

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Université SAAD DAHLAB BLIDA

Faculté des Sciences

Département de Physique



Mémoire de Master

Présenté pour l'obtention du diplôme en :

Physique des Rayonnements

**OPTIMIZATION OF LASER CREATED ENERGETIC ELECTRONS AND
THEIR TRANSPORT TO OBTAIN A GOOD ION BEAM ENERGY
SPECTRA AND DOSIMETRY**

Présenté par :

Lekcir Fathia

Benzahra Yousra

Soutenu le 21 juillet 2022 devant le jury composé du :

Mr. Guesmia Abd Elkader Maitre de Conférence /A USDB Président

Mme. Benaceur-Doumaz Djamila Directrice de recherche CDTA Examinatrice

Mr. Lafane Slimane Maitre de Recherche /A CDTA Examineur

Mr. Bara Djemai Maitre de Recherche /A CDTA Encadrant

Blida 2022

Remerciements

*Nous tenons tout d'abord à remercier **ALLAH** le tout puissant de nous avoir donné le courage et la patience pour mener à bien ce modeste travail, qu'il soit béni et glorifié.*

*Nous adressons également nos remerciements de notre encadreur monsieur **Djemaï Bara**, chercheur au centre de recherche CDTA.*

Nous le remercions aussi pour ses conseils, ses corrections et ses orientations.

*Nos remerciements les plus sincères sont également adressés aux membres de jury, monsieur **Guesmia Abd Elkader**, monsieur **Lafane Slımane** et madame **Bennaceur-Doumaz Djamila** qui nous ont honorés en acceptant d'examiner et d'évaluer ce travail.*

On voudrait remercier le corps professoral et administratif de la Faculté des Sciences de l'USDB, en particulier le département de physique, pour la richesse et la qualité de leur enseignement qui ont fourni des efforts au profit de leurs étudiants.

Dédicace

A ma mère Houria et mon père Hamid qui m'a soutenu et encouragé durant ces années d'études. Qu'elle trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance.

A mes sœurs Chaïmaa et Asmaa, mes frères Zouhir et Yousef, mes grands parents, ma grande famille et ceux qui ont partagé avec moi tous les moments d'émission lors de la réalisation de ce travail, ils m'ont chaleureusement supporté et encouragé tout au long de mon parcours.

A mes amis Ratiba et Soumia, mes proches et à ceux qui me donnent de l'amour et de la vivacité.

A tous mes amis qui m'ont toujours encouragé, et à qui je souhaite plus de succès.

A tous ceux que j'aime

Lekir fathia

Dédicace

Je remercie tout d'abord Dieu tout puissant de m'avoir donné le courage, la force et la patience d'achever ce travail.

Je tiens à remercier toutes les personnes de m'avoir dirigé de près ou de loin.

Pour tous mes amis qui m'ont apporté leur soutien moral pendant cette année d'études, je les en remercie sincèrement.

Enfin, je dédie ce travail à ma famille surtout mes parents avec un très grand MERCI à chaque membre qui m'a gratifié de son amour et fourni les motivations. Je leur adresse toute ma gratitude du fond du cœur.

Yousra Benzahra

ملخص

منذ اختراع تقنية التضخيم عن طريق انتشار وضغط نبضات الليزر الفيمتوثانية «CPA» (تضخيم النبض المنقوش)، جذب تطوير سرعات الجسيمات المشحونة القائمة على الليزر المدمجة مؤخرًا انتباه العديد من مختبرات الأبحاث، بهدف التطبيق الطبي في مكافحة السرطان باستخدام تقنية العلاج الأولي وفي مجالات البصري والفيزياء الجزيئية وتخصص جديد يسمى علم الليزر عالي الطاقة. يركز موضوع البحث الحالي بشكل أساسي على المحاكاة العددية لبرنامج Matlab على التحسين بواسطة نموذج Mora بالإضافة إلى نموذج تأثير الإلكترونات النشطة، وانتقالها في الهدف على عملية تسريع الأيونات. ثانيًا، نحن مهتمون بتحليل سلوك الحرارة الفائقة على جودة حزم البروتونات المتسارعة بواسطة ليزر فيمتوثانية عالي الطاقة، باستخدام محاكاة مونت كارلو باستخدام رمز البوابة من أجل إجراء دراسة بارامترية والتوجه نحو التحسين المحتمل لتوزيع جراتهم في وجود الحرارة الفائقة المجمعة مع بارامترات TNSA المختلفة.

Abstract

Since the invention of the technique of amplification by spreading and compression of femtosecond laser pulses "CPA" (Chirped Pulse Amplification), the realization of compact gas pedals of charged particles based on laser plasma has recently attracted the attention of many research laboratories, for medical application in the fight against cancer with the technique of proton therapy and in the fields of optical physics, molecular and in a new discipline called science of high-power laser. The present research subject concerns firstly, the numerical simulation by Matlab software on the optimization by the Mora model as well as the model of the effect of the energetic electrons, their transport in the target on the process of ion acceleration. Then in the second place, we are interested in the analysis of the behavior of the superthermality on the quality of the beams of protons accelerated by femtosecond laser at high energy, with a use of Monte Carlo simulation by the Gate code in order to carry out a parametric study and to go towards a possible optimization of their distributions of dose in combined presence of the superthermality combined with the various TNSA parameters.

Key words:

Plasma laser acceleration – Proton therapy – TNSA mechanism – Electron non-thermality – Electronic transport – Dosimetry.

Résumé

Depuis l'invention de la technique de l'amplification par étalement et compression des impulsions laser femtosecond "CPA" (Chirped Pulse Amplification), la réalisation des accélérateurs compacts de particules chargées à base plasma laser a récemment attiré l'attention de nombreux laboratoires de recherches, en vue d'application médical pour la lutte contre les cancer avec la technique de protonthérapie et dans les domaines de la physique optique, moléculaire et dans une nouvelle discipline appelée science des laser à haute puissance. Le présent sujet de recherche porte en premier lieu, la simulation numérique par logiciel Matlab sur l'optimisation par le modèle de Mora ainsi le modèle de l'effet des électrons énergétiques, leurs transports dans la cible sur le processus d'accélération ionique. Puis en deuxième lieu, nous nous intéressons à l'analyse du comportement de la superthermalité sur la qualité des faisceaux des protons accélérés par laser femtosecond à haute énergie, avec une utilisation de simulation Monte Carlo par le code Gate afin de réaliser une étude paramétrique et aller vers une éventuelle optimisation de leurs distributions de dose en présence combinée de la superthermalité combinée avec les différents paramètres TNSA.

Mots clés:

Accélération laser plasma – Protonthérapie – Mécanisme TNSA–Nonthermalite des electrons
– Transport électronique – Dosimétrie.

Liste des abréviations:

AIEA : Agence internationale de l'énergie atomique

BELLA: BErkeley Laboratory Laser Accelerator

BOA: Break-Out-Afterburner

CERN: European Organization for Nuclear Research

CPA: Chirped Pulse Amplification

ELI: Extreme Light Infrastructure

ELIMED: ELI-Beamlines MEDical

EUPRAXIA: European Plasma Research Accelerator with eXcellence In Applications

FIREX: first phase of the Fast Ignition Realization EXperiment

HZDR: Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

JINR: Joint Institute for Nuclear Research

LHC: Large Hadron Collider

LINAC: Linear Accelerator

LPA: Laser Plasma Acceleration

LWA: Laser Wakefield Acceleration

MC : Monte Carlo

NIF ARC: National Ignition Facility's Advanced Radiographic Capability

OMS : Organisation Mondiale de la Santé

PETAL: PETawatt Aquitaine Laser

PHELIX: Petawatt High-Energy Laser for Heavy Ion EXperiments

RPA: Radiation Pressure Acceleration

SEL: Station of Extreme Light

SOBP: Spread -out Bragg peak

SSC: Super Supraconducting Collider

SWA: Shock Wave Acceleration

TNSA: Target Normal Sheath Acceleration

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre I : Protonthérapie de l'interaction laser-matière à l'administration de la dose.....	3
I.1 Introduction	4
I.2 Définition du cancer	5
I.3 Etat de l'art sur la maladie cancéreuse et la lutte contre le cancer	5
I.4 Protonthérapie et évolution des technologies d'accélération de particules à haute énergie	6
I.5 Processus d'accélération laser-plasma.....	9
I.5.1 Amplification d'impulsion par dérivé de fréquence (CPA).....	10
I.5.2 Schéma du processus d'accélération	12
I.6 Caractéristiques des faisceaux accélérés	13
I.7 Dosimétrie versus paramètres TNSA	14
I.8 Conclusion	15
Chapitre II : Formulation mathématique du modèle d'accélération établi sous le régime TNSA	16
II.1 Introduction.....	17
II.2 Modélisation analytique du processus d'accélération sous le régime TNSA.....	18
II.2.1 Interaction laser- matériaux cible.....	19
II.2.2 Transport des électrons dans les matériaux cible.....	22
II.2.3 Accélération des électrons libre.....	23
II.2.4 Modélisation de l'accélération des protons dans le vide à la face arrière des matériaux cibles.....	24
II.3 Conclusion.....	26

Chapitre III : Étude paramétrique du processus d'accélération des protons par interaction laser - matériaux cible.....	27
III.1 Introduction.....	28
III.2 Résultats et discussion.....	28
III.3 Cas des électrons maxwelliens.....	28
III.3.1 Effet de taux d'impulsion laser sur l'énergie max des protons accélèrent	29
III.3.2 Effet de l'intensité laser et de la température d'électron $k_b T_e$ sur l'énergie max des protons accélérés.....	30
III.3.3 Effet de rayon laser sur l'énergie max des protons accélèrent.....	31
III.3.4 Effet de l'épaisseur des matériaux cible sur l'énergie max des protons accélèrent....	32
III.3.5 Effet de l'épaisseur et des matériaux cible sur la divergence électronique.....	33
III.3.6 Etude paramétrique de l'effet de la divergence électronique sur l'énergie gagnée par les protons accélérés.....	34
III.3.7 Analyse du spectre d'énergie des protons accélérés.....	35
III.4 Cas des électrons énergétiques et non- maxwelliens : étude de l'effet des électrons suprathermiques.....	36
III.4.1 Effet de la suprathermalité (κ) sur l'énergie des protons gagnée pour différents matériaux cible.....	37
III.4.2 Effet d'énergie du la suprathermalité sur le nombre des protons accéléré pour différents matériaux cible.....	38
III.4.3 Etude paramétrique de l'effet de la suprathermalité sur l'énergie des protons gagnée pour différents paramètre TNSA et l'épaisseur de l'Aluminium.....	39
III.4.4 Etude spectre d'énergie d'une cible d'Al en présence du phénomène de suprathermalité	41
III.4.5 Etude de l'effet de la suprathermalité sur le choix du matériau de la cible.....	42

III.4.6 Effet du choix du matériau de la cible sur le spectre d'énergie en présence du phénomène de la suprathérmicité.....	43
III.5 Conclusion.....	44
Chapitre IV : Recherche du SOBP Versus les paramètres TNSA et la suprathérmicité des électrons : Simulation MC-Gate.....	45
IV.1 Introduction.....	46
IV.2 Simulation Monte-Carlo.....	46
IV.3 Simulation Gate basée sur Géant-4 : géométrie de protonthérapie.....	46
IV.4 Pic de Bragg étalé (SOBP).....	47
IV.5 Résultat et discussion.....	47
IV.5.1 Etude de l'effet du choix du matériau cible sur la distribution de dose.....	48
IV.5.2 Recherche du SOBP pour une cible d'Aluminium en présence des électrons suprathérmiques.....	48
IV.5.3 Etude de la dosimétrie en fonction de rayon laser pour l'Aluminium.....	49
IV.5.4 Etude de la dosimétrie en fonction de l'intensité laser pour l'Aluminium.....	50
IV.5.5 Effet de l'épaisseur de l'Aluminium sur la dosimétrie.....	51
IV.5.6 Effet de la durée de l'impulsion laser d'Aluminium sur la dosimétrie.....	52
IV.6 Conclusion.....	53
Conclusion générale.....	55
Bibliographie.....	57

Introduction générale

Historiquement, l'idée d'utiliser des protons dans le traitement thérapeutique a d'abord été recommandée en 1946 par le physicien Robert R. Wilson [1]. Les premières tentatives visant à utiliser le rayonnement H^+ pour traiter les patients ont commencé dans les années 1950 dans des installations de recherche en physique nucléaire, mais les applications ont été limitées à quelques régions du corps. La recherche en physique des hautes énergies a toujours été le moteur du développement des accélérateurs de particules chargées pour divers applications. Par conséquent, la technologie des accélérateurs est actuellement un domaine d'activité très attractif, dédié à leur étude, leur construction et leur exploitation.

La protonthérapie a continué à se développer autour de ces installations, nous citons par exemple, le LHC au CERN en Suisse, le SSC au Texas en USA, l'accélérateur iThemba en Afrique du Sud, ou encore le JINR en Russie. Néanmoins, la taille et le coût des installations limitent encore fortement le développement de cette discipline. Selon la littérature, le coût d'un centre de protonthérapie à base d'un accélérateur cyclotron (estimé entre 40 et 50 millions d'euros) reste très supérieur à celui d'un centre de radiothérapie à base des accélérateurs LINACs.

Dans ce contexte, plusieurs ateliers ont été consacrés à la recherche de nouvelles techniques d'accélération plus compactes, moins coûteuses et faciles à installer. Il s'agit de la nouvelle technique d'accélération de particules chargées à base de plasma laser « LPA », qui nous intéresse dans notre étude. Cependant, le mécanisme d'accélération ne suffit pas à lui seul et d'autres développements tout aussi importants sont nécessaires. L'accélération LPA est basée sur la révolution de la technologie laser remarquée récemment, notamment après l'invention de la technique d'amplification d'intensité d'impulsion laser CPA [2].

Dans ce travail, nous nous intéressons à la technique d'accélération TNSA où des faisceaux de protons accélérés à haute énergie dans une gamme de (60 à 250) MeV, sont produits dans le vide à la face arrière d'une cible solide (de différents matériaux & épaisseurs) irradiée par des impulsions laser CPA. Ces faisceaux présentant de bonnes caractéristiques permettent d'assurer une distribution dosimétrique équivalente pour chaque cas d'organe à traiter. Dans la suite du présent manuscrit, nous aborderons plus en détail, la protonthérapie par laser comme nouvelle solution de lutte contre le cancer.

Dans la deuxième partie de notre travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de la dosimétrie en fonction des différents paramètres TNSA qui entrent en jeu dans le processus d'accélération laser-plasma, sous le régime TNSA. Ceci, en tenant compte du phénomène de la suprathermalité des électrons énergétiques, comme une suite des résultats issus de la première partie de modélisation dédiée pour la caractérisation et l'optimisation des faisceaux de protons accélérés. Au fait nous voulons optimiser et maîtriser la gamme de ces paramètres TNSA, qui nous permet d'avoir des faisceaux de protons de bonne qualité, en énergie, nombre de protons et spot du faisceau afin d'avoir de bons SOBP équivalents à des tumeurs situées en profondeur du corps humain. Selon la simulation "Monte Carlo", le faisceau de protons déposera son énergie maximale dans la tumeur à une distance spécifique avant de s'arrêter brusquement, suivant le pic de Bragg. Nous voulons simuler les trajectoires des faisceaux de protons à l'aide du logiciel Gate en fonction des paramètres TNSA (rayon laser, intensité laser et taux laser) et l'épaisseur de cible, dans l'objectif d'obtenir un bon pic du Bragg étalé.

Le travail entamé de ce manuscrit se décline en quatre chapitres :

- Le premier chapitre présente l'état de l'art et la protonthérapie par l'accélérateur laser-matière.
- Le deuxième chapitre présente le modèle d'accélération établi sous le régime TNSA
- Le troisième chapitre sera dédié à l'optimisation des protons qui sont créés sur la face arrière d'une cible irradiée par laser et accélérée par le mécanisme TNSA dans le cas maxwellien et le cas non-maxwellien pour les électrons accélérés.
- Le quatrième chapitre présente la validation de l'optimisation des protons en présence des électrons suprathermiques du chapitre 3 par simulation Gate.

Notre stage au CDTA (Centre de Développement et des Technologies Avancées) nous a permis d'apprendre plus sur les lasers ultra-intenses et ultra-courts et sur le mécanisme TNSA, d'apprendre à simuler mathématiquement avec des logiciels de calculs Matlab et surtout d'interpréter physiquement les résultats numériques obtenus.

Chapitre I :

***Prontonothérapie de l'interaction
laser-matière à l'administration
de la dose tumorale***

I.1. Introduction

Après l'idée d'utiliser des protons dans le traitement thérapeutique a d'abord été recommandée en 1946 par le physicien Robert R. Wilson [1] . La protonthérapie est un traitement pour vaincre les cancers rares et sensibles (tumeurs de la tête et du cou (tumeurs épithéliales), tumeur de l'œil, en particulier les cancers pédiatriques, cette technique a continué à se développer autour des installations, nous citons par exemple, le LHC au CERN en Suisse, le SSC au Texas en USA, l'accélérateur iThemba en Afrique du Sud, ou encore le JINR en Russie. Néanmoins, la taille et le coût des installations limitent encore fortement le développement de cette discipline. Selon la littérature, le coût d'un centre de protonthérapie à base d'un accélérateur cyclotron (estimé entre 40 et 50 millions d'euros) reste très supérieur à celui d'un centre de radiothérapie à base des accélérateurs LINACs. Le traitement de la protonthérapie est basé sur des faisceaux de protons accélérés à haute énergie dans une gamme de (60 à 250) MeV, présentant de bonnes caractéristiques permettant d'assurer une distribution dosimétrique équivalente pour chaque cas d'organe à traiter. Dans notre étude, nous nous intéressons à le mécanisme d'accélération TNSA ou se créent des faisceaux de protons à la face arrière d'une cible solide (différents matériaux et épaisseurs) irradiée par des impulsions laser CPA et d'autres paramètres tels que ($\tau \sim 10\text{-}500$ fs, $I_L = 10^{18}\text{-}10^{22}\text{W/cm}^2$, $\lambda_L = 0.8\mu\text{m}$). Dans la suite du chapitre, nous aborderons plus de détails sur la protonthérapie par laser comme une nouvelle solution pour lutter contre le cancer.

I.2. Définition du cancer

-Qu'est-ce qu'une cellule cancéreuse ?

C'est une cellule qui devient totalement indisciplinée, suite à une agression ou un dommage et liée à une modification de la structure d'un gène ; c'est ce qu'on appelle une "mutation". Parfois l'agression est violente et courte. Généralement, elle est de faible intensité, mais s'étend sur une longue période de temps.

-Comment passe-t-on d'une cellule cancéreuse à un cancer ?

Les cellules cancéreuses se multiplient : elles commencent à former des amas de cellules. Ces cellules ne ressemblent plus aux autres cellules adjacentes : leurs noyaux sont plus gros, reflétant leur activité intense, et parfois leur taille est plus grande, voire gigantesque. Les premières cellules sont généralement inoffensives et restent "contrôlées" (ne se développent pas). Ils sont même parfois détruits par le système immunitaire. Il faut un ensemble d'environ 100 000 cellules pour commencer à parler d'une tumeur. Les tumeurs deviennent dangereuses (malignes) lorsqu'elles commencent à "s'infiltrer", c'est-à-dire que les cellules cancéreuses ne s'agglutinent plus, mais commencent à se propager aux zones adjacentes. Cette infiltration devient nocive lorsque les cellules cancéreuses commencent à détruire les cellules normales et compromettent le fonctionnement de l'organe. Le cancer est une maladie caractérisée par une prolifération incontrôlée de cellules et associée à la fuite des mécanismes de régulation qui assurent le développement harmonieux de notre organisme. En se multipliant de manière anarchique, les cellules cancéreuses créent des tumeurs de plus en plus grosses qui se développent en envahissant puis en détruisant les zones (organes) qui les entourent. Les cellules cancéreuses peuvent également sortir des organes pour former de nouvelles tumeurs ou circuler sous forme libre. En détruisant son environnement, le cancer peut devenir une véritable menace pour la survie d'un organisme.

I.3. Etat de l'art sur la maladie cancéreuse et la lutte contre le cancer

Au niveau mondial

L'inégalité est présente dans la plupart des aspects de la vie, mais dans la lutte mondiale contre le cancer, la différence flagrante entre les pays industrialisés et les pays en

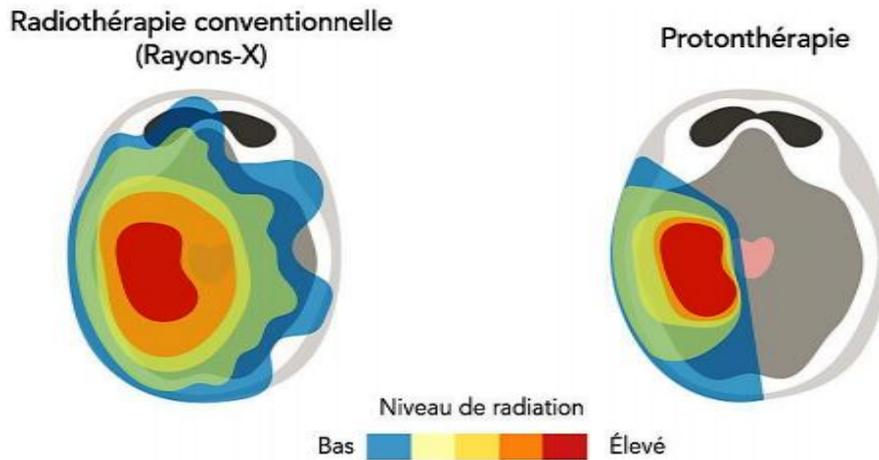
développement dans leur capacité à diagnostiquer et à traiter la maladie est une question de vie ou de mort. La plupart des nouveaux cas de cancer surviennent aujourd'hui dans les pays à revenu faible ou intermédiaire. L'OMS (Organisation Mondiale de la Santé) avait demandé à la communauté internationale pour célébrer la JMCC (Journée Mondiale Contre le Cancer) de l'année en cours, dont l'objectif de réalisation d'un projet humanitaire de haut niveau, il s'agit de : "Tout le monde mérite l'accès aux soins contre le cancer", quels que soient leur revenu et leur situation géographique. Le cancer colorectal et le cancer du sein causent un tiers des décès dans le monde, en plus des nouveaux cancers signalés récemment notamment dans les pays développés, qui sont liés au rythme rapide de la vie. En effet, les taux de mortalité par cancer en Afrique augmenteront de façon exponentielle au cours des années écoulées [3]. Ceci, à cause du manque de sensibilisation, l'accès limité aux services de prévention primaire et de détection précoce du cancer, et des retards dans le diagnostic et le traitement. Il est urgent d'appuyer les investissements en santé pour réduire le nombre de nouveaux cas de cancer.

En Algérie

L'Algérie enregistre chaque année une forte augmentation de cas de cancers, près de 50 000 nouveaux cas de différents types de cancer [4]. Au cours des deux dernières années, la vie des patients atteints de cancer avait été fortement affectée par l'impact du Covid-19. Le Pr. Zitouni, chargé du suivi et de l'évaluation du plan national de lutte contre le cancer 2015/2019, a affirmé qu'il ne faut pas baisser la garde dans la prise en charge du cancer, en raison de la focalisation des efforts sur la lutte contre la pandémie du nouveau coronavirus, ce qui risquerait de coûter cher à la société à l'avenir [5].

I.4. Protonthérapie et évolution des technologies d'accélération de particules à haute énergie

L'apparition d'une nouvelle thérapie qui utilise des faisceaux de protons appelée « protonthérapie ». L'utilisation des protons est bien plus avantageuse que les rayons X et les électrons car elle assure une répartition exacte de la dose et contribue à limiter l'irradiation des tissus et à les protéger comme se voit dans la figure I.1. De plus, les protons ont un effet biologique antitumoral légèrement supérieur à celui des photons.



Depuis l'invention du premier cyclotron en 1931 par E. Lawrence et S. Liviton, un accélérateur de particules circulaire constitue la base technologique de nombreuses conceptions actuelles. Les accélérateurs de particules ont permis des recherches de pointe en physique des hautes énergies et dans d'autres domaines de recherche. Les accélérateurs ont directement contribué à 26 prix Nobel de physique depuis 1939 ainsi qu'à 20 autres prix Nobel de chimie, médecine et physique avec rayons X. Actuellement, il existe environ 30 000 accélérateurs dans le monde, principalement à usage médical. Bien que la physique des hautes énergies ait été le principal moteur du développement des accélérateurs de particules, les installations d'accélérateurs ont continuellement élargi les applications dans de nombreux domaines de la recherche et de la technologie [7, 8]. Nous citons par exemple, la radiothérapie pour la lutte contre le cancer, la fusion thermonucléaire et la production des isotopes médicaux, la technologie laser et couches minces. La nouvelle génération d'accélérateurs de particules circulaires et linéaires envisagée, basée sur l'accélération radiofréquence, nécessitera d'énormes investissements et infrastructures. Ces facteurs posent de sérieux défis dans un monde de plus en plus limité en ressources. Par conséquent, il est important de rechercher des techniques d'accélération alternatives et durables. Il y'a une étude , qui entre dans le cadre du projet de recherche « OFIALIAM » (Optimisation des faisceaux des Ions Accélérés par Laser Intenses pour les Applications Médicales) du département des MIL (Milieux Ionisés et Lasers) du CDTA, porte une attention particulière aux nouvelles techniques d'accélération pour surmonter les limitations d'accélération RF (Radiofréquence) vers des accélérateurs futurs plus compacts et plus rentables à long terme[9]. En raison du phénomène de claquage en surface des cavités RF, les champs électromagnétiques maximum qu'elles peuvent supporter sont trop limités. Pour dépasser cette limite, Tajima et Dawson

[10], ont proposé une solution alternative, il s'agit du premier modèle « LWA » de champs de sillage plasma créé par laser proposé en 1970 comme un nouveau schéma d'accélération « LPA ».

Un plasma étant déjà un milieu claqué, il n'y a pas de limite de claquage, par rapport aux cavités RF métalliques classiques. Les accélérateurs à base de plasma utilisent les champs électromagnétiques puissants qui peuvent être supportés par les plasmas pour accélérer les particules chargées à des énergies élevées [9]. Selon le régime d'accélération choisi, les structures de champ d'accélération dans le plasma peuvent être générées directement par de puissantes impulsions laser (cas des régimes BOA, RPA, SWA) ou des faisceaux de particules chargées permettant la création d'un champ électrique de séparation des charge responsable du processus d'accélération [11], pour le cas du régime d'accélération TNSA qui nous intéresse dans la suite de notre étude. Grâce à la grande révolution de la technologie laser connue après l'invention de la nouvelle technique d'amplification des impulsions laser « CPA » inventée en 1989 [2], dont cette invention a remporté une trentaine d'années plus tard le prix Nobel de physique en 2018. Ce domaine de recherche est récemment passé de quelques efforts à petite échelle au développement de réseaux nationaux et internationaux de laboratoires scientifiques soutenus par des investissements substantiels dans des infrastructures de recherche à grande échelle. Nous citons, à titre d'exemple, en Europe: le mégaprojet ELI-Beamlines MEDical [12], le projet DRACO-HZDR [13] et le projet EUPRAXIA [14], le nouveau projet de réalisation d'un accélérateur compact LPA Européen pour la recherche fondamentale avec une qualité de faisceau supérieure. En plus de ces mégaprojets Européen, pour le cas de l'USA, nous citons l'exemple du laboratoire kHz BERkeley Lab Laser Accelerator [15]. Les États-Unis sont confrontés à une concurrence sérieuse dans la recherche sur les accélérateurs LPA, en Asie et plusieurs projets en Chine, au Japon et en Corée, qui sont dans la course au leadership pour ce futur attirant sujet. Enfin nous voulons, à travers la figure I.2 (obtenue à partir d'une recherche bibliographique sur Google Scholar) montrer l'intérêt croissant vis-à-vis à la thématique LPA.

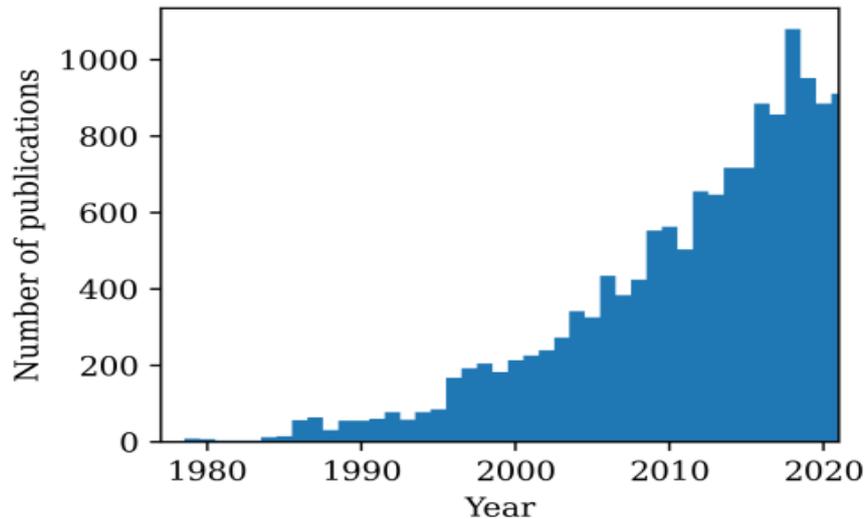


Figure I.2 : Intérêt croissant vis-à-vis de la thématique LPA

I.5. Processus d'accélération Laser-Plasma

Le développement de sources de particules aux propriétés inédites est l'objectif du domaine de recherche de l'accélération laser-plasma. Par rapport à un accélérateur de particules traditionnel, les accélérateurs laser-plasma permettent d'accélérer les particules sur des distances beaucoup plus courtes. Grâce à la dernière génération de lasers CPA, des protons d'énergie de l'ordre de 160 MeV ont été atteints.

En plus de l'amélioration continue de l'énergie des protons accélérés en fonction de l'évolution de l'intensité et de l'énergie laser qui nous intéresse dans notre étude paramétrique, d'autre part, une révolution technologique s'est traduite par une amélioration majeure de la qualité des faisceaux accélérés avec l'introduction d'une nouvelle génération des matériaux cibles. Dans le passé, la recherche de nouvelles cibles pour l'accélération LPA commençait à l'échelle macroscopique en mettant l'accent sur la géométrie du matériau cible irradiée par laser. Du côté du matériau-cible, de nouvelles cibles métalliques, notamment Al, Cu, Zn, Ti, Ag et Ta, ont récemment été proposées par les physiciens (les éléments utilisés dans notre étude de l'interaction laser-matériau cible). Le développement de plusieurs applications a été rendu possible par la dernière génération des lasers fs, un instrument spécial pour la micro-fabrication de nouveaux matériaux cible pour l'accélération LPA. Les caractéristiques des sources laser employées et les caractéristiques de l'interaction laser-matière que les procédés exploitent sont intimement liées aux limites des procédés existants. Une nouvelle étude sur les polymères, qui sont des matériaux uniques avec un large éventail d'applications actuellement inexploitées. En raison de l'activation des vibrations dans les

liaisons carbone-hydrogène, les matériaux polymères présentent des pics d'absorption distincts, nous notons que dans notre étude, ce paramètre d'absorptivité des impulsions laser par les cibles irradiées joue un rôle important dans l'amélioration de la qualité des protons accélérés. L'investigation a commencé par la description et l'exécution de mesures spectrométriques quantitatives du coefficient d'absorption linéaire du polymère (3-hexylthiophène) (P3HT), du polycarbonate et du polyméthacrylate (PMMA) entre 2 et 15 μm . Le développement de procédures de résonance dans lesquelles la longueur d'onde d'irradiation est adaptée au pic d'absorption d'un matériau organique présente divers avantages. Ceci a été accompli en comparant les capacités d'ablation de deux lasers - un laser à fibre émettant à 3,44 μm et un laser CO_2 émettant à 10,6 μm - en PMMA, polypropylène (PP) et polyéthylène (HDPE). À l'aide d'un système laser à fibre accordable, résonance dans une plage spectrale étroite aux pics d'absorption de la liaison C-H [16].

I.5.1 Amplification d'impulsion par dérivé de fréquence (CPA)

Historiquement, le premier laser a été produit en 1960 en pompant un cristal de rubis avec une lampe flash. Les impulsions à l'échelle du kilowatt n'ont duré que quelques millisecondes. La méthode d'activation "Q-Switch" est démontrée deux ans plus tard. Les impulsions ont une durée de quelques millisecondes et une puissance de crête d'un mégawatt ou plus. Quatre ans plus tard, en 1964, la technologie de blocage de mode permet des périodes de picosecondes et une puissance de l'ordre du gigawatt.

Ainsi, plusieurs générations de lasers de puissances ont vu le jour au cours des dix dernières années. Dans l'ordre chronologique, il s'agit du laser L5, de Janus, de Shiva, du National Ignition Facility aux États-Unis ou encore du Laser Mégajoule en France. De quelques gigawatts à plusieurs centaines de térawatts, la puissance des lasers n'a cessé de croître. Des énergies extrêmement élevées de l'ordre de la milliseconde peuvent être atteintes grâce à la méthode d'amplification utilisant des chaînes d'amplificateurs CPAs (figure 1.3). La technologie d'amplification CPA a permis le développement d'une nouvelle génération de lasers fs (femto-secondes) à ultra-haute intensité capables de délivrer des impulsions à haute énergie.

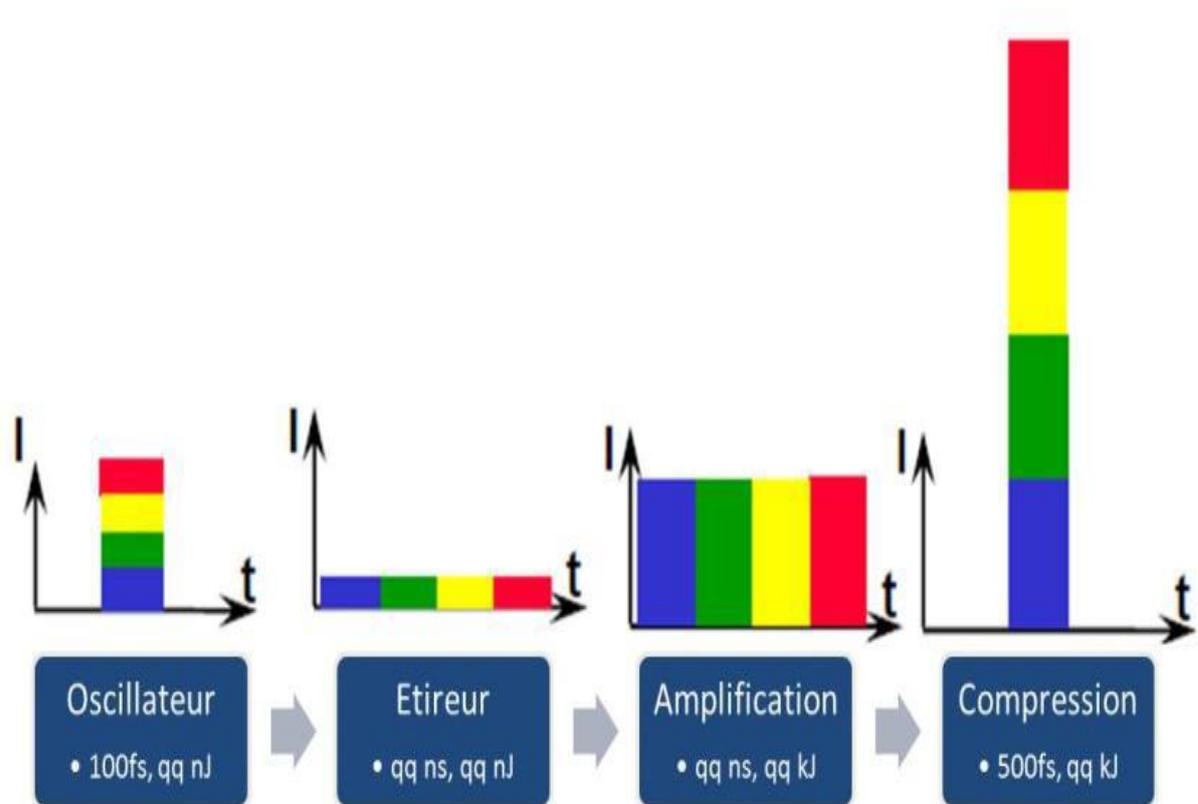


Figure I.3 : Principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence CPA (Chirped Pulse Amplification) [17].

Et d'ouvrir la voie au développement de lasers avec des durées d'impulsion aussi courtes qu'une picoseconde et une énergie de l'ordre de centaines de joules. PETAL (France), OMEGA-EP (USA), NIF ARC (USA), FIREX (Japon), PHELIX (Allemagne) et le projet ELI (Hongrie, Roumanie et République Tchèque) sont des exemples de grands systèmes laser à ultra-intensité. La course aux intensités extrêmes s'est traduite par la construction de très grands lasers ultracourts tels que le laser HERCULES aux Etats-Unis, KAIST en Corée, auxquels s'ajouteront les projets de laser 10 PW du centre Gérard Mourou : APOLLON en France et les trois piliers d'ELI (Extreme Light Infrastructure), en Hongrie, en République tchèque, et en Roumanie, jusqu'au projet chinois de laser SEL 100 PW. La figure 1.4 suivante montre l'évolution de l'intensité au fil des années [18].

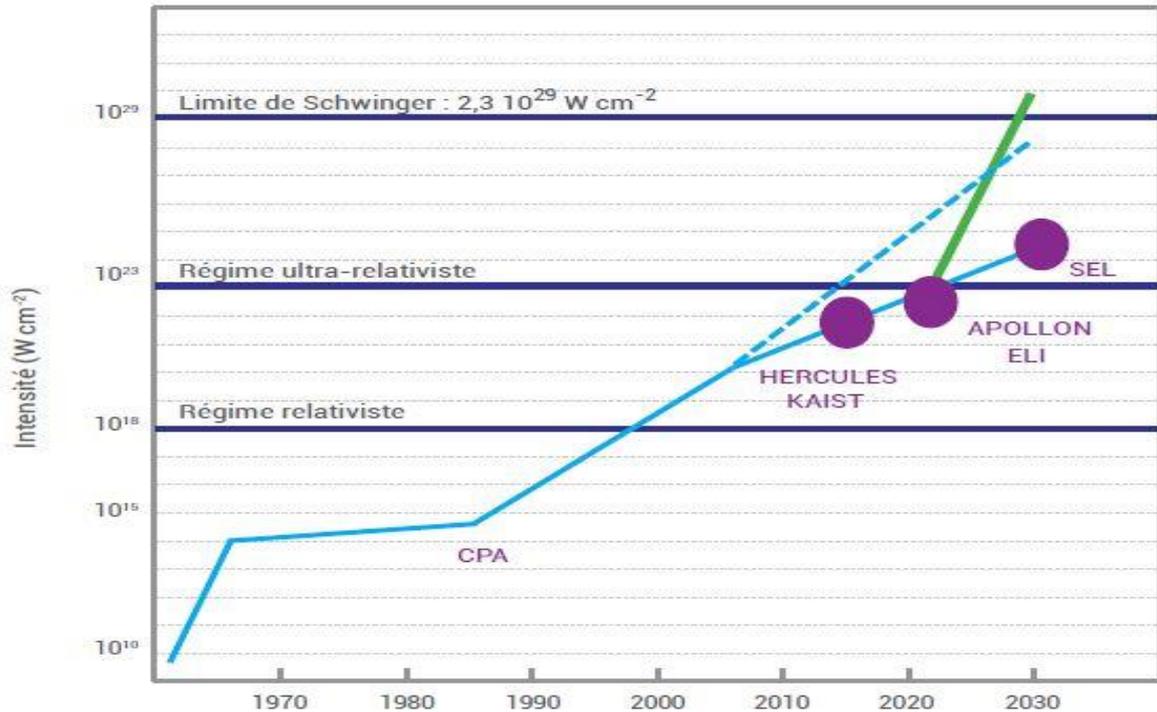


Figure I.4: La route vers les très hautes intensités depuis les premiers lasers des années 1960, la ligne en couleur verte montre la future projection pour des faisceaux ultra-intenses [18].

I.5.2. Schéma du processus d'accélération

L'irradiation d'un matériaux cible par des impulsions lasers femtosecondes à haute intensité dans le proche infrarouge permis a généré des faisceaux de protons de haute énergie. Le processus d'accélération LPA que nous allons étudier est basé sur le mécanisme TNSA et est représenté schématiquement sur la figure I.5. Un matériau cible mince est irradiée par une impulsion laser CPA intense. La pré-impulsion laser crée un pré-plasma sur la face avant de la cible. L'impulsion principale interagit avec le plasma et accélère ces électrons libres, créant ainsi une population des électrons énergétiques. Ces électrons sont transportés à travers la cible, où les collisions avec le matériau cible peuvent provoquer une divergence du faisceau des électrons. A l'arrivée sur le contaminant hydrocarbure nanométrique placé sur la face arrière de la cible, un plasma chaud et dense se crée et s'étend dans le vide. Ensuite, les électrons énergétiques quittent la face arrière les premiers du fait de leurs masses très inférieures à la masse des protons, ce qui donne naissance à une gaine électrostatique. C'est à cet instant que se déclenche le mécanisme d'accélération TNSA. Un champ électrique E_{TNSA} dû à la séparation des charges est créé, est de l'ordre du champ électrique du laser ($\sim TV/m$). Finalement, les ions sont accélérés par ce champ dans la direction normale à la cible.

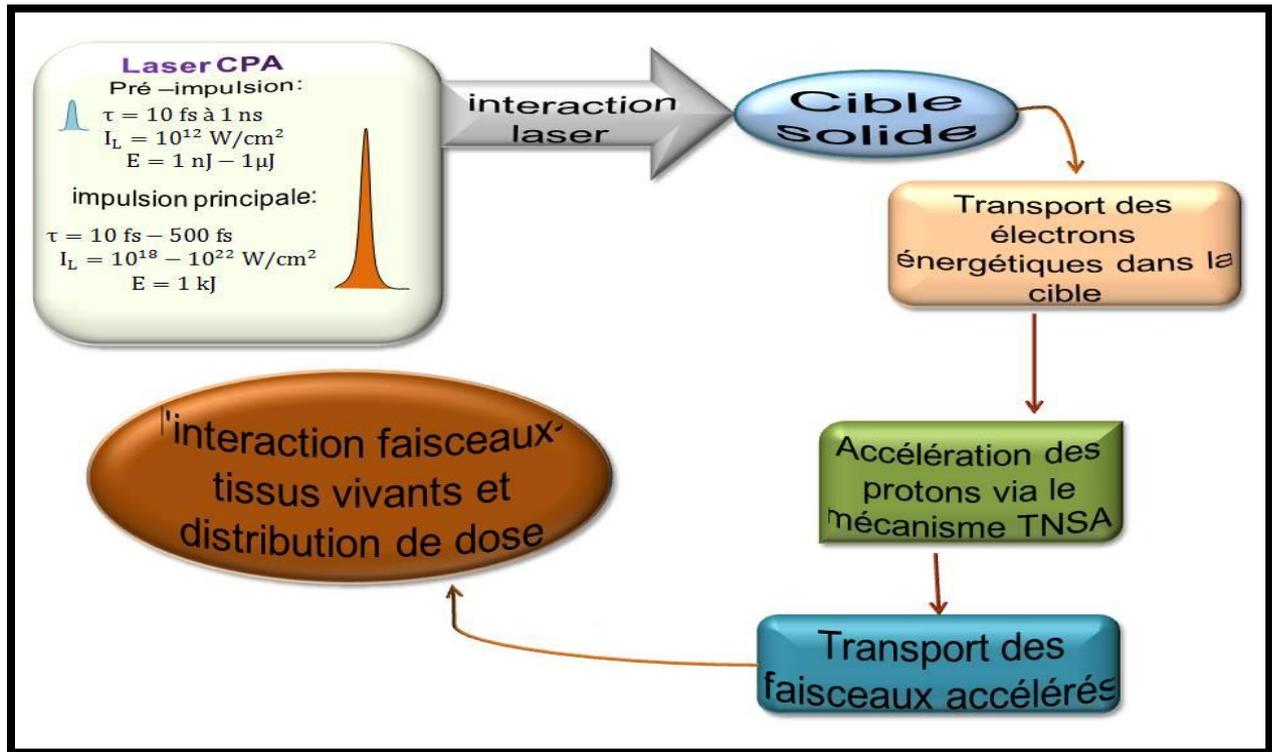


Figure I.5: de l'interaction laser-matière à l'administration de la dose tumorale

I.6. Caractéristiques des faisceaux accélérés

Un faisceau de particules chargées est un groupe de particules qui ont environ la même énergie cinétique et qui se déplacent à peu près dans la même direction. L'énergie cinétique élevée et une bonne directivité de particules chargées dans les faisceaux les rendent utiles pour les applications. Le critère clés recherché pour le cas de la protonthérapie par laser est celui du quasi mono-energicité. Au fait, qu'elles sont les gammes de paramètres qui peuvent assurer un faisceau stable surtout en énergie ? Afin d'assurer une bonne distribution de dosimétrie.

Les linacs RF fonctionnent à de grandes longueurs d'onde, qui sont environ trois ordres de grandeur plus courtes. La dispersion du faisceau pendant le paquet de collisions peut être considérablement réduit avec une longueur de paquet courte.

Les matériaux à l'état solide (Al, Cu, Ti, Ta, Ag) pourraient offrir de nouvelles voies pour la manipulation et l'accélération des faisceaux de protons, l'optimisation par modélisation de certaines gammes de caractéristiques de ces cibles solides offre des propriétés intéressantes pour améliorer la proportion des électrons éjectés de la matière par l'amélioration de l'absorptivité de l'énergie des impulsions laser.

I.7. Dosimétrie versus paramètres TNSA

L'ensemble des « paramètres TNSA » décrits précédemment dans la figure I.5 : les paramètres de l'impulsion laser, du matériau cible, des électrons énergétiques et du plasma en expansion, influencent fortement la qualité des faisceaux de protons accélérés ainsi que leur distribution dosimétrique en protonthérapie. La question qui se pose est comment déterminer un volume tumoral, en fait, comment peut-on obtenir un bon SOBP équivalent à une tumeur à traiter selon les paramètres TNSA. Dans notre étude, nous nous intéressons à l'optimisation des faisceaux de protons. La dosimétrie est la dernière étape avant le début du traitement, pour cela il faut choisir le volume de la cible, on joue donc sur les paramètres du mécanisme TNSA pour avoir les bonnes caractéristiques du faisceau accéléré (avec un spectre d'énergie de bonne qualité). L'étape de dosimétrie consiste à déterminer la distribution, c'est-à-dire la répartition de la dose de rayonnement à appliquer sur la zone de la tumeur à traiter. La distribution de la dose comprend la taille et la direction du faisceau de protons.

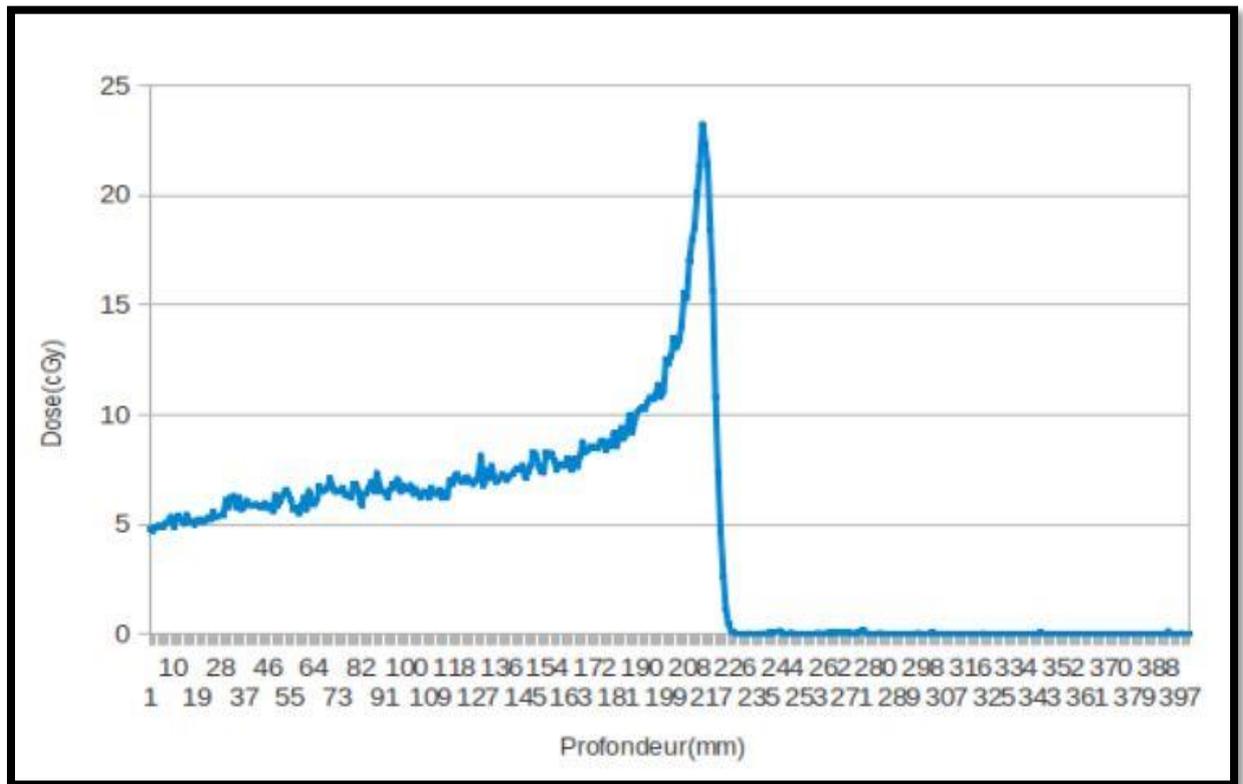


Figure I.6 : Exemples de notre travail par logiciel Gate de distribution de dose suivant le pic de Bragg avec les paramètres TNSA.

I.8. Conclusion

Le développement des technologies laser, qui réside dans la réalisation d'impulsions courtes et ultra-intenses, a permis d'ouvrir une nouvelle physique : l'interaction laser plasma et plus particulièrement la possibilité d'accélérer des faisceaux de protons de bonne qualité avec ces lasers, appelés « lasers CPA ». Nous avons vu que le mécanisme TNSA est le meilleur pour contrôler et optimiser la qualité des faisceaux accélérés, ceci nécessite toujours l'implication des électrons dans les régimes d'intensité accessibles aujourd'hui. Ces électrons « énergétiques » sont responsables du déclenchement du processus d'accélération dans ce mécanisme. C'est pour cela, que tout au long du présent manuscrit une grande importance a été donnée à la modélisation de ces électrons, responsables de l'accélération des protons. Prendre en compte toutes les étapes du mécanisme TNSA ainsi que le transport électronique dans la cible sur la base d'un seul modèle théorique est extrêmement complexe.

Tient au fait que les électrons sont beaucoup plus légers et plus mobiles que les ions en raison de la différence de masse importante qui existe entre eux. Il en résulte la création d'une gaine électrostatique de séparation des charges. Les " paramètres TNSA ", terme désignant les différents paramètres liés à l'accélération, ont un impact plus important sur ces champs accélérateurs. Ils déterminent également leurs distributions dosimétriques en protonthérapie après le pic de Bragg, ainsi que la qualité des faisceaux accélérés. Dans une étape ultérieure de notre travail décrit dans le chapitre précédent, il suffit de jouer avec l'ensemble des paramètres de la TNSA afin d'obtenir le pic de Bragg étalé, ou " le SOBP ", en utilisant la simulation MC-Gate.

Chapitre II :

***Formulation mathématique du
modèle d'accélération établi sous
le régime TNSA***

II.1 Introduction

Les systèmes avancés d'accélération et les méthodes sophistiquées sont reconnus comme des Voies possibles pour améliorer les caractéristiques clés des faisceaux de protons accélérés par laser, telles que l'énergie gagnée, les spectres d'énergie ou la luminosité. Comme il est mentionné précédemment, le mécanisme d'accélération TNSA est désormais considéré comme étant le mécanisme conduisant à l'accélération la plus efficace des faisceaux de protons. Ces protons gagnent de l'énergie le long de la direction normale à la cible solide par l'impact du champ électrique de séparation des charges mis en place par les électrons énergétiques.

aussi important que le précédent et qui a attiré notre attention est bien celui du transport électronique. Ce dernier est un effet non négligeable, généré par l'impulsion principale très intense du laser en interaction avec les électrons libre du pré-plasma crée en face avant de la cible, qui consiste en la création d'un faisceau des électrons assez énergétiques dans le plasma en plus de l'effet des différents paramètres TNSA, dans ce chapitre, nous nous intéressons particulièrement aux premiers électrons énergétiques éjectés lors des expériences, qui ne sont pas toujours Maxwelliens mais suivent des distributions loin de l'équilibre thermodynamique local, et influent fortement sur le processus d'accélération. Il a été démontré dans la littérature que ce soit théoriquement ou expérimentalement, que la population des électrons énergétiques et nonthermiques qui sont éjectés lors de l'interaction laser matière, est fortement tributaire des paramètres des lasers et des cibles utilisés : les lasers devenant de plus en plus intenses $I \sim 10^{18} - 10^{24} \text{W/cm}^2$, avec des impulsions très courtes $\tau \sim 100 \text{fs} - 1.5 \text{ps}$, sans oublier l'évolution remarquable de l'absorptivité des cibles solide utilisées à travers l'amélioration de la qualité de leurs surfaces, leur géométrie et l'optimisation de leur épaisseur.

Un autre phénomène physique du plasma. L'optimisation des caractéristiques de cette population électronique, à savoir, leur proportion et leur divergence, peut jouer un rôle important sur la qualité des faisceaux des protons accélérés, et influencer ainsi sur la dynamique des électrons nonthermiques dans la cible et sur le champ électrique (moteur de l'accélération) de séparation de charge qui leur sont associés.

Nous essayerons dans ce chapitre, de répondre à certaines questions rencontrées par les expérimentateurs lors de l'interprétation des résultats d'accélération des protons par laser intense :

- Quel rôle peuvent avoir ces deux phénomènes couplés à savoir la nonthermalité et la divergence des électrons énergétiques qui ont lieu dès les premiers instants de création du plasma, sur les trois critères principaux des faisceaux de protons accélérés (nous citons, le nombre et l'énergie maximale gagnée par les protons « le spectre d'énergie » ainsi que leurs spot) au front d'accélération à la face arrière de la cible, et quels sont les paramètres TNSA qui influent sur ce mécanisme ?

Notre contribution à travers cette étude sera donc consacrée à l'étude de ces différents effets combinés surtout sur le spectre d'énergie des protons accélérés au front d'accélération.

Pour ce faire, nous proposons une première modélisation pour l'optimisation des trois étapes du processus d'accélération du proton (Figure II.1), à partir de l'interaction d'une impulsion laser CPA avec la face avant de la cible, la création du plasma et de la population des électrons énergétiques, suivis de leur transport dans la cible, aboutissant à la modélisation de la troisième étape de l'accélération via le mécanisme TNSA. Les électrons énergétiques sont supposés suivre une fonction de distribution non thermique de type Kappa [19].

Nous précisons qu'une partie du travail présenté dans ce chapitre et qui est liée à la distribution électronique Kappa, va se baser sur des résultats qui ont été valorisés précédemment dans le cadre du projet OFIALIAM du CDTA [9].

II.2 Modélisation analytique du processus d'accélération sous le régime TNSA

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons à une méthode d'accélération des particules encore peu développée, qui consiste à accélérer les particules chargées à l'aide de plasma laser en utilisant une impulsion laser ultra-intense (10^{19} - 10^{20} W/cm²) et ultra-courte (fs). Afin d'effectuer une étude paramétrique d'un faisceau de protons accéléré par un laser ultra-intense et ultra-court selon le régime TNSA, nous avons développé un code de calcul semi-analytique à l'aide des équations du modèle de Mora. Cette même étude avec le modèle qui prend en compte l'effet non thermique (en fonction des électrons énergétiques) basé sur le programme Matlab. Pour une détermination et une bonne optimisation des différents caractéristiques tels que le nombre de protons, leurs énergies maximales et la taille du spot du faisceau de protons.

Comme tous les régimes d'accélération des protons en dessous de l'intensité laser 10^{24} W/cm², le mécanisme TNSA est un mécanisme indirect car la masse des protons

ne leur permet pas d'être mis en mouvement directement par le champ électrique de l'onde laser. Dans le mécanisme TNSA, une partie de l'énergie laser est transformée en énergie cinétique des électrons du plasma qui à leur tour accélèrent les protons, formant ce qu'on appelle les électrons chauds. Ceux-ci seront transportés dans la cible et à un point déterminé par la densité électronique, l'impulsion laser sera réfléchie. Les électrons chauds peuvent être accélérés à des énergies relativistes, et ils se propagent à travers la cible et peuvent finalement s'échapper, comme le montre la figure II.1.

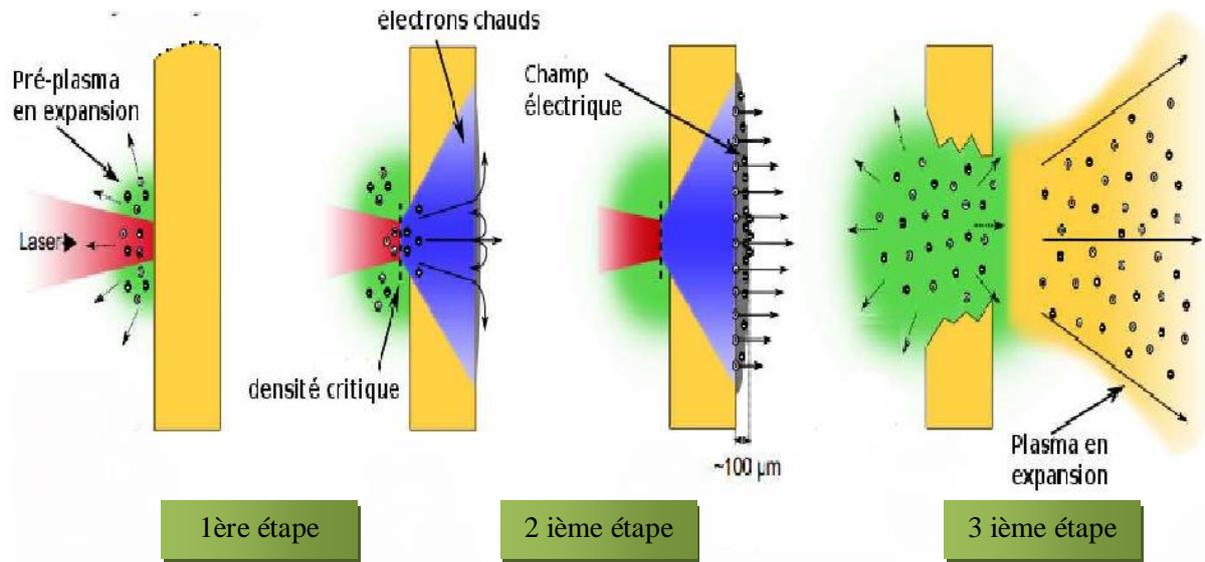


Figure II.1: Schéma de l'accélération des ions par interaction laser-cible solide grâce au mécanisme du Target Normal Sheath acceleration (TNSA) [20].

L'accélération normale à la cible peut être simplement décrite comme une expansion de plasma résultant d'une impulsion laser de haute intensité ($I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$) frappant une cible, qui repose sur une séparation spatiale des charges positives et négatives. La séparation de charge s'établissant autant en face arrière qu'en face avant, c'est un mécanisme d'accélération qui reste symétrique. On peut aussi noter que le TNSA est un mécanisme qui conduit intrinsèquement à une dispersion en énergie des particules accélérées. Cette dispersion peut s'avérer utile dans certains cas, pour des applications précises comme la protonthérapie où il est nécessaire, pour cibler une tumeur, d'avoir une énergie bien définie avec une bonne collimation du faisceau des protons accélérés.

II.2.1 Interaction laser-cible solide

La compréhension des processus d'interaction entre une impulsion laser incidente et un matériau-cible est essentielle pour maîtriser les possibilités et les limites d'avoir de bons

faisceaux de protons pour la lutte contre le cancer. La présentation des caractéristiques physiques de cette interaction sera centrée sur les matériaux métalliques mais les propriétés essentielles de cette interaction laser-matière resteront applicables à d'autres types de milieux solides, à savoir les cibles solides polymères pour la protonthérapie par laser, une nouvelle thématique rencontrée dans la littérature. L'ionisation de la matière solide commence à partir de l'intensité laser de 10^{18} Wcm^2 .

Dans ce régime d'intensités étudié ($I > 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$), avec l'amplification CPA, le laser possède deux impulsions : une pré-impulsion mesurée en nanosecondes, suivie d'une seconde impulsion, dite impulsion principale, d'une durée de quelques femto-secondes. La pré-impulsion va interagir avec le matériau cible de quelques microns d'épaisseur, et nous aurons une ionisation des atomes devant la cible, résultant en un pré-plasma.

L'impulsion principale interagit directement avec le pré-plasma ayant un degré d'ionisation qui correspond à ce niveau d'intensité. Elle permet l'émission d'électrons accélérés par le champ laser. Ces électrons vont alors transférer leur énergie en entrant en collision avec d'autres électrons du réseau atomique et en provoquant une avalanche d'ionisation, Ceci est suivi par l'expulsion de la cible, qui passe rapidement de l'état solide à un état de plasma chaud appelé pré-plasma. Les ondes électromagnétiques se couplent aux électrons libres, qui oscillent dans le champ électrique du laser et s'ionisent davantage atomes via des collisions inélastiques.

Considérons la taille de spot d'électron émis à la surface arrière de la cible S donnée par [20] :

$$S = \pi R^2 \quad (1)$$

R étant le rayon du faisceau laser à la sortie, il est donné par :

$$R = r_l + d * tg\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2)$$

r_l est le rayon laser à l'entrée de la cible, d et l'épaisseur de cible, et θ l'angle de déflexion des électrons à la sortie.

Ensuite nous avons :

$$S = \pi \left(r_l + d * tg\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 \quad (3)$$

Lors de l'interaction d'une impulsion laser avec un matériau cible, les électrons se déplacent dans le champ intense alors que les ions restent immobiles. Cette séparation de charges crée un champ électrique uniforme et induit une force de rappel. La fréquence plasma ω_{pi} est donnée par [21] :

$$\omega_{pi} = \sqrt{n_{e0} Z_i e^2 / (m_i c^2)} \quad (4)$$

Avec $m_p c^2$ l'énergie de proton au repos est Z_i le numéro atomique du proton, e la charge du proton, n_{e0} densité électronique initiale.

En absence d'une véritable étude systématique du comportement hydrodynamique en régime femto seconde, nous admettrons malgré tout que l'équilibre thermodynamique est atteint et que la vitesse acoustique ionique est donnée par [22]:

$$C_s = \sqrt{k_B T_e / m_i} \quad (5)$$

Avec : m_p la masse ionique et $k_B T_e$ la température de l'électron chaud.

La figure II.2 résume les principales équations utilisées dans notre première partie de modélisation du processus d'accélération des protons pour l'optimisation et la caractérisation des trois paramètres clés des protons accélérés (spectre d'énergie, taille du spot) que nous aurons à introduire comme inputs dans la deuxième partie de recherche de la distribution dosimétrique décrite dans le chapitre suivant.

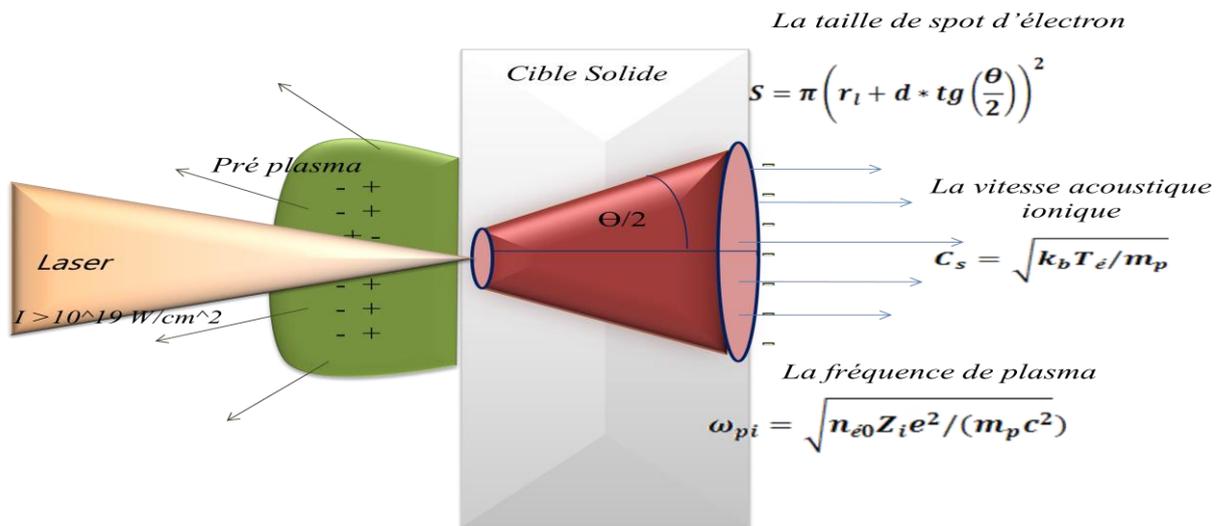


Figure II.2: Représentation schématique de notre travail de modèle du processus d'accélération des protons.

II.2.2 Transport des électrons dans les matériaux cible

Le transport des électrons rapides dans la matière dense est encore un domaine de recherche très actif, car l'expérimentation comme l'aspect théorique est à la fois assez complexes en raison du courant élevé, de la haute densité et de la non-linéarité impliquée dans ce genre d'interaction.

Le faisceau des électrons énergétiques créé par l'interaction de l'impulsion principale du laser CPA avec les électrons libres du pré-plasma, atteint des vitesses et des énergies importantes de plusieurs MeV, lui permettant de traverser la cible. Lorsque Les électrons atteignent la face arrière de la cible, seule une petite fraction (la plus rapide) de ces électrons peut s'échapper de la cible, tandis que le reste est capturé par le potentiel de Coulomb résultant.

Il se trouve que la densité des électrons énergétiques dépend fortement des caractéristiques de la cible irradiée. C'est pourquoi, en utilisant des cibles de taille réduite, les électrons sont nombreux à traverser le matériau-cible.

Les électrons subissent, en moyenne, un grand nombre de collisions élastiques lors de leur propagation dans la cible. L'angle de divergence final du faisceau des électrons sera donc une superposition statistique des nombreuses déflexions subies. Le traitement statistique des collisions aux petits angles indépendants les uns des autres répartition angulaire du faisceau d'électrons dans le plan perpendiculaire à la direction incident de type gaussien de largeur caractéristique donnée par l'angle moyen de déviation.

L'angle moyen de déflexion, caractéristique du faisceau d'électrons, déduit après un traitement statistique des collisions aux petits angles indépendants les uns des autres est donné par cette expression [22] :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{d8\pi N_A r_0^2 Z(Z+1)(1-\beta)\rho}{A\beta^4} \left[\ln \left(\frac{\beta}{\alpha Z^{1/3} (1-\beta^2)^{1/2}} \right) + 0.56 - \left(1 + \frac{\beta^2}{4} \right) \right] \quad (6)$$

Où : d est l'épaisseur de la cible solide, Z est le numéro atomique de l'élément de la cible, r_0 le rayon classique de l'électron, N_A le nombre d'Avogadro, ρ est la densité du milieu et $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine.

$\beta = v/c$ est le rapport de la vitesse de l'électron relativiste sur la vitesse de la lumière dans le vide, pour le déterminer, on utilise la formule relativiste de l'énergie donnée par :

$$E = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad (7)$$

Avec $E = k_B T_e$, k_B est la constante de Boltzmann, T_e la température des électrons; $m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ est l'énergie de l'électron au repos, γ est le facteur relativiste donné par : $\gamma^2 = 1/(1 - \beta^2)$ donc :

$$k_B T_e = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) m_0 c^2 \quad (8)$$

Ce qui nous donne :

$$\beta^2 = 1 - \frac{m_0^2 c^4}{(k_B T_e + m_0 c^2)^2} \quad (9)$$

II.2.3 Accélération des électrons libres

Quels sont les paramètres qui influencent fortement l'accélération des électrons par interaction laser- matériaux cible?

Les électrons jouent un rôle majeur dans l'accélération des protons dans le régime TNSA. Dans ce type d'accélération à base de plasma laser, les électrons sont accélérés à des hautes énergies sur de très courtes distances. La force pondéromotrice non linéaire du laser appliqué excitera l'onde plasma, qui peut piéger les électrons puis les accélérer dans la direction perpendiculaire à la cible solide, gagnant ainsi de grandes énergies. Cette force peut dévier les électrons du plasma de leurs positions de l'équilibre, sur l'axe du laser.

La force pondéromotrice elle peut estimer la température des électrons chauds se propageant sur la face avant de la cible donnée par la formule de Wilks [23] :

$$k_B T_e = m_0 c^2 \left[\sqrt{1 + \frac{I_L \lambda_L^2}{1.37 \times 10^{18}}} - 1 \right] \quad (10)$$

Où : I_L est l'intensité de laser en W/cm^2 et λ_L la longueur d'onde du laser en μm .

Cela crée un champ de sillage électrostatique qui se propage avec l'impulsion laser presque à la vitesse de la lumière, des électrons chauds peuvent être capturés et accélérés. Il est le mode de propagation longitudinal du champ électrique associé. Cette technique nécessite un laser d'une intensité supérieure à 10^{18} W/cm^2 .

La densité électronique n_{e0} est donnée par :

$$n_{e0} = \frac{N_e}{SL} \quad (11)$$

Avec: S la taille du spot donnée par l'équation (3), L est la longueur traversée par les électrons donnée par $L = c\tau_L$.

N_e est le nombre total des électrons chauds accélérés dans le laser se focalisant sur la face avant donné par cette formule $N_e = \frac{\eta E_L}{k_b T_e}$, où E_L est l'énergie laser donnée par: $E_L = I_L \pi r_L^2 \tau_L$, τ_L la durée de l'impulsion laser et r_L le rayon laser. De plus, le rendement de conversion de l'énergie laser aux électrons chauds n'est pas parfaite, mais seule une fraction η a été déterminée comme étant également dépendante de l'intensité donnée par :

$$\eta = 1.210^{-15} * I^{0.74} \quad (12)$$

Où l'intensité est donnée en W/cm^2 .

Donc n_{e0} deviendra [20] :

$$n_{e0} = \frac{\eta I_L \pi r_L^2}{k_b T_e \pi \left(r_L + dtg\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 c} \quad (13)$$

II.2.4 Modélisation de l'accélération des protons dans le vide à la face arrière des matériaux cible

Nous avons maintenant une compréhension claire des interactions laser-plasma et de ce qui se passe pour comprendre l'accélération des protons : Le laser transfère une partie de son énergie aux électrons sous forme d'énergie cinétique à travers divers mécanismes de chauffage. Ces électrons "chauds" se détendent autour de la cible sous agitation thermique. Compte tenu de leur inertie, les protons ont un temps de réaction retardé par rapport aux électrons, laissant ainsi à ces derniers le temps de constituer un champ ambipolaire. C'est ce champ électrostatique qui est responsable de l'accélération des protons. L'interaction laser-plasma a deux caractéristiques fondamentales. Le premier est le pic observé, qui est lié à la composante continue de la force pondéromotrice et qui a tendance à enfoncer les électrons dans la cible (compression). Le champ électrique naissant de la séparation de charge accélère une partie des protons de la face avant dans la cible. La deuxième caractéristique, propre au mécanisme du TNSA, est l'accélération des protons, plus ou moins symétrique, face avant et face arrière. Enfin, la fonction de distribution des protons accélérés, est une conséquence de la distribution spatiale de la densité électronique et du champ électrostatique qui en découle : en fonction de leur position initiale sur les faces avant et arrière, les protons vont ressentir un champ accélérateur différent, qui décroît quand on s'éloigne de l'axe laser. Cette fonction de

distribution, tout comme celle des électrons, évolue au cours de la simulation : quand on mesure l'énergie maximale des protons dans les simulations, on parle de la coupure que l'on observe à hautes énergies en s'assurant que celle-ci n'évolue plus dans le temps.

La théorie auto-semblable décrit correctement l'expansion du plasma quand celui-ci s'approche de la quasi-neutralité c'est-à-dire aux temps longs. En utilisant le modèle de fluide d'expansion isotherme auto-similaire, l'énergie des protons accélérés peut être estimée par le modèle de Mora est alors donnée par [24] :

$$E_{max} = 2Z_i k_B T_e [\ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1})]^2 \quad (14)$$

Z_i est le nombre atomique des protons, $k_B T_e$ est la température des électrons donnée dans l'équation (10) et τ le temps d'accélération normalisé donné par : $\tau = \omega_{pi} t / \sqrt{2} e^1$ où ω_{pi} est la fréquence du plasma ionique donnée par l'équation (8), t étant le temps d'interaction est déterminé expérimentalement et donné en fonction de la durée de l'impulsion laser τ_L par $t = 1.33\tau_L$.

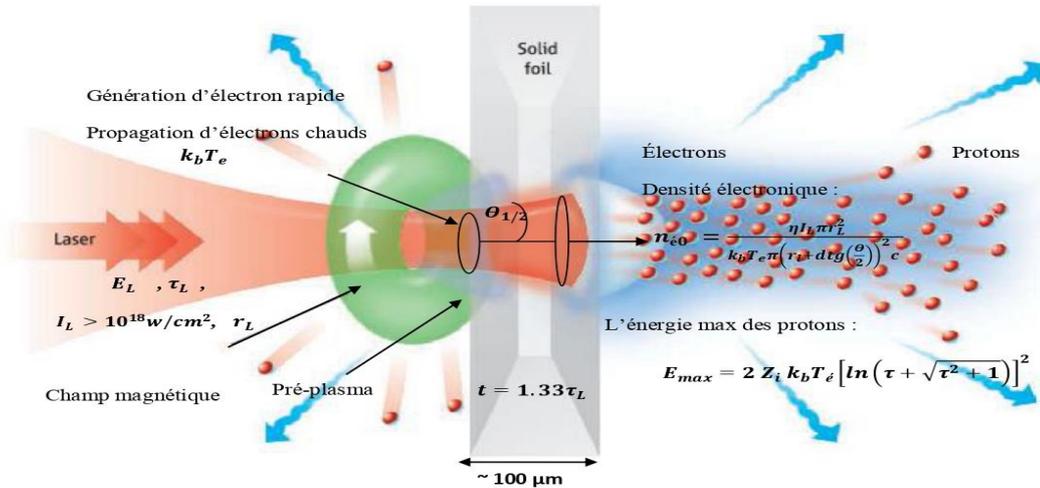


Figure II.3 : Représentation schématique de l'accélération des protons par interaction laser plasma [25].

L'expression du spectre d'énergie des protons a été obtenue par le modèle d'expansion de plasma isotherme de Mora, elle donne le nombre d'ions accélérés par unité d'énergie et de surface [24]:

$$\frac{dN_P}{dE} = \frac{n_{p0} c_s t_{acc}}{\sqrt{2E k_b T_e}} e^{-\sqrt{\frac{2E}{k_b T_e}}} \quad (15)$$

Où l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma à l'équilibre est utilisée: $n_{p0} = n_{e0}$, c_s est la vitesse ionique donnée par l'équation (9), et t_{acc} le temps d'accélération du proton, E l'énergie maximale de proton donnée par l'équation (14).

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le mécanisme du TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) pour l'accélération de protons (d'ions). C'est un mécanisme simple en apparence qui repose sur une séparation spatiale des charges positives et négatives. Nous avons aussi vu les étapes de l'interaction laser - matériaux cible et le modèle analytique qui présente la densité d'électrons chauds, la température électronique et l'énergie maximale des ions et le nombre des protons accélérés, nous verrons dans le prochain chapitre comment optimiser les faisceaux de proton à partir de la simulation numérique, grâce à ce modèle isotherme de l'expansion d'un plasma chaud et à base de mécanisme TNSA.

Chapitre III :
Étude paramétrique du processus
d'accélération des protons par
interaction
laser- matériaux cibles

III.1 Introduction

Nous voulons à travers cette étude paramétrique analyser l'influence des différents phénomènes physiques présents dans les trois étapes du processus d'accélération des protons sous le régime TNSA, en faisant varier les paramètres du laser, de la cible, du plasma et des électrons énergétiques.

Le but est de comprendre quel est l'effet qui domine dans l'accélération des protons et qui joue le rôle de stabilisateur du faisceau de protons accélérés. Au fait, nous voulons chercher à optimiser la gamme de ces paramètres qui nous permet d'avoir des faisceaux de protons de bonne qualité pour une bonne distribution de dosimétrie.

III.2 Résultats et discussion

Notre choix d'étude est dû au fait que, dans la littérature, une large communauté d'auteurs qui s'intéressent à ce type de mécanisme d'accélération, traitent les électrons en état d'équilibre thermique. Alors qu'ils sont en fait très énergiques et hors-équilibre. Pour cela et afin de se rapprocher de la réalité expérimentale, en plus de prendre en compte tous les paramètres TNSA dans notre étude, les électrons sont modélisés par une fonction de distribution non-Maxwellienne. Donc l'objectif de ce chapitre II est de présenter l'effet de paramètre de laser et de l'épaisseur pour différentes cible solides : Cuivre⁶⁴₂₉Cu, Aluminium²⁷₁₃Al, Titane⁴⁸₂₂Ti, Tantale¹⁸¹₇₃Ta, Nickel⁵⁹₂₈Ni, Argent¹⁰⁸₄₇Ag, sur l'énergie max des protons accélérés et les nombre des protons et aussi la divergence des électrons pour le traitement des tumeurs de la proton-thérapie dans le cas des électrons Maxwelliens et dans le cas des électrons suprathermique.

Pour ce faire, nous définirons une longueur d'onde de 0.8μm, une fréquence d'impulsions de pas plus de 1ps dans le champ laser femto-seconde et une intensité ne pas dépasser la plage du régime TNSA comprise entre 10¹⁸ W/cm² et 10²⁰ W/cm².

Nous avons effectué un ensemble d'études paramétriques de simulations 1D à l'aide du code développé sous Matlab. Nos résultats seront présentés pour les deux cas suivants :

III.3 Cas des électrons Maxwelliens

Dans ce cas, les électrons chauds peuvent être décrits par la distribution de Maxwell. Pour différentes cibles solides (cuivre⁶⁴₂₉Cu, aluminium²⁷₁₃Al, titane⁴⁸₂₂Ti, tantale¹⁸¹₇₃Ta, nickel⁵⁹₂₈Ni, argent¹⁰⁸₄₇Ag) on a étudié les effets suivants.

III.3.1 Effet de durée d'impulsion laser sur l'énergie max des protons accélérés

Nous avons introduit les conditions initiales des paramètres du laser, de la cible et du plasma en expansion comme entrées dans le code informatique établi. On prend un exemple où l'on fixe l'épaisseur de la cible à $50\mu\text{m}$, le rayon laser à $9\mu\text{m}$, la longueur d'onde à $0,8\mu\text{m}$, l'intensité de l'impulsion laser I_L à $1.21 * 10^{20} \text{ W/cm}^2$, la température $k_B T_e$ à 3.364 MeV et le taux d'impulsion laser est pris comme une variable dans le régime TNSA.

La figure III.1 représente l'énergie maximale des protons accélérés (MeV) en fonction du taux d'impulsion laser (fs) pour différents matériaux cibles. L'énergie maximale augmente de 0 à 140 MeV avec l'augmentation de la durée d'impulsion laser de 0 à 1000fs pour toutes sortes de matériaux-cibles. On remarque que les énergies des protons pour le cuivre et le nickel sont approximativement égales, nous voyons donc qu'ils sont dans le spectre l'un au-dessus de l'autre car dans la disposition du tableau périodique, ils ont des numéros atomiques proches. Nous notons aussi également que l'élément Al montre les énergies de protons les plus fortes par rapport aux autres matériaux cibles. C'est parce que l'aluminium est l'élément le plus abondant avec une faible énergie d'ionisation. Cela facilite l'éjection de la matière de la couche externe d'atomes sur la face avant d'une cible en aluminium. D'autre part, les atomes d'Al peuvent libérer plus d'électrons pour participer au processus (${}_{13}\text{Al}$: [Ne] 3s2 3p1) d'accélération à l'arrière de la cible en renforçant le champ électrique de séparation de charges, par rapport aux autres éléments étudiés. Par conséquent, l'élément Al est le candidat le plus performant pour générer des faisceaux de protons de haute énergie. Ces résultats sont comparables à ceux de la littérature calculés par le modèle de l'accélération associé à l'expansion isotherme d'un plasma d'ions et d'électrons dans le vide [26].

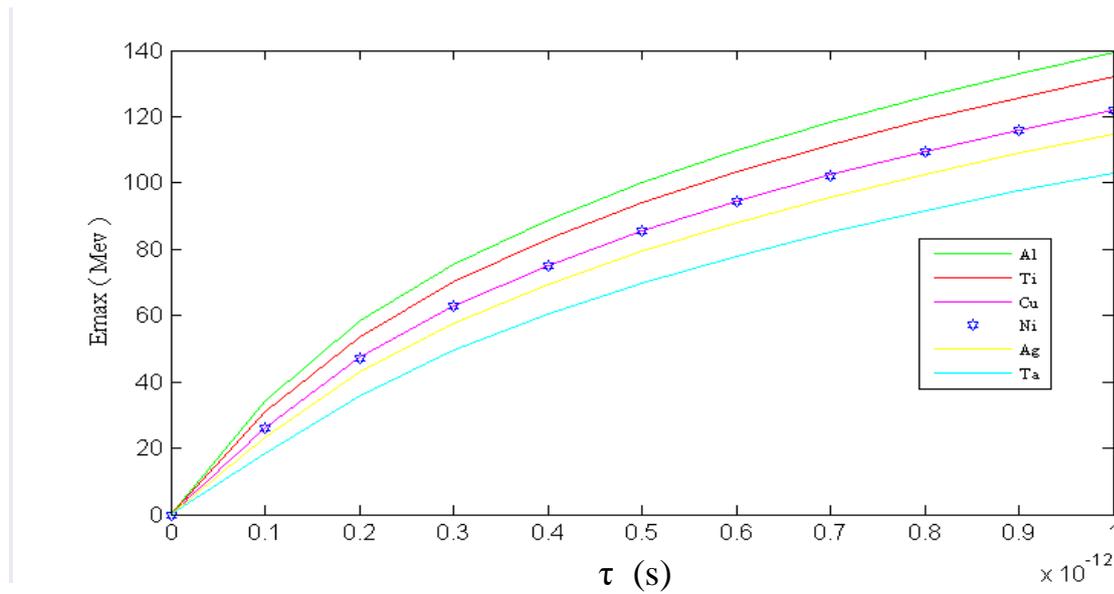


Figure III.1: la variation de l'énergie maximale des protons accélère (MeV) en fonction du durée d'impulsion laser (s) pour différents matériaux cibles.

III.3.2 Effet de l'intensité laser (ou de la température électronique $k_B T_e$) sur l'énergie max des protons accélérés

Dans ce cas, pour voir l'effet de l'intensité laser et de la température des électrons $k_B T_e$, nous avons varié l'intensité de 0 à $16.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, fixé la longueur d'onde à $0.8 \mu\text{m}$, l'épaisseur de la cible à $50 \mu\text{m}$, le rayon laser à $9 \mu\text{m}$ et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 600fs.

La figure III.2 représente l'énergie maximale des protons accélérés (MeV) en fonction de l'intensité de l'impulsion laser (W/cm^2) pour différentes matériaux cibles. L'énergie augmente linéairement de 0 à 150 MeV lorsque l'intensité de l'impulsion laser (ou de température $k_B T_e$ en MeV) augmente de 0 à $16.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Comme dans le cas de l'étude de l'effet du taux d'impulsion laser, pour des valeurs d'intensité laser plus élevées, on a aussi remarqué que le cas de l'élément Al montre les énergies de protons les plus fortes par rapport aux autres matériaux cibles.

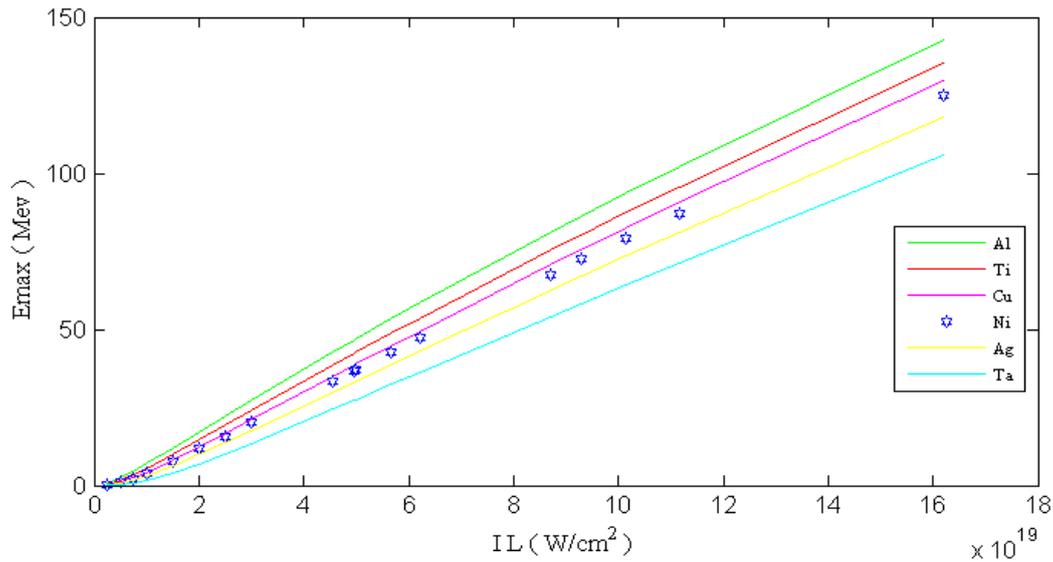


Figure III.2 : la variation de l'énergie maximale des protons accélérés (MeV) en fonction de l'intensité laser (W/cm^2) pour différents matériaux cibles.

III.3.3 Effet du rayon laser sur l'énergie max des protons accélérés

Dans ce cas, pour voir l'effet du rayon laser, nous l'avons varié de 1 à 9 μm et fixé la longueur d'onde à 0.8 μm , l'épaisseur de la cible à 50 μm et l'intensité laser à $1.21 * 10^{20} W/cm^2$, la température d'électrons $k_B T_e$ à 3.364 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 600fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III.3. représente l'énergie maximale des protons accélérés (en MeV) en fonction du rayon laser (en cm). Nous remarquons deux parties, dans la première partie l'énergie maximale est croissante de façon exponentielle pour le cuivre de 0 à 95 MeV, pour le nickel de 0 à 95 MeV, pour l'argent de 0 à 90 MeV et pour le tantale de 0 à 78 MeV, avec l'augmentation de rayon laser de 0 jusqu'à 9 μm . A partir de 5 μm , nous avons observé l'apparition d'un plateau en énergie pour l'aluminium de 110 MeV, et pour le titane de 100 MeV. C'est un résultat intéressant et très important. En fait, cette tendance suggère que pour des faisceaux laser dans cette gamme, les faisceaux de protons résultants sont quasi-monoénergétiques, avec des énergies élevées. C'est-à-dire que dans cette plage des valeurs du rayon laser, il s'agit d'un très petit faisceau divergent. Par conséquent, nous avons réussi à optimiser l'effet du rayon laser afin que le faisceau de protons généré dans le vide à la face arrière de la cible avec ces paramètres TNSA est valable cliniquement (validé par Gate).

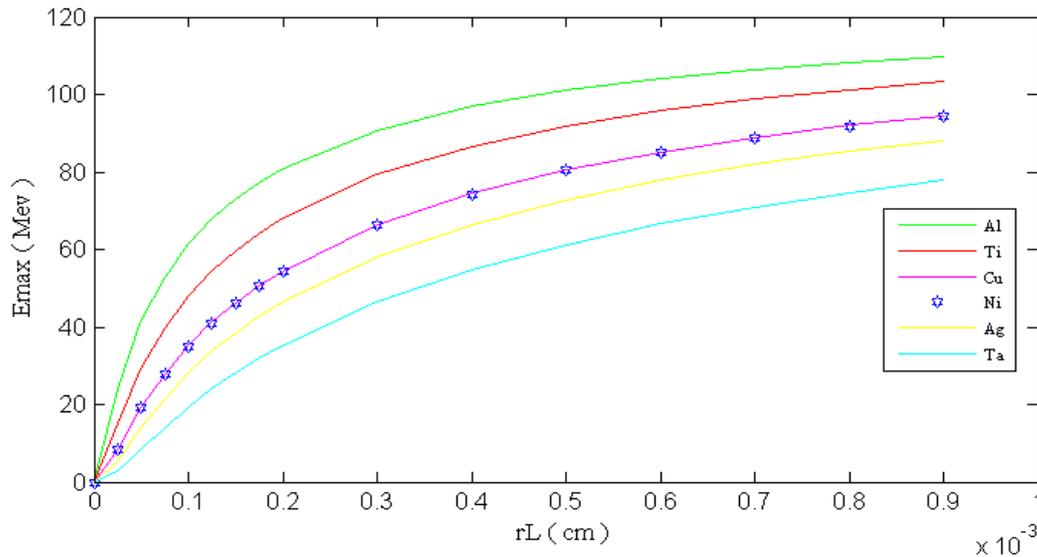


Figure III.3 : la variation de l'énergie maximale des protons accélérés (MeV) en fonction de rayon laser (cm) pour différentes matériaux cible.

III.3.4 Effet de l'épaisseur des matériaux cible sur l'énergie max des protons accélérés

Pour voir l'effet de l'épaisseur de la cible solide, nous avons varié l'épaisseur de 0 à 100 μm , fixé la longueur d'onde à 0.8 μm , le rayon laser de 5 μm , l'intensité laser à $1.21 * 10^{20} \text{ W/cm}^2$, et la température électronique $k_B T_e$ à 3.364 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 600fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III.4 représente l'énergie maximale des protons accélérés (MeV) en fonction de l'épaisseur des différentes cibles solides (cm). L'énergie maximale diminue de 125 à 30 MeV avec l'augmentation de l'épaisseur de 0 à 100 μm . Nous remarquons que l'énergie des protons pour l'élément Al est plus forte par rapport aux autres cas de matériaux cibles. C'est un résultat intéressant et en accord avec la littérature.

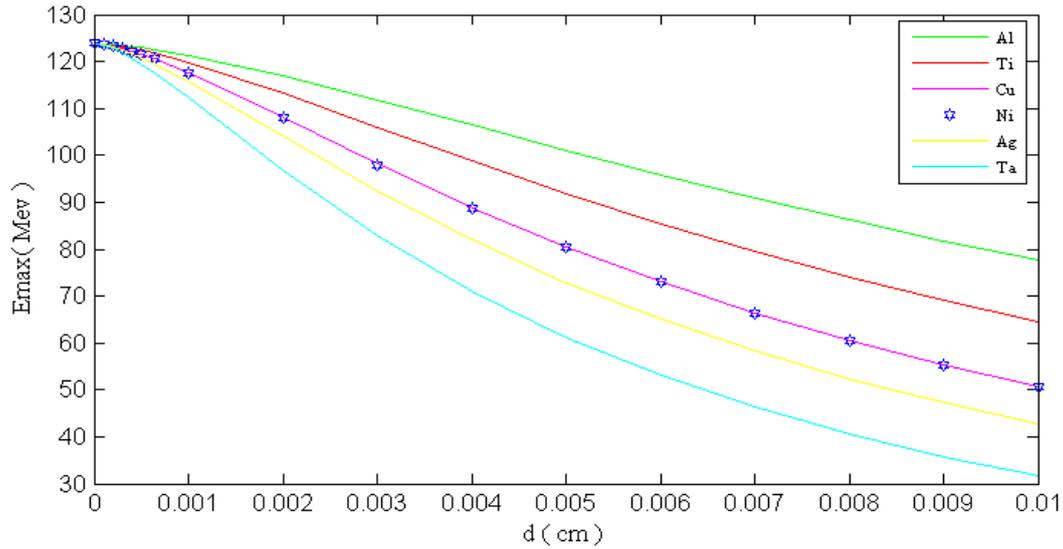


Figure III.4 : la variation de l'énergie maximale des protons accélère (MeV) en fonction de l'épaisseur (cm) de différente matériaux cible.

III.3.5 Effet de l'épaisseur des matériaux cible sur la divergence électronique

Pour voir l'effet de l'épaisseur de la cible solide, nous l'avons variée de 0 à 100 μm et fixé la longueur d'onde à 0.8 μm , et le rayon laser à 5 μm , l'intensité laser à $1.21 * 10^{20} \text{ W/cm}^2$, et la température d'électron $k_B T_e$ à 3.364 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 600fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III. 5 représente la divergence du faisceau des électrons (en degré) en fonction de l'épaisseur (en μm). La divergence augmente exponentiellement avec l'augmentation de l'épaisseur de la cible solide de 0 à 100 μm . Nous avons remarqué que l'élément Ta montre une divergence importante par rapport aux autres cas de matériaux-cibles. Par contre, le cas d'une cible d'Al montre une meilleure convergence du faisceau de protons accélérés par rapport aux autres cas des matériaux étudiés. Nous voyons également que lorsque le numéro atomique est grand, la divergence est large en fonction de l'épaisseur, donc nous concluons que le nombre de collisions élastiques est beaucoup plus important dans un matériau à Z élevé. De plus, dans les matériaux lourds, les angles de déflexions, à parité d'énergie incidente, sont plus grands.

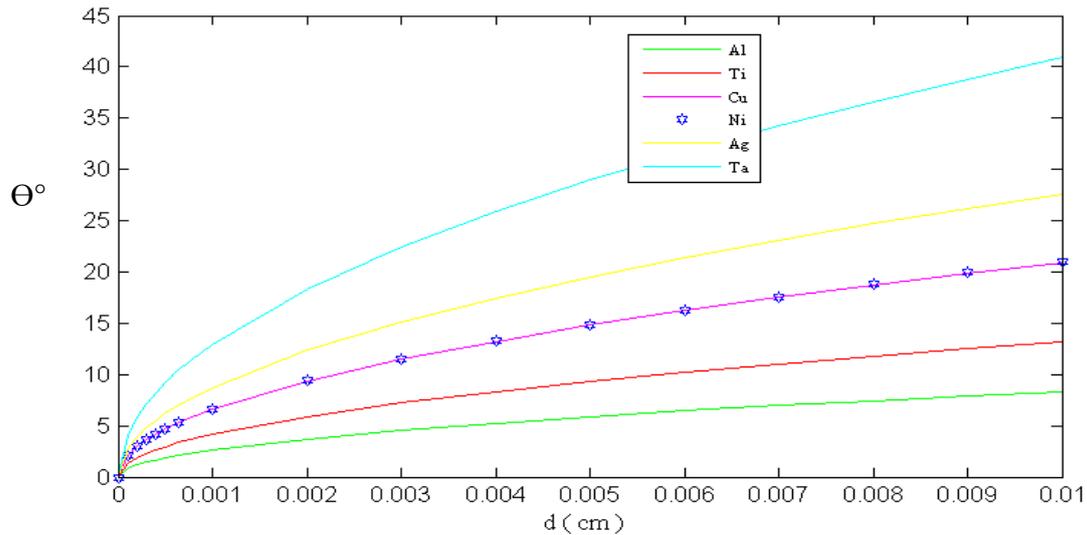


Figure III.5: la variation de divergence (degré) en fonction de l'épaisseur (cm).

III.3.6 Étude paramétrique de l'effet de la divergence électronique sur l'énergie gagnée par les protons accélérés

Pour voir l'effet de l'énergie des protons accélérés sur la divergence du faisceau, nous avons varié l'intensité laser de 1 à $11.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et fixé la longueur d'onde à $0.8 \mu\text{m}$, le rayon laser à $6 \mu\text{m}$ et l'épaisseur à $21 \mu\text{m}$, et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 100fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III. 6 représente la divergence (en degré) en fonction de l'énergie maximale des protons accélérés (en MeV), nous avons observé que θ diminue exponentiellement pour le tantale, l'argon, le cuivre, le nickel et le titane, lorsque l'énergie augmente de 0 à 55 MeV . Pour l'aluminium, la divergence diminue de façon exponentielle avec l'augmentation de l'énergie de 0 à 20 MeV , et à partir de 20 jusqu'à 55 MeV nous avons remarqué l'apparition d'un plateau en énergie avec une divergence de l'ordre de 4.5 degrés, il s'agit d'un faisceau de protons bien collimaté et stable. Les faisceaux des protons issus de la cible de l'Al présente une meilleure stabilité par rapport aux autres matériaux cibles, malgré la présence d'une forte non linéarité due aux grandes intensités laser, (Exemple : pour une énergie de 40 MeV , la divergence pour l'Al est de l'ordre de 4 degrés et de 6 degrés pour le Ta).

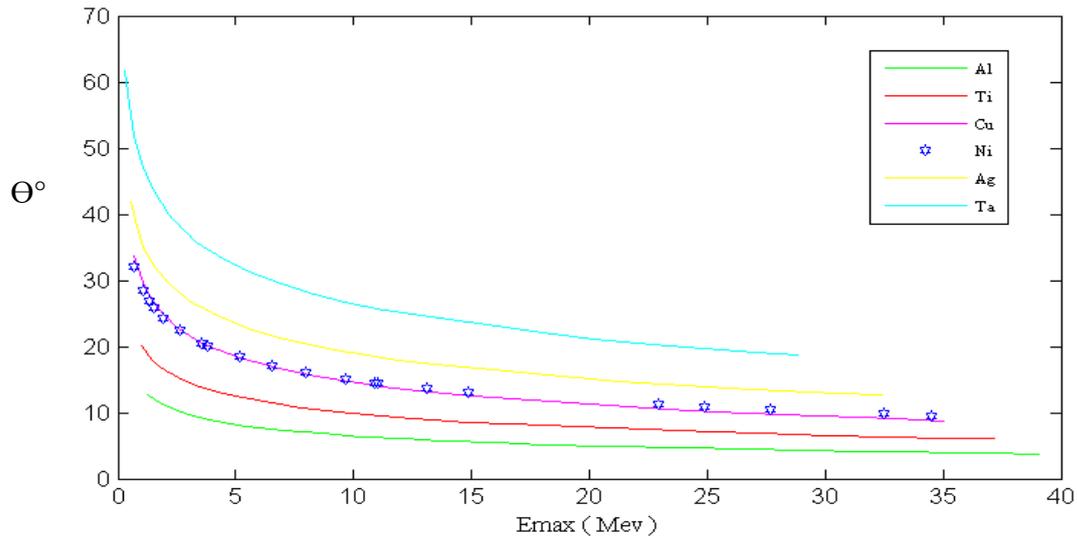


Figure III.6: la variation de la divergence (degré) en fonction de l'énergie maximale des protons accélérés (MeV) pour différents matériaux cibles de l'intensité laser varie.

III.3.7 Analyse du spectre d'énergie des protons accélérés

Le spectre d'énergie est un ensemble des radiations monochromatiques résultant de la décomposition d'une lumière ou, plus généralement, d'un rayonnement complexe ; ensemble des radiations émises, absorbées, diffusées, etc., par un élément, une espèce chimique, dans des conditions déterminées.

Pour voir l'effet de l'énergie des protons accélérés sur le nombre des protons, nous avons varié l'intensité laser de 1 à $12.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et fixé la longueur d'onde à $0.8 \mu\text{m}$, le rayon laser à $1 \mu\text{m}$ et l'épaisseur à $21 \mu\text{m}$, et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 100fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III.7 représente le nombre de protons accélérés ($\text{en cm}^{-2}/\text{MeV}$) en fonction de l'énergie maximale des protons accélérés (en MeV) pour différents matériaux cibles. Nous remarquons une décroissance gaussienne du nombre de protons accélérés avec l'augmentation de l'énergie des protons accélérés pour tous les matériaux cibles. Les deux cas du spectre d'énergie du cuivre et du nickel sont identiques, (exemple : pour l'énergie maximale gagnée de 4 MeV, le nombre de protons accélérés de l'Al est de $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}/\text{MeV}$, celui du Ta est de $1.305 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}/\text{MeV}$), et aussi nous avons observé que le cut-off en énergie maximale gagnée par les protons pour la cible d'Al est le meilleur par rapport aux autres matériaux cibles.

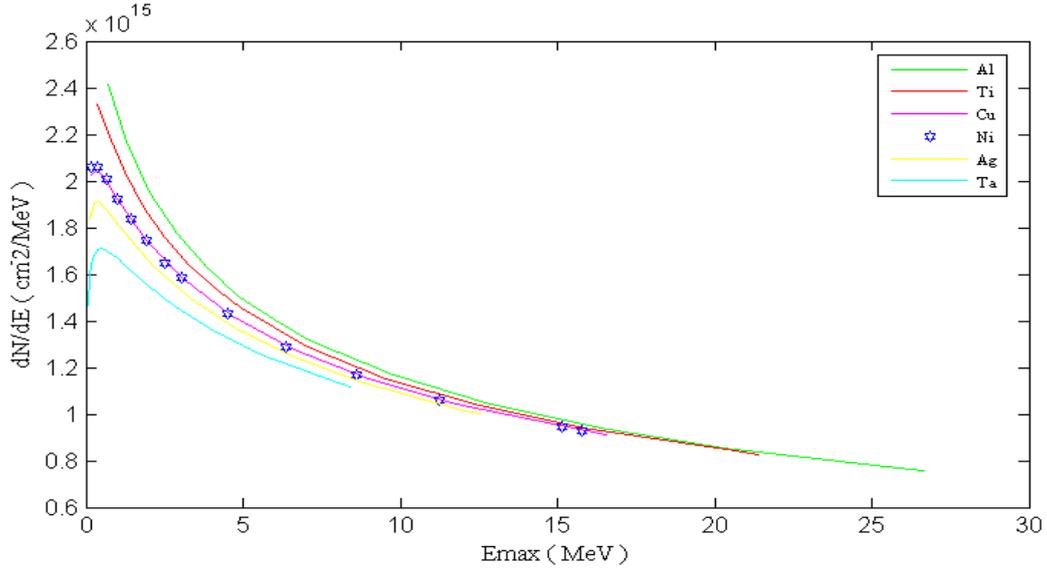


Figure III.7: la variation de nombre des protons ($\text{cm}^{-2}/\text{MeV}$) en fonction de l'énergie maximale des protons accélérer (MeV).

III.4 Cas des électrons énergétiques et non-Maxwelliens : Étude de l'effet des électrons suprathérmiques

Souvent dans des plasmas naturels et produits en laboratoire, les électrons libres ne suivent pas une distribution d'énergie de Maxwell caractérisée par une température cinétique $k_B T_e$. Il se produit des déviations à la distribution de Maxwell au niveau de la queue haute énergie, liées à la formation d'une population relativement faible (quelques pourcents) d'électrons énergétiques dits suprathérmiques ($\kappa \geq 3/2$, non-maxwelliens) [27].

Introduisons la fonction de distribution kappa unidimensionnelle suivante pour les électrons libres [27] :

$$f_e = \frac{n_{e0}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\vartheta \kappa^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v_e^2}{\kappa \vartheta^2}\right)^{-\kappa} \quad (16)$$

Où : $\vartheta = \left(\frac{2\kappa-3}{\kappa}\right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique moyenne des électrons. n_{e0} , m_e , v_e et T_e sont respectivement la densité électronique initiale, la masse électronique, la vitesse électronique et la température électronique. κ est l'indice spectral $\kappa \geq 3/2$, qui mesure la force de la superthermalité en excès.

On peut décrire l'énergie maximale du proton accéléré en MeV pour la distribution non-maxwelliens comme ceci :

$$E = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{\kappa-3/2}{\kappa-1/2}\right)^{\left(\frac{\kappa-3}{2}\right)} \omega_{pi} t_1^2 F\left(\left[\frac{1}{2}, \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)/(2\kappa - 1)\right], [3/2], -F(\kappa)(\omega_{pi} t)^2\right) \quad (17)$$

Où : κ nous l'appelons fonction de distribution kappa a été utilisée pour décrire les électrons avec une queue à haute énergie ($\kappa \geq 3/2$), et ${}_2F_1$ désigne la fonction hypergéométrique gaussienne, ω_{pi} et la fréquence du plasma ionique on a calculé dans l'équation (8), t et le temps d'interaction.

Le modèle auto-similaire prédit un nombre d'ions par unité d'énergie et unité de surface pour un temps donné comme [27] :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{n_{e0}\lambda_{D0}}{k_b T_e} \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2(\varepsilon/\varepsilon_0)}} \left[1 + \frac{0.5}{\sqrt{(k-1.5)(k-0.5)}} \sqrt{2(\varepsilon/\varepsilon_0)} \right]^{-2k+1} \quad (18)$$

Avec : l'énergie $\varepsilon = m_i v_i^2 / 2$ et $\varepsilon_0 = k_b T_e$, λ_{D0} et la longueur de Debye qui caractérise la distance d'écrantage des champs au sein du plasma donné par: $\lambda_{D0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2}}$, est représente la longueur typique d'écart à la neutralité et définit la manière dont peuvent s'établir les champs électriques locaux. Comme on le verra plus loin, c'est cet écart à la neutralité qui permet l'établissement des champs quasi électrostatiques et donc l'accélération des ions bien plus lourds que les électrons.

III.4.1 Effet de la suprathermalité (kappa) sur l'énergie des protons gagnée pour différents matériaux cible

L'objectif de cette étude paramétrique est de chercher de solutions pour l'amélioration du nombre de protons accélérés au point du «cut-off» en énergie. Dans ce cas, pour voir l'effet de l'énergie des protons accélérés, nous avons varié kappa de 2.25 à 30, fixé l'épaisseur à 30 μm , la longueur d'onde à 0.8 μm , le rayon laser à 9 μm , l'intensité laser à $3.21 * 10^{19} \text{ W/cm}^2$, la température des électrons $k_B T_e$ à 5.76 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 350fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III.8 représente l'énergie maximale des protons accélérés (en MeV) en fonction de kappa pour différentes matériaux cibles. L'énergie maximale des protons accélérés (MeV) décroît avec la diminution de la proportion des électrons suprathermiques (kappa augmente de 2 à 10), (exemple: pour kappa = 3, l'énergie de l'Al est 240 MeV, celle du Ta est de 75 MeV), puisque plus la proportion des électrons suprathermiques est importante plus le champ électrique du séparation des charges est important, donc l'énergie maximale est importante, ensuite une légère décroissance de l'énergie maximale avec l'augmentation de la distribution kappa de 10 à 30 (Maxwellien). On remarque que lorsque le numéro atomique diminue,

l'énergie maximale des protons accélérés augmente, nous voyons aussi le cas de la cible d'aluminium qui présente le meilleur filtre pour la génération de faisceaux de protons à haute énergie par rapport aux autres cas de matériaux cible étudiés.

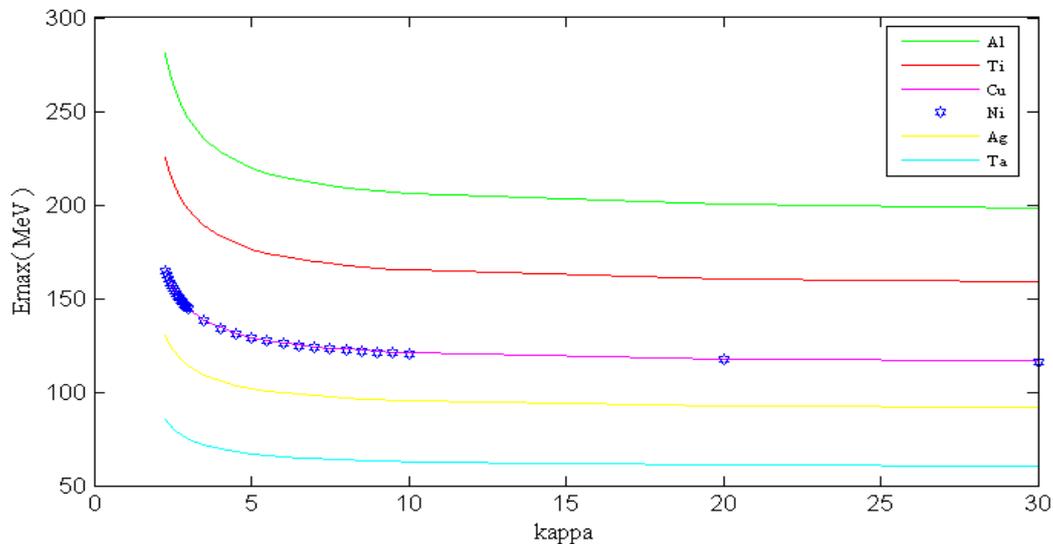


Figure III.8: variation d'énergie maximale de proton accélère (MeV) en fonction de kappa pour différente matériaux cible.

III.4.2 Étude du spectre d'énergie des protons accélérés en présence des électrons suprathérmiques

Pour voir l'effet de la suprathérmicité sur l'énergie des protons accélérés, nous avons varié κ de 2.25 à 30 et fixé l'épaisseur à $30\mu\text{m}$, la longueur d'onde à $0.8\mu\text{m}$, le rayon laser à $9\mu\text{m}$, l'intensité laser à $3.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, et la température des électrons $k_B T_e$ à 5.76 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 350fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III.9 représente le nombre de protons accélérés ($\text{cm}^{-2}/\text{MeV}$) en fonction de l'énergie maximale des protons accélérés (MeV). Le nombre des protons accélérés augmente avec leurs énergies maximales gagnées. Ceci peut être interprété par le fait que, lorsque le numéro atomique augmente, le nombre de protons accélérés augmente. Nous avons observé que le tantale présente le meilleur matériau cible, en termes de nombre de protons accélérés par rapport aux autres cibles. Dans cette gamme des paramètres TNSA choisis dans notre étude paramétrique, après plusieurs tests, nous avons pu arriver à obtenir un bon faisceau quasi-mono énergétique. Comme le montre le cas du profil du tantale, pour une petite gamme d'énergie $\varepsilon = [60 \text{ à } 75 \text{ MeV}]$, le nombre des protons accélérés augmente 10 fois plus. Comme il est reconnu dans la littérature, cette gamme d'énergie est recommandée pour le cas du

traitement des cancers de l'œil, avec une amélioration du spectre de l'énergie par l'apparition d'un faisceau quasi-monoénergétique en présence d'une proportion importante d'électrons suprathérmiques dans le processus d'accélération. Notre résultat montre également que, l'aluminium en présence des électrons énergétiques et suprathérmiques est un bon candidat pour le traitement des tumeurs situées en profondeur, et qui nécessitent des énergies élevées, supérieures à 200 MeV.

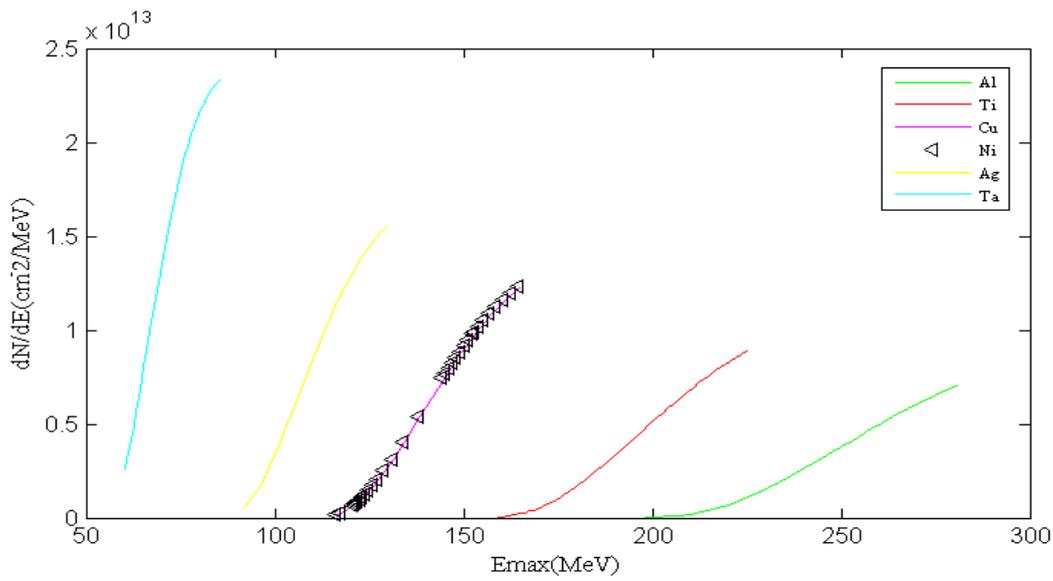


Figure III.9: la variation de nombre de proton (cm^{-2}/MeV) en fonction d'énergie maximale de proton accélère (MeV) pour que κ passe de 2.25 à 30 pour différente matériaux cibles.

Comme la cible d'Al est la meilleur filtre pour la génération de faisceaux de protons à haute énergie donc on à étudié les effets suivant pour la cible de l'Aluminium en fonction de la distribution κ pour différente cas de paramètre d'impulsion laser et de matériaux cible.

III.4.3 Étude paramétrique de l'effet de la suprathérmicité sur l'énergie des protons gagnée pour différents paramètre TNSA et l'épaisseur de l'Aluminium

Pour voir un bon faisceau de protons accélérés par interaction laser-cible Al en présence des électrons suprathérmiques, nous avons fait l'étude paramétrique de l'effet de la suprathérmicité sur l'énergie maximale pour différentes valeurs de l'impulsion laser.

Dans la Figure III.10.a, nous avons varié κ de 2.25 à 30 et on a pris quatre valeurs du rayon laser en micromètres pour la cible d'aluminium, fixé la longueur d'onde à $0.8 \mu m$,

l'épaisseur à 25 μm , l'intensité laser $3.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, la température d'électron $k_B T_e$ à 5.76 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 300fs dans la gamme du régime TNSA.

Dans la Figure III.10.b, nous avons varié kappa de 2.4 à 30 et on a pris quatre valeurs pour l'intensité laser en W/cm^2 , fixé la longueur d'onde à 0.8 μm , l'épaisseur à 10 μm , rayon laser à 2 μm , et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser de 100 fs.

Dans la Figure III.10.c, nous avons varié kappa de 2.25 à 30 et on a pris quatre valeurs de l'épaisseur de la cible en micromètres, fixé la longueur d'onde à 0.8 μm , le rayon laser à 9 μm , l'intensité laser $3.21 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, la température d'électron $k_B T_e$ à 5.76 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 250fs.

Dans la Figure III.10.d, nous avons varié kappa de 2.25 à 30 et on a pris quatre valeurs du taux d'impulsion laser en femto-seconde, fixé la longueur d'onde à 0.8 μm , l'épaisseur à 40 μm l'intensité laser $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, la température des électrons $k_B T_e$ à 1.13 MeV et nous avons fixé aussi le rayon laser à 9 μm .

Les figures III.10 (a-d) représentent le comportement de l'énergie maximale des protons (en MeV) en fonction de la proportion des électrons énergétiques. Pour tous les profils, l'énergie diminue fortement avec la suprathérmicité jusqu'à $\kappa=10$, ou on remarque une légère décroissance, suivie par l'apparition d'un plateau en énergie pour $\kappa= [20 \ 30]$. Pour un κ donné, l'énergie maximale augmente avec la diminution des paramètres d et avec l'augmentation de τ_L , r_L et I_L .

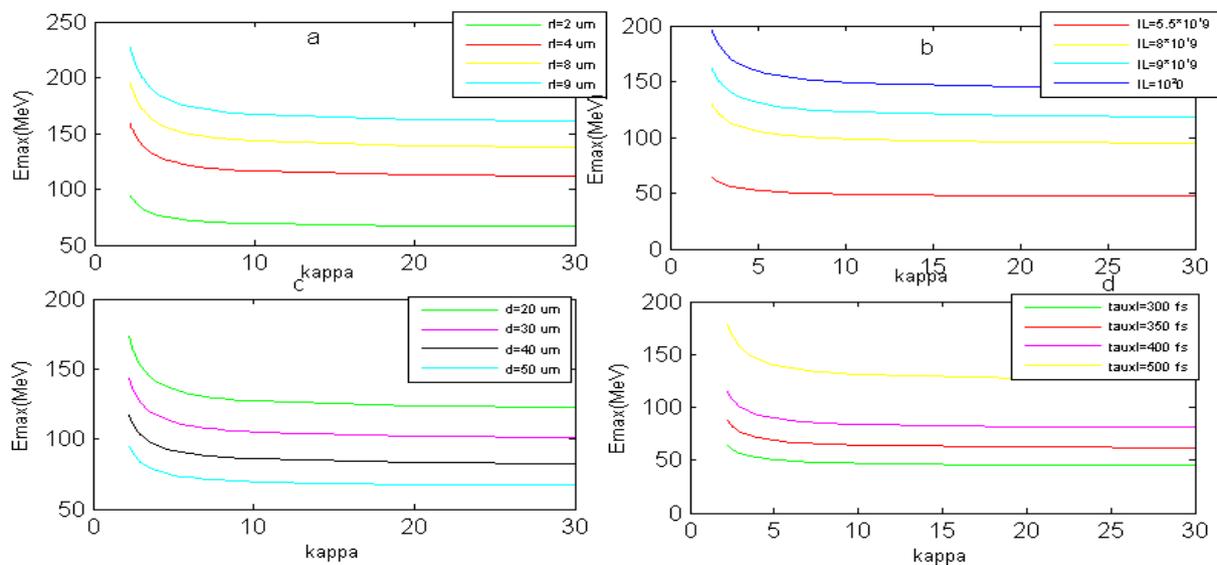


Figure III.10: variation d'énergie maximale de proton accélère (en MeV) en fonction de kappa pour différente paramètre TNSA et l'épaisseur de l'Aluminium.

III.4.4 Etude du spectre d'énergie d'une cible d'Al en présence du phénomène de suprathérmicité

Les paramètres de simulation mathématique utilisés pour l'étude du spectre d'énergie sont mentionnés précédemment avant la figure 10 de l'étude de l'énergie maximale des protons.

Les figures III.11 (a-d) représentent les spectres d'énergie : le nombre de protons (cm^{-2}/MeV) en fonction de l'énergie maximale des protons (MeV). Elles montrent que, le nombre de protons augmente avec l'augmentation de l'énergie maximale. Il s'agit d'un résultat étonnant pour cette gamme de paramètres TNSA choisie. Après plusieurs tests on a réussi à améliorer les spectres d'énergies résultants grâce à la présence de l'effet des électrons énergétiques et suprathérmiques combiné avec la gamme des paramètres TNSA choisie. Puisque, généralement dans ce type de mécanisme d'accélération, les spectres d'énergies montrent une décroissance exponentielle du nombre de protons accélérés avec l'augmentation de l'énergie maximale des protons accélérés, qui est considéré comme une lacune dans l'accélération LPA, les solutions proposées dans la littérature pour améliorer ces spectres conventionnels, tournent autour de l'ajout des cibles supplémentaires, qui jouent le rôle des filtres, afin d'avoir des faisceaux quasi-mono énergétiques avec un nombre de protons important en « cut-off » au front d'accélération. Mais ce sont des solutions compliquées techniquement.

En plus de ce premier résultat important, on a observé également que l'apparition d'un pic montre une accélération quasi-mono-énergétique et qui est très nette surtout pour $r_L=2 \mu m$ de la figure III.11.a, pour $I_L=5.5 * 10^{19} W/cm^2$ de la figure III.11.b, pour $d=20 \mu m$ de la figure III.11.c, pour un taux laser= 300 fs de la figure III.11.d.

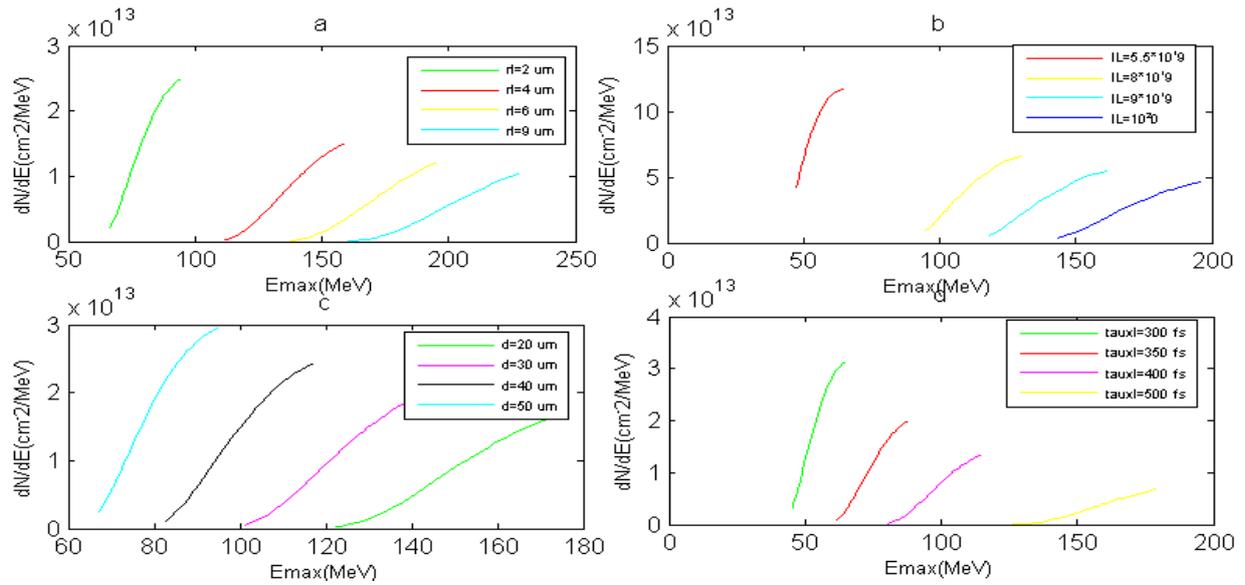


Figure III.11 : la variation de nombre de proton ($\text{cm}^{-2}/\text{MeV}$) en fonction d'énergie maximale de proton accélère (MeV) pour que κ passe de 2.25 à 30 pour différents paramètre TNSA et l'épaisseur de l'Aluminium.

III.4.5 Étude de l'effet de la suprathérmicité sur le choix du matériau de la cible

Afin d'étudier l'effet de la suprathérmicité sur le choix du matériau-cible, nous avons varié κ de 2.25 à 30, fixé la longueur d'onde à $0.8 \mu\text{m}$, l'épaisseur à $40 \mu\text{m}$, le rayon laser à $6 \mu\text{m}$, l'intensité laser $2.6 \times 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$, la température d'électron $k_B T_e$ à 1.341 MeV et nous avons fixé aussi le taux d'impulsion laser à 350fs dans la gamme du régime TNSA.

La figure III.12 montre le même comportement du profil de l'énergie maximale des protons accélérés en fonction de la suprathérmicité pour différents matériaux cibles. Le résultat principal montré dans cette étude paramétrique, est que l'effet de la suprathérmicité est plus important pour le cas des cibles en plastique. Pour un κ donné, l'énergie maximale gagnée par le faisceau des protons accélérés est améliorée (doublée) pour le cas d'une cible plastique par rapport aux cibles d'Al et Ti.

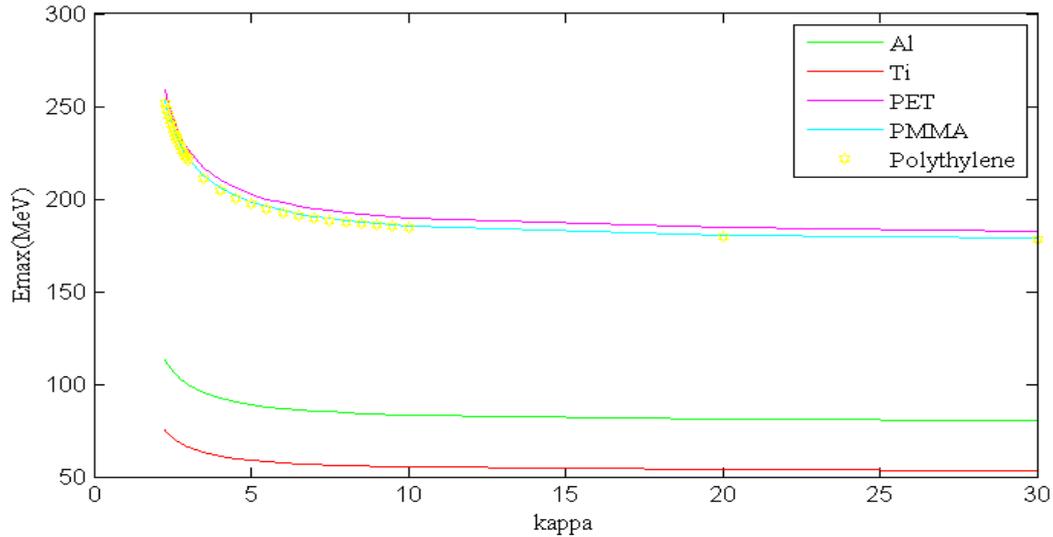


Figure III.12: la variation de l'énergie des protons accélérés (MeV) en fonction de kappa pour différentes matériaux cible.

III.4.6 Effet du choix du matériau de la cible sur le spectre d'énergie en présence du phénomène de la suprathérmicité

La figure III.13 représente le spectre d'énergie pour différents types de matériaux cibles, pour $\kappa = [2.25, 30]$, $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $d = 40 \mu\text{m}$, $r_L = 6 \mu\text{m}$, $\tau_L = 350 \text{fs}$ et $I_L = 2.6 * 10^{19} \text{W/cm}^2$ pour avoir une température d'électrons $k_B T_e = 1.341 \text{MeV}$.

Cette étude confirme le résultat montré dans le spectre d'énergie précédant (Figure III.11«a-d») avec une amélioration du nombre et de l'énergie maximale des protons accélérés, ainsi que la qualité de quasi-monoénergicité des faisceaux issus des cibles d'Al et de Ti.

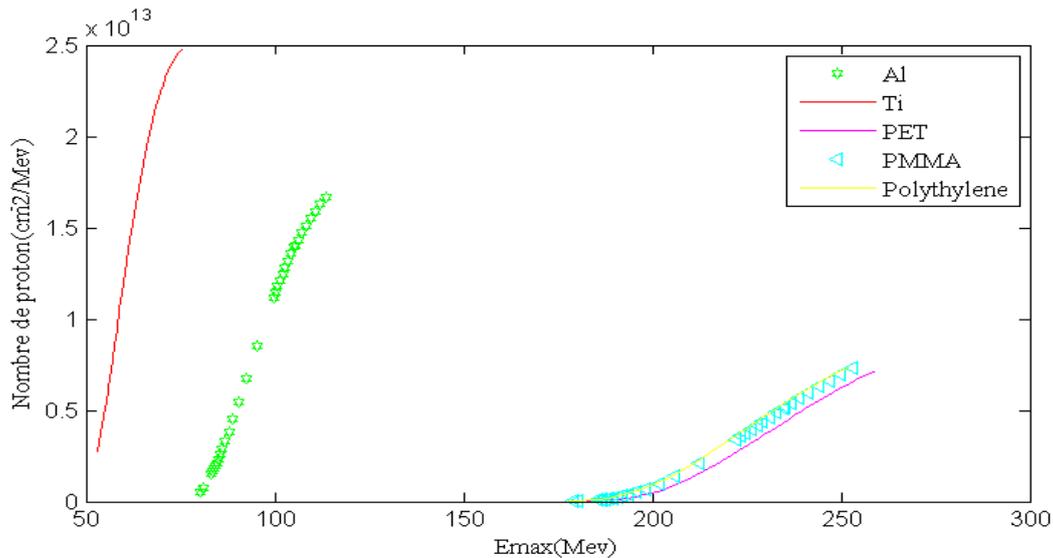


Figure III.13: la variation du nombre de protons ($\text{cm}^{-2}/\text{MeV}$) en fonction de l'énergie maximale accélérée (MeV) pour différents kappa.

II.4 Conclusion

La portée principale de ce chapitre était l'étude des effets des électrons énergétiques produits par les interactions laser - matériaux cibles. À cette fin, nous avons réalisé deux cas d'études, le cas des électrons maxwelliens et le cas des électrons suprathermiques.

Notre simulation mathématique nous a permis d'optimiser le faisceau de protons intense de régime TNSA, est nous avons réussi à améliorer l'énergie entrante dans la gamme du traitement du cancer par protonthérapie, nous avons observé aussi que l'amélioration et la compréhension des régimes d'accélération femto-seconde où ultra-haute intensité et la modification de l'épaisseur du la cible, le rayon laser et la température électronique conduisent à obtenir un optimum de faisceau quasi mono-énergétique. Ceci est considéré comme un grand pas pour les applications thérapeutiques. Ces résultats seront utilisés comme entrée pour des simulations de Gate pour la recherche de l'évolution de la distribution de dose décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre IV :

Recherche du SOBP Versus les

paramètres TNSA et la

suprathérmalité des électrons :

Simulation MC-Gate

IV.1 Introduction

Au chapitre précédent, avec des simulations numériques utilisant des modèles semi analytiques de l'expansion du plasma, nous avons réussi à caractériser et à optimiser les spectres d'énergies et les spots des faisceaux des protons accélérés en fonction des différents paramètres TNSA qui entrent en jeu, ceci en la présence du phénomène de suprathérmicité des électrons. Le but visé dans cette étude est l'estimation des doses délivrées en protonthérapie par simulation Monte-Carlo utilisant le code Gate, Au fait, comme il est indiqué dans le titre du présent chapitre, nous voulons rechercher les SOBPs en fonction des paramètres de suprathérmicité, du laser, de la cible et du front d'accélération du plasma en expansion. Lors de pénétration dans le corps humain, les protons perdent progressivement leurs énergies en interagissant avec le milieu tout en produisant de faibles ionisations.

IV.2 Simulation Monte-Carlo

La simulation Monte Carlo (MC) est une approche générale d'intégration numérique qui s'applique à plusieurs domaines y compris la radiothérapie, afin de simuler les trajectoires des particules en utilisant des nombres aléatoires pour échantillonner la distribution statistique des processus physiques impliqués. Nous avons utilisé le code de calcul Gate, simulateur basé sur l'environnement de développement Geant4 et qui permet de définir des simulations de type Monte Carlo [28].

IV.3 Simulation Gate basée sur géant-4 : géométrie de protonthérapie

Dans l'exemple montré ci-dessous nous avons créé un " World " de la simulation du protonthérapie constitué d'air de $5 \times 5 \times 5 \text{ m}^2$ en volume contenant une boîte d'eau de $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$. Ensuite nous avons défini la taille du faisceau, sa position par rapport au monde et le type de particule que nous souhaitons simuler.

```
/gate/world/setMaterial Air
/gate/world/geometry/setXLength 5 m
/gate/world/geometry/setYLength 5 m
/gate/world/geometry/setZLength 5 m
/gate/world/daughters/name mainbox
/gate/world/daughters/insert box
/gate/mainbox/setMaterial Water
/gate/mainbox/geometry/setXLength 40 cm
/gate/mainbox/geometry/setYLength 40 cm
/gate/mainbox/geometry/setZLength 40 cm
/gate/source/PBS/setParticleType proton
```

```
/gate/source/PBS/setEnergy 198.29 Mev  
/gate/source/PBS/setposition 0 0 -2.49 mm  
/gate/application/setTotalNumberOfPrimaries 112
```

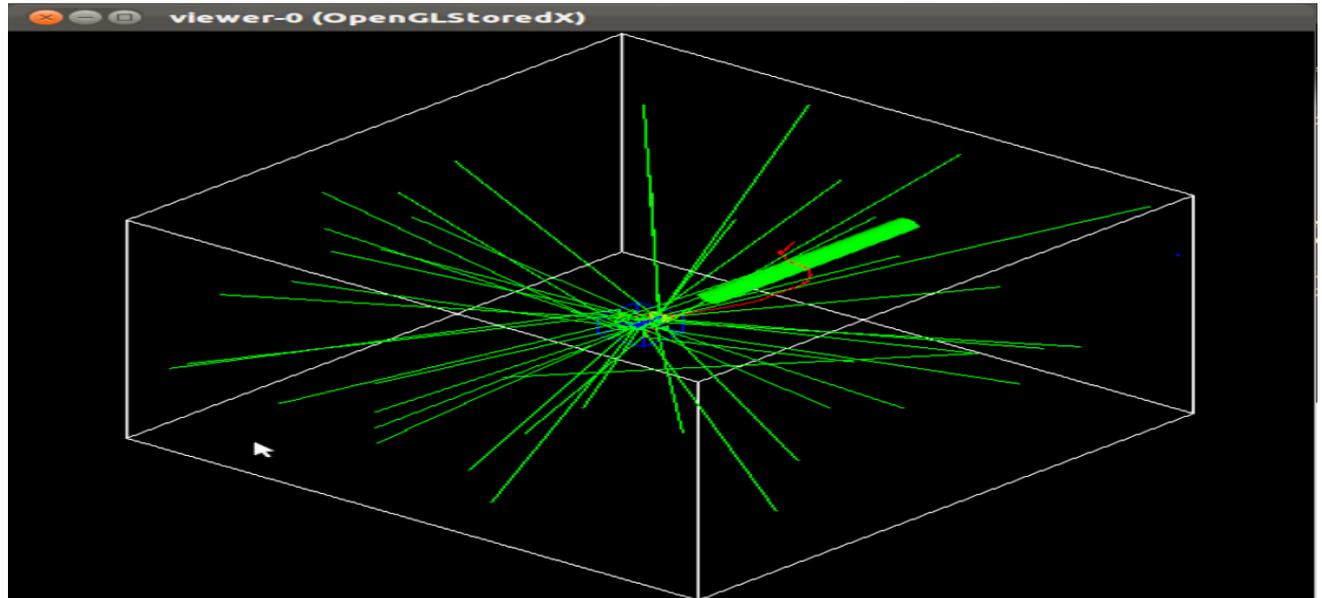


Figure IV.1 : Visualisation virtuel d'un cube d'eau simulé par le code Gate après l'irradiation, les protons sont représentés avec la couleur verte et les interactions gérées par la simulation MC sont schématisées en rouge et bleu.

IV.4 Pic de Bragg étalé (SOBP)

Le phénomène du pic de Bragg est exploité en radiothérapie, lors des traitements de cancers (particulièrement des cancers localisés près de l'œil ou du cerveau et autrement inopérables), pour concentrer les effets du faisceau de radiation sur la tumeur à traiter en épargnant autant que possible les tissus sains environnants, et peut être élargi (plus grand spectre énergétique) pour traiter une tumeur plus volumineuse. Il faut un certain nombre de pics de Bragg pour scanner une tumeur. Le faisceau de protons doit traverser des matériaux absorbants d'épaisseurs variables, que nous appellerons l'absorbeur, afin de créer un SOBP. Chaque absorbeur apporte une contribution unique à la courbe du pic de Bragg. Ensuite, nous présentons une série de pics de Bragg, partant des outputs d'une première modélisation des paramètres du faisceau des protons accélérés par LPA, à savoir le nombre des protons, leurs énergies maximales gagnées et leurs spots.

IV.5 Résultat et discussion

Une des caractéristiques les plus importantes dans le cas des traitements des cancers en protonthérapie par laser est la dose déposée en profondeur par un faisceau de protons lors de

son passage dans la matière. Rappelons que l'optimisation clinique de la distribution de doses des faisceaux de protons accélérés par laser sous le régime TNSA en présence des effets non thermiques est l'objectif principal de ce chapitre. Pour ce faire, nous avons réalisé des simulations MC au moyen de Geant4 basé sur la boîte Geant4. La gamme d'énergie thérapeutique des faisceaux de protons a été sélectionnée entre 60 à 280 MeV, et la gamme des nombres de protons accélérés été sélectionnée entre 3.46×10^5 à $112 \text{ cm}^{-2}/\text{MeV}$ Dans le but de démontrer l'utilisation possible des faisceaux des protons optiquement accélérés par l'impact des électrons énergétiques à des fins thérapeutiques de lutte contre le cancer.

IV.5.1 Etude de l'effet du choix du matériau cible sur la distribution de dose

L'étude est menée pour les trois différentes cibles (Al, Cu, Ti) en fonction de l'énergie maximale et du nombre de protons qui correspondent à chaque élément pour une proportion des électrons suprathérmiques avec une valeur $\kappa=3$. On observe que le cuivre est un bon matériau cible pour le cas du traitement des tumeurs superficielles avec une émission de dose maximale ($\sim 20 \times 10^{-7} \text{ cGy}$, 122 mm) correspondant à une pénétration de 130 mm, alors que l'aluminium est meilleur pour les tumeurs situées en profondeur, avec une distribution de la dose ($\sim 5 \times 10^{-7} \text{ cGy}$, 360 mm) bien dirigée vers la zone à irradier. Le titane est intermédiaire entre les deux matériaux cibles avec une émission de dose ($\sim 10 \times 10^{-7} \text{ cGy}$, 245 mm).

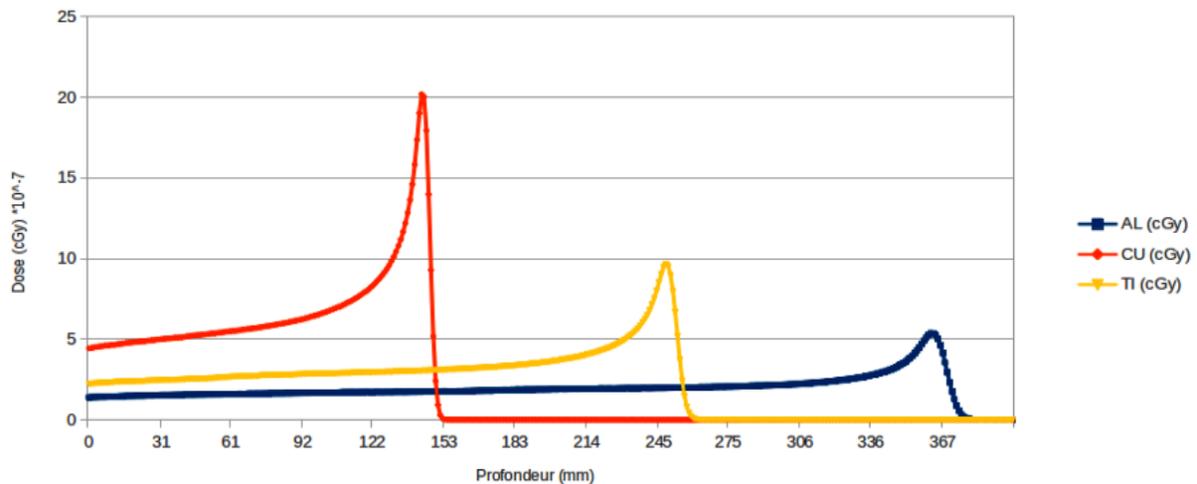


Figure IV.2: Distribution de dose (cGy) en fonction de la profondeur (mm) pour différentes cibles, et pour une distribution kappa égale à 3.

IV.5.2 Recherche du SOBP pour une cible d'Aluminium en présence des électrons suprathérmiques

L'étude de la distribution dose (en cGy) en fonction de la profondeur de pénétration (en mm) pour une cible d'aluminium, est menée pour différents paramètres $\kappa=[3-30]$, pour une gamme de paramètres TNSA choisie dans notre étude paramétrique : ($\tau_L=350$ fs, $I_L=3.21 * 10^{19}$ W/cm², $d=30$ μ m, $r_t=9$ μ m). Les trois critères du faisceau de protons résultant au front d'accélération LPA sont donnés par : $\epsilon_{max}=[280.30 - 198.29$ MeV], $N=[7.07 * 10^5 - 112$ cm⁻²/MeV], spot= 11.22 μ m, et qui sont introduits comme inputs dans notre simulation MC-Gate. La figure IV.3 montre que les deux paramètres dosimétriques (Dose, Profondeur), augmente en fonction de la suprathérmicité. Comme résultat, la suprathérmicité influence fortement la dosimétrie en protonthérapie par laser. En plus, ces électrons suprathérmiques sont responsables du renforcement du champ électrique de séparation des charges, est donc de l'amélioration du nombre et de l'énergie des protons accélérés. D'où, la présence du phénomène de suprathérmicité en LPA est bénéfique pour une bonne future dosimétrie en protonthérapie.

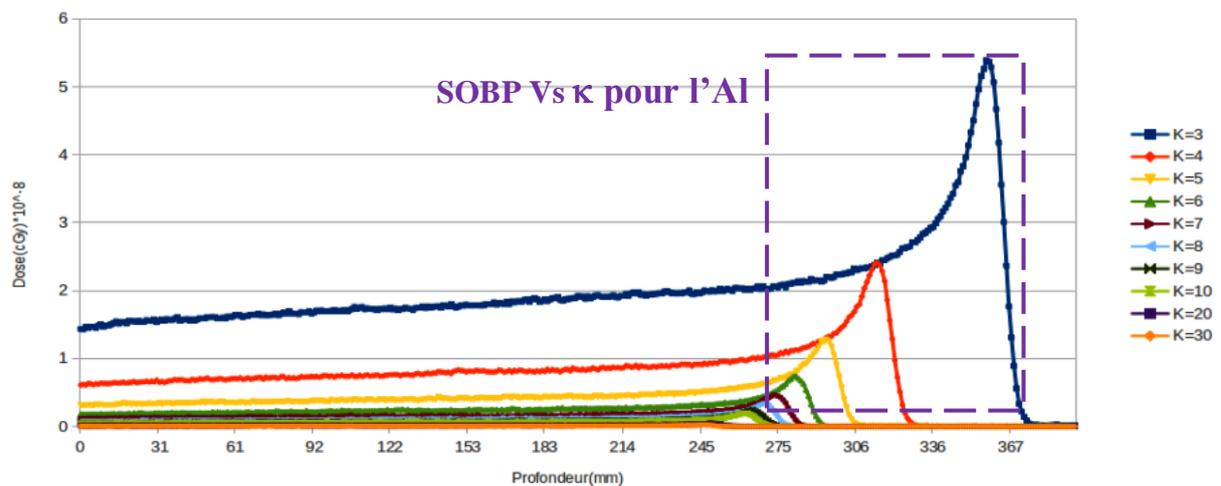


Figure IV.3: Distribution de dose (cGy) en fonction de la profondeur (mm) de l'Al pour différentes distributions kappa.

En conclusion, nous avons à travers cette étude paramétrique réussi à obtenir un bon SOBP, équivalent à une tumeur située en profondeur du corps de l'être humain entre « 265 et 367 mm », pour une gamme bien maîtrisée des paramètres TNSA, en faisant varier kappa le paramètre qui mesure la proportion des électrons énergétiques responsable de l'accélération du faisceau de protons résultant dans ce régime d'accélération choisi dans notre étude.

IV.5.3 Etude de la dosimétrie en fonction de rayon laser pour une cible d'aluminium

L'étude est menée pour quatre valeurs du rayon laser $r_L = 2 \text{ cm}$, 4 cm , 6 cm , et 9 cm , pour $\kappa=3$. La gamme des paramètres TNSA choisie dans notre étude paramétrique est donnée par : $(\tau_L=100\text{fs}, I_L=3.21 * 10^{19} \text{W/cm}^2, d=25 \text{ }\mu\text{m})$, et le faisceau des protons résultant pour cette gamme est caractérisé par : $\mathcal{E}_{\text{max}} = [82.63, 138.99, 171.21, 199.33 \text{ Mev}]$, $N = [1.88 * 2 * 10^5, 918 * 10^4, 6.76 * 10^4, 5.38 * 10^4 \text{ cm}^{-2}/\text{Mev}]$, $\text{spot} = [3.69, 5.69, 7.69, 10.69 \text{ }\mu\text{m}]$, pour une cible d'Al. On observe que plus le rayon laser diminue plus la dose augmente quand la profondeur diminue, donc on remarque que le rayon laser a une influence sur la dose et la profondeur d'irradiation dans le corps humain.

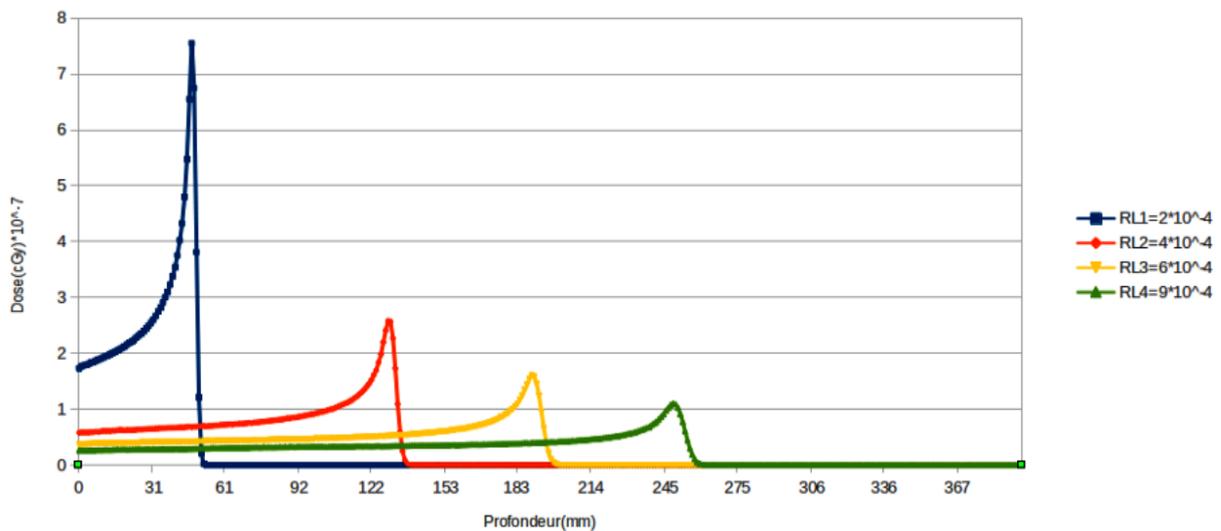


Figure IV.4: Distribution de dose (cGy) en fonction de la profondeur (mm) de l'Al pour différentes rayons laser, et pour une distribution kappa égale à 3.

III.5.4 Etude de la dosimétrie en fonction de l'intensité laser pour l'Al

L'étude est menée pour quatre valeurs de l'intensité laser $I_L = 5.5 * 10^{19}, 8 * 10^{19}, 9 * 10^{19}$ et 10^{20}W/cm^2 , pour $\kappa=3$. La gamme des paramètres TNSA choisie dans notre étude paramétrique est donnée par : $(\tau_L=100 \text{ fs}, r_L=2 \text{ }\mu\text{m}, d=10 \text{ }\mu\text{m})$, et le faisceau des protons résultant pour cette gamme est caractérisé par : $\mathcal{E}_{\text{max}} = [58.74, 118.06, 146.81, 178.31 \text{ Mev}]$, $N = [1.09 * 10^6, 5.51 * 10^5, 4.83 * 10^5, 3.56 * 10^5 \text{ cm}^{-2}/\text{Mev}]$, $\text{spot} = [2.33, 2.27, 2.26, 2.25 \text{ }\mu\text{m}]$, pour une cible d'Al. On remarque que plus l'intensité laser diminue plus la dose augmente et plus la profondeur diminue, donc on remarque que l'intensité laser a une influence sur la dose et la profondeur d'irradiation dans le corps humain.

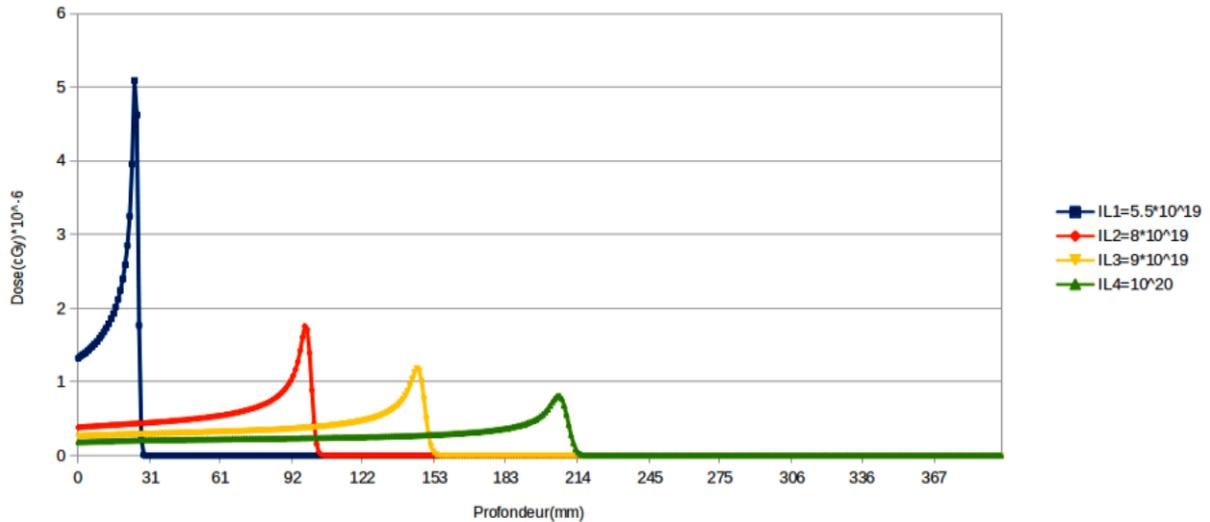


Figure IV.5: Distribution de dose (cGy) en fonction de la profondeur (mm) de l'Al pour différentes intensités laser, et pour une distribution kappa égale à 3.

IV.5.5 Effet de l'épaisseur de la cible sur la dosimétrie

L'étude est menée pour quatre valeurs de l'épaisseur de la cible d'Al, $d = 20 \times 10^{-4} \mu\text{m}$, $30 \times 10^{-4} \mu\text{m}$, $40 \times 10^{-4} \mu\text{m}$ et $50 \times 10^{-4} \mu\text{m}$, pour $\kappa=3$. La gamme des paramètres TNSA choisie dans notre étude paramétrique est donnée par : $(I_L=3.21 \times 10^{19} \tau_L=250 \text{ fs}, r_L=9 \mu\text{m})$, et le faisceau des protons résultant pour cette gamme est caractérisé par : $E_{\text{max}} = [151.79 \text{ MeV}, 125.62 \text{ MeV}, 102.51 \text{ MeV}, 83.23 \text{ MeV}]$, $N = [9.69 \times 10^4, 1.27 \times 10^5, 1.69 \times 10^5, 2.23 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}/\text{MeV}]$, $\text{Spot} = [10.20 \mu\text{m}, 11.22 \mu\text{m}, 12.42 \mu\text{m}, 13.78 \mu\text{m}]$.

La figure IV.6 montre que, l'épaisseur de la cible irradiée en LPA influence fortement la dosimétrie et permet d'obtenir le SOBP équivalent à une tumeur située à [40 – 155 mm] en profondeur, comme résultat de cette étude paramétrique. On remarque une diminution plus forte de la dose quand la profondeur augmente, donc l'épaisseur de la cible a une influence sur la dose et la profondeur d'irradiation dans le corps humain.

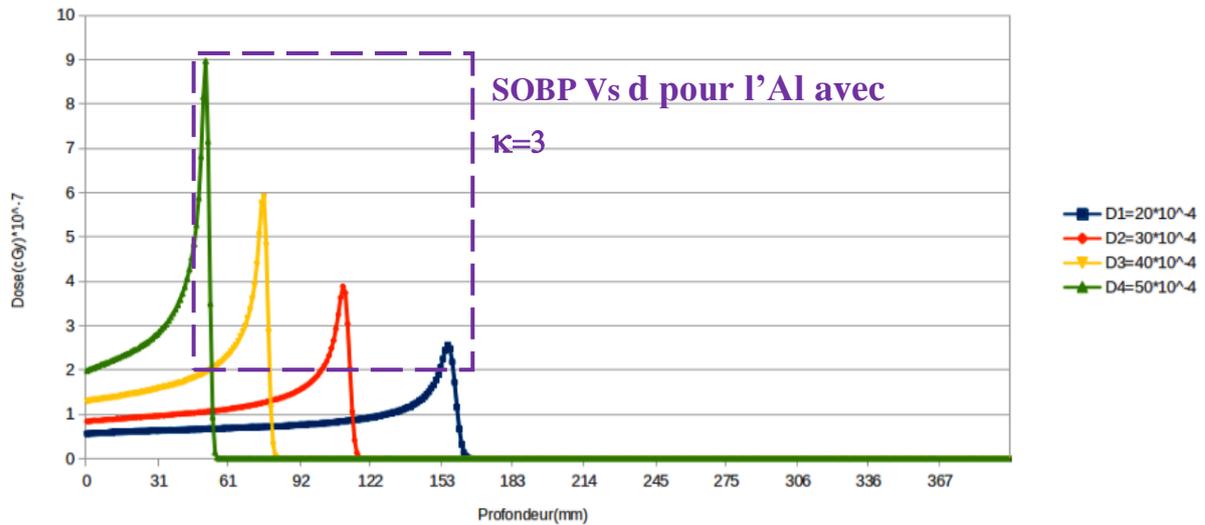


Figure IV.6: Distribution de dose (cGy) en fonction de la profondeur (mm) de l'Al pour différentes épaisseur cible, et pour une distribution kappa égale à 3.

IV.5.6 Effet de la durée de l'impulsion laser sur la dosimétrie

L'étude est menée pour quatre valeurs de la durée de l'impulsion laser pour une cible d'Al, $\tau_L = 300 * 10^{-15}$, $350 * 10^{-15}$, $400 * 10^{-15}$, et $500 * 10^{-15}$ fs, pour $\kappa=3$. La gamme des paramètres TNSA choisie dans notre étude paramétrique est donnée par : ($I_L=2 * 10^{19} W/cm^2$, $r_L=9 \mu m$, $d=40 \mu m$), et le faisceau des protons résultant pour cette gamme est caractérisé par : $\mathcal{E}_{max} = [56.40, 76.77, 100.26, 156.65 \text{ MeV}]$, $N = [3.06 * 10^5, 1.77 * 10^5, 1.089 * 10^5, 4.62 * 10^4 \text{ cm}^{-2}/\text{Mev}]$, $\text{spot} = 13.31 \mu m$. Comme le cas du résultat précédent, la figure IV.7 montre que, la durée de l'impulsion laser en LPA influence fortement la dosimétrie et permet d'obtenir le SOBP équivalent à une tumeur située à [20 – 70 mm] en profondeur, comme résultat de cette étude paramétrique. On observe que plus le taux d'impulsion laser diminue plus la dose augmente et plus la profondeur diminue, donc on remarque que la durée de l'impulsion laser a une influence sur la dose et la profondeur d'irradiation dans le corps humain.

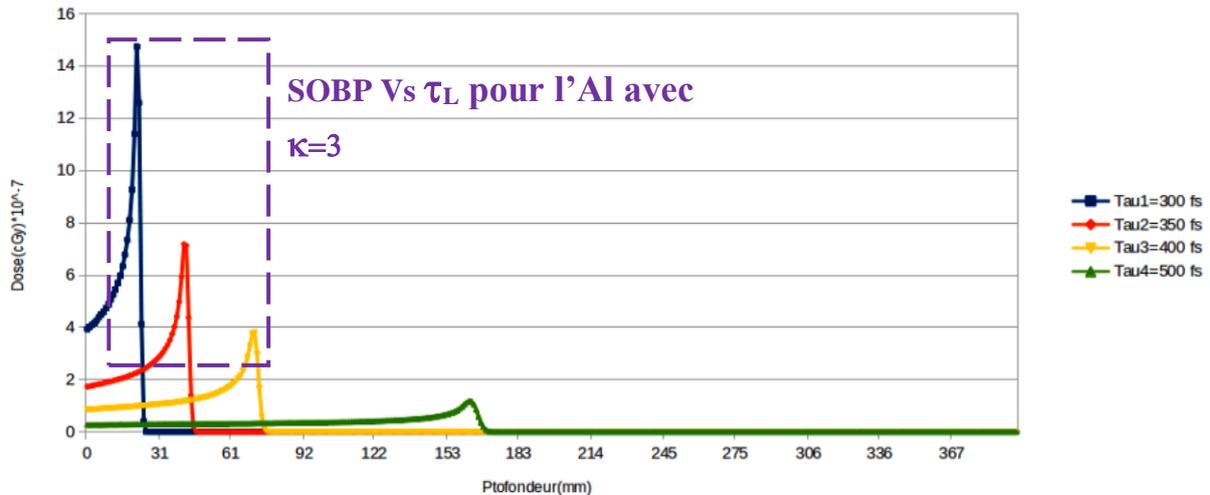


Figure IV.7: Distribution de dose (cGy) en fonction de la profondeur (mm) de l'Al pour différentes temps d'impulsion laser, et pour distribution kappa égale à 3.

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, une simulation MC utilisant le code Gate a été menée pour étudier le comportement d'un faisceau de protons accélérés par une impulsion laser femtoseconde ultra-intense par l'impact des électrons énergétiques via le mécanisme TNSA en interaction avec des tissus situés dans une région très sensible dans le corps humain.

Premièrement, nous avons réussi à améliorer les profils du spectre d'énergie en montrant que le nombre de protons accélérés et le « cut-off » en énergie augmente avec le nombre des électrons suprathermiques présents dans le processus LPA.

Deuxièmement, nous avons optimisé la distribution de la dose en profondeur en fonction de la suprathermalité, ainsi nous sommes également arrivés à contrôler la profondeur et l'intensité de ces Pics de Bragg obtenus en fonction des différents paramètres TNSA en tenant compte de la proportion des électrons énergétiques.

Comme troisième point, nous avons à travers cette étude paramétrique réussi à obtenir de bon SOBPs, équivalents à différents types de tumeurs situées en profondeur du corps de l'être humain, pour une gamme bien maîtrisée des paramètres TNSA, à savoir, les paramètres de suprathermalité des électrons énergétiques, du laser et de la cible irradiée.

La question qui se pose aux expérimentateurs spécialisés dans cette thématique d'accélération LPA, est comment peut-on manipuler techniquement cette population électronique ?

Ces résultats soutiennent l'idée d'utiliser à l'avenir un faisceau de protons accélérés par laser pour des applications cliniques dans la lutte contre le cancer. Le faisceau de protons accélérés

par laser, quant à lui, présente une émission quasi-monoénergétique ponctuelle et extrêmement précise lorsque la distribution de dose et la trajectoire du faisceau de protons sont étudiées en surface et en volume.

Conclusion générale

En premier lieu, dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'accélération laser - plasma sous le régime TNSA, et nous avons effectué une étude paramétrique pour démontrer l'influence des paramètres laser ainsi que l'influence de la cible sur le faisceau de protons.

Grâce à ces tests, nous avons pu avoir de bons faisceaux de protons accélérés sous le régime TNSA par un laser puissant. Ceci est accompli en établissant un code semi-analytique sous Matlab, pour modéliser toutes les étapes du processus d'accélération LPA sous le régime TNSA, partant de l'interaction laser-matière, de l'éjection de la matière et de la création du pré-plasma, en tenant compte du transport électronique dans la cible solide, ainsi que de leurs divergences et leurs distributions qui sont prise proche de la réalité expérimentale. Les électrons énergétiques sont supposés suprathermiques et gouvernés par la fonction de distribution électronique Kappa. Par l'accélération des protons par l'impact de cette population électronique, nous aboutissons à la distribution de dose et la recherche du SOBP en fonction de ces paramètres.

Nous avons réussi à optimiser nos faisceaux en faisant varier les paramètres du laser et de la cible et en identifiant une gamme de ces paramètres où nous obtenons un résultat très significatif : obtenir des faisceaux quasi mono-énergétiques, stables et reproductibles. Ceci est considéré comme un important résultat et un pas en avant pour des applications thérapeutiques dans un futur proche. Une simulation MC utilisant le code Gate a été menée, le comportement du faisceau de protons accéléré par une impulsion laser femtoseconde ultra-intense par l'impact des électrons énergétiques via le mécanisme TNSA en interaction avec des tissus situés dans une région très sensible dans le corps humain a été menée.

- Nous avons réussi à améliorer les profils du spectre d'énergie en montrant que le nombre de protons accélérés et le « cut-off » en énergie augmente avec le nombre des électrons suprathermiques présents dans le processus LPA.
- Nous avons optimisé la distribution de la dose en profondeur en fonction de la suprathermalité des électrons, aussi nous sommes également arrivés à contrôler la profondeur et l'intensité de ces Pics de Bragg obtenus en fonction des différents paramètres TNSA en tenant compte de la proportion des électrons énergétiques.
- Nous avons ainsi à travers cette étude paramétrique réussi à obtenir de bons SOBPs, équivalents à différents types de tumeurs situées en profondeur du corps de l'être humain, pour une gamme bien maîtrisée des paramètres TNSA, à savoir, les

paramètres de suprathérmalité des électrons énergétiques, du laser et de la cible irradiée.

Bibliographie

- [1] Robert R. Wilson, « Radiological Use of Fast Protons », *Radiology*, vol. 47, novembre 1946, p. 487-91 (DOI 10.1148/47.5.487).
- [2] D. Strickland and G.Mourou, *Opt. Commun.* 56(3), 219 (1985).
- [3] <https://www.who.int/>.
- [4] <https://www.aps.dz/sante-science-technologie>.
- [5] Plan National Cancer. 2015-2019, Edition & Publication – ANDS.
- [6] Arthur Lalonde, Étude Monte Carlo de l'impact de la tomodesitométrie multiénergie sur la précision du calcul de dose en protonthérapie, These de Ph.Doctorat, Université de Montréal (2019).
- [7] J. Thomas, Designing a Green Accelerator, *Physics News Feature* 13, 181 (2020).
- [8] F. Zimmermann and V.D. Shiltsev, *Modern and Future Colliders. Rev. Mod. Phys.* (2021) ;93(1):015006.
- [9] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, E. Benkhelifa, and M.Djebli, *J. Appl. Phys.* 117, 043303 (2015).
- [10] T. Tajima, J.M. Dawson, *Laser Electron Accelerator. Phys. Rev. Lett.*; (1979), 43:267–270
- [11] D. Bara, “L'accélération ionique dans l'expansion des plasmas produits par laser : Etude théorique et numérique,” Thèse de Doctorat, USTHB (2016).
- [12] <https://www.eli-beams.eu>.
- [13] <https://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=1892>.
- [14] <http://www.eupraxia-project.eu>.
- [15] <https://www.lbl.gov/community/bella/>.
- [16] K. Lee, *PHYSICS OF PLASMAS* 16, 013106 (2009) [DOI: 10.1063/1.3056398]
- [17] R. Lera, *Applied Physics B*, 4 : 125 (2019).

- [18] A. Di Piazza et al., *Review of Modern Physics*, 84:3 (2011).
- [19] M. A. Hellberg, R.L. Mace et T.K. Baluku, *Phys. Plasmas* 16, 094701 (2009).
- [20] M. Roth and M. Schollmeier, *Ion Acceleration-Target Normal Sheath acceleration*, Vol. 1 (2016): *Proceedings of the 2014 CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration*
- [21] M. Schollmeier, *Optimization and control of laser-accelerated proton beams – PhD thesis*, Germany: Technische Universität Darmstadt, (2008).
- [22] F. Pisani, *Etude expérimentale de la propagation et du dépôt d'énergie d'électrons rapides dans une cible solide ou comprimée par choc laser: application à l'allumeur rapide - Thèse doctorat*. Ecole Polytechnique, (2000).
- [23] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh et al. *Phys. Plasmas* 8, 542 (2001).
- [24] P. Mora, *Plasma Expansion into a Vacuum*, *Phys. Rev. Lett.* 90, 185002 (2003).
- [25] Anna Lévy. *Accélération d'ions par interaction laser-matière en régime de ultra haut contraste laser*. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français.
- [26] Bara D. *Ion front acceleration in collisional nonthermal plasma [Article]*. - 2020. - *Eur. Phys. J. D.* - 74: 224.
- [27] D. Bennaceur-Doumaz D. Bara et al., *Effets of nonthermal electrons on plasma expansion into vacuum*, *Journal of applied Physics* 117 (4),043303 (2015).
- [28]. Géant4, Open Source. (<https://geant4.web.cern.ch/>).