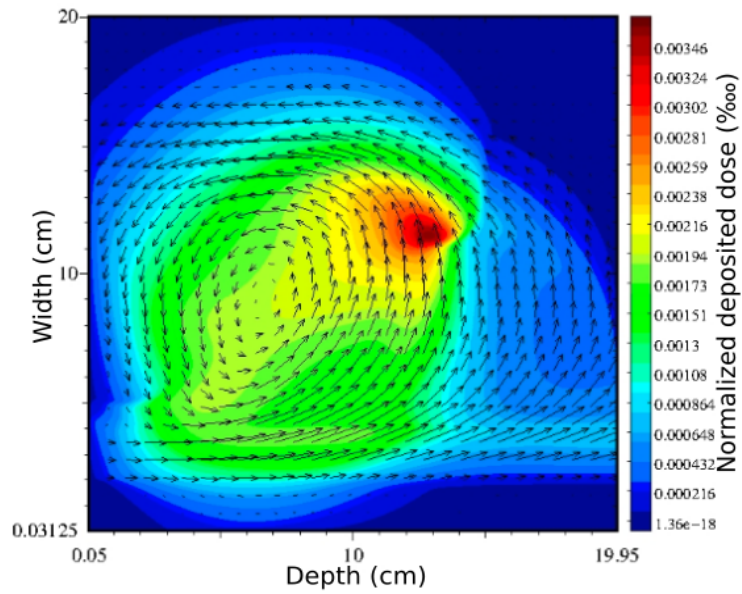


FIGURE 4.37 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 14,1 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

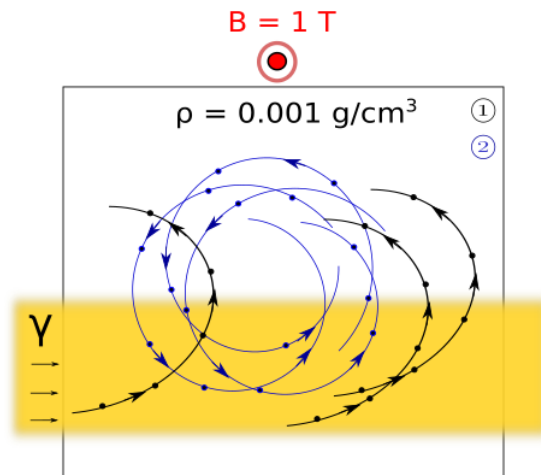


FIGURE 4.38 : Illustration de l'origine et du comportement des deux populations d'électrons décrites dans le paragraphe sur l'analyse de l'énergie déposée par les électrons de 14,1 MeV. La population 1), qui dépose le moins d'énergie, sont les électrons secondaires n'ayant pas encore eu le temps d'effectuer une spirale en se propageant dans l'air, et sortent tout juste du faisceau de photons primaire. La population 2) correspond aux électrons ayant été créé à des énergies plus élevées, ceux-ci continuent à décrire des spirales dans l'air car ils collisionnent et perdent de l'énergie en même temps qu'ils sont soumis à la force de Lorentz.

la dose déposée par ces électrons vient de ceux ayant déjà effectué plusieurs tours dans le fantôme, tout en perdant leur énergie formant une spirale dans lesquelles sont piégés les électrons secondaires : la zone de dépôt maximal de dose se focalise donc proche du centre de la spirale définie par ce parcours. Pour ce groupe d'énergie, le rayon de Larmor théorique est de 2,77 cm et diminuera dans les groupes d'énergie suivant à cause de la perte d'énergie cinétique due aux collisions.

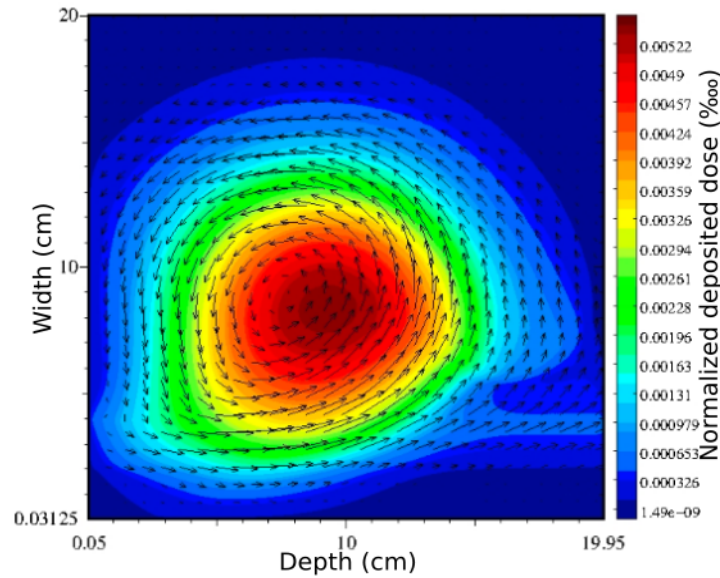


FIGURE 4.39 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 7,8 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

Enfin, la figure 4.40 se concentre sur le groupe d'énergie proche de l'énergie de cutoff définie, celui des électrons de 100 keV. Ces électrons s'arrêtent quasi immédiatement après avoir été créés, et leur origine vient principalement des collisions des électrons de plus haute énergie avec le milieu. Un très grand nombre d'électrons de basse énergie étant créés lors de la propagation des électrons de haute énergie, ceux-ci sont responsables d'une grande partie de la dose déposée dans le milieu, avec un maximum à 2,5 % de la dose totale déposée par ce groupe d'électrons à 100 keV. La zone autour de laquelle le dépôt de dose est maximal est un peu plus étendu pour ce groupe que dans le cas précédent (Figure 4.39) car les électrons de ce groupe sont créés plus largement par interaction des électrons de haute énergie, ceux-ci effectuant leur première spirale dans la matière avec un libre parcours relativement élevé, un grand nombre d'électrons de basse énergie 'suivent' cette propagation.

Cette analyse du comportement des électrons secondaires dans un milieu très peu collisionnel confirme une fois de plus la bonne prise en compte de l'effet de la force de Lorentz

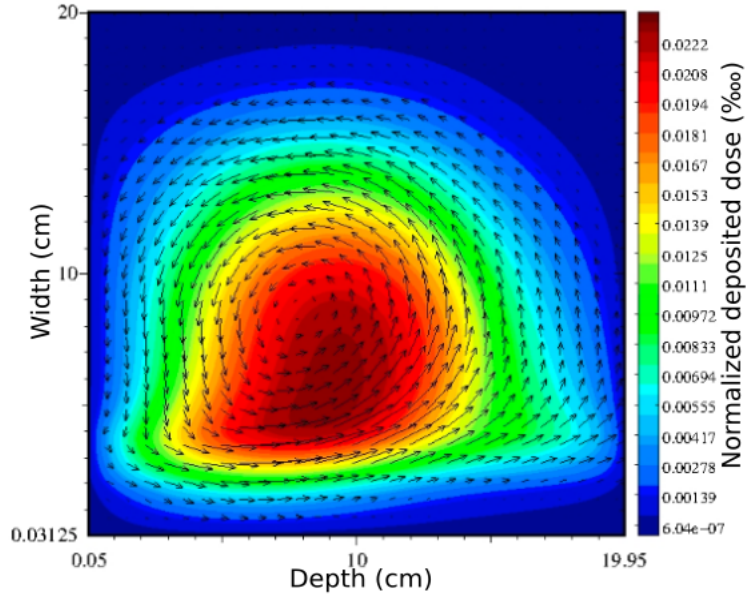


FIGURE 4.40 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

en comparant les rayons de Larmor rendus par M_1 par rapport aux valeurs théoriques attendues.

4.2.3 Faisceau de photons avec champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'eau

Nous repassons à un faisceau de photons monoénergétique de 6 MeV, affecté d'un champ magnétique externe d'amplitude 1 T dirigé selon l'axe orthogonal au plan d'étude, au travers d'un fantôme numérique d'eau. Nous commençons avec l'étude des électrons du groupe d'énergie 3,2 MeV, dont la fluence et le dépôt de dose sont représentés sur la figure 4.41. À cause de la présence du champ magnétique externe, nous remarquons que l'ensemble du profil de dose subit un décalage vers le haut, dû au mouvement de rotation des électrons autour de l'axe du champ magnétique. Le maximum du dépôt de dose de ce groupe est ainsi décalé de 0,5 cm vers le haut, et garde la même valeur que dans le cas sans champ magnétique.

La figure 4.42 représente le même diagnostic que le précédent appliqué aux électrons du groupe d'énergie 650 keV. Ces électrons participent une fois encore à l'élargissement du profil de dose, cependant, par l'action du champ magnétique externe, cet élargissement est augmenté en haut du profil de dose, et amplement diminué à l'autre bord, provo-

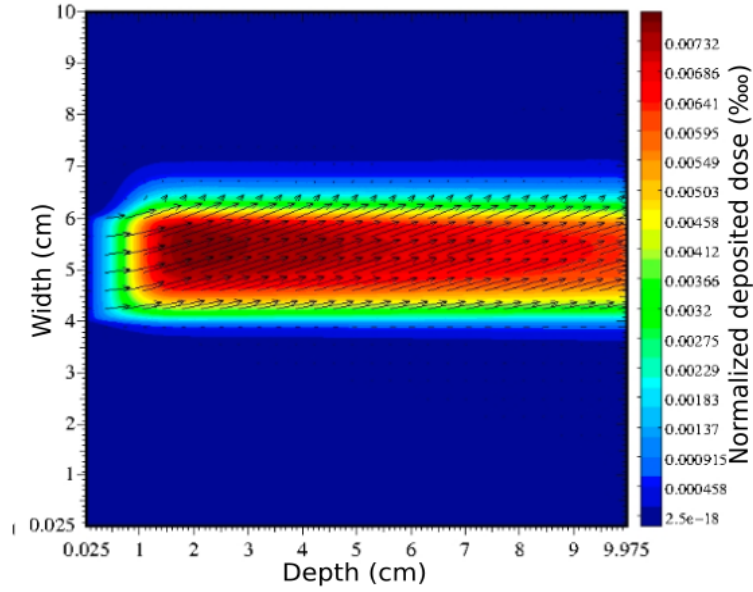


FIGURE 4.41 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 3,2 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

quant une asymétrie du profil comme le montre la figure 4.43 comparant les deux profils transverses de dépôt de dose au milieu du fantôme. De même que pour les électrons de 3,2 MeV, la valeur relative du profil de dose est la même que pour le cas sans champ magnétique.

Enfin, ce diagnostic est présenté pour les électrons appartenant au groupe d'énergie 100 keV en figure 4.44. Le profil de dose pour ce groupe, les électrons étant d'énergie relativement basse, ressemble en grande partie à celui du groupe en énergie de 650 keV car ces électrons déposent leur énergie quasi-instantanément. Le maximum de dose pour ce groupe en énergie est le même que pour le cas sans champ magnétique et vaut 4,2 %. L'effet du champ magnétique sur l'élargissement de la dose permet d'atteindre une dose déposée participant à 1 % de la dose totale en $y = 7,5$ cm dans toute la zone après le build-up, alors que cette valeur était atteinte en $y = 6,9$ cm pour le cas sans champ magnétique. Cette différence peut s'expliquer à l'aide de la figure 4.13 : la valeur du rayon de Larmor et du libre parcours des électrons ont des valeurs très proches pour des énergies supérieures à 700 keV, après quoi le libre parcours diminue. Ainsi, les électrons secondaires de haute énergie vont voir leur diffusion accompagné d'un mouvement circulaire, leur permettant de se propager plus loin dans la direction transverse.

Dans un milieu homogène, l'effet d'un champ magnétique orthogonal a donc pour effet de déplacer l'ensemble des électrons secondaires créés avec un effet de rotation autour de l'axe du champ magnétique. La valeur relative de la contribution à la dose déposée

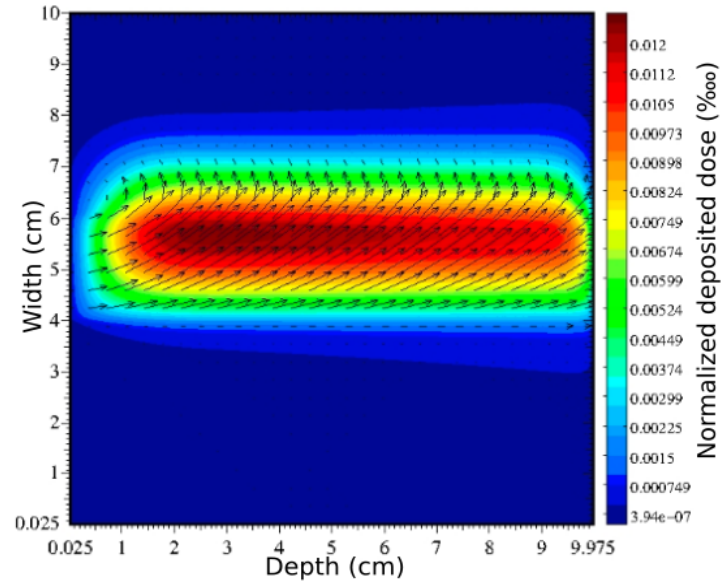


FIGURE 4.42 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 650 keV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

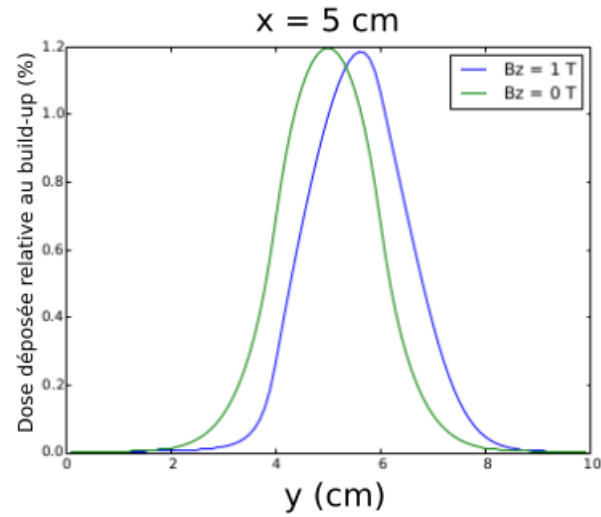


FIGURE 4.43 : Coupe transversale du dépôt de dose du groupes d'électrons d'énergie 650 keV à travers un fantôme d'eau en position $x = 5$ cm, avec (courbe bleue) et sans champ magnétique (courbe verte).

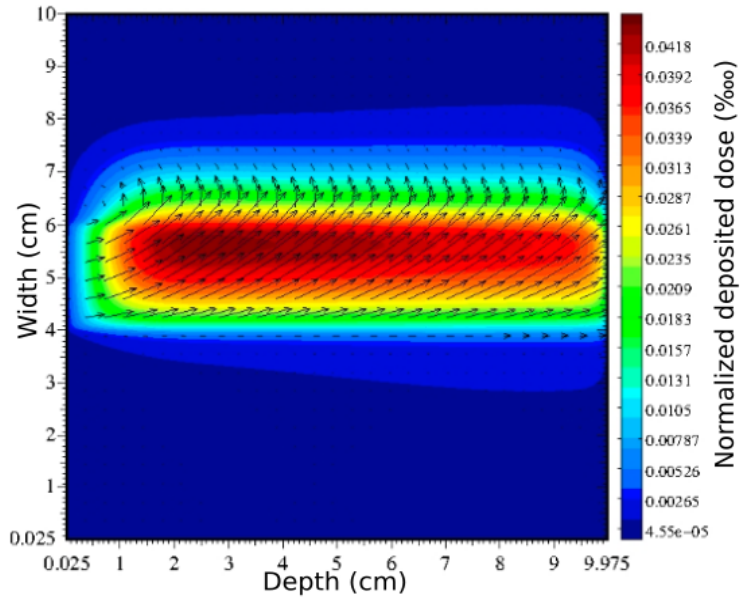


FIGURE 4.44 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de leur propagation dans le fantôme d'eau, avec un champ magnétique de 1 T, calculé avec M_1

au total ne change pas, en revanche la position du maximum de dépôt de dose ainsi que la largeur du profil de ce même dépôt s'en retrouvent altérés, menant à un décalage du dépôt de dose par rapport au cas sans champ magnétique.

4.2.4 Faisceau de photons sans et avec champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'eau comportant un insert de poumon

Nous poursuivons notre analyse par groupe en énergie avec l'étude de la propagation d'un faisceau de photons monoénergétique de 6 MeV de taille de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$ au travers d'une composition de fantôme équivalent à celui de l'article de Fogliata [42], constitué d'un fantôme de poumon de dimension $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ placé entre deux fantômes d'eau de dimension $10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$. Nous exposons deux cas sur chacune des figures suivantes, l'une au dessus de l'autre. Dans celui représenté en bas de chaque figure, un champ magnétique externe d'amplitude 1 T dirigé orthogonalement au plan d'étude et au faisceau de photons est présent. Celui représenté en haut de chaque figure ne comporte pas de champ magnétique externe. Nous choisissons cette représentation afin d'apprécier plus aisément les différences du profil de dépôt de dose entre les deux situations.

Nous commençons par étudier le dépôt de dose et l'orientation des vecteurs fluences sur les électrons appartenant au groupe d'énergie 4,1 MeV, représentés conjointement sur

la figure 4.45. Dans le cas sans champ magnétique, nous remarquons l'élargissement du profil de dose dans le poumon comparé à celui dans l'eau, dû au fait que le poumon est un milieu plus diffusif que l'eau. Le cas avec champ magnétique montre le début de la rotation des électrons, plus visible dans le poumon compte tenu du libre parcours moyen des électrons plus élevé dans ce milieu que dans l'eau.

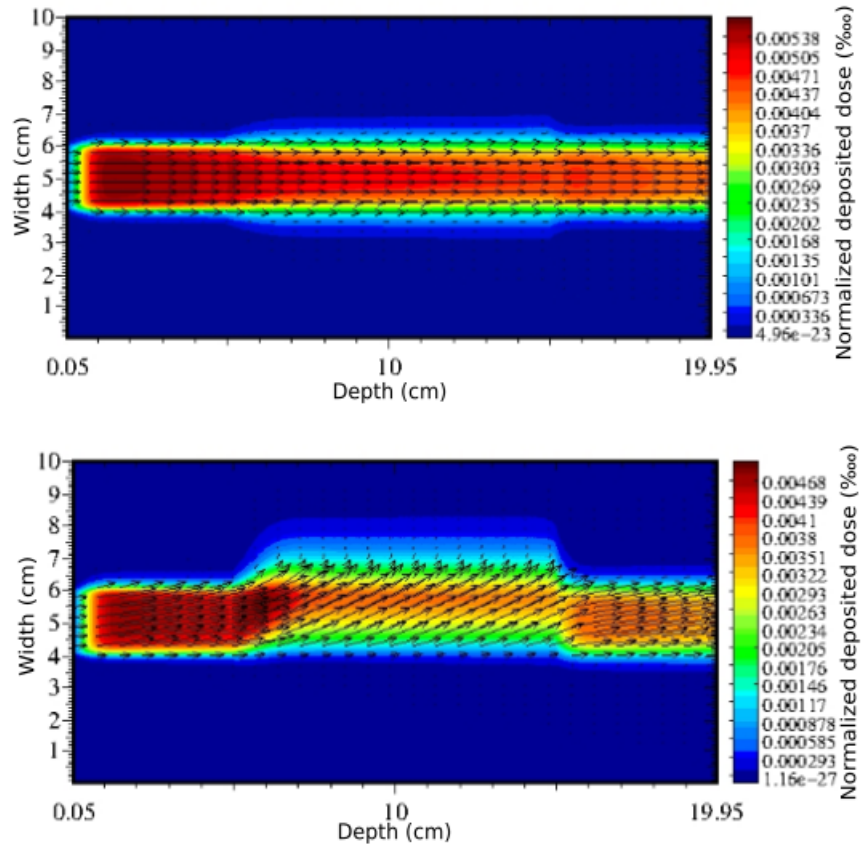


FIGURE 4.45 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 4,1 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, sans champ magnétique (en haut) et avec un champ magnétique de 1 T (en bas), calculés avec M_1 .

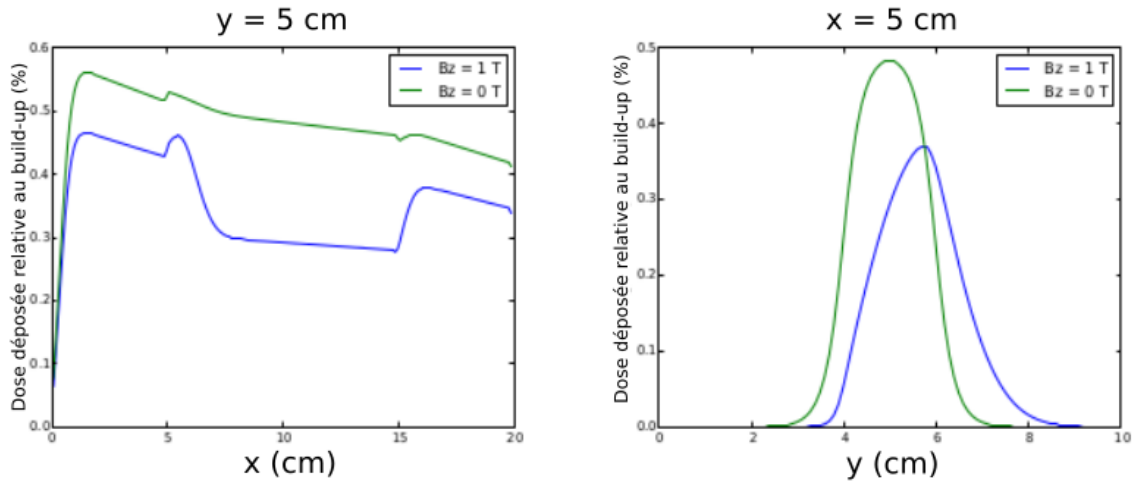


FIGURE 4.46 : Coupe longitudinale sur l'axe du faisceau et transversale en $x = 5\text{ cm}$ du dépôt de dose du groupes d'électrons à 4,1 MeV avec (courbe bleue) et sans champ magnétique (courbe verte).

Nous pouvons aussi relever une différence au niveau de l'endroit où le maximum de dose est déposé. Dans le cas avec champ magnétique, on remarque que le maximum de dose est situé peu après l'interface eau/poumon alors qu'il est situé proche de l'entrée du faisceau dans le fantôme dans le cas sans champ magnétique comme nous pouvons l'observer sur la partie gauche de la figure 4.46. Le changement abrupt dans le libre parcours moyen des électrons à l'interface eau/poumon est responsable de ce changement, les particules vont en effet adopter un comportement de groupe et déposer ensemble leur énergie dans une zone privilégiée, expliquant la remontée de la dose dans cet endroit du fantôme. La zone où le profil de dépôt de dose atteint son maximum pour chaque profondeur est aussi décalée vers le haut du fantôme, ce qui est plus visible dans le poumon. Enfin, nous remarquons un abaissement général de la dose relative déposée par rapport au maximum dans l'ensemble de la zone du poumon. Ces effets sont liés à l'effet de la force de Lorentz sur les électrons secondaires : ceux-ci collisionnent moins avec la matière et sont translatés vers le haut du fantôme, menant à une densité d'électrons moins élevée à cet endroit du faisceau et donc à une diminution de la dose déposée.

La figure 4.47 nous présente la même composition de diagnostics que la figure précédente, pour les électrons appartenant au groupe d'énergie 2,22 MeV. Les électrons secondaires créés à plus haute énergie continuent de se propager dans le fantôme, et sous l'effet du champ magnétique externe, certains de ces électrons retournent dans le fantôme d'eau après leur passage dans le poumon, comme le prouvent les vecteurs flux proches de l'interface eau/poumon. Ces électrons vont ainsi retourner dans un milieu moins diffusif que le poumon et déposer leur énergie de manière très concentrée dans cette zone proche de l'interface, ce qui s'ajoute bien sûr au flux des électrons secondaires créés dans le fantôme d'eau et déposant aussi leur énergie à cet endroit.

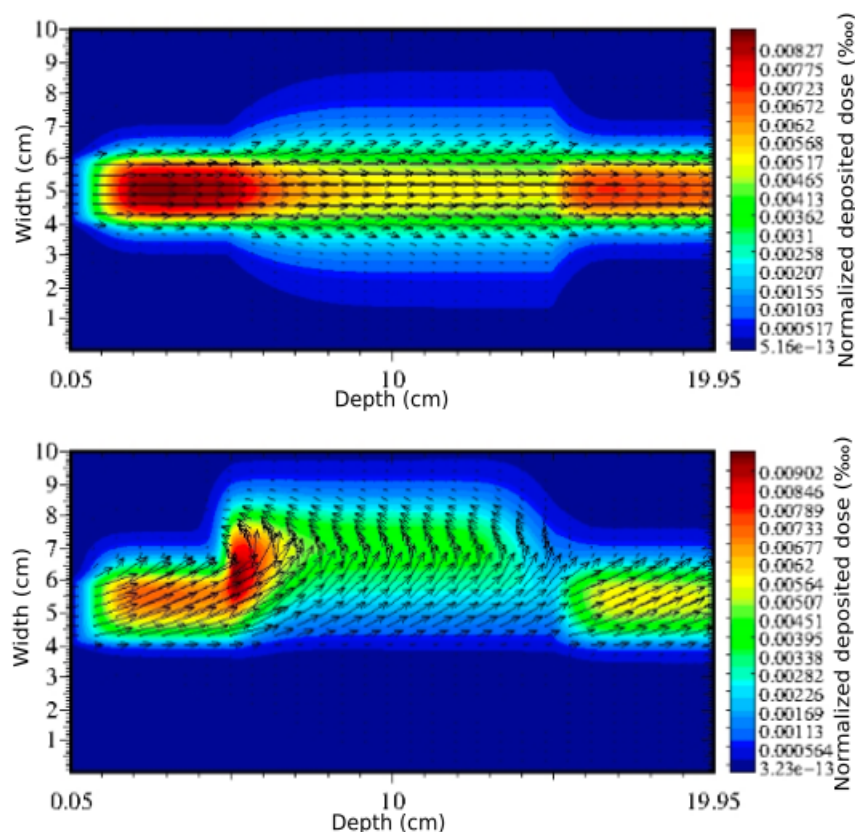


FIGURE 4.47 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 2,22 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, sans champ magnétique (en haut) et avec un champ magnétique de 1 T (en bas), calculés avec M_1 .

La figure 4.48 correspond aux vecteurs flux et carte de dépôt de dose des électrons de 0,96 MeV. Ces électrons étant de plus basse énergie, leur rayon de giration s'en retrouve réduit : le profil transverse de la dose est moins étendu que pour les électrons de 2,22 MeV, et la zone subissant une augmentation de la dose est moins large que pour le groupe précédent. Cependant, la différence en intensité du pic de surdosage par rapport au cas sans champ magnétique est plus élevée que dans le cas à 2,22 MeV : la dose maximale déposée est équivalente à peu près au double du cas sans champ magnétique, en terme

de dose relative par rapport à la dose déposée cumulative (1,3 % de la dose totale contre environ 0,7 % dans le cas sans champ magnétique). La grande présence d'électrons de cette énergie au niveau de l'interface eau/poumon s'explique par le fait que les électrons secondaires sont fortement ralentis lors de leur retour dans l'eau, participant ainsi grandement à la dose déposée dans cette zone.

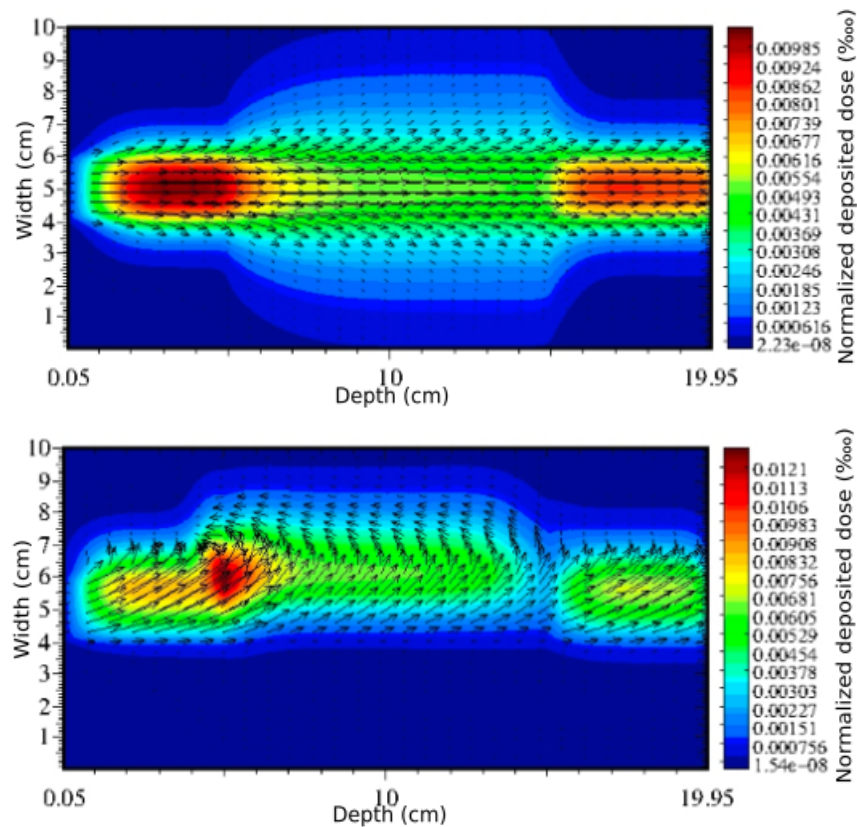


FIGURE 4.48 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 0,96 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, sans champ magnétique (en haut) et avec un champ magnétique de 1 T (en bas), calculés avec M₁.

Pour finir, les électrons secondaires appartenant au groupe de 100 keV ont leur vecteurs flux et carte de dépôt de dose représentée sur la figure 4.50. Une fois encore, ceux-ci s'arrêtent très vite compte tenu de leur basse énergie et donc de leur libre parcours moyen, et reproduisent le profil final de la dose déposée puisque très majoritaire en nombre. La dose maximale déposée par ce groupe en énergie est de 4,3 % avec et sans champ magnétique, et se situe au niveau de l'interface eau/poumon pour le cas avec champ magnétique, et au niveau du maximum du build-up dans l'eau pour le cas sans champ magnétique.

En complément de cette étude est montré en figure 4.52 une visualisation qualitative des flux des électrons (courbes bleues, blanches et rouges) et des photons (courbe noire) en 3D

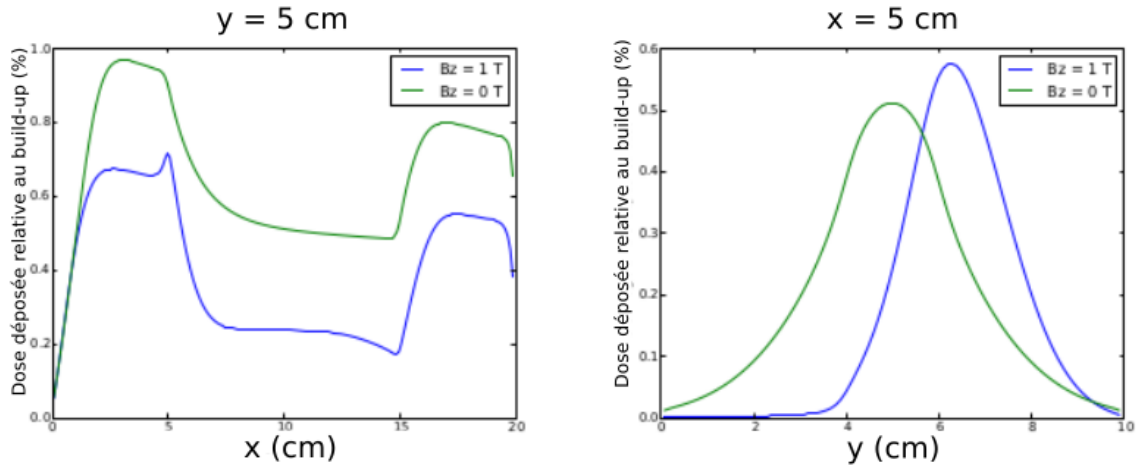


FIGURE 4.49 : Coupe longitudinale sur l'axe du faisceau et transversale en $x = 5$ cm du dépôt de dose du groupes d'électrons à 0,96 MeV avec (courbe bleue) et sans champ magnétique (courbe verte).

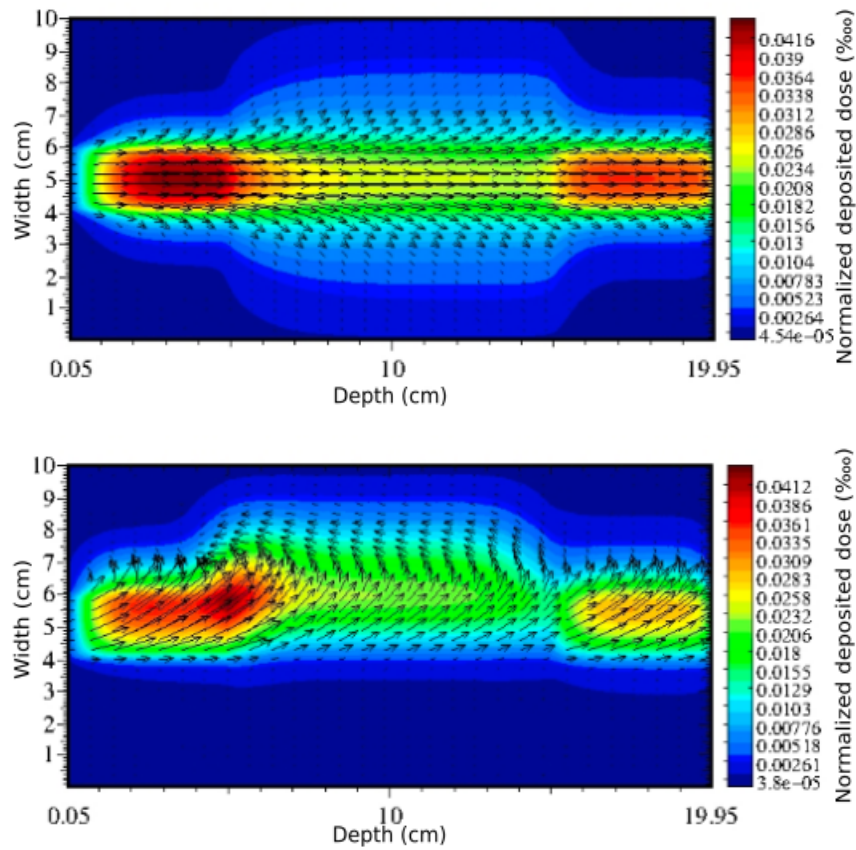


FIGURE 4.50 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, sans champ magnétique (en haut) et avec un champ magnétique de 1 T (en bas), calculés avec M_1 .

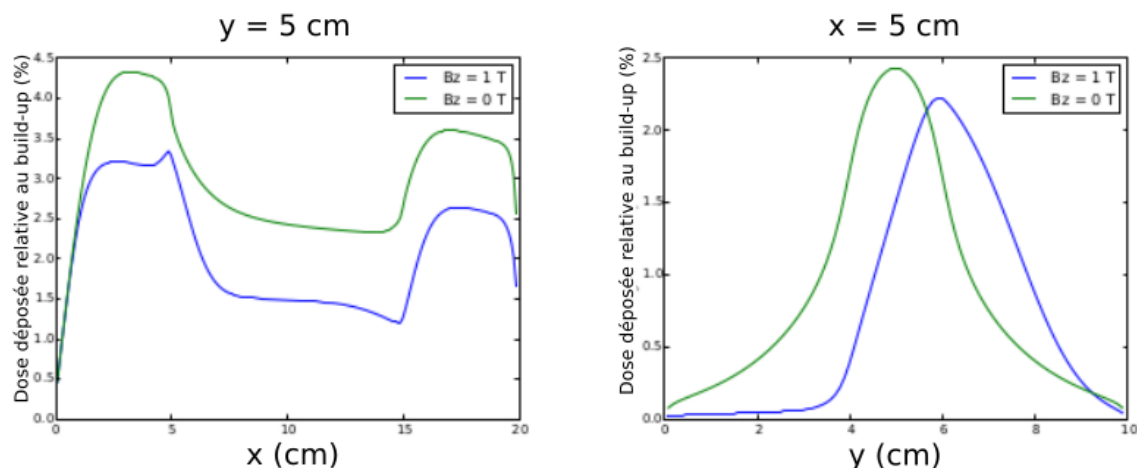


FIGURE 4.51 : Coupe longitudinale sur l'axe du faisceau et transversale en $x = 5\text{ cm}$ du dépôt de dose du groupes d'électrons à 100 keV avec (courbe bleue) et sans champ magnétique (courbe verte).

du cas que nous venons d'étudier. La coupe coplanaire à la propagation du faisceau montre deux flux d'électrons relevés dans l'eau et le poumon, respectivement aux profondeurs 2 et 10 cm. Nous observons le mouvement de retour des électrons dû à la force de Lorentz décrit lors des différentes analyses précédentes. Bien entendu, le flux des photons n'est pas modifié par l'action du champ magnétique et restent monodirectionnels lors de leur parcours dans le fantôme. La coupe orthogonale à la propagation du faisceau de photons nous apporte une information supplémentaire : les électrons secondaires peuvent être diffusés selon un certain angle qui se répercute sur leur propagation dans le fantôme sous l'effet de la force de Lorentz. Le flux d'électrons secondaire va donc subir un effet d'ouverture dans le sens de leur angle de diffusion, à la manière du cas avec le champ magnétique dirigé selon l'axe y montré dans la section 4.2.7.

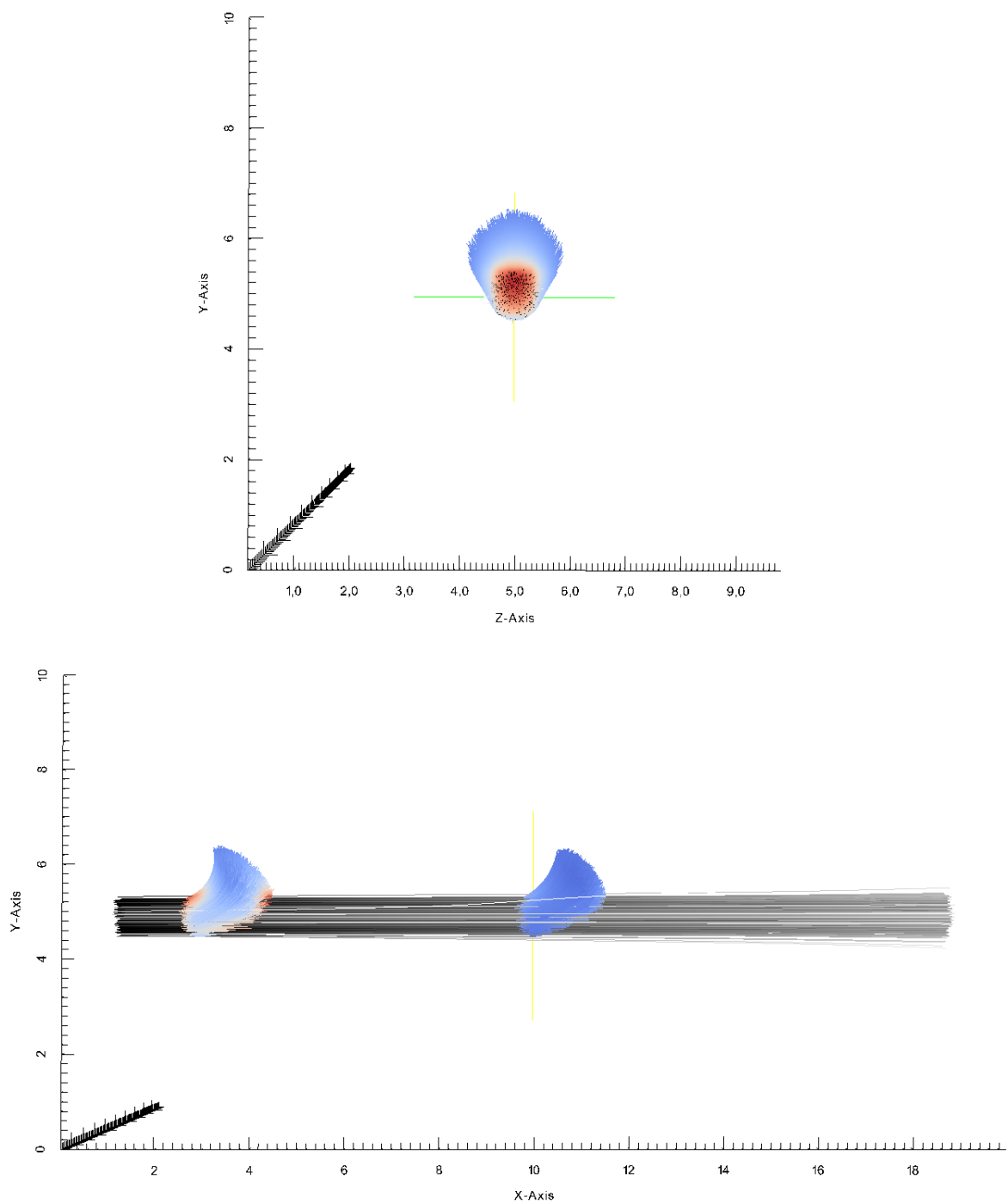


FIGURE 4.52 : Représentation des flux des électrons (bleu-blanc) et photons (noir) au travers de la configuration eau/poumon/eau, selon un plan orthogonal à la propagation du faisceau (en haut) et un coplanaire à la propagation du faisceau (en bas).

4.2.5 Faisceau de photons sans et avec champ magnétique orienté colinéairement à l'axe de propagation, à travers un fantôme d'eau comportant un insert de poumon

L'action d'un champ magnétique dirigé selon la direction du faisceau de photons sur les électrons secondaires créés par ce faisceau a un effet de focalisation sur les électrons créés. Afin de bien mettre en exergue cet effet, nous avons effectué la simulation du même faisceau de photons monoénergétique de 6 MeV au travers de la même composition de fantômes numériques que dans la section précédente, avec un champ magnétique de 1 T dirigé dans une direction colinéaire à celle du faisceau de photons. Les diagnostics suivants représentent la combinaison vecteurs flux/dépôt de dose pour deux groupes d'énergie (2,22 MeV et 100 keV), avec (en haut) et sans champ magnétique (en bas). Nous avons choisi d'analyser des groupes en énergie relativement bas par rapport à l'énergie nominale du faisceau, ceux-ci rendant mieux compte de l'effet de focalisation du faisceau, notamment dans la partie la plus diffuse du fantôme, c'est à dire dans le poumon.

La figure 4.53 correspond au diagnostic appliqué au groupe d'énergie 2,22 MeV. L'effet de focalisation s'illustre plus particulièrement dans le poumon, qui est moins dense : nous observons à la fois un rétrécissement du profil transverse du faisceau, traduisant une diffusion angulaire réduite dans cette zone, ainsi qu'un léger accroissement de la dose relative déposée dans cette zone dans le cas où un champ magnétique est présent. Ces deux phénomènes sont visibles sur les coupes effectuées en figure 4.54. Ce rétrécissement transverse s'explique par la limitation de la longueur transverse par le rayon de Larmor : les électrons décrivent une trajectoire circulaire autour de l'axe du champ magnétique et ne peuvent donc se diffuser librement dans le faisceau. Le rayon de Larmor, pour des électrons de cette énergie, est de 5 mm, à comparer avec la longueur de diffusion transverse qui est de l'ordre du centimètre. Le niveau de la dose maximale déposée relative à ce groupe diffère très légèrement dans ces deux cas (environ 8,6 % de la dose totale dans les deux cas). En effet, le maximum est situé dans la première zone d'eau et correspond à la fin de la mise en place de l'équilibre électronique, tandis que le champ magnétique agit peu sur la propagation des électrons dans cette partie du fantôme.

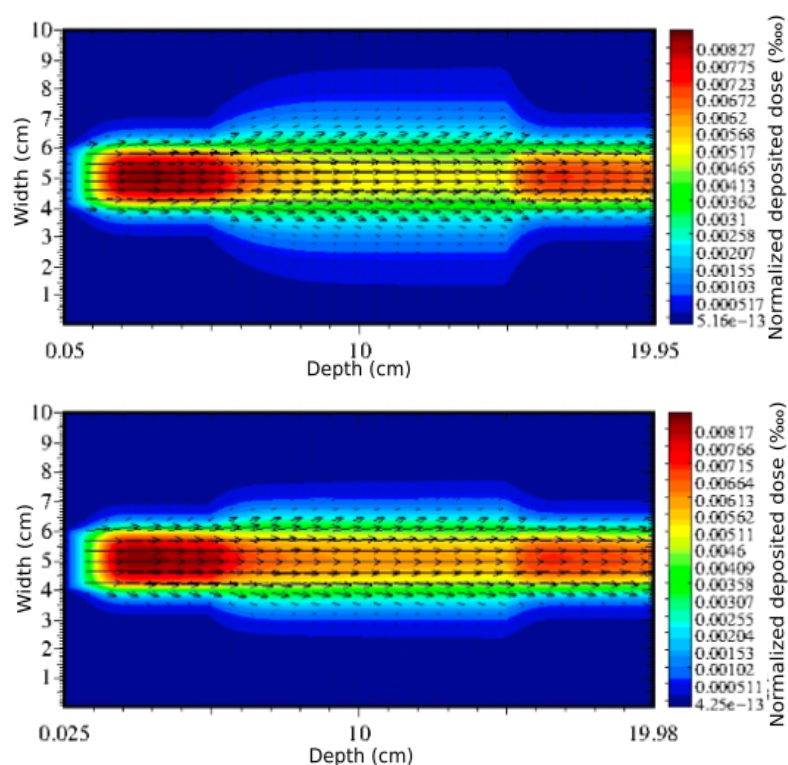


FIGURE 4.53 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 2,22 MeV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, sans champ magnétique (en haut) et avec un champ magnétique de 1 T (en bas), calculés avec M_1 .

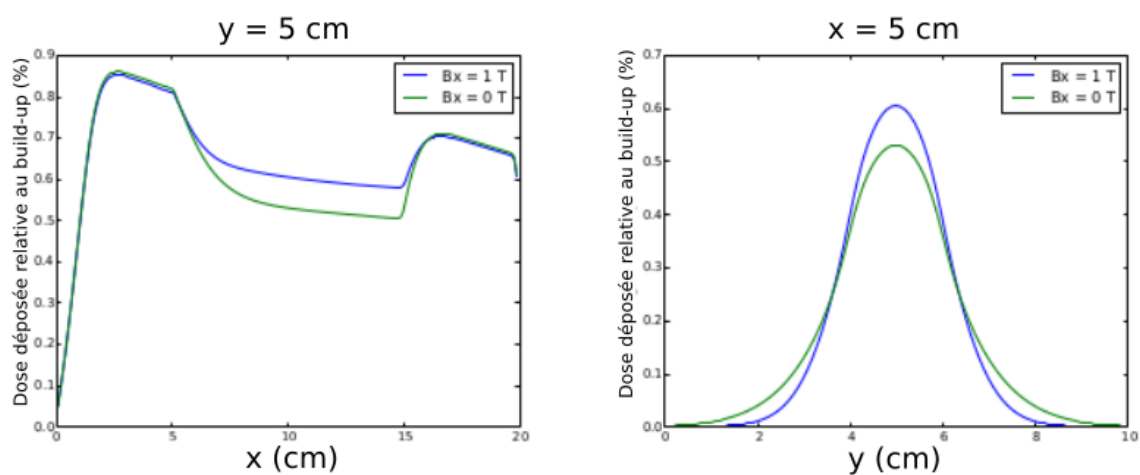


FIGURE 4.54 : Coupe longitudinale sur l'axe du faisceau et transversale en $x = 5$ cm du dépôt de dose du groupes d'électrons à 2,22 MeV avec (courbe bleue) et sans champ magnétique (courbe verte).

Le comportement des électrons de 100 keV représenté sur la figure 4.55 se comporte de manière équivalente au groupe précédent.

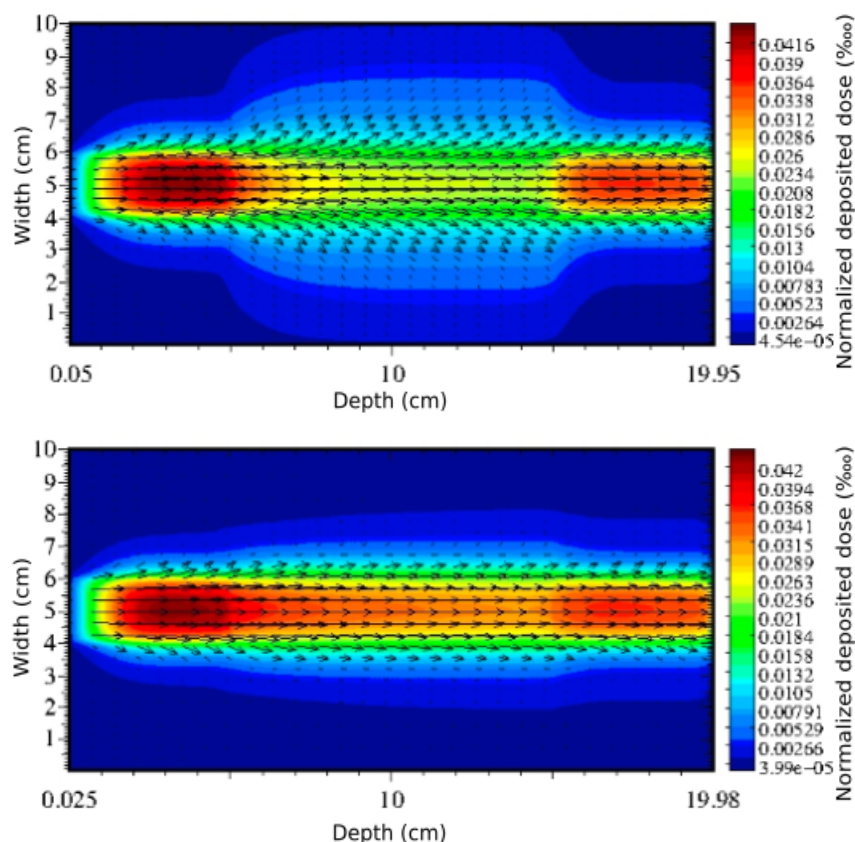


FIGURE 4.55 : Superposition des vecteurs de flux et du profil de dépôt de dose des électrons secondaires appartenant au groupe d'énergie de 100 keV lors de la propagation du faisceau de photons dans le fantôme d'air, sans champ magnétique (en haut) et avec un champ magnétique de 1 T (en bas), calculés avec M_1 .

Afin de compléter ces observations et de comprendre comment les électrons créés sont focalisés, la figure 4.56 présente deux cartes de flux moyens issues de simulations en trois dimensions du modèle M_1 , l'une étant relevée selon un plan orthogonal à la propagation du faisceau et un selon une orientation coplanaire au faisceau, pour des valeurs d'énergie de photons de 6 MeV et des énergie d'électrons diminuant de 6 MeV à 1 MeV. Dans la coupe orthogonale, nous observons que les flux des électrons (en code couleur bleu-blanc-rouge) semblent s'enrouler autour de la direction du champ magnétique. Dans la coupe coplanaire, nous remarquons que cet effet d'enroulement limite la diffusion angulaire des électrons dans le poumon. Cet effet est à associer au fait que ce milieu est propice à une plus grande propagation libre des électrons puisque moins dense et donc moins collisionnel. Les électrons vont donc être principalement guidés par l'orientation du champ magnétique, se retrouvant piégés, ce qui explique le rétrécissement du profil de dose déposée dans cette zone. Une fois encore le flux des photons (en noir) n'est nullement modifié

par l'effet du champ magnétique.

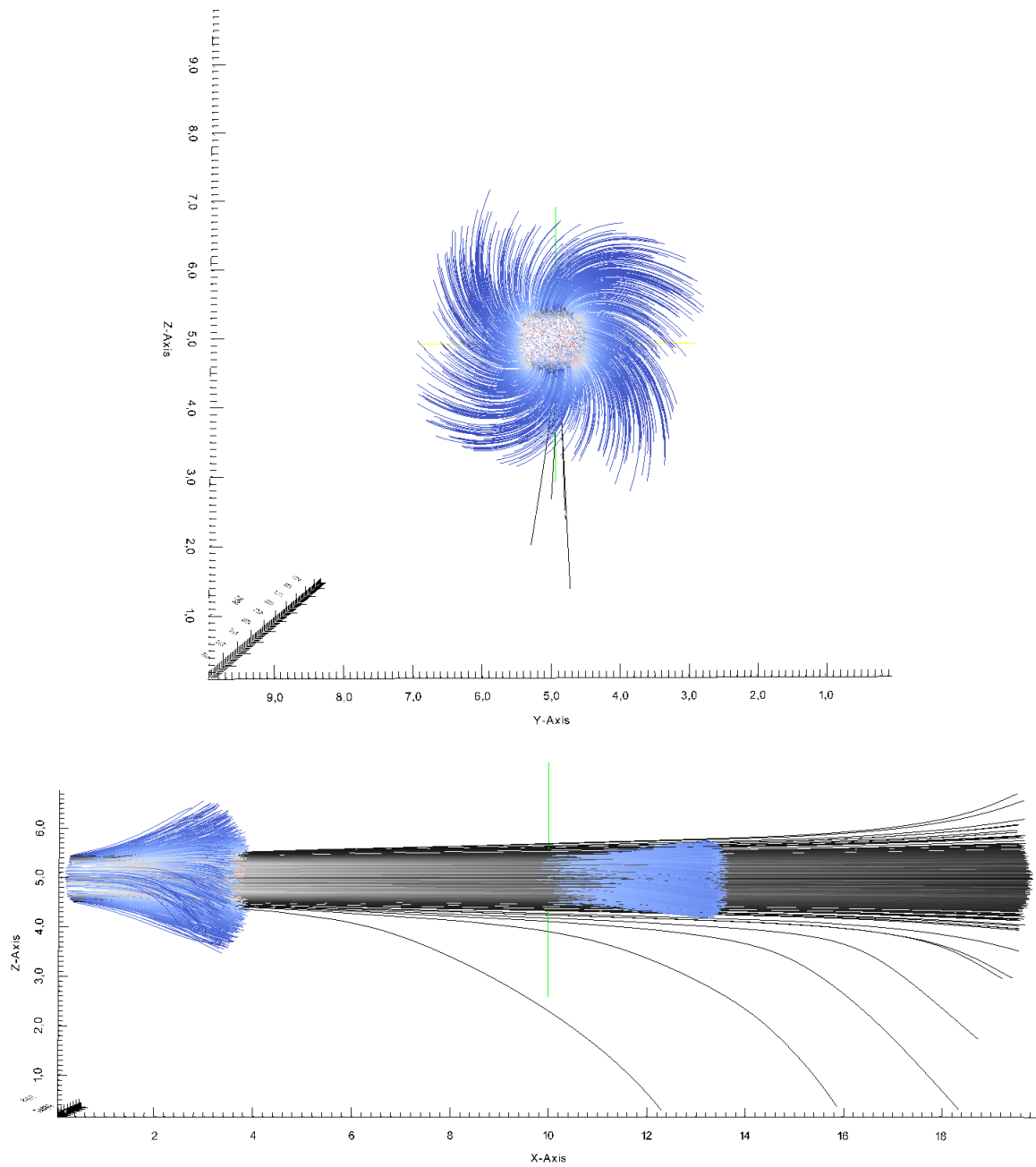


FIGURE 4.56 : Représentation des flux moyens des électrons (bleu-blanc) et photons (noir) au travers de la configuration eau/poumon/eau, selon un plan orthogonal à la propagation du faisceau (en haut) et un coplanaire à la propagation du faisceau (en bas).

Synthèse

L'ensemble de cette validation code à code est très positive, et nous permet d'identifier les points forts de M_1 , ainsi que ses actuelles limitations. Le modèle M_1 parvient à calculer avec une précision très convenable la propagation d'un faisceau de photons, pour des énergies pertinentes aux traitements effectués en radiothérapie externe, et pour des valeurs de champs magnétiques de l'ordre de grandeur de celles utilisées en radiothérapie guidée par IRM. En ce qui concerne les orientations du champ magnétique externe, le modèle M_1 est aujourd'hui limité par des cas où, pour la même énergie donnée, plusieurs orientations privilégiées et simultanées de propagation de particules secondaires se produisent : c'est notamment le cas pour un champ magnétique dirigé perpendiculairement à l'axe du faisceau et au plan d'étude, ainsi que pour des valeurs de champ magnétique élevée (bien que la zone défectueuse est très localisée). Les électrons déviés lors de collisions 's'enroulent' autour de l'axe du champ selon deux sens possibles, situation que le modèle M_1 a des difficultés à retranscrire notamment dans un milieu diffusif.

D'un point de vue de la physique des électrons secondaires soumis au champ magnétique externe, nous avons pu mettre en lumière les effets de déviation amplifiés dans des milieux plus ou moins diffusifs dus à la variation du libre parcours moyen en fonction de la densité traversée, dans les cas où le champ magnétique est orthogonal au sens de propagation du faisceau primaire de photons. Ces effets variables de déviation mènent à des modifications du profil de dose déposée. Au sein d'un même matériau, dans le cas d'un champ magnétique orthogonal, la zone du dépôt de dose est décalée dans le sens de rotation des électrons secondaires, et la position du maximum du dépôt est située plus proche de la surface d'entrée du faisceau. Des effets considérables se produisent aussi aux interfaces entre matériaux de différentes densités. À une interface entre forte et faible densité, le libre parcours accru dans la région de faible densité provoque un retour des électrons secondaires dans la région de forte densité précédente. Une fois de retour, le milieu plus collisionnel amène un plus grand dépôt d'énergie de ces particules ce qui, ajouté à celui des électrons créés dans cette région aussi, mène à un accroissement de la dose déposée dans une zone longeant cette interface, et cette zone étant de largeur de l'ordre du rayon de Larmor des électrons. À une interface entre faible et forte densité, les électrons secondaires subissent plus de collisions et donc ont un rayon de giration plus limité par ces collisions. Leur déviation est donc fortement réduite, et un 'manque' d'électrons revenant dans la région précédente mène à une décroissance de la dose déposée à cette interface. Ces effets seront amplifiés en terme de dose déposée avec un champ magnétique plus élevé, mais sur une plus petite zone des interfaces entre densités. Un champ magnétique orienté colinéairement au sens de l'axe de propagation du faisceau provoque un effet de focalisation des particules chargées, car ce champ contrôle la déviation angulaire des électrons en les faisant tourner autour de ce champ.

Chapitre 5

Validation expérimentale du modèle M_1 avec champs magnétiques

Ce chapitre présente les résultats d’une campagne expérimentale menée à l’Institut Bergonié, ayant pour but d’apporter une validation expérimentale à notre algorithme. Ne possédant pas d’installation IRM-Linac, nous avons tenté de reproduire des conditions s’approchant de l’action d’un champ magnétique externe sur des fantômes placés dans l’entrefer d’un aimant et irradiés à l’aide d’un accélérateur linéaire de l’Institut. La complexité à reproduire ce cas expérimental avec M_1 est un cran plus élevé que les cas académiques décrits dans le chapitre précédent, puisque le faisceau issu de l’accélérateur n’est non seulement plus monoénergétique, mais aussi non plus monodirectionnel : une diffusion angulaire du faisceau incident est à considérer désormais dans nos simulations.

5.1 Matériel et méthodes

5.1.1 Description du protocole

Les relevés expérimentaux ont été effectués lors de trois campagnes expérimentales à l’Institut Bergonié. Pour obtenir un champ magnétique d’amplitude équivalente à celles dispensées par les installations IRM classiques ou IRM-linacs, nous avons pris la décision d’utiliser un aimant permanent gracieusement prêté par le Laboratoire d’Optique Appliquée (LOA), présenté sur la partie gauche de la Figure 5.1. Cet aimant mesure 40 cm de long, l’entrefer de cet aimant laisse une épaisseur de 2 cm pour y disposer des fantômes, sur une hauteur de 8 cm. Nous avons effectué une mesure du champ magnétique résidant dans l’entrefer de cet aimant à l’aide d’un Teslamètre. Ainsi, l’amplitude du champ magnétique est de 0.87 T sur les 4 cm de hauteur autour du centre de l’aimant, décroît à 0.85 T le centimètre en haut et en bas de cette zone et chute à 0.54 T en bordure d’aimant, comme représenté sur la partie droite de la figure 5.1. Ces valeurs restent ensuite égales tout le long de l’aimant. Ainsi, il convient de prendre en compte ces gradients d’amplitude dans nos comparaisons.

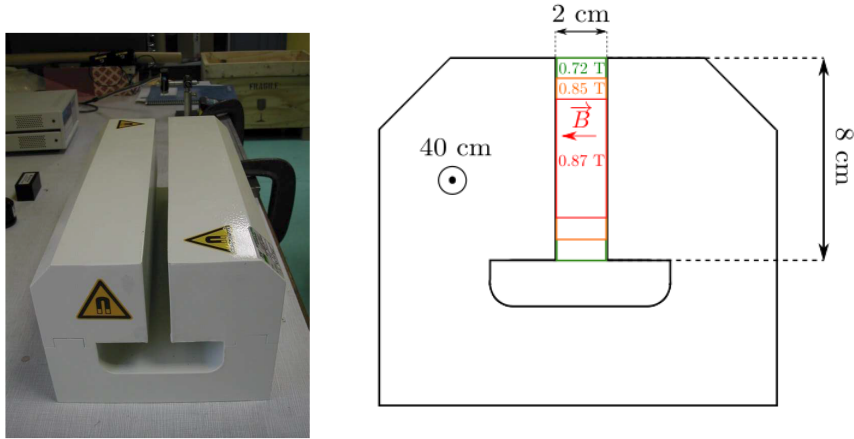


FIGURE 5.1 : À gauche : Photographie de l'aimant permanent d'amplitude 0.87 T utilisé lors des campagnes expérimentales. À droite : Répartition du champ magnétique dans l'entrefer de l'aimant.

Comme évoqué précédemment, nous avons inséré dans l'entrefer de cet aimant des fantômes dont la composition et la densité seront exposés dans une sous-section suivante, dont l'intérêt est d'approcher des densités de valeurs équivalentes à celle du poumon, ou de l'eau. Ces fantômes ont été irradiés avec un accélérateur Varian Clinac 21eX appartenant à l'institut Bergonié, délivrant des faisceaux de photons dont la gamme d'énergie est contenue dans des spectres Bremsstrahlung de 6 MV ou 18 MV. En ce qui concerne l'acquisition des résultats, nombre d'articles font état de l'incompatibilité de l'utilisation de chambres d'ionisation pour des mesures effectuées sous l'influence d'un champ magnétique. Ainsi, notre choix s'est porté sur l'utilisation de films GafchromicTM EBT3, insérés au centre des fantômes étudiés.

Ces films se constituent d'une couche de composant actif d'environ 28 μm d'épaisseur placée entre deux couches de polyester transparent de 100 μm d'épaisseur. Leur composition est pensée de sorte à être équivalent eau (9% H, 60.6% C, 11.2% N, 19.2% O), et ces films sont faiblement dépendants de l'énergie des particules incidentes, ce qui signifie que la réponse en dose de ces films varie peu pour des faisceaux de 6 MV [122]. Ils sont de même insensibles à la lumière ambiante, ce qui permet leur manipulation sans avoir besoin de chambre noire. Nous avons découpé des bandes de 8 cm de largeur pour correspondre à l'entrefer de l'aimant et de 30 cm de longueur. Leur lecture s'est effectuée à l'aide d'un scanner EPSON 11000 XL, sur lequel il faut prendre soin de leur orientation portrait/paysage, ceux-ci donnant des résultats différents. Le marqueur situé dans la couche active du film permet d'effectuer un relevé de dosimétrie à canaux multiples (RGB) [91], améliorant la qualité de nos résultats.

En guise de précaution supplémentaire, les films ont été enduits de gel échographique

sur leur deux surfaces, ainsi que la surface de l'insert exposée directement au faisceau incident. Cette manoeuvre est préconisée dans la thèse d'El Barouky [90] et a pour but de se débarrasser des bulles d'air pouvant être présentes entre la surface du film et les inserts. Ainsi, les mesures en profondeurs s'en retrouvent grandement améliorées.

5.1.2 Fantômes utilisés et montage expérimental

Les inserts disposés dans l'entrefer aimant permanent sont fournis par CIRS [123]. De base, ces plaques ont une épaisseur de 1 cm, mais l'entrefer de l'aimant ayant une épaisseur légèrement inférieure à 2 cm, elles ont été découpées pour obtenir des épaisseurs de 0.7 cm, 0.5 cm et 0.2 cm. Les densités choisies ont été retenues pour reproduire des densités équivalentes à celle de l'eau (1 g/cm^3), et du poumon (entre 0.3 et 0.5 g/cm^3). Les compositions chimiques de ces fantômes sont, pour l'eau : 7.4 % H, 2.26 % B, 46.7 % C, 1.56 % N, 33.52 % O, 6.88 % Mg, 1.4 % Al, 0.24 % Cl, et pour le poumon : 60.08 % C, 23.04 % O, 8.33 % H, 2.73 % N, 4.8 % Mg, 1.02 % Cl.



FIGURE 5.2 : Photographie des fantômes utilisés. Les fantômes d'eau sont en blanc, et ceux du poumon en rose.

Dans l'entrefer de l'aimant présenté en figure 5.1, nous avons placé des fantômes d'eau et de poumon tel que présenté dans la figure 5.3, qui représente une coupe transverse au centre de l'aimant. Ce cas expérimental est inspiré notamment de l'article de Fogliata [42], et nous permet de retrouver expérimentalement les effets de retour des électrons dans des interfaces entre matériaux de densités différentes. Cet aimant est donc disposé devant un accélérateur Varian Clinac 21eX lui délivrant un faisceau de photons de 6 MV comme montré sur la figure 5.4.

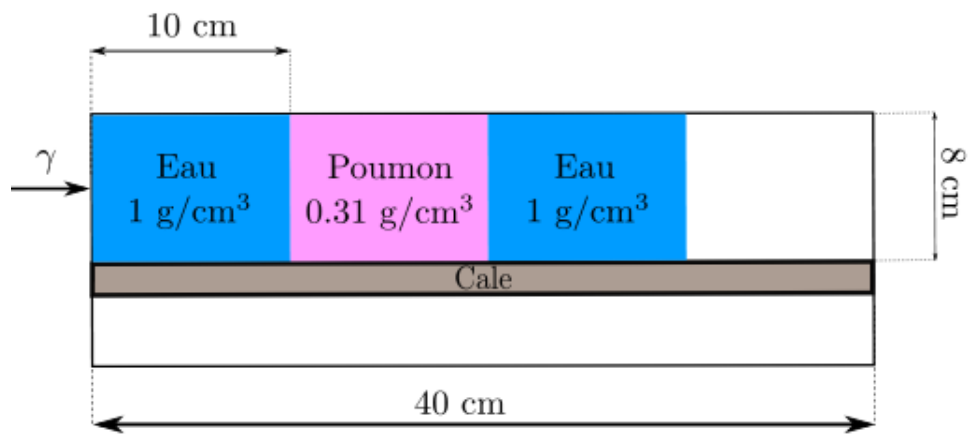


FIGURE 5.3 : Coupe transverse du montage expérimental avec inserts d'eau et de poumon, illustré dans le sens où les résultats seront présentés.



FIGURE 5.4 : Disposition du montage expérimental. L'accélérateur sera cependant placé à 90° dans l'axe de l'entrefer et non penché comme présenté ici.

5.1.3 Initialisation du faisceau de photons

Dans FLUKA et M_1 , pour reproduire de manière aussi fidèle que possible le faisceau de photons sortant de l'accélérateur, nous avons initialisé le faisceau simulé à l'aide d'un fichier d'espace des phases disponible sur le site internet de l'*International Atomic Energy Agency* (IAEA), contenant les informations d'un faisceau de photons de 6 MV et de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Ce type de fichiers contient, pour chaque particule simulée, le type de particules, leur énergie initiale, leur position initiale dans le faisceau, leur trois cosinus directeurs ainsi que leur poids statistique. Effectuer ce travail d'initialisation a son importance, particulièrement dans M_1 , afin que les particules aient une bonne répartition non seulement au niveau du spectre en énergie, mais aussi au niveau de leur angle de diffusion initial dans le faisceau. Deux exemples de cette variation sont montrés en figure 5.5 pour un faisceau de photon de 6 MV et de taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, représentant la variation de l'angle d'entrée dans le fantôme par rapport à l'axe de propagation du faisceau pour des énergies de photons de 4 MeV et 320 keV relevés à partir du fichier d'espace des phases. Nous observons ainsi une variation de l'angle entre l'axe principal du faisceau et les particules qui le composent selon la position sur la surface d'entrée, cet angle est très proche de zéro degrés au centre du faisceau mais atteint des valeurs avoisinant les 4 degrés dans les bordures externes. Quelques particules secondaires situées en dehors du champ d'irradiation principal, bien que très peu présentes comparé à celles délimitées par le champ 10×10 peuvent atteindre un angle de diffusion par rapport au faisceau de 8-9 degrés, mais sont trop peu nombreuses pour avoir une influence palpable sur le dépôt de dose.

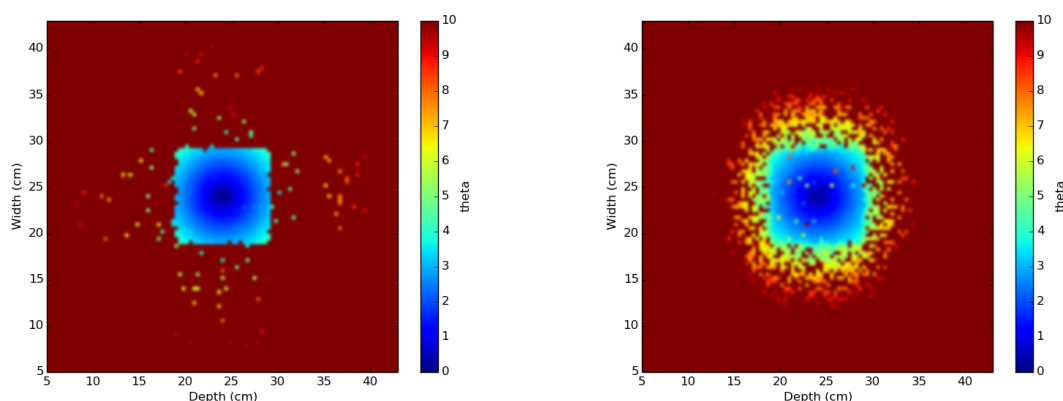


FIGURE 5.5 : Distribution des angles d'entrée (en degrés) des photons issus de l'espace des phases pour une énergie de 4 MeV (gauche) et 320 keV (droite).

5.2 Comparaisons entre le modèle M_1 , le code Monte-Carlo et les acquisitions expérimentales, en milieu hétérogène sous l'influence d'un champ magnétique

5.2.1 Reproductibilité des mesures

Chacune des mesures effectuée en présence d'un champ magnétique a été répétée deux ou trois fois supplémentaires, afin de pouvoir juger de la consistance de nos résultats. Une de nos mesures a été effectuée avec un faisceau de photons fin, à 6 MV pour une taille de champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à travers la composition de fantômes présentée en figure 5.3 et sous l'influence d'un champ magnétique orthogonal externe de 0,87 T délivré par l'aimant. La distance entre la source et la surface est 1 mètre, nous avons augmenté la dose déposée dans l'ordre croissant des figures à respectivement 6 Gy (600 Unités Moniteur (UM) / minute), 8 Gy (800 UM/min) et 10 Gy (1000 UM/min). Nous avons effectué cette mesure à 3 reprises, les résultats de la dose déposée dans les fantômes et relevés par le film EBT3 sont présentés en figure 5.6. Les résultats des trois mesures sont très proches les uns des autres tant au niveau quantitatif que qualitatif. Nous pouvons donc considérer que notre protocole expérimental est suffisamment rigide pour représenter un diagnostic reproductible.

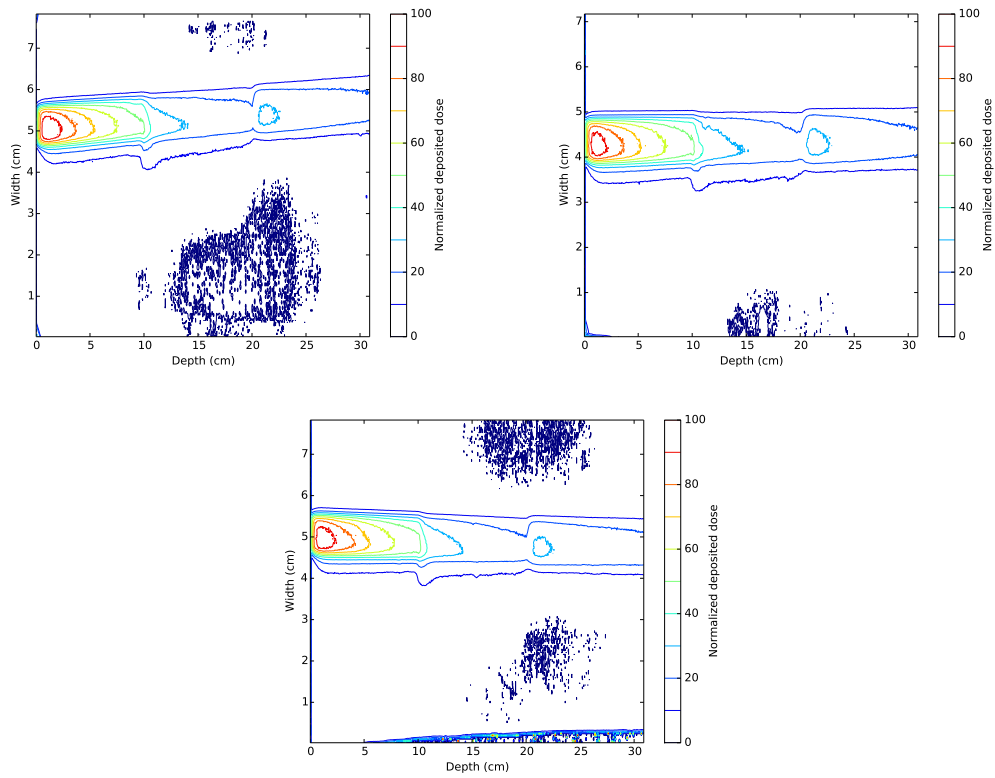


FIGURE 5.6 : Dépôt de dose d'un faisceau de photons de 6 MV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 0,87 T mesuré expérimentalement.

5.2.2 Faisceau de photons de 6 MV au travers de la composition de fantômes eau-poumon-eau

La figure 5.7 représente le dépôt de dose d'un faisceau de photons de 6 MV, d'une taille de champ de $3 \times 1 \text{ cm}^2$, se propageant au travers du montage décrit sur la figure 5.3, et sous le même champ magnétique de 0,87 T, calculé avec FLUKA et relevé expérimentalement à gauche, puis calculé avec M_1 et relevé expérimentalement à droite. La distance entre la source et la surface est 1 mètre, et nous avons irradié le milieu de sorte à délivrer 4 Gy (400 UM/min).

Qualitativement, on retrouve l'effet de modification des doses à l'interface. La surdose est d'intensité moins élevée que dans la plupart des cas du chapitre précédent puisque l'interface entre les densités se trouve plus loin du maximum de build-up : moins d'électrons secondaires sont créés, et donc moins d'énergie est déposée en profondeur. La dose déposée supplémentaire à l'interface eau/poumon est de 9,3 % de la dose au sommet du build-up, et celle manquante à l'interface poumon/eau est de l'ordre de 10,2 % de la dose maximale.

D'un point de vue quantitatif, nous arrivons à un accord plutôt correct entre FLUKA et le relevé expérimental, bien que le résultat M-C semble être plus diffusif lors de la traversée du poumon. En ce qui concerne le modèle M_1 , un travail supplémentaire est à effectuer afin d'adapter correctement le fichier d'espace des phases à une utilisation correcte dans M_1 . La principale piste explorée afin d'obtenir un résultat convenable était de diviser le faisceau en plusieurs mini- faisceaux discrétisés en angle et en énergie, mais ceci a mené à des oscillations transverses à l'axe du faisceau dans le résultat compte tenu des amplitudes de spectre en énergie et en diffusions angulaires différentes dans le faisceau principal. Le résultat présenté en figure 5.7 a été effectué par une première approche en prenant un spectre en énergie de 6 MV classique (comme celui de la figure 1.10) et une variation linéaire des angles selon l'axe y et z. Bien que reproduisant les bonnes variations aux interfaces, la dose déposée est erronée au niveau de la dose déposée transversalement, se répercutant sur la dose déposée en profondeur. Celle-ci est donc supérieure au résultat trouvé expérimentalement, comme représenté sur la figure 5.8. La bonne manière d'implémenter les espaces de phases dans M_1 est donc encore à l'étude, et une campagne expérimentale supplémentaire serait souhaitable, par exemple pour tester d'autres configurations de fantômes, ou pour quantifier l'effet d'une interaction possible entre le faisceau et l'aimant sur le dépôt de dose.

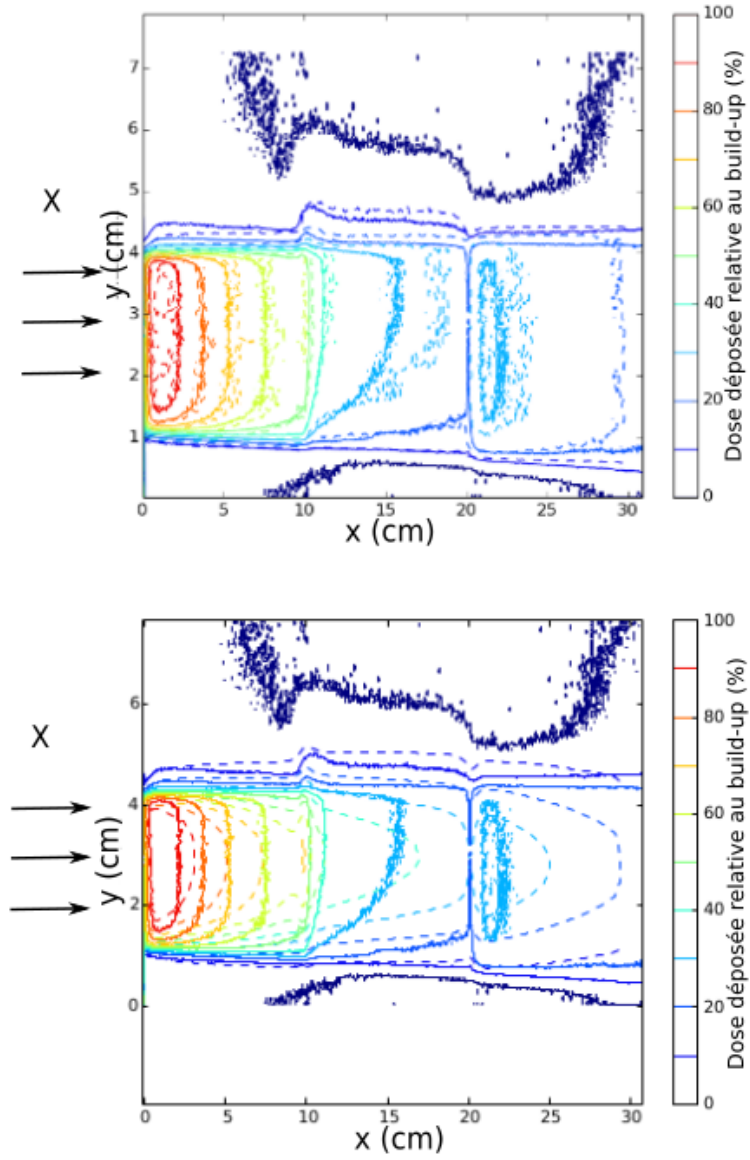


FIGURE 5.7 : Dépôt de dose d'un faisceau de photons de 6 MeV à travers un fantôme d'eau avec un insert de poumon, soumis à un champ magnétique de 0,87 T. Les résultats en pointillés correspondent à FLUKA (en haut) et M₁ (en bas) et ceux en traits pleins sont ceux mesurés expérimentalement.

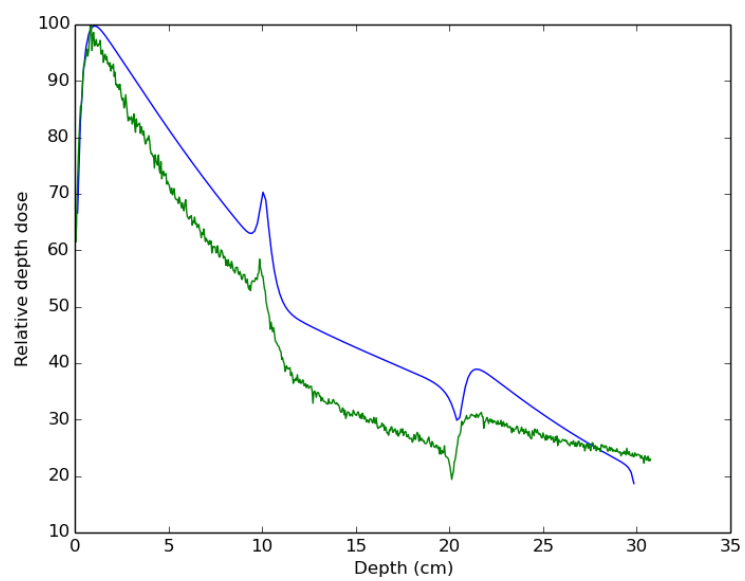


FIGURE 5.8 : Coupe longitudinale du dépôt de dose de la figure 5.7, effectuée sur l'axe du faisceau. La courbe en bleue correspond au résultat de M_1 et la courbe en verte représente le résultat obtenu expérimentalement.

Conclusion et perspectives

Conclusion Générale

Nous avons contextualisé le travail effectué dans cette thèse par un état de l'art présentant les apports et avancements des technologies liées à la radiothérapie adaptative guidée par l'image, la physique nucléaire des interactions particules/matières possibles dans le contexte de la radiothérapie ainsi que l'évolution des algorithmes des systèmes de planification de traitement, qui ont dû s'adapter aux besoins de la radiothérapie externe. Le travail principal présenté dans ce manuscrit concerne l'adaptation du modèle M_1 pour des simulations de dépôt d'énergie dans des matrices où règnent un champ magnétique externe, qui est une problématique liée à l'avènement des nouvelles installations de type IRM-LINAC. La stratégie adoptée a consisté à développer l'algorithme pour prendre en compte l'effet de la force de Lorentz, puis de réaliser des tests de validation numérique et expérimentale, en milieu homogène et hétérogène, avec des faisceaux d'électrons et de photons et différentes valeurs de champ magnétique. La validation numérique du modèle M_1 s'est effectuée par comparaisons de dépôts de doses issus de ce code et du code M-C FLUKA, ce dernier permettant l'implémentation de champs magnétiques. En parallèle de cette validation numérique, une analyse en contribution de groupes d'énergie a été effectuée pour comprendre la manière dont les différentes gammes en énergies d'électrons secondaires se comportent sous l'influence d'un champ magnétique externe. La validation expérimentale de notre modèle a été faite par comparaisons croisées entre M_1 , FLUKA, et de données expérimentales obtenues en irradiant un film situé entre des compositions de fantômes de densités variables, elles-même placées dans l'entrefer d'un aimant, avec un accélérateur de l'Institut Bergonié délivrant des photons de 6 MV.

Une première analyse du dépôt d'énergie d'un faisceau d'électrons dans l'eau sous l'effet d'un champ magnétique a permis de valider la prise en compte de la force de Lorentz dans le transport des électrons. L'accord de nos résultats avec FLUKA en terme d'analyse de Gamma Index constitue une étape nécessaire de validation du code, ainsi que de compréhension du profil de dose en spirale due à une action conjointe de la force de Lorentz et de la perte d'énergie des électrons. Ces phénomènes sont étudiés par la suite au travers d'analyse par groupes d'énergie des électrons secondaires et ont pour but de comprendre l'influence des différentes gammes en énergie dans le dépôt de dose de l'ensemble des particules. En outre, cette étude nous a permis de définir les paramètres numériques

nécessaires en terme de maillage spatial et énergétique pour avoir une bonne précision dans le calcul de nos dépôts de dose par les électrons.

Par la suite, des configurations variées de fantômes, d'énergie de faisceau, d'amplitude et d'orientation de champ magnétique ont été mises en place afin de valider le transport de faisceaux de photons de notre algorithme, et de quantifier les différences en terme d'énergie déposée qu'impliquent l'action de la force de Lorentz. Dans l'ensemble, les résultats de nos simulations sont en très bonne concordance avec les résultats du code M-C, en un temps de calcul moins élevé. Ces analyses nous ont permis d'expliquer l'origine des différences de dépôt de dose aux interfaces et de les quantifier. Un champ magnétique orienté orthogonalement à la direction de propagation du faisceau aura plusieurs effets combinés, dus au fait que les électrons tournent autour de l'axe du champ magnétique : cette rotation des électrons mène à une translation de la zone du dépôt transverse à l'axe du faisceau, et change la position du maximum de dose en l'approchant de la surface d'entrée du faisceau. Cet effet se combine avec le libre parcours des électrons lors de leur passage au travers de matériaux de différentes densités : en résulte une augmentation du dépôt de dose en interface entre matériaux de densité forte et faible, et une diminution dans le cas inverse. La zone de surdose (ou sous-dose) ainsi que la valeur de l'augmentation de la dose déposée (ou sa diminution) dépend de la différence de densité, de l'énergie du faisceau de photons entrant et de la valeur du champ magnétique. Pour enfin appuyer l'importance de la prise en compte de ces effets dans les TPS actuels, une analyse a été menée sur des images DICOM de crâne, où se propagent des faisceaux de photons dont la distribution d'énergie appartient à un spectre en énergie classique de sortie d'accélérateur, et où les champs magnétiques adoptés correspondent à ceux des IRM-Linac existant, c'est à dire 0,35 T et 1,5 T. Ceux-ci montrent une grande augmentation du dépôt de dose dans l'interface entre le crâne et l'air dans lequel s'échappent les électrons secondaires créés proches de la sortie du crâne. Il est donc de prime importance, dans les calculs de dose liées à une utilisation d'une installation de type IRM-Linac, de prendre en compte le milieu environnant et le patient dans lequel les électrons secondaires peuvent se propager, en particulier si celui-ci est très peu collisionnel comme l'air car les électrons reviendront alors déposer de l'énergie dans le crâne dans l'option d'un champ magnétique orthogonal.

Des cas pouvant causer des difficultés à être résolus par M_1 ont aussi été mis en lumière. Le problème commun à ces situations est la prise en compte de plusieurs flux dont les orientations sont très différentes. Ces cas particuliers encouragent le développement du modèle M_2 , qui pourrait pallier à ces difficultés car il rend possible la prise en compte de plusieurs directions privilégiées, au prix de la prise en compte d'une équation aux moments supplémentaire. La démonstration de l'implémentation de la force de Lorentz dans le modèle M_2 est exposée en Annexe. De même, la comparaison au résultat expérimental, bien que suivant la tendance attendue, n'est pas encore au point compte tenu des précautions à prendre au niveau de l'implémentation du fichier d'espace des phases. Ce problème devrait être cependant réglé dans un futur proche.

Ce travail a permis de confirmer les qualités du modèle M_1 de par la précision des résultats des comparaisons au code M-C FLUKA, associé à un temps de calcul relativement bas et compatible à une utilisation en milieu médical. Le développement de l'équation de Boltzmann dans ce modèle pour intégrer la force de Lorentz a permis d'agrandir son champ d'applications et de mieux comprendre le comportement des électrons au travers de matériaux à la composition et densité semblables à des parties du corps humain. Ce travail a cependant aussi permis de déterminer des limitations du modèle concernant la prise en compte de multiples directions privilégiées au sein d'un même groupe d'énergie.

Perspectives

Durant la période de cette thèse, le développement des modèle M_1 ont aussi concerné son application dans d'autres domaines de la physique médicale que la radiothérapie externe. Les thématiques principalement explorées sont la curiethérapie, qui a permis notamment d'améliorer le calcul du dépôt de basses énergies tout en apportant une réflexion sur la prise en compte de la composition exacte des matériaux et la hadronthérapie.

Curiethérapie

La curiethérapie est une modalité de traitement de cancers localisée, et diffère de la radiothérapie externe dans son principe. Il s'agit ici de déposer des sources radioactives directement au voisinage de la tumeur, afin de réduire fortement l'énergie déposée au niveau des tissus sains (ce qui est un inconvénient de la radiothérapie externe). Les sources radioactives utilisées émettent des radiations variables et ont des demi-vies selon la source choisie. Les deux sources les plus utilisées sont l'iode 125 utilisée pour le traitement des prostates, qui émet des rayons X d'énergie 27,4, 31,4 et 35,5 keV pour une demi-vie de 59,6 jours, et l'iridium 192, utilisée dans de nombreuses pathologies, qui émet principalement des rayons gamma dont la gamme des énergies varie entre 200 et 600 keV, pour un temps de demi-vie de 74 jours.

Le travail effectué dans M_1 a consisté à introduire des sources sphériques isotropes avec leur réel spectre d'émission, et de comparer l'influence de la composition des matériaux sur l'énergie déposée. La motivation derrière cette analyse vient du fait que les systèmes de planification utilisés en cliniques pour les cas de curiethérapie modélisent l'ensemble des densités traversés avec la densité et la composition chimique de l'eau. Cette approche a été récemment revue par le Task Group 186, recommandant de prendre en compte les réelles compositions des matériaux et leur densité, ainsi que l'interaction entre sources [125]. Les figures 5.9 et 5.10 viennent d'une présentation effectuée à l'ESTRO 36 [124]. La figure 5.9 présente séparément l'influence de la densité (à gauche) et de la composition chimique (à droite) sur le dépôt de dose des photons d'une source d'iode 125, calculée avec le code M-C PENELOPE et M_1 . Le Gamma Index 1%/1 mm entre ces deux simulations

est associée à ces figures par la carte de données en vert et montre un très bon accord général entre les deux simulations.

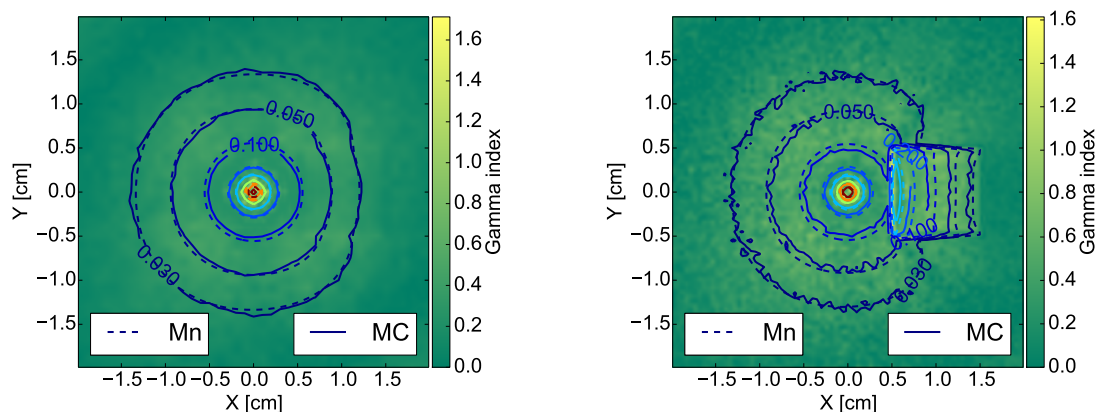


FIGURE 5.9 : Reprise de deux figures de [124], représentant le dépôt de dose d’une source d’ ^{125}I dans un fantôme d’eau avec insert d’os, calculé avec M_1 et PENELOPE, avec la vraie densité des matériaux (à gauche) et leur vraie composition chimique (à droite).

La figure 5.10 présente quant à elle la différence entre des simulations M_1 de plusieurs sources d’iode 125 situées dans une coupe anatomique de prostate, dans une composition chimique équivalent eau (à gauche) et en prenant en compte la réelle composition des os, tissus adipeux et calcifications (à droite), soulignant des différences de dose déposée pouvant atteindre jusqu’à 400 % au niveau des calcifications.

Hadronthérapie

Cette modalité de traitement appartenant à la catégorie des traitements par radiothérapie externe, et consiste en la délivrance de faisceaux d’ions. L’intérêt d’utiliser ces particules vient de la forme de leur dépôt d’énergie : en fonction de leur énergie initiale, la dose déposée atteint un pic, nommé pic de Bragg, avant lequel seulement peu de dose est déposée dans le milieu. Les ions les plus à même d’être utilisés sont les protons (d’ores et déjà utilisés dans des centres de protonthérapie), les ions alpha et carbone. L’utilisation de ces ions à des fins de traitements est encore limitée par la taille des installations requises pour obtenir des énergies de particules compatible avec une utilisation clinique. Le modèle M_1 a bien entendu la capacité d’introduire la physique de transport de telles particules, un exemple en est donnée en figure 5.11 avec un dépôt de dose d’un faisceau large de protons dans de l’eau.

Ce calcul a été effectuée sur une version antérieure de M_1 et sert plus de preuve de concept que de résultat définitif. Le travail à effectuer, objet de la thèse de E. Olivier, consiste à

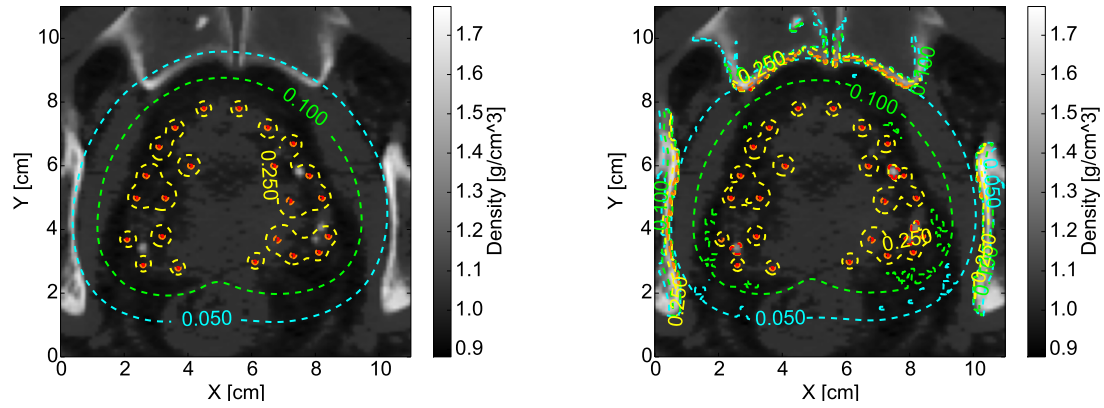


FIGURE 5.10 : Reprise de deux figures de [124], représentant le dépôt de dose de plusieurs sources d' ^{125}I dans une coupe anatomique de prostate, calculé avec M_1 , avec tous les parties du corps considérées comme de l'eau (à gauche) et leur vraie composition chimique (à droite). Les différences de doses atteignent jusqu'à 70 % dans les os pelviens, 400 % dans les calcifications et -20 % dans les tissus adipeux.

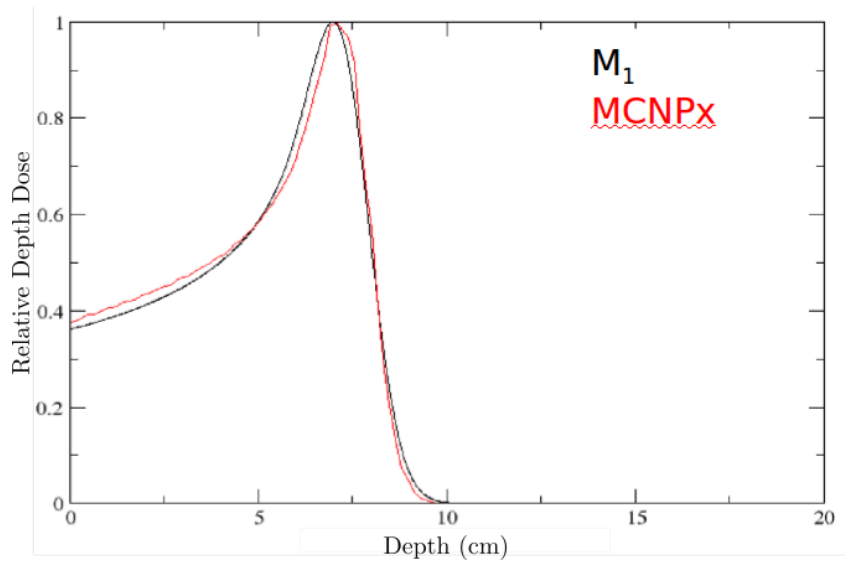


FIGURE 5.11 : Dépôt de dose dans un fantôme d'eau d'un faisceau gaussien de protons de 100 MeV (FWHM 5%) calculé avec M_1 (courbe noire) et MCNPX (courbe rouge).

adapter et à implémenter, dans une version plus récente de M_1 les sections efficaces liées aux différentes interactions entre les ions et la matière, c'est à dire les collisions élastiques et inélastiques, ainsi que la fragmentation des ions lourds (carbone, alpha) en ions plus légers.

Annexe

Présentation du modèle M_2

L'architecture du modèle aux moments tel que nous le développons permet à priori de définir une infinité de moments d'ordre croissant. L'un des intérêts du modèle limité à la définition des trois premiers moments, M_1 , est de pouvoir prendre en compte l'anisotropie d'un faisceau de particules, primaire ou secondaire, pour simuler correctement une propagation monodirectionnelle d'un faisceau ou l'apparition d'une direction prise par un faisceau secondaire de particules créé après interaction. Ce modèle n'est cependant pas suffisant pour simuler certains cas, notamment le croisement entre plusieurs faisceaux de différentes directions [111]-[112] pour une même énergie initiale des particules simulées. Ce type de problématique peut subvenir dans le cadre de l'utilisation de champs magnétiques comme nous le verrons dans les chapitres de validation numérique.

Il peut donc être nécessaire d'augmenter l'ordre des moments angulaires utilisé en passant de M_1 à M_2 , c'est à dire en résolvant les équations sur Ψ_0 , Ψ_1 et Ψ_2 . Cette dernière équation dépend du moment d'ordre supérieur Ψ_3 , le système s'accompagnera ainsi d'une nouvelle relation de fermeture. Le moment d'ordre 3, Ψ_3 , est défini tel que ($k \geq 1$) :

$$\Psi_3(\mathbf{x}, \varepsilon) = \int_{S_2} \Omega \otimes \Omega \otimes \Omega \cdot \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \Omega) d\Omega. \quad (5.1)$$

Au delà de l'ordre 1, les moments angulaires s'expriment donc, pour un ordre k donné ($k \geq 1$) :

$$\Psi_k(\mathbf{x}, \varepsilon) = \int_{S_2} \Omega \bigotimes_{k-1} \Omega \cdot \Psi(\mathbf{x}, \varepsilon, \Omega) d\Omega. \quad (5.2)$$

Sans champs électromagnétiques externes, le système d'équation de M_2 s'écrit comme suit (l'équation en Ψ_0 est redondante avec l'équation en Ψ_2 dans la mesure où la trace de la dernière redonne la première) :

$$\begin{aligned}\rho \sigma_T \Psi_1 + \nabla \cdot \Psi_2 &= \rho \int_{\varepsilon}^{\infty} \sigma^1 \Psi_1 d\varepsilon', \\ \rho \sigma_T \Psi_2 + \nabla \cdot \Psi_3 &= \rho \int_{\varepsilon}^{\infty} \sigma^2 \Psi_2 d\varepsilon'.\end{aligned}$$

où σ_2 représente :

$$\sigma^2(\varepsilon', \varepsilon) = \int_{S_2} \Omega \otimes \Omega \sigma(\varepsilon', \varepsilon, \Omega' \cdot \Omega) d\Omega. \quad (5.3)$$

La stratégie derrière le développement de la relation de fermeture sur M_2 diffère quelque peu de celle avancée pour M_1 . En effet, l'ansatz avancé en M_1 ne peut être adapté de la même manière dans M_2 car il ne peut présenter d'invariance rotationnelle.

Le développement de la relation de fermeture associé à M_2 dépasse le cadre de cette thèse et est présentée dans la thèse de T. Pichard [16]. La relation de fermeture s'appuie sur une combinaison convexe des moments angulaires d'ordre précédent Ψ_0 , Ψ_1 et Ψ_2 .

Force de Lorentz et modèle M_2

Nous effectuons à présent la démonstration permettant de lier les moments d'ordre 2 et d'ordre 3. On repasse par la notation avec les fonctions de distribution pour simplifier le développement des différentes étapes de calcul et avoir un meilleur contrôle sur l'évolution des différentes variables. Dans l'ensemble, la stratégie derrière cette démonstration est semblable à la précédente si ce n'est qu'on multiplie toute l'équation cinétique initiale par $\Omega \otimes \Omega$:

$$\begin{aligned}\int_p (\mathbf{v} \cdot \nabla f + q(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \nabla_p f) \Omega \otimes \Omega \phi(p) d\mathbf{p} \\ = \int_p \frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 S f) \Omega \otimes \Omega \phi(p) d\mathbf{p}.\end{aligned} \quad (5.4)$$

Cette équation peut être séparée en deux termes que nous pouvons traiter séparément :

$$\begin{aligned}\int_p (\mathbf{v} \cdot \nabla f) \Omega \otimes \Omega \phi(p) d\mathbf{p} + \int_p (q(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \nabla_p f) \Omega \otimes \Omega \phi(p) d\mathbf{p} \\ = \int_p \frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 S f) \Omega \otimes \Omega \phi(p) d\mathbf{p}.\end{aligned}$$

Le second terme peut être développé par intégration par partie comme démontré dans la section 2.2, équation (2.7) :

$$\begin{aligned} & \int_{\mathbf{p}} (\mathbf{v} \cdot \nabla f) \, \Omega \otimes \Omega \, \phi(p) \, d\mathbf{p} - \int_{\mathbf{p}} (\nabla_{\mathbf{p}} \phi(p) q(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) f) \, \Omega \otimes \Omega \, d\mathbf{p} \\ & - \int_{\mathbf{p}} (\nabla_{\mathbf{p}} (\Omega \otimes \Omega) q(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) f \phi(p)) \, d\mathbf{p} = \int_{\mathbf{p}} \frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 S f) \, \Omega \otimes \Omega \, \phi(p) \, d\mathbf{p}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Nous allons à présent résoudre les quatre termes obtenus de manière indépendante les uns des autres. En effectuant le même changement de variable que pour l'équation (2.9), le premier terme devient :

$$\int_0^\infty \nabla \cdot (v \int_{S_2} \Psi \, \Omega \otimes \Omega \otimes \Omega) \, d\Omega \, \phi(\varepsilon) \, d\varepsilon. \quad (5.6)$$

En effectuant l'intégration de ce terme sur la sphère unité, on trouve un terme homologue à celui trouvé dans les équations du modèle M_1 pour des moments d'ordre inférieur :

$$\int_0^\infty \nabla \cdot \Psi_3 \, v \, \phi(\varepsilon) \, d\varepsilon. \quad (5.7)$$

Le second terme est nul à cause de la colinéarité entre $\mathbf{p}$ et $\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$:

$$- \int_{\mathbf{p}} (\nabla_{\mathbf{p}} \phi(p) \frac{q}{c} (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) f) \, \Omega \otimes \Omega \, d\mathbf{p} = \int_{\mathbf{p}} \phi'(p) \frac{\mathbf{p}}{p} \left(\frac{q}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \right) f \, \Omega \otimes \Omega \, d\mathbf{p} = 0.$$

Le troisième terme à résoudre s'écrit de cette manière :

$$- \int_{\mathbf{p}} (\nabla_{\mathbf{p}} \Omega \otimes \Omega \frac{q}{c} (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) f \phi(p)) d\mathbf{p}. \quad (5.8)$$

Pour simplifier la résolution de ce terme, nous allons réexprimer le produit tensoriel $\nabla_{\mathbf{p}} \Omega \otimes \Omega$:

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathbf{p}} \Omega \otimes \Omega &= \frac{\partial \Omega_i \Omega_j}{\partial p_k} = \frac{\partial}{\partial p_k} \frac{p_i p_j}{|p|^2} = -2 \frac{1}{|p|^3} \frac{\partial |p|}{\partial p_k} p_i p_j + \frac{\partial p_i p_j}{\partial p_k} \frac{1}{|p|^2} \\ &= -\frac{2}{p} \Omega_i \Omega_j \Omega_k + \frac{1}{p} (\delta_{ik} \Omega_j + \delta_{jk} \Omega_i). \end{aligned} \quad (5.9)$$

Nous pouvons à présent exprimer le produit $\nabla_{\mathbf{p}} \Omega \otimes \Omega \cdot \mathbf{F}_{Lor}$, $\mathbf{F}_{Lor}$ étant le terme désignant la force de Lorentz telle que $\mathbf{F}_{Lor} = \sum_i^k (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B})_i$:

$$\nabla_{\mathbf{p}} \Omega \otimes \Omega \cdot \mathbf{F}_{Lor} = \frac{2}{p} (\Omega \cdot \mathbf{F}_{Lor}) (\Omega \otimes \Omega) + \frac{1}{p} \Omega_j \mathbf{F}_{Lor i} + \frac{1}{p} \Omega_i \mathbf{F}_{Lor j}. \quad (5.10)$$

Le premier terme de la partie droite de cette égalité (5.10) est nul car la force de Lorentz est orthogonale à l'impulsion, et donc à Ω :

$$\nabla_p \Omega \otimes \Omega \cdot \mathbf{F}_{Lor} = \frac{1}{p} [\mathbf{F}_{Lor} \otimes \Omega + \Omega \otimes \mathbf{F}_{Lor}]. \quad (5.11)$$

Nous pouvons réécrire l'équation (5.8) sous la forme suivante :

$$- \int_{\mathbf{p} \in \mathbb{R}^3} \left(v \frac{q}{pc} (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \otimes \Omega f \phi(p) \right) d\mathbf{p} - \int_{\mathbf{p} \in \mathbb{R}^3} \left(v \frac{q}{pc} \Omega \otimes (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) f \phi(p) \right) d\mathbf{p}. \quad (5.12)$$

On effectue le changement de variable décrit avant l'équation (2.9) :

$$- \int_0^\infty \left(v \frac{q}{pc} \int_{S_2} (\Omega \wedge \mathbf{B}) \otimes \Omega \Psi d\Omega \phi(\varepsilon) \right) d\varepsilon - \int_0^\infty \left(v \frac{q}{pc} \int_{S_2} \Omega \otimes (\Omega \wedge \mathbf{B}) \Psi d\Omega \phi(\varepsilon) \right) d\varepsilon.$$

On peut alors exprimer l'intégrale sur la sphère unité de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \int_{S_2} (\Omega \wedge \mathbf{B}) \otimes \Omega \Psi d\Omega &= \sum_{k,l} \int_{S_2} \varepsilon_{i,k,l} \Omega_k B_l \Omega_j \Psi d\Omega \\ &= \sum_{k,l} \varepsilon_{i,k,l} (\Psi_2)_{k,j} B_l. \end{aligned} \quad (5.13)$$

où $\varepsilon_{i,k,l}$ est le symbole de Levi-Civita, défini de la manière suivante :

$$\begin{cases} \varepsilon_{i,k,l} = 1 & \text{si } (i, j, k) = (1, 2, 3); (2, 3, 1) \text{ ou } (3, 1, 2) \\ \varepsilon_{i,k,l} = -1 & \text{si } (i, j, k) = (1, 3, 2); (3, 2, 1) \text{ ou } (2, 1, 3) \\ \varepsilon_{i,k,l} = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.14)$$

Ainsi, en sommant les termes d'intégrales selon les angles, nous devons résoudre l'équation suivante :

$$\int_{S_2} (\Omega \wedge \mathbf{B}) \otimes \Omega \Psi + \Omega \otimes (\Omega \wedge \mathbf{B}) \Psi d\Omega = \sum_{k,l} (\varepsilon_{i,k,l} (\Psi_2)_{k,j} + \varepsilon_{j,k,l} (\Psi_2)_{i,k}) B_l.$$

Le résultat de cette somme, projetée sur les axes x, y et z s'écrit :

$$\begin{aligned} \sum_{k,l} (\varepsilon_{i,k,l} (\Psi_2)_{k,j} + \varepsilon_{j,k,l} (\Psi_2)_{i,k}) B_l &= \\ Bx &(-(\Psi_2)_{x,y} + (\Psi_2)_{x,z} - (\Psi_2)_{y,x} + (\Psi_2)_{z,x} - 2(\Psi_2)_{y,y} + 2(\Psi_2)_{z,z}) \\ + By &(-(\Psi_2)_{y,z} + (\Psi_2)_{x,y} - (\Psi_2)_{z,y} + (\Psi_2)_{y,x} - 2(\Psi_2)_{z,z} + 2(\Psi_2)_{x,x}) \\ + Bz &(-(\Psi_2)_{x,z} + (\Psi_2)_{y,z} - (\Psi_2)_{z,x} + (\Psi_2)_{z,y} - 2(\Psi_2)_{x,x} + 2(\Psi_2)_{y,y}) \end{aligned}$$

Ce qui peut se réécrire sous la forme :

$$\sum_{k,l} (\varepsilon_{i,k,l} (\Psi_2)_{k,j} + \varepsilon_{j,k,l} (\Psi_2)_{i,k}) B_l = (\Psi_2^j \wedge \mathbf{B})_i + (\Psi_2^i \wedge \mathbf{B})_j. \quad (5.15)$$

Enfin, le dernier terme dépendant du terme de collision se résout de manière équivalente aux équations pour M_1 :

$$\begin{aligned} \int_{\mathbf{p} \in \mathbb{R}^3} \frac{1}{p^2} \partial_p (p^2 S f) \boldsymbol{\Omega} \otimes \boldsymbol{\Omega} \phi(p) d\mathbf{p} &= \int_0^\infty \partial_\varepsilon \left(S v \int_{S_2} \boldsymbol{\Omega} \otimes \boldsymbol{\Omega} \Psi d\boldsymbol{\Omega} \right) \phi(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \int_0^\infty \partial_\varepsilon (S v \boldsymbol{\Psi}_2) \phi(\varepsilon) d\varepsilon \end{aligned}$$

Ainsi, l'équation que nous obtenons en rassemblant tous les termes s'écrit :

$$- \partial_\varepsilon (S \boldsymbol{\Psi}_2) + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\Psi}_3 - \frac{q}{pc} [(\boldsymbol{\Psi}_2^j \wedge \mathbf{B})_i + (\boldsymbol{\Psi}_2^i \wedge \mathbf{B})_j] = 0. \quad (5.16)$$

L'équation supplémentaire à rajouter au système d'équations aux moments pour obtenir celui de M_2 peut donc s'écrire sous la forme :

$$\rho \sigma_T \boldsymbol{\Psi}_2 + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\Psi}_3 = \rho \int_\varepsilon^\infty \sigma^2 \boldsymbol{\Psi}_2 d\varepsilon' + \frac{q}{pc} (\boldsymbol{\Psi}_2^i \wedge \mathbf{B} + \boldsymbol{\Psi}_2^j \wedge \mathbf{B}).$$

Bibliographie

- [1] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS (ICRU), *Prescribing, Recording, and Reporting Photon-Beam Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT)*, ICRU Report 83 (Bethesda, MD : ICRU), 2010
- [2] TEOH M., CLARK C.H., WOOD K., WHITAKER S. AND NISBET A., Volumetric modulated arc therapy : a review of current literature and clinical use in practice. Br. J. Radiol. 84(1007) : 967-96, 2011
- [3] YAN D., VICINI F., WONG J. AND MARTINEZ A., *Adaptive radiation therapy*. Phys. Med. Biol. 42(1) : 123-32, 1997
- [4] VERELLEN D., DE RIDDER M. AND STORME G., *A (short) history of image-guided radiotherapy*. Radiother. Oncol. 86(1) : 4-13, 2008
- [5] LAGENDIJK, J. J., RAAYMAKERS B.W., VAN DER HEIDE U.A., OVERWEG J., BROWN K.J., BAKKER C., RAAIJMAKERS A.J., VAN VULPEN M., WELLEWEERD J. AND JÜRGENLIEMK-SCHULZ, *In room magnetic resonance imaging guided radiotherapy (MRIgRT)* Med. Phys. 32, 2067, 2005)
- [6] LAGENDIJK J.J., RAAYMAKERS B.W., RAAIJMAKERS A.J., OVERWEG J., BROWN K.J., KERKHOF E.M., VAN DER PUT R.W., HARDEMARK B., VAN VULPEN M. AND VAN DER HEIDE U.A. *MRI/linac integration*. Radiother. Oncol. 86(1) : 25-9, 2008
- [7] KIRKBY C., STANESCU T. ET FALLONE B.G., *Magnetic field effects on the energy deposition spectra of MV photon radiation*. Phys. Med. Biol. 54 : 243-257, 2009
- [8] PAGE. J., NICOLAÏ PH., BIRINDELLI G., CARON J., DUBROCA B., KANTOR G., TIKHONCHUK V. AND FEUGEAS J.-L., *Introduction of external magnetic fields in entropic moment modelling for radiotherapy* Phys. Med., 2017
- [9] HISSOINY S., OZELL B., BOUCHARD H. AND DESPRÉS P., *GPUMCD : a new GPU-oriented Monte-Carlo simulation of electron and photon transport* Med. Phys. 38 : 754-64, 2011
- [10] HISSOINY S., RAAIJMAKERS A.J.E., OZELL B., DESPRÉS P. AND RAAYMAKERS B. W., *Fast dose calculation in magnetic fields with GPUMCD*, Phys. Med. Biol. 56 : 5119-29, 2011
- [11] ST. AUBIN S., KEYVANLOO A., VASSILIEV O. AND FALLONE B.G., *A deterministic solution of the first linear Boltzmann transport equation in the presence of external magnetic fields*. Med. Phys. 42(2) : 780-793, 2015

- [12] TOUATI M., *Etude du transport d'électrons rapides pour la fusion par confinement inertiel*. PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2015
- [13] DEL SORBO D., *An entropic approach to magnetized nonlocal transport and other kinetic phenomena in high-energy-density plasmas*. PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2016
- [14] POPRA Site internet du projet : <https://popra.fr/>
- [15] MINERBO G. N., *Maximum entropy Eddington factors*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 20 : 541-545, 1978
- [16] PICHARD T., *Mathematical modelling for dose deposition in photontherapy*, PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2016
- [17] CARON J., *Etude et validation clinique d'un modèle aux moments entropique pour le transport de particules énergétiques. Application aux faisceaux d'électrons pour la radiothérapie externe.*, PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2016
- [18] CARON J., FEUGEAS J. L., DUBROCA B., KANTOR G., DEJEAN C., BIRINDELLI G., PICHARD T., NICOLAÏ P., D'HUMIÈRES E., FRANK M. AND TIKHONCHUK V., *Deterministic model for the transport of energetic particles : Application in the electron radiotherapy*, Phys. Med. 31 : 912-21, 2015
- [19] BIRINDELLI G., FEUGEAS J.-L., CARON J., DUBROCA B., KANTOR G., PAGE. J., PICHARD T., TIKHONCHUK V. AND NICOLAÏ PH., *High performance modelling of the transport of energetic particles for photon radiotherapy*, Phys. Med, 2017
- [20] BROWNA A. AND SUIT H., *The centenary of the discovery of the Bragg peak*, Radiotherapy and Oncology 74 : 265-68, 2004
- [21] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS (ICRU), *Prescribing, recording, and reporting photon beam therapy*. ICRU Report 50 (Bethesda, MD : ICRU), 1993
- [22] MAZERON R., MARTIN V., BENHABIB-BOUKHELIF W. AND HAIE-MEDER C., *Advances in radiotherapy of cancers of the uterine cervix* La Lettre du Cancérologue, XXIII n°9 : 384-401, 2014
- [23] KEALL P.J., MAGERAS G.S., BALTER J.M., EMERY R.S., FORSTER K.M., JIANG S.B., KAPATOES J.M., LOW D.A., MURPHY M.J., MURRAY B.R., RAMSEY C.R., VAN HERK M.B., VEDAM S.S., WONG J. AND YORKE E. *The management of respiratory motion in radiation oncology report of the aapm task group 76*. Med. Phys. 33(10) : 3874-3900, 2006
- [24] LANGEN K.M. AND JONES D.T.L., *Organ motion and its management* Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., 50(1) : 265-78, 2001
- [25] YAN D., *Adaptive Radiotherapy : Merging Principle Into Clinical Practice*. Seminars in Radiation Oncology, 20(2) : 79-146, 2010
- [26] *Recommandations pour la mise en service et l'utilisation d'un système de planification de traitement en radiothérapie (TPS)*, Rapport SFPM 27, 2010

- [27] STAM M. K., CRIJNS S. P. M., ZONNENBERG B. A., BARENDRECHT M. M., VAN VULPEN M., LAGENDIJK J. J. W., AND RAAYMAKERS B. W., *Navigators for motion detection during real-time mri-guided radiotherapy*. Phys. Med. Biol. 57 : 6797-6805, 2012
- [28] CONSTANTIN D. E., FAHRIG E., AND KEALL P. J., *A study of the effect of in-line and perpendicular magnetic fields on beam characteristics of electron guns in medical linear accelerators*. Med. Phys., 38 (7) :4174-85, 2011
- [29] MUTIC S. AND DEMPSEY J. F., *The Viewray System : Magnetic Resonance-Guided and Controlled Radiotherapy*, Semin. Radiat. Oncol. 24(3) : 196-99, 2014
- [30] WOJCIESZYNSKI A. P., HILL P. M., ROSENBERG S. A., HULLETT C. R., LABBY, Z. E., PALIWAL B., GEURTS M. W., BAYLISS R. A., BAYOUTH J. E., HARARI P. M., BASSETI M. F. AND BASCHNAGEL A. M., *Dosimetric Comparison of Real-Time MRI-Guided Tri-Cobalt-60 Versus Linear Accelerator-Based Stereotactic Body Radiation Therapy Lung Cancer Plans*, Tech. in Cancer Res. & Treat. 16(3) : 366-72, 2017
- [31] DEMPSEY J., DIONNE B., FITZSIMMONS J., HAGHIGAT A., LI J., LOW D., MUTIC S., PALTA J., ROMELJN H., AND SJODEN G., *A real-time MRI-guided external beam radiotherapy delivery system*. Med. Phys. 33 : 2254, 2006.
- [32] RAAIJMAKERS A. J. E., RAAYMAKERS B. W., AND LAGENDIJK J. J. W., *Integrating a MRI scanner with a 6 MV radiotherapy accelerator : dose increase at tissue-air interfaces in a lateral magnetic field due to returning electrons*. Phys. Med. Biol., 50 : 1363-76, 2005
- [33] RAAIJMAKERS A. J. E., RAAYMAKERS B. W., VAN DER MEER S. AND LAGENDIJK J. J. W., *Integrating a MRI scanner with a 6 MV radiotherapy accelerator : impact of the surface orientation on the entrance and exit dose due to the transverse magnetic field*. Phys. Med. Biol., 52 : 929-39, 2007
- [34] RAAYMAKERS B.W., LAGENDIJK J.J., OVERWEG J., KOK J.G.M., RAAIJMAKERS A.J.E., KERKHOF E.M., WVAN DER PUT R., MEIJSSING I., CRIJNS S.P.M., BENEDOSSO F., VAN VULPEN M., DE GRAAFF C.H.W., ALLEN J. AND BROWN K.J, *Integrating a 1.5 T MRI scanner with a 6 MV accelerator : proof of concept*. Phys. Med. Biol. 54 : 229-237, 2009
- [35] KNOOS T., WIESLANDER E., COZZI L., BRINK C., FOGLIATA A., ALBERS D., NYSTRÖM H. AND LASSEN S., *Comparison of dose calculation algorithms for treatment planning in external photon beam therapy for clinical situation*. Phys. Med. Biol. 51 : 5785-5807, 2006
- [36] MAYLES P., NAHUM A. AND ROSENWALD J.-C., *Handbook of radiotherapy physics, Theory and Practice.*, Taylor and Francis, 2007
- [37] MOHAN R., CHUI C. AND LIDOFISKY L., *Differential pencil beam dose computation model for photons.*, Med. Phys. 13 :64-73, 1986

- [38] BORTFELD T., SCHLEGEL W. AND RHEIN B., *Decomposition of pencil beam kernels for fast dose calculations in three dimensional treatment planning.*, Med. Phys. 20 :311-18, 1993
- [39] MACKIE T. R., BIELAJEW A. F., ROGERS D. W. AND BATTISTA J. J., *Generation of photon energy deposition kernels using the EGS Monte Carlo code.*, Phys. Med. Biol. 33 : 1-20, 1988
- [40] AHNESJÖ A., *Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media*, Med. Phys. 16(4) : 577-92, 1989
- [41] VANDERSTRAETEN, B., REYNAERT, N. ET PAELINCK, L., *Accuracy of patient dose calculation for lung imrt : A comparison of monte carlo, convolution/superposition, and pencil beam computations.* Med. Phys., 33 : 3149-58, 2006
- [42] FOGLIATA A., VANETTI E., ALBERS D., ET AL., *On the dosimetric behaviour of photon dose calculation algorithms in the presence of simple geometric heterogeneities : Comparison with monte carlo calculations*, Phys Med Biol. 52(5) : 1363-85, 2007
- [43] OJALA J., *The accuracy of the Acuros XB algorithm in external beam radiotherapy - a comprehensive review*, Int. J. Cancer Ther. Oncol. 2(4) : 020417, 2014
- [44] KAWRAKOW I., MAINEGRA-HING E., ROGERS D. W. O., TESSIER F., WALTERS B. R. B., *The EGSnrc Code System : Monte Carlo simulation of electron and photon transport*, Technical Report PIRS-701, National Research Council Canada, 2017
- [45] BATTISTONI G., BOEHLEN T. T., CERUTTI F., CHIN M. P. W., ESPOSITO L. S., FASSÒ A., FERRARI A., LECHNER A., EMPL A., MAIRANI A., MEREGHETTI A., ORTEGA P. G., RANFT J., ROESLER S., SALA P. R., VLACHOUDIS V. AND SMIRNOV G., *Overview of the FLUKA code*, Ann. Nuc. Ener. 82 : 10-18, 2015
- [46] BATTISTONI G., BAUER J., BOEHLEN T. T., CERUTTI F., CHIN M. P. W., DOS SANTOS AUGUSTO R., FERRARI A., ORTEGA P. G., KOZOWSKA W., MAGRO G., MAIRANI A., PARODI K., SALA P. R., SCHOOF P., TESSONNIER T., AND VLACHOUDIS V., *The FLUKA code : an accurate simulation Tool for Particle Therapy*, Front. Oncol. 6 (116), 2016
- [47] AGOSTINELLI S., ALLISON J., AMAKO K., APOSTOLAKIS J., ARAUJO H., ARCE P., ASAI M., AXEN D., ET AL., *GEANT4 - a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 506 : 250-303, 2003
- [48] ALLISON J., AMAKO K., APOSTOLAKIS H., ARAUJO H., ARCE M., DUBOIS P., ASAI M., BARRAND G., CAPRA R., CHAUVIE S., CHYTRACEK R., CIRRONE G.A.P., COOPERMAN G., COSMO G., CUTTONE G, DAQUINO G.G, DONSZELMANN M., DRESSEL M., FOLGER G., FOPPIANO F., GENEROWICZ J., GRICHINE V., GUATELLI S., GUMPLINGER P., HEIKKINEN A, HRIVNACOVA I., HOWARD A., INCERTI S., IVANCHENKO V., JOHNSON T. ET AL. *GEANT4 Developments and Applications*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 53(1) : 270-278, 2006

- [49] IVANCHENKO V.N., *Geant4 : physics potential for instrumentation in space and medicine*. Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A 525(1-2) : 402-405, 2004
- [50] BRIESMEISTER J.F., *MCNP : A general Monte-Carlo N-particle transport code, Version 4C*. Los Alamos National Laboratory report N°LA-13709-M, avril 2000
- [51] SEMP AU J., SANCHEZ-REYES A, SALVAT F., OULAD BEN TAHAR H., JIANG S.B. AND FERNANDEZ-VAREA J.M., *Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE*. Phys. Med. Biol. 46 : 1163-86, 2001
- [52] PRATT R. H., RON A. AND TSENG H. K., *Atomic Photoelectric Effect Above 10 keV*, Rev. Mod. Phys. 45 (2) : 273-325, 1973
- [53] BETHE H. A. L. AND SALPETER E. E., *Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms*, Ed. Springer-Verlag, 1957
- [54] HEITLER W., *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1954.
- [55] SAUTER F., *Über den atomaren Photoeffekt in der K-Schale nach der relativistischen Wellenmechanik Diracs*, Ann. Phys. 403(4) : 454-488, 1931.
- [56] SALVAT F., FERNANDEZ-VAREA J.M. AND SEMP AU J., *PENELOPE, A code system for MONTE CARLO simulation of electron and photon transport*. Workshop Proceedings, Barcelona, Spain, 2011
- [57] O. KLEIN AND Y. NISHINA, Z. Physik 52 (1929) : 853-68, 1929
- [58] BAKMAEV C., KURAEV E. A., SHAPOVAL I. AND PERESUN'KO YU.P., *Electron positron pair production by linearly polarized photon in the nuclear field*. Phys. Letters B 660 : 494-500, 2008
- [59] JABBARI K., *Review of fast Monte Carlo codes for dose calculation in radiation therapy treatment planning*. Journal of Medical Signals & Sensors, 1(1) : 73-86, 2011
- [60] VERHAEGEN F. AND SEUNTJENS J., *Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams* Phys. Med. Biol. 48 : R107-64, 2003
- [61] BIELAJEW A. F. AND ROGERS D. W. O., *Variance-reduction techniques*, Prot . Int. School of Radiation Damage and Protection, Eight Course : Monte Carlo Transport of Electrons and Photons below 50 MeV : 407-19, 1988
- [62] KAWRAKOW I., FIPPEL M. AND FRIEDRICH K., *3D Electron Dose Calculation using a Voxel based Monte Carlo Algorithm*. Med. Phys. 23 : 445-57, 1996
- [63] KAWRAKOW I. AND FIPPEL M., *Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC*. Phys. Med. Biol. 45 : 2163-84, 2000
- [64] WAREING T. A., MCGHEE J. M., MOREL J. E., PAUTZ S. D., *Discontinuous Finite Element Sn methods on Three-Dimensional Unstructured Grids*. Nucl. Sci. Engr. 138 : 256-68, 2001

- [65] FOGLIATA A., NICOLINI G., CLIVIO A., VANETTI E., MANCOSU P. AND COZZI L., *Dosimetric validation of the Acuros XB Advanced Dose Calculation algorithm : fundamental characterization in water*. Phys. Med. Biol. 56 : 1879-1904, 2011
- [66] BUSH K., GAGNE I.M., ZAVGORODNI S., ANSBACHER W. AND BECKHAM W., *Dosimetric validation of Acuros XB with Monte Carlo methods for photon dose calculations*. Med. Phys. 38(4) : 2208-21, 2011
- [67] ANDERSEN V., BALLARINI F., BATTISTONI G., CERUTTI F., EMPL A., FASSÒ A., FERRARI A., GARZELLI M. V., OTTOLENGHI A., PARETZKE H., PINSKY L., RANGT J., SALA P., WILSON T. AND ZANKL M., *The Application of Fluka to dosimetry and radiation therapy* Radiation Protection Dosimetry 116 : 113-17, 2005.
- [68] BATTISTONI G., CERUTTI F., FASSÒ A., FERRARI A., MURARO S., RANFT J., ROESLER S. AND SALA P. R., *The FLUKA code : description and benchmarking* AIP Conf. Proc. 896 : 31-49, 2007
- [69] AHMAD S. B., SARFEHNIA A., PAUDEL M. R., KIM A., HISSOINY S., SAHGAL A. AND KELLER B., *Evaluation of a commercial MRI Linac based Monte Carlo dose calculation algorithm with GEANT4*, Med. Phys. 43(2) : 894-907, 2016
- [70] WANG Y., MAZUR T. R., GREEN O., HU Y., LI H., RODRIGUEZ V., WOOTEN H. O., YANG D., ZHAO T., MUTIC S., AND LI H. H., *A GPU-accelerated Monte Carlo dose calculation platform and its application toward validating an MRI-guided radiation therapy beam model*. Med. Phys. 43 (7) : 4040-52, 2016.
- [71] KIRKBY C., MURRAY B., RATHEE S. AND FALLONE B.G. , *Lung dosimetry in a linac-MRI radiotherapy unit with a longitudinal magnetic field*, Med. Phys. 37(9) : 4722-32, 2010
- [72] BERGER M. J., HUBBELL J. H., SELTZER S. M., CHANG J., COURSEY J. S., SUKUMAR R., ZUCKER D. S. AND OLSEN, K., *XCOM : Photon Cross Section Database (version 1.5)* [Online] Available : <http://physics.nist.gov/xcom> National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2010
- [73] TSAI Y., *Pair production and bremsstrahlung of charged leptons* Rev. of Mod. Phys. 46 (4) : 815-51, 1974
- [74] HEITLER W. AND BETHE H., *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*, Proc. R. Soc. Lond. A, 146 : 83-112, 1934.
- [75] HUBBELL J. H., GIMM H. A., AND OVERBO I., *Pair, Triplet and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV-100 GeV Photons in Elements Z=1 to 100*, J. Phys. Chem. Ref. Data 9, 1023-1147, 1980
- [76] Phase Space files available on the IAEA website : <https://www-nds.iaea.org/phsp/phsp.htmlx>
- [77] MOTZ J. W., OLSEN H. A. AND KOCH H.W, *Pair production by Photons* Rev. Mod. Phys. 41, 581, 1969
- [78] MOTT N. F. AND MASSEY H. S. W., *The theory of atomic collisions*, Oxford, 1965

- [79] MØLLER C., *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie*. Ann. D. Physik, 14 : 531-545, 1932
- [80] LI C. K. AND PETRASSO R. D., *Stopping, straggling, and blooming of directed energetic electrons in hydrogenic and arbitrary-Z plasmas* Phys. Rev. E 73 : 016402-1-5, 2006
- [81] SOLODOV A. A. AND BETTI R., *Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion target* Phys. of Plas. 15 : 042707, 2008
- [82] , *Stopping Powers for Electrons and Positrons*. ICRU Report 37 (Bethesda, MD : International Commission on Radiation Units and Measurements), 1984
- [83] KOCH H. W. AND MOTZ J. W., *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data*, Rev. Mod. Phy. 31 (4) : 920-56, 1959
- [84] NELSON W.R., HIRAYAMA H. AND ROGERS D.W.O., *The EGS4 Code System*, Report SLAC-265, 1985
- [85] FANO U., *Note on the Bragg-Gray cavity principle for measuring energy dissipation*, Radiat. Res. 1 : 237-40 ; 1954
- [86] ELLES S., IVANCHENKO V., MAIRE M. AND URBAN L., *Geant4 and Fano cavity test : Where are we ?*, J. Phys. Conf. Ser. 102 : 012009-1-7, 2008
- [87] STERPIN E., SORRIAUX J., SOURIS K., VYNCKIER S. AND BOUCHARD H., *A Fano cavity test for Monte Carlo proton transport algorithms* Med. Phys. 41 (1) : 011706-1-10, 2014
- [88] BOUCHARD H., DE POOTER J.A., BIELAJEW A. AND DUANE S., *Reference dosimetry in the presence of magnetic fields : conditions to validate Monte Carlo simulations* Phys. Med. Biol. 60 : 6639-54, 2015
- [89] DE POOTER J.A., DE PREZ L.A AND BOUCHARD H., *Application of an adapted Fano cavity test for Monte Carlo simulations in the presence of B-fields*. Phys. Med. Biol. 60 : 9313-9327, 2015
- [90] EL BAROUKY J., *Evaluation des algorithmes de calcul de dose pour les faisceaux d'électrons utilisés en radiothérapie. Comparaison aux mesures par films radiochromiques*. Thèse, Janv 2011
- [91] MICKE A., LEWIS D. F. AND YU X., *Multichannel film dosimetry with nonuniformity correction*, Med. Phys. 38(5) : 2525-34, 2011
- [92] OJALA J., KAPANEN M. K., HYÖDYNMAA S. J., WIGREN T. K. AND PITKÄNEN M. A., *Performance of dose calculation algorithms from three generations in lung SBRT : comparson with full Monte Carlo-based dose distributions*, J. Appl. Clin. Med. 15(2) : 4-18, 2014
- [93] DUBROCA B. AND FEUGEAS J.-L., *Etude théorique et numérique d'une hiérarchie de modèles aux moments pour le transfert radiatif*. C. R. Acad. Sci. - Ser. I - Mathematics 329(10) : 915-20, 1999

- [94] KANNO Y., HARADA T. AND HANAWA T., *Kinetic Scheme for Solving M1 Model of Radiative Transfer* Publications of the Astronomical Society of Japan 65 : 72-104, 2013
- [95] LEVERMORE, C. D., *A Chapman-Enskog approach to flux-limited diffusion theory*, Technical report, 1979
- [96] POMERANING G. C., *Flux limiters and Eddington factors*, Technical report UCRL-86561 , 1981
- [97] DUBROCA B., FEUGEAS J.-L. AND FRANK M., *Angular moment model for the Fokker-Planck equation*. Eur. Phys. J. D 60(2) : 301-07, 2010
- [98] TOUATI M., FEUGEAS J.-L., NICOLAÏ PH., SANTOS J.J., GREMILLET L. AND TIKHONCHUK V. , *A reduced model for relativistic electron beam transport in solids and dense plasmas*. New Journal of Physics 16 : 073014, 2014
- [99] TURPAULT R., *Properties and frequential hybridisation of the multigroup M1 model for radiative transfer*. Nonlinear Analysis : Real World Applications 11 : 2514-28, 2010
- [100] OLBRANT E., HAUCK C. AND FRANK M., *A realizability-preserving discontinuous Galerkin method for the M1 model of radiative transfer*. J. Comp. Phys. 231 : 5612-39, 2012
- [101] GUISET S., *Modélisation et méthodes numériques pour l'étude du transport de particules dans un plasma chaud*. PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2016
- [102] REGAN C., *Modèles réduits pour le transport de particules rapides dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel*. PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2010
- [103] HENSEL H., IZA-TERAN R. AND SIEDOW N., *Deterministic model for dose calculation in photon radiotherapy*. Phys. Med. Biol. 51(3) : 675-693, 2006
- [104] CHEN F., *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Plenum Press, New York, 1984
- [105] DELCROIX J.-L. AND BERS A., *Physique des Plasmas V.2*, InterEditions, Paris, 1994
- [106] OLBRANT E., *Models and Numerical Methods for Time- and Energy-dependent Particle Transport*, PhD Thesis, Université d'Aix la Chapelle, 2012
- [107] FRANK M., HENSEL H. AND KLAR A., *A fast and accurate moment method for dose calculation in electron radiotherapy*. SIAM J. Appl. Math. 67(2) : 582-603, 2007
- [108] NICOLAÏ PH., FEUGEAS J.-L. , DUBROCA B., BIRINDELLI G., PAGE J., CARON J., PICHARD T. AND TIKHONCHUK V., *Fast 3D Modeling of Dose Distribution in Brachytherapy*. Poster présenté au 14th Mexican Symposium on Medical Physics
- [109] TURPAULT R., *A Construction d'un modèle M1-multigroupe pour les équations du transfert radiatif*. C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I 334 : 331-336, 2002
- [110] DUCLOUS R., *Modélisation et simulation numérique multi-échelle du transport cinétique électronique*, PhD Thesis, Université de Bordeaux 2009

- [111] PICHARD T., ALLDREDGE G.W., BRULL S., DUBROCA B. ET FRANK M., *The M2 model for dose simulation in radiation therapy*. J. Comput. Theor. Transport. 45(3) : 174-83, 2016
- [112] PICHARD T., ALLDREDGE G.W., BRULL S., DUBROCA B. ET FRANK M., *An approximation of the M_2 closure : Application in radiotherapy dose simulation*, J. Sci. Comput. 71(1) : 71-108, 2017
- [113] LORENCE L., MOREL J. AND VALDEZ G., *Physics guide to CEPXS : a multigroup coupled electron-photon cross section generating code*, Sand89-1685. Sandia National Laboratory.
- [114] WOODARD H. Q. AND WHITE D. R., *The composition of body tissues*. Br. J. Radiol. 59(708) : 1209-18, 1986
- [115] HARTEN A., LAX P. D. AND VAN LEER B., *On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws* In : Upwind and high-resolution schemes : 53-79, 1997, Springer.
- [116] BERTHON C., DUBOIS J., DUBROCA B., NGUYEN-BUI T.-H. AND TURPAULT R., *A Free Streaming Contact Preserving Scheme for the M1 Model* Adv. Appl. Math. Mech. 2(3) : 259-85, 2010
- [117] LOW D.A., HARMS W.B., SASA MUTIC AND PURDY J., *A technique for the quantitative evaluation of dose distributions*. Med. Phys. 25(5) : 656-61, 1998
- [118] LOW D., *Gamma Dose Distribution Evaluation Tool*, J. Phys. : Conf. Ser. 250 012071
- [119] PATHMANATHAN A. U., VAN AS N. J., KERKMEIJER L. G. W., CHRISTODOULEAS J., LAWTON C. A. F., VESPRINI D., VAN DER HEIDE U. A., FRANK S. J., NILS S., OELFKE U., VAN HERK M., ALLEN LI C., MITTAUER K., RITTER M., CHOUDHURY A. AND TREE A. C., *Magnetic Resonance Imaging-Guided Adaptive radiation Therapy : A 'Game Changer' for Prostate Treatment ?* Int. J. Radiation Oncol. Biol. Phys. 100 (2) : 361-73, 2018
- [120] HENDERSON D., TREE A. C. AND VAN AS N. J., *Single fraction external beam radiotherapy for localised prostate cancer : A planning Study* Clin. Oncol. 29, 2017
- [121] CHOUDHURY A., BUDGELL G., MACKAY R., *The future of image-guided radiotherapy* Clin. Oncol. 29 : 662-66, 2017
- [122] MASSILLON-JL G., CHIU-TSAO S.-T., DOMINGO-MUNOZ I AND CHAN M. F., *Energy Dependence of the New Gafchromic EBT3 Film : Dose Response Curves for 50 kV, 6 and 15 MV X-Ray Beams* Int. J. Med. Phys., 1 : 60-65, 2012
- [123] Site Internet du CIRS : <https://cirsinc.com/products>
- [124] BIRINDELLI G., NICOLAÏ PH., FEUGEAS J.-L., DUBROCA B., PAGE J., CARON, J., PICHARD T., KANTOR G. AND TIKHONCHUK V., *Fast 3D Modeling of Dose Distribution In Brachytherapy adapted to the recommendations of international organizations of medical practices* Poster présenté à l'ESTRO 36.

- [125] BEAULIEU L., CARLSSON A., CARRIER J.-F., DAVIS S. D., MOURTADA F., RIVARD M. J., THOMSON R. M., VERHAEGEN F., WAREING T. A. AND WILLIAMSON J. F., *Report of the Task Group 186 on model-based dose calculation methods in brachytherapy beyond the TG-43 formalism : Current status and recommendations for clinical implementation*, Med. Phys. 39(10), 6208-36, 2012

Développement et validation de la force de Lorentz dans le modèle aux moments entropiques M_1 . Étude de l'effet du champ magnétique sur le dépôt de dose en radiothérapie externe.

La majorité des patients atteints d'un cancer sont traités par radiothérapie externe, qui consiste en la délivrance d'une dose homogène via des faisceaux de particules ionisantes. La radiothérapie guidée par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) permet de suivre la position d'une tumeur pendant le traitement dans le contexte de la radiothérapie adaptative et guidée par l'image. Le travail présenté dans ce manuscrit consiste en la validation d'un modèle numérique développé pour simuler le dépôt d'énergie des particules utilisées en radiothérapie en présence d'un champ magnétique fort. Ce modèle est basé sur une fermeture entropique de l'équation de Boltzmann linéarisée, qui décrit le transport des particules énergétiques dans la matière. Cette équation coûte cher en temps de calcul compte tenu du nombre élevé de variables à prendre en compte. Pour la simplifier, nous remplaçons les fluences des particules par leurs moments angulaires, permettant de s'affranchir de la dépendance angulaire. Le système d'équations obtenu est fermé par le biais du principe de maximisation de l'entropie de Boltzmann. Ce modèle a une précision comparable aux codes Monte-Carlo (MC) de référence, pour un temps de calcul moindre. Nous obtenons un très bon accord entre les résultats de ce code et le code MC FLUKA, ils nous permettent de mettre en exergue les effets secondaires et possiblement délétères qui se produisent lors de la propagation des particules chargées dans la matière en présence de champ magnétique de l'ordre du Tesla. Notamment, nous révélons la manière dont le dépôt de dose est modifié par décalage induit par l'effet de retour des électrons, menant à une diffusion accrue dans un sens favorisé par l'orientation du champ magnétique. De plus, nous observons et quantifions les discontinuités dans le profil de dépôt de dose survenant aux interfaces entre matériaux de densités différentes. Nous avons également conduit une campagne expérimentale, en irradiant des compositions de fantômes de différentes densités placées dans l'entrefer d'un aimant permanent avec un accélérateur linéaire utilisé en milieu médical, nous menant aux mêmes conclusions. Ces effets doivent être pris en compte pour limiter la création de points chauds ou la trop grande diffusion de la distribution d'énergie dans le corps humain, tout en étant compatible avec une utilisation en environnement clinique. Notre modèle se révèle être un bon candidat pour de futurs systèmes de planification de traitement, en combinant rapidité et précision pour planifier un traitement sous l'action d'un champ magnétique. Ce travail est effectué sous l'égide de POPRA (Programme Optique Physique et Radiothérapie en Aquitaine), incluant de nombreux laboratoires autour de la problématique du traitement du cancer.

Mots-clés : Radiothérapie adaptative et guidée par l'image. Système de planification de traitement. Modèle aux moments entropiques. Codes Monte-Carlo. Champs magnétiques. IRM-Linacs.

Development and validation of the Lorentz force in the entropic moment based model M_1 . Study of the magnetic field effect on the dose deposition in external radiotherapy.

The majority of patients affected by cancer are treated by radiotherapy, which consists in delivering a homogeneous dose with energetic particles. Magnetic Resonance Imaging (MRI)-guided radiotherapy allows the tracking of the tumor position in the context of Image Guided Adaptive Radiotherapy. Our work consists in the validation of a new model developed to simulate the energy deposition of the particles used in radiotherapy in the presence of strong magnetic field. This model is based on a kinetic entropic closure of the linearized Boltzmann equation, which describes the transport of energetic particles in the matter. This equation takes a lot of computation time to be solved due to the high number of variables. To simplify this, we replace fluences by angular moments, which allows getting rid of the angular variables and improve the calculation time. We obtain a set of angular moments equations, and we close this set using the Boltzmann's principle of entropy maximization on the two first equations of the set. This model has an accuracy comparable to reference Monte-Carlo (MC) codes, and is less time-consuming. We show a good agreement between our model and the FLUKA MC code. We highlight the effects that occur on the propagation of particles in the matter in presence of a magnetic field of a few Tesla. Indeed, it modifies the dose deposition by shifting the deposition of energy, leading to an increased diffusion depending on the orientation of the magnetic field. Moreover, it also leads to an increase or decrease of the dose deposited at the interfaces between materials depending on their difference between mass densities. To further validate our model, we have carried out an experimental campaign in which we irradiated a composition of materials of different mass densities inside a magnet, with a linear accelerator used in clinical context. The results of our experiments lead to the same conclusions. These effects have to be taken into account in order to prevent creation of hot spots or a spread of energy distribution in a human body, within computation times compatible with the clinical environment. Our model is a good candidate for future Treatment Planning Systems since it allows a faster and efficient way to plan a viable treatment for a patient in presence of strong magnetic fields. This work takes place in the framework of POPRA (Programme Optique Physique et Radiothérapie en Aquitaine), which involves several laboratories around problematics on the topic of cancer treatment.

Keywords : Image Guided Adaptive Radiotherapy. Treatment planning system. Entropic moment based model. Monte-Carlo codes. Magnetic fields. MRI-Linacs.

CELIA, UMR 5107, Université de Bordeaux-CNRS-CEA, 33405, Talence, France