



Etude du rayonnement XUV produit lors de l'interaction relativiste entre un laser femtoseconde intense et un plasma d'hélium

Kim Ta Phuoc

► To cite this version:

Kim Ta Phuoc. Etude du rayonnement XUV produit lors de l'interaction relativiste entre un laser femtoseconde intense et un plasma d'hélium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Polytechnique X, 2002. Français. $\langle$ NNT : $\rangle$. $\langle$ tel-00009602 $\rangle$

HAL Id: tel-00009602

<https://pastel.hal.science/tel-00009602v1>

Submitted on 4 Jul 2005

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

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



HAL Authorization

Thèse de Doctorat de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité

PHYSIQUE

présentée par

Kim TA PHUOC

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Etude du rayonnement XUV produit lors
de l'interaction relativiste entre un laser
femtoseconde intense et un plasma d'hélium

Soutenue le 18 Octobre 2002 devant le jury composé de :

M. François AMIRANOFF	Examineur
M. Jean-Claude GAUTHIER	Examineur
M. Jean-Claude KIEFFER	Rapporteur
M. Gilles MATTHIEUSSENT	Rapporteur
M. Patrick MORA	Président
M. Antoine ROUSSE	Directeur de thèse

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Sources de rayonnement X durs existantes	8
1.1.1	Source X synchrotron	8
1.1.2	Source X laser-plasma	9
1.1.3	Laser à électrons libres	9
1.2	Objectif de la thèse	10
2	Interaction laser-électron	13
2.1	Champs et potentiels	15
2.1.1	Forme du champ électromagnétique du laser	15
2.1.2	Paramètre de force du laser a_0	16
2.2	Trajectoire : électron libre	18
2.2.1	Formalisme de Lagrange	18
2.2.2	Fonction et équations de Lagrange	19
2.2.3	Symétries et invariants	19
2.2.4	Trajectoires électroniques	21
2.2.5	Evolution avec le paramètre a_0	27
2.3	Trajectoire : électron dans un plasma	29
2.4	Rayonnement	35
2.5	Rayonnement : Electron libre	37
2.5.1	Puissance rayonnée	37
2.5.2	Distribution spatiale	42
2.5.3	Distribution spectrale	48
2.5.4	Durée du rayonnement de Larmor	50
2.5.5	Polarisation	51
2.6	Rayonnement : électron dans un plasma	54
2.6.1	Puissance rayonnée	54
2.6.2	Distribution spatiale	56

2.7	Ordres de grandeurs	59
2.7.1	Source X Larmor	60
2.7.2	Source X Thomson	62
2.8	Comparaison aux autres sources X ultra brèves	71
3	Autres processus radiatifs	73
3.1	Bremsstrahlung	74
3.1.1	Bremsstrahlung : rayonnement thermique du plasma	74
3.1.2	Bremsstrahlung : cas relativiste	81
3.2	Recombinaisons et transitions atomiques	82
3.2.1	Recombinaisons	82
3.2.2	Transitions lié-lié	84
3.3	Harmoniques d'ordres élevés	84
3.4	Conclusion	86
4	Techniques expérimentales	89
4.1	Laser 100 TW Salle Jaune	90
4.2	Jet de gaz	92
4.3	Diagnostics de propagation du laser	95
4.4	Détection X-UV	97
4.5	Diagnostic de polarisation X	101
4.6	Conditions expérimentales	102
4.7	Plans	103
5	Résultats expérimentaux	107
5.1	Effet de la position du foyer laser dans le jet de gaz.	108
5.1.1	Effet de la position du foyer laser sur la propagation	108
5.1.2	Effet de la position du foyer laser sur le rayonnement X émis par le plasma	111
5.2	Distribution spectrale	117
5.3	Distribution angulaire	120
5.4	Variation avec la densité électronique du plasma	130
5.5	Variation avec la polarisation du laser	134
5.6	Variation avec l'énergie laser	138
5.7	Variation avec la durée à intensité constante	140
5.8	Différence entre hélium et argon : influence de Z	141
5.9	Discussion : Processus radiatifs alternatifs	142
5.9.1	Rayonnement d'harmoniques d'ensembles atomiques	142

5.9.2	Rayonnement de transitions lié-lié	143
5.9.3	Processus radiatifs collisionnels	143
5.9.4	Rayonnement des électrons accélérés par sillage	151
5.10	Conclusion	154
6	Conclusion et perspectives	155
7	Annexes	159
7.1	Annexe 1 : Force pondéromotrice	159
7.2	Annexe 2 : Equation non linéaire de la chaleur	161
7.3	Annexe 3 : Autofocalisation relativiste	165
7.4	Annexe 4 : Effets de volumes	168
7.5	Annexe 5 : Alignement d'une parabole hors axe	171
	Bibliographie	173

Chapitre 1

Introduction

Le rayonnement X est utilisé depuis de très nombreuses années pour étudier la structure de la matière : lorsqu'un matériau est soumis à un faisceau de rayonnement X, la manière dont il répond à cette excitation est caractéristique de sa structure atomique [1]. Ces méthodes sont la diffraction X et l'absorption X.

Utilisant cette méthode, une nouvelle application est apparue récemment : l'étude par diffraction X de la dynamique d'atomes lors de réactions ultra-rapides en physique, chimie ou biologie [2], [3], [4],[5], [6], [7]. Ce nouvel axe de recherche a suscité l'intérêt de nombreuses communautés scientifiques et d'importants projets se sont développés pour réaliser de telles expériences.

Pour étudier la dynamique de la structure atomique d'un matériau lors d'une réaction ultra rapide, il faut connaître le rayonnement qu'il diffracte à des instants donnés. L'évolution du rayonnement diffracté en fonction du temps permet ensuite d'obtenir la dynamique de la réaction [8]. Deux voies sont possibles pour réaliser ce type de mesures à des échelles de temps très brèves. La première est d'utiliser une source de rayonnement X d'une durée quelconque et un détecteur X ultra rapide. La résolution temporelle de la mesure est alors égale à la résolution de l'appareil. La seconde technique consiste à utiliser une source de rayonnement X ultra brève et un détecteur X dépourvu de résolution temporelle. La résolution temporelle de la mesure est dans ce cas égale à la durée de l'impulsion de rayonnement X.

Le développement des sources de rayonnement X ultrabrèves est d'un intérêt crucial et de nombreux projets sont en cours au niveau international. Nous allons présenter dans ce document une nouvelle méthode basée sur l'interaction laser-plasma relativiste permettant de produire des impulsions de rayonnement X femtosecondes et polychromatiques. Cependant, il nous faut avant cela décrire les sources de rayonnement X existantes et en donner les caractéristiques essentielles afin d'établir le contexte et l'intérêt de ce travail

de thèse.

1.1 Sources de rayonnement X durs existantes

Nous ne nous intéresserons ici qu'aux sources produisant du rayonnement X dans la gamme d'énergie du kiloélectronvolt (keV), soit de l'angström, longueur d'onde permettant de caractériser les positions atomiques dans les solides et les liquides. Ces sources sont : la source X synchrotron, la source X laser-plasma, et le futur laser à électrons libres.

1.1.1 Source X synchrotron

Dans un synchrotron, un paquet d'électrons relativistes (d'énergie de l'ordre du GeV) est injecté dans une structure magnétique périodique appelée onduleur ou wiggler (selon l'amplitude du champ magnétique) [9]. Les électrons relativistes oscillants dans cette structure subissent des accélérations et émettent du rayonnement qui est décalé par effet Doppler relativiste dans le domaine d'énergies X au keV. Dans le cas de l'onduleur, l'amplitude du mouvement d'oscillation des électrons étant faible, le rayonnement X émis peut être très collimaté ($1/\gamma\sqrt{N} \sim \mu\text{rad}$, où γ est le facteur relativiste et N le nombre de périodes de la structure), partiellement cohérent, et a un spectre étroit ($\Delta\lambda/\lambda = 1/N \sim$ quelques nm). Dans le cas d'un wiggler, l'amplitude du mouvement des électrons étant plus importante (du fait du champ magnétique plus important de la structure), le rayonnement X émis est moins collimaté ($1/\gamma$) et a un spectre large; en revanche, l'énergie du rayonnement X est plus importante. Dans les deux cas, la durée minimale des impulsions X produites, limitée par la durée du paquet d'électrons, est de l'ordre de quelques picosecondes.

Des techniques utilisant des synchrotrons existent pour produire des impulsions de rayonnement X plus brèves (quelques centaines de femtosecondes). Une méthode est basée sur la diffusion Thomson où l'onde électromagnétique d'un laser femtoseconde est utilisé à la place d'un onduleur pour faire osciller des électrons dont l'énergie peut être plus faible (de l'ordre de quelques dizaines de MeV) du fait de la période courte du laser. La durée de l'impulsion X est dans ce cas du même ordre que la durée de l'impulsion laser (de l'ordre de 100 fs) [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16].

Le découpage du paquet d'électrons par laser est une autre méthode [17]. Lorsqu'un laser se propage avec un faisceau d'électrons il divise le paquet d'électrons en paquets plus courts. L'impulsion de rayonnement X que ceux-ci émettent individuellement est alors plus brève.

L'inconvénient de ces deux méthodes est que la durée de l'impulsion X diminue au détriment du flux, et rend difficile l'utilisation de ces sources pour des applications.

Un autre projet est le LINAC femtoseconde. Le paquet d'électrons d'un accélérateur linéaire est mise en forme de manière à produire une impulsion de rayonnement X femtoseconde.

1.1.2 Source X laser-plasma

Intéressons nous uniquement ici à la source X $K\alpha$ produisant des impulsions de rayonnement X d'énergie de l'ordre de quelques keV avec une durée de quelques centaines de femtosecondes. En quelques phrases, le rayonnement X $K\alpha$ est produit de la manière suivante [18], [19] : lorsqu'un laser femtoseconde intense ($\sim 10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$) est focalisé sur une cible solide avec un angle d'incidence de 45° et une polarisation P, des électrons sont accélérés vers l'intérieur de la cible. Ceux-ci, ayant des énergies de quelques keV, pénètrent à l'intérieur de la cible, dans la partie froide, où ils peuvent ioniser des atomes en couche interne K. Ces atomes, instables à l'instant de l'ionisation, redeviennent stables en émettant des photons X $K\alpha$. Le rayonnement X produit est alors monochromatique (l'énergie dépend de la nature de la cible), isotrope. La durée du processus dépend de l'énergie des électrons et de l'épaisseur de la cible ; elle est de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes.

Cependant, du fait de sa monochromaticité, cette source X femtoseconde ne peut pas donner accès aux nombreuses applications qui nécessitent une source X qui soit à la fois polychromatique et femtoseconde.

1.1.3 Laser à électrons libres

Enfin, la source X basée sur le principe du laser à électrons libres (FEL) est la plus prometteuse, mais aussi la plus onéreuse, et la plus grande en dimensions. Les impulsions de rayonnement X cohérentes (de l'ordre de quelques keV) attendues doivent être de quelques dizaines de femtosecondes et avoir une brillance d'environ 10 ordres de grandeurs supérieure à celle d'un synchrotron.

Deux grands projets sont actuellement en cours à Standford (USA) et à Hambourg (Allemagne). La source FEL est très proche de la source synchrotron : les électrons qui oscillent dans une très longue structure magnétique périodique interagissent de manière cohérente avec le rayonnement X qu'ils produisent. En raison de la longueur très importante de la structure, les impulsions de rayonnement X que l'on prévoit de produire dans les lasers à électrons libres sont très brillantes et très collimatées.

Cette source de rayonnement X devrait être, dans quelques années, la source de rayonnement X la plus performante.

1.2 Objectif de la thèse

Nous venons de voir qu’aucune source ne peut actuellement produire efficacement des impulsions de rayonnement X (keV) qui soient à la fois polychromatiques et femtosecondes. Seul le laser à électrons libres est supposé délivrer, dans quelques années, des impulsions de rayonnement X de ce type. Une telle source pourrait offrir de vastes perspectives d’applications. Les expériences de diffraction de Laue ou d’absorption X [20] résolue en temps à l’échelle femtoseconde seront alors possibles et les applications qui en découleront concerneront aussi bien la physique, que la chimie et la biologie.

L’objectif de ce travail de thèse est de réaliser une nouvelle source de rayonnement X réunissant ces deux caractéristiques essentielles : la durée femtoseconde et la polychromaticité. Nous proposeront pour cela deux types de sources de rayonnement X basées sur l’interaction relativiste entre un laser femtoseconde et un plasma sous dense et de nombre de charge Z faible [21], [22], [23], [24].

Les lasers de puissances actuels permettent d’atteindre des intensités crêtes allant jusqu’à $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ [25]. Un électron soumis au champ électromagnétique d’un laser de cette intensité décrit une trajectoire fortement non linéaire, son énergie maximale d’oscillation peut dépasser 10 MeV et il subit des accélérations pouvant atteindre 10^{24}g [26], [27], [28], [29]. Il est par ailleurs bien connu qu’un électron accéléré émet du rayonnement que l’on peut appeler de Larmor ou synchrotron [30], [31]. Dans les conditions d’interaction laser-matière extrêmes précédentes, l’électron émet une impulsion de rayonnement de Larmor qui est à la fois femtoseconde et polychromatique dans le domaine d’énergies X (gamme d’énergie voisine du keV) [22], [21]. Les sources de rayonnement X qui seront décrites dans ce document sont basées sur ce processus radiatif.

Ce travail de thèse est dédié, d’une part à l’étude numérique simple du rayonnement de Larmor émis par un électron relativiste oscillant dans un laser ultra-intense, et d’autre part à l’étude expérimentale du rayonnement X émis par un plasma d’hélium sous dense créé par un laser femtoseconde d’intensité crête supérieure à $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$. Le but de ce travail est de mettre en évidence expérimentalement le rayonnement de Larmor produit dans le domaine d’énergie X de manière à démontrer qu’il est possible de produire une source de rayonnement X, polychromatique et femtoseconde, basée sur ce processus radiatif.

La première mesure du rayonnement de Larmor produit lors de l’interaction laser-plasma a été réalisée en 1998 par un groupe de l’Université du Michigan [24]. Le rayon-

nement avait alors été caractérisé dans la gamme d'énergie correspondant aux premières harmoniques du laser. Avec les lasers intenses actuels, le rayonnement de Larmor est attendu dans le domaine d'énergie X [21], [22], cependant, aucune mesure du rayonnement de Larmor n'a encore été réalisée dans cette gamme d'énergie.

Ce document est composé de six chapitres dont les objectifs sont brièvement décrits ci-dessous :

Le **chapitre 2** est consacré au calcul de la trajectoire d'un électron soumis à un laser intense, puis au calcul du rayonnement de Larmor qu'il émet. Il nous faut suivre cet ordre car le rayonnement émis par un électron dépend de sa trajectoire. Nous détaillerons dans ce chapitre les différentes caractéristiques du rayonnement X émis : sa puissance, sa distribution spatiale, son spectre, ainsi que les influences des différents paramètres du laser et du plasma. A la fin de ce chapitre, nous proposeront deux types de sources de rayonnement X basées sur le rayonnement de Larmor et réalisables en utilisant le laser femtoseconde 100 TW (25 fs) qui fonctionne actuellement au LOA. Pour mettre en évidence les multiples avantages de ces deux sources, elles seront ensuite comparées aux sources de rayonnement X ultra-brèves existantes.

Lors de l'interaction laser-plasma, plusieurs processus peuvent produire du rayonnement X. Expérimentalement, pour mettre en évidence le rayonnement de Larmor, nous devons le différencier des autres processus radiatifs. Dans ce but, le **chapitre 3** rassemble les caractéristiques de tous les processus radiatifs pouvant produire du rayonnement X dans nos conditions expérimentales. Ces caractéristiques, ainsi que leurs dépendances avec les paramètres du laser et du plasma, nous permettront d'identifier les différents processus radiatifs à partir des résultats expérimentaux. A la fin de ce chapitre nous calculerons les ordres de grandeurs du nombre de photons produits par chaque processus lors de l'interaction laser-plasma afin de prévoir celui qui doit être dominant.

Le **chapitre 4** est dédié aux techniques expérimentales, nous y décrivons l'ensemble du dispositif expérimental et les différents diagnostics utilisés pour caractériser le rayonnement X émis lors de l'interaction relativiste entre le laser 100 TW du LOA et un plasma d'hélium sous dense.

Le **chapitre 5** rassemble les résultats expérimentaux ; chaque mesure faite a pour but d'identifier l'origine du rayonnement X émis par le plasma. Le spectre du rayonnement X émis, sa distribution spatiale, ainsi que les influences des différents paramètres du laser et du plasma seront décrits et discutés. A chaque mesure nous associerons un ou des

processus radiatifs pouvant expliquer la dépendance associée. Finalement, l'ensemble des mesures réalisées nous permettra d'identifier le processus radiatif dominant.

Le **chapitre 6** contient l'ensemble des annexes auxquelles nous feront appel à plusieurs reprises dans ce document. Ces annexes concernent la force pondéromotrice, l'évolution de la température du plasma en fonction du temps et de l'espace, l'autofocalisation relativiste, et les effets de volumes.

Chapitre 2

Interaction laser-électron

Lors de l'interaction laser intense-matière, plusieurs processus peuvent produire du rayonnement X. Le rayonnement de Larmor qui est l'un de ces processus fait l'objet de ce travail de thèse. Le but de ce premier chapitre est de déterminer les caractéristiques théoriques de ce rayonnement X émis lors de l'interaction relativiste entre un laser femtoseconde intense et un plasma sous dense de nombre de charges Z faible.

Lorsqu'un électron est soumis au champ électromagnétique d'un laser dont l'intensité crête dépasse 10^{18}W/cm^2 , son mouvement est fortement non linéaire, son énergie maximale d'oscillation peut dépasser 10 MeV, et il subit des accélérations pouvant atteindre 10^{24} g . Dans ces conditions, l'électron émet une impulsion de rayonnement dit de Larmor, dans la gamme spectrale du keV, et de durée du même ordre que celle de l'impulsion laser.

Les caractéristiques du rayonnement de Larmor dépendent du mouvement de l'électron, c'est à dire de sa position, de sa vitesse, et de son accélération au cours du temps.

Le calcul du mouvement de l'électron fait l'objet de la première partie de ce chapitre. Bien que toute l'interaction se fasse au sein d'un plasma où électrons et ions sont présents, seul le cas des trajectoires électroniques est traité car seuls les électrons produisent efficacement du rayonnement de Larmor du fait de leur masse plus faible que celle des ions.

Les trajectoires électroniques sont calculées analytiquement pour un électron libre dans le cadre du formalisme de Lagrange (dans la section 2.2), puis, numériquement par la méthode de Runge-Kutta pour un électron subissant la force de rappel des ions (dans la section 2.3).

Dans la seconde partie du chapitre, les caractéristiques du rayonnement de Larmor sont déterminées en utilisant les formules de base du rayonnement émis par une particule chargée et accélérée [30]. Les distributions spectrale et spatiale, la puissance, la polarisation du rayonnement de Larmor, ainsi que l'influence des paramètres du laser et l'effet du

plasma, sont détaillés dans les situations correspondant aux trajectoires calculées : pour un électron libre (dans la section 2.5) et pour un électron dans un plasma (dans la section 2.6).

2.1 Champs et potentiels

Pour décrire une onde électromagnétique, l'utilisation du potentiel vecteur $\vec{A}$ facilite les calculs.

Les champs électrique et magnétique $\vec{E}$ et $\vec{B}$ de l'onde s'expriment en fonction de ce potentiel par les formules suivantes :

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$$

dans le vide.

2.1.1 Forme du champ électromagnétique du laser

Dans cette partie de modélisation, le laser est considéré comme une onde plane de fréquence ω et de vecteur d'onde k se propageant selon l'axe x . Le potentiel vecteur décrivant cette onde plane a la forme suivante :

$$\vec{A}(x, t) = \Re \left\{ \vec{A}_0 e^{i\psi} \right\}$$

où $\Re$ désigne la partie réelle, $\psi = \omega t - kx$, et où :

$$\vec{A}_0 = \begin{cases} A_{0l}\hat{e}_y \quad \text{ou} \quad A_{0l}\hat{e}_z & \text{en polarisation linéaire} \\ \text{et} \\ A_{0c}(\hat{e}_y \pm i\hat{e}_z) & \text{en polarisation circulaire} \end{cases}$$

A_{0l} et A_{0c} sont respectivement les amplitudes maximales des potentiels vecteurs en polarisations linéaire et circulaire. Le potentiel vecteur s'écrit alors :

$$\vec{A} = \begin{cases} A_{0l} \cos(\psi) \hat{e}_y \quad \text{ou} \quad \hat{e}_z & \text{en polarisation linéaire} \\ A_{0c} \{ \cos(\psi) \hat{e}_y \pm \sin(\psi) \hat{e}_z \} & \text{en polarisation circulaire} \end{cases}$$

Les champs électrique et magnétique correspondants sont alors donnés par :

$$\vec{E} = \begin{cases} \omega A_{0l} \sin(\psi) \hat{e}_y \quad \text{ou} \quad \hat{e}_z & \text{en polarisation linéaire} \\ \omega A_{0c} [\sin(\psi) \hat{e}_y \mp \cos(\psi) \hat{e}_z] & \text{en polarisation circulaire} \end{cases}$$

et

$$\vec{B} = \begin{cases} -\frac{\omega}{c} A_{0l} \sin(\psi) \hat{e}_z \quad \text{ou} \quad \hat{e}_y & \text{en polarisation linéaire} \\ \frac{\omega}{c} A_{0c} [\pm \cos(\psi) \hat{e}_y + \sin(\psi) \hat{e}_z] & \text{en polarisation circulaire} \end{cases} \quad (2.1)$$

2.1.2 Paramètre de force du laser a_0

Le paramètre de force du laser a_0 , aussi appelé potentiel vecteur normalisé, est un paramètre sans dimension dépendant de l'intensité laser.

Il est défini comme étant le rapport (v_{class}/c) de la vitesse de l'électron calculée classiquement par la vitesse de la lumière.

La valeur de a_0 étant liée à la vitesse de l'électron, elle permet de caractériser le régime d'interaction laser-plasma. Lorsque $a_0 > 1$ le régime d'interaction est dit relativiste car dans ce cas $v > c$ et il convient de tenir compte des effets relativistes.

Afin d'obtenir l'expression de a_0 , il faut déterminer la vitesse d'oscillation classique d'un électron soumis au champ électromagnétique du laser. Dans ce cas $|v| \ll c$ et $\vec{v} \wedge \vec{B} \ll e\vec{E}$ est négligeable. L'équation du mouvement de l'électron s'écrit alors :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}$$

et sa vitesse vaut :

$$\vec{v} = \frac{e\vec{A}_0}{m_e} e^{i\psi}$$

Le paramètre sans dimension a_0 est donc :

$$a_0 = \frac{|\vec{v}|}{c} = \frac{eA_0}{m_e c}$$

On peut remarquer que cette expression est identique à celle du potentiel vecteur normalisé.

a_0 peut être exprimé en fonction de l'intensité laser I_0 qui est égale à la norme du vecteur de Poynting $\vec{S}$:

$$I_0 = |\vec{S}| = \frac{1}{\mu_0} |(\vec{E} \wedge \vec{B})| = \frac{\omega^2}{\mu_0 c} A_0^2 \begin{cases} \frac{1}{2}(1 + \sin(2\psi)) & \text{polarisation linéaire} \\ 1 & \text{polarisation circulaire} \end{cases}$$

Notons que pour une intensité laser fixée I_0 , le potentiel vecteur est $\sqrt{2}$ fois plus petit en polarisation circulaire. Les amplitudes des potentiels A_{0l} et A_{0c} données dans la section 2.1.1 vérifient donc $A_{0l} = \sqrt{2}A_{0c}$.

Exprimé en fonction de l'intensité laser, le paramètre a_0 vaut alors :

$$\begin{cases} a_0 = \left(\frac{e^2}{2\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c^5} I_{0[W/m^2]} \lambda_{[m]}^2 \right)^{\frac{1}{2}} = 0.85 \sqrt{\frac{I_{0[W/cm^2]}}{10^{18}}} \lambda_{[\mu m]}^2 & \text{en polarisation linéaire} \\ a_0 = \left(\frac{e^2}{4\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c^5} I_{0[W/m^2]} \lambda_{[m]}^2 \right)^{\frac{1}{2}} = 0.60 \sqrt{\frac{I_{0[W/cm^2]}}{10^{18}}} \lambda_{[\mu m]}^2 & \text{en polarisation circulaire} \end{cases}$$

De même que pour le potentiel vecteur, le paramètre a_0 est plus faible en polarisation circulaire d'un facteur $\sqrt{2}$.

Dans la suite du manuscrit, pour une intensité laser donnée, la valeur de a_0 sera arbitrairement prise en polarisation linéaire ; lorsqu'il s'agira de polarisation circulaire il faudra diviser cette valeur par $\sqrt{2}$.

A titre indicatif, le tableau 2.1 donne la valeur du paramètre a_0 pour différentes intensités laser et pour une longueur d'onde de $0.8 \mu\text{m}$.

Intensité (W/cm^2)	a_0 en polarisation linéaire	a_0 en polarisation circulaire
1.10^{20}	6.9	4.8
1.10^{19}	2.2	1.6
1.10^{18}	0.7	0.5
1.10^{17}	0.2	0.15

TAB. 2.1 – Intensité en W/cm^2 et a_0 correspondants

2.2 Trajectoire : électron libre

La trajectoire relativiste d'un électron soumis à un laser intense est calculée par de nombreux auteurs depuis plusieurs dizaines d'années [32],[23]. La complexité de modèles qu'ils utilisent varie selon par exemple, le nombre de dimensions du problème [33], la prise en compte de l'effet du plasma [21], de champs externes [34], ou encore de la focalisation du laser [35]. Le modèle le plus simple est celui d'un électron libre, initialement au repos sur l'axe de propagation du laser, soumis à une onde laser plane [36], [37], [38], [21].

Nous nous intéressons dans cette section au mouvement relativiste d'un électron soumis à un laser ultra-intense ($I_0 > 10^{18}$ W/cm²). Ce dernier est représenté par l'onde plane définie en 2.1.1. En régime relativiste, le terme $\vec{v} \times \vec{B}$ de la force de Lorentz (négligé pour des intensités laser jusqu'à environ 10^{17} W/cm²) devient aussi important que le terme $e\vec{E}$ et il convient d'en tenir compte.

Dans un premier temps, la trajectoire est obtenue dans le cas le plus simple : nous faisons abstraction du plasma ; les électrons sont considérés comme étant libres [38],[37]. Le calcul de la trajectoire est fait dans le cadre du formalisme de Lagrange car celui-ci permet un traitement simple et analytique du problème si les invariants et symétries de la fonction de Lagrange sont utilisés de manière appropriée.

Ensuite, l'effet de la force de rappel électrostatique exercée par les ions du plasma sur les électrons, négligé jusqu'alors, est pris en compte en utilisant un modèle simple à une dimension.

Dans les deux cas, les trajectoires sont valables quelle que soit l'amplitude de l'onde et sont calculées pour les polarisations linéaire et circulaire du laser. Une enveloppe temporelle simulant la durée finie de l'impulsion laser est intégrée dans les calculs numériques.

Il est important de signaler que les modèles pris ici sont très simplifiés et que la description de l'interaction qui peut en être déduite n'est pas complète. Des modèles plus complexes seraient nécessaires pour une description plus réaliste. Néanmoins, les modèles simples que nous allons utiliser permettent d'obtenir une première approximation du mouvement d'un électron soumis à un champ laser intense.

2.2.1 Formalisme de Lagrange

La fonction de Lagrange d'un électron soumis à l'onde laser définie en 2.1.1 permet de calculer sa trajectoire à partir de son moment canonique et de son énergie donnés par les équations de Lagrange.

Pour des raisons de symétrie et d'invariance s'appliquant au cas d'une onde plane,

l'impulsion généralisée est une constante du mouvement qui s'exprime uniquement en fonction du potentiel vecteur de l'onde. L'intégration de l'impulsion est simple et fournit immédiatement l'expression de la position de l'électron sous forme analytique.

2.2.2 Fonction et équations de Lagrange

La fonction de Lagrange relativiste d'un électron soumis à un potentiel vecteur électromagnétique $\vec{A}$ est donnée par :

$$L = mc^2 \sqrt{1 - \frac{\vec{v}^2}{c^2}} + e\vec{A} \cdot \vec{v} \quad (2.2)$$

où c est la vitesse de la lumière, m est la masse de l'électron, e sa charge et $\vec{v}$ sa vitesse.

Les équations de Lagrange permettent d'obtenir :

- Le moment canonique $\vec{P}$ de l'électron défini par :

$$\vec{P} = -\frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \vec{p} - e\vec{A}$$

où $\vec{p}$ est l'impulsion de l'électron.

- L'énergie E de l'électron :

$$E = \vec{P} \cdot \vec{v} - L = mc^2 + E_c = E_0 + E_c$$

où E_c est l'énergie cinétique et E_0 est l'énergie de masse de l'électron.

- L'équation du mouvement de l'électron :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (2.3)$$

- L'équation de l'évolution de l'énergie de l'électron en fonction du temps :

$$\frac{dE}{dt} = e\vec{v} \cdot \vec{E} \quad (2.4)$$

2.2.3 Symétries et invariants

Lorsque l'onde électromagnétique est plane, des considérations de symétrie et d'invariance de la fonction de Lagrange 2.2 permettent d'obtenir des relations directes entre l'impulsion de l'électron et le potentiel vecteur de l'onde laser.

L'onde laser étant plane, la fonction de Lagrange ne dépend pas de la position transverse $r_\perp$ (perpendiculaire à l'axe x) et on obtient :

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}_\perp} = 0.$$

qui conduit à l'invariance du moment canonique transverse $\vec{P}$.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \vec{v}_\perp} \right) = \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_\perp} = 0 \rightarrow \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_\perp} = \vec{p} + e\vec{A} = \text{constante}$$

En supposant que l'interaction se fait avec un électron initialement au repos, l'impulsion transverse $\vec{p}_\perp$ de l'électron s'écrit :

$$\vec{P}_\perp = \vec{p}_\perp + e\vec{A}_\perp = 0 \rightarrow \vec{p}_\perp = -e\vec{A}_\perp \quad (2.5)$$

où l'indice $\perp$ indique la composante transverse de la quantité indicée (perpendiculaire à la direction de propagation du laser).

Le second invariant découle de la forme $A(t - x(t)/c)$ du potentiel vecteur d'une onde plane. Il permet d'obtenir la composante longitudinale p_x de l'impulsion.

En utilisant la fonction de Hamilton $H(\vec{r}, \vec{p}, t) = E$ et l'équation $dH/dt = -\partial L/\partial t$ on obtient :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\partial L}{\partial t} = c \frac{\partial L}{\partial x} = c \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial v_x} = c \frac{dP_x}{dt} = c \frac{dp_x}{dt}$$

Soit

$$\frac{d}{dt}(E - cp_x) = 0 \rightarrow E - cp_x = \text{constante}$$

Si l'électron est initialement au repos, son énergie avant l'arrivée de l'onde est égale à son énergie de masse mc^2 ; dans ce cas :

$$E - cp_x = mc^2$$

Avec $E = E_0 + E_c$ où E est l'énergie totale, E_0 l'énergie de masse et E_c l'énergie cinétique de l'électron. En utilisant la relation $E = \sqrt{(mc^2)^2 + p_x^2 + p_\perp^2}$, on obtient l'expression de l'impulsion longitudinale p_x de l'électron :

$$E_c = cp_x = \frac{p_\perp^2}{2m} = mc^2(\gamma - 1) \rightarrow p_x = \frac{(e\vec{A}_\perp)^2}{2} \quad (2.6)$$

où $\gamma = 1/\sqrt{1 - (\vec{v}/c)^2}$ est le facteur relativiste sans dimension.

Les expressions 2.5 et 2.6 définissent les trois composantes de l'impulsion de l'électron en fonction uniquement du potentiel vecteur de l'onde électromagnétique.

2.2.4 Trajectoires électroniques

En utilisant les expressions 2.5 et 2.6, l'obtention de la trajectoire d'un électron sous forme analytique est immédiate.

Pour les simulations numériques une fonction enveloppe de l'amplitude du champ de l'impulsion laser simulant le profil temporel, avec des fronts de montée et de descente en $\sin^2(t)$, est intégrée. La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe temporelle est égale à la durée τ_L à mi-hauteur de l'impulsion laser. Elle est prise de 30 fs pour correspondre à la durée d'impulsion du laser 100 TW du LOA que nous utiliserons lors des expériences.

Tout d'abord, il est préférable d'utiliser les expressions normalisées données ci-dessous, pour l'énergie cinétique $\hat{E}_c$, le potentiel vecteur $\hat{a}$, l'impulsion $\hat{p}$ et la vitesse $\vec{\beta}$:

$$\hat{E}_c = \frac{E_c}{mc^2} = \gamma - 1 = \frac{\hat{p}_\perp^2}{2} \quad \hat{a} = \frac{e\vec{A}}{mc} \quad \hat{p} = \frac{\vec{p}}{mc} = \gamma\vec{\beta} \quad \vec{\beta} = \vec{v}/c \quad (2.7)$$

Avec ces normalisations, les expressions de l'impulsion 2.5 et 2.6 s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{p}_x = \frac{a^2}{2} = \gamma\beta_x = \frac{\gamma}{c} \frac{dx}{dt} \\ \hat{p}_y = a_y = \gamma\beta_y = \frac{\gamma}{c} \frac{dy}{dt} \\ \hat{p}_z = a_z = \gamma\beta_z = \frac{\gamma}{c} \frac{dz}{dt} \end{array} \right. \quad (2.8)$$

Il faut noter que ces expressions sont valables quelles que soient la polarisation et l'amplitude de l'onde laser. Les seules hypothèses sont que l'onde est plane et que l'électron est libre et sans vitesse initiale.

Dans les sections suivantes, nous décrivons les trajectoires électroniques dans les cas où le laser est polarisé linéairement puis circulairement. Les trajectoires sont obtenues en remplaçant l'expression du potentiel vecteur 2.1.1 dans 2.8.

Cas d'une onde laser polarisée linéairement

Le potentiel vecteur d'une onde polarisée linéairement a la forme :

$$\hat{a} = a_0 e^{i\psi} \hat{e}_y = a_y \hat{e}_y \quad \text{ou} \quad \hat{a} = a_0 e^{i\psi} \hat{e}_z = a_z \hat{e}_z.$$

Les deux cas sont bien sûr identiques. Prenons par exemple le cas où l'onde est polarisée linéairement selon $\hat{e}_y$.

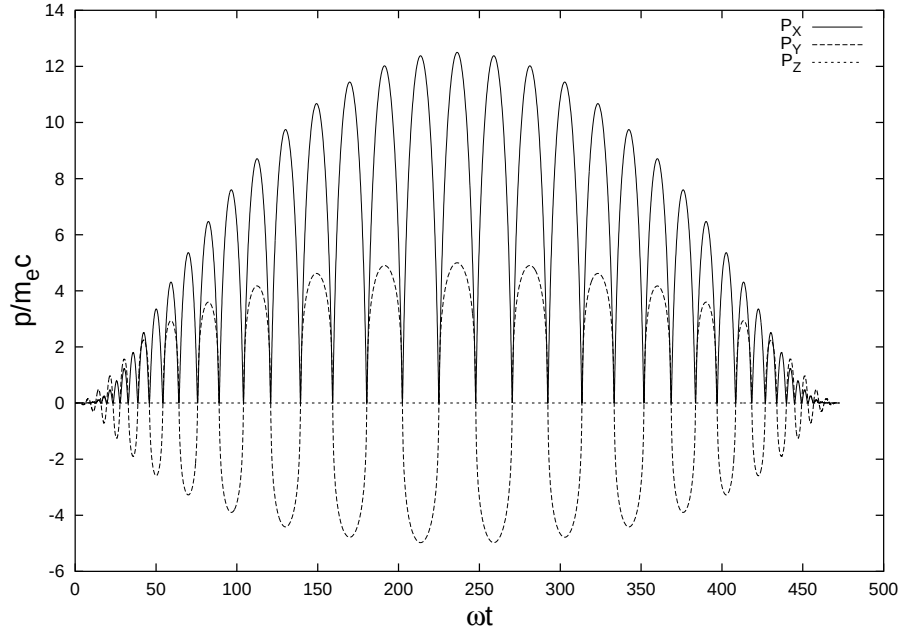


FIG. 2.1 – Composantes de l'impulsion de l'électron en fonction du temps dans le référentiel du laboratoire. $a_0 = 5$ et la durée de l'impulsion laser est égale à 30 fs à mi-hauteur. Le laser est polarisé linéairement.

Impulsion

Les expressions 2.8 dans lesquelles le potentiel vecteur a été remplacé deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{d\tau} = \frac{ca^2}{2} = c \frac{a_0^2 \cos^2(\omega\tau)}{2} \\ \frac{dy}{d\tau} = ca_0 \cos(\omega\tau) \\ \frac{dz}{d\tau} = 0 \end{array} \right. \quad (2.9)$$

où le temps propre $\tau = (t - x(t)/c)$ avec $dt = \gamma d\tau$ à été utilisé.

La figure 2.1 représente l'évolution temporelle des trois composantes de l'impulsion de l'électron dans le référentiel du laboratoire pour $a_0 = 5$ et $\tau_L = 30$ fs.

On constate sur cette figure que l'impulsion selon x (longitudinale) est toujours positive ou nulle et oscille à $2\omega_0$ (où ω_0 est la fréquence du laser). Donc, selon x , l'électron avance puis s'arrête avec une fréquence $2\omega_0$. Cette composante est la plus importante des composantes de l'impulsion pour $a_0 = 5$. Par conséquent, le mouvement est essentielle-

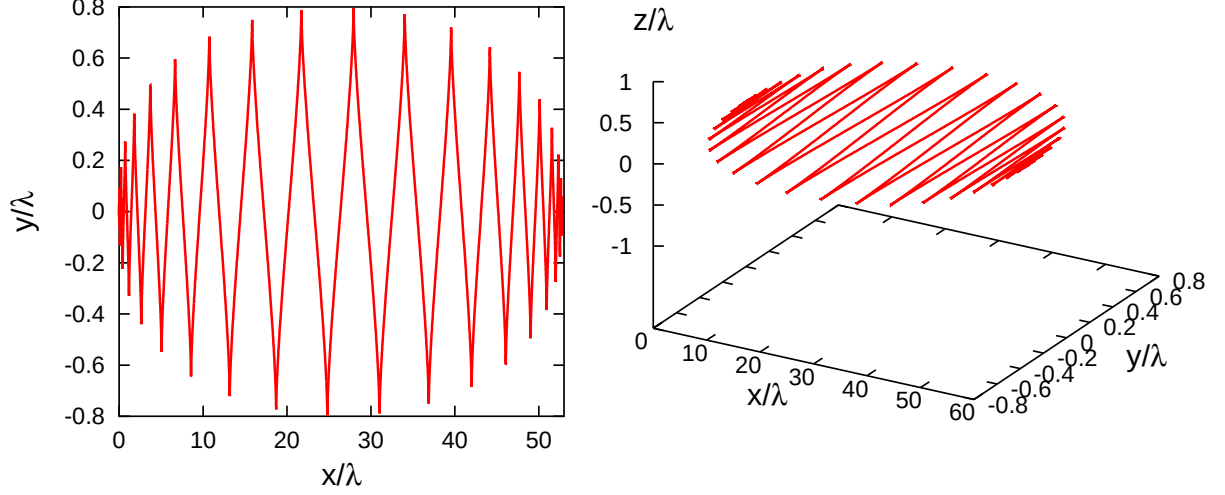


FIG. 2.2 – Trajectoire d'un électron en polarisation linéaire représentée en 2D et 3D dans le référentiel du laboratoire. $a_0 = 5$ et la durée de l'impulsion laser est égale à 30 fs à mi-hauteur. Le laser se propage selon la direction x .

ment longitudinal.

L'impulsion selon y oscille à ω_0 et l'impulsion selon z est toujours nulle. Ceci implique que le mouvement de l'électron est uniquement dans le plan défini par les directions de propagation et de polarisation du laser.

On voit sur cette figure que l'impulsion totale est nulle deux fois par période laser aux instants où $p_x = p_y = p_z = 0$; l'électron est donc au repos deux fois par période laser.

Position

Pour intégrer analytiquement les équations 2.8, il faut faire le changement de variable $t \rightarrow \tau$ avec $\tau = (t - x(t)/c)$ et $dt = \gamma d\tau$, ce qui revient en fait à se placer dans le référentiel où l'impulsion de l'électron est en moyenne nulle. τ est appelé le temps propre.

En supposant que l'électron est au repos en $x = y = z = 0$ au temps $t=0$, les positions $x(\tau), y(\tau), z(\tau)$ découlent des équations 2.9 et s'écrivent :

$$\begin{cases} x(\tau) = \frac{ca_0^2}{2} \int_0^\tau \cos^2(\omega\tau') d\tau' = \frac{ca_0^2}{2} \left[\frac{\tau}{2} + \frac{1}{4\omega} \sin(2\omega\tau) \right] \\ y(\tau) = ca_0 \int_0^\tau \cos(\omega\tau') d\tau' = \frac{ca_0}{\omega} \sin \omega\tau \\ z(\tau) = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

Un exemple de ce type de trajectoire est représenté sur la figure 2.2 dans le référentiel du laboratoire pour $a_0 = 5$ et $\tau_L = 30$ fs.

Plusieurs caractéristiques sont à remarquer :

- La force de Lorentz étant nulle perpendiculairement à la direction de polarisation du laser, la trajectoire est plane dans le plan défini par les directions de propagation et de polarisation du laser (laser polarisé selon y dans cet exemple).
- Au cours de sa trajectoire l'électron acquiert une vitesse de dérive, dirigée selon l'axe de propagation du laser (axe x), qui est due à la composante longitudinale de la force de Lorentz.
- L'électron qui est initialement au repos est de nouveau au repos après le passage de l'impulsion laser. Sa position finale a seulement été décalée sur l'axe du laser à cause de sa vitesse de dérive. Dans le cadre de notre modèle il n'y a donc pas de gain net d'énergie après le passage de l'impulsion laser. *Cependant, nous n'avons pas considéré plusieurs effets qui contribuent à laisser une énergie cinétique à l'électron. Il faut prendre en compte l'énergie d'ionisation de l'électron qu'il conserve après le passage du laser, l'effet du profil transverse de l'impulsion laser qui implique qu'un électron hors de l'axe subit une force pondéromotrice transverse (voir annexe 1) et sort du foyer avec une énergie non nulle, ou encore de l'effet du plasma se traduisant par la force de rappel des ions. La prise en compte de tous ces effets fait que l'électron peut avoir une énergie résiduelle après le passage de l'impulsion laser. Elle dépend des paramètres du laser et du plasma.*
- Avec nos hypothèses, l'électron n'est en mouvement que lorsqu'il subit l'onde électromagnétique du laser. Nous verrons par la suite que cela détermine la durée du rayonnement de Larmor.

Cas d'une onde laser polarisée circulairement

Pour calculer le mouvement d'un électron soumis à un laser polarisé circulairement, il suffit d'utiliser le potentiel vecteur défini en 2.1.1 dans le cas d'une onde polarisée circulairement :

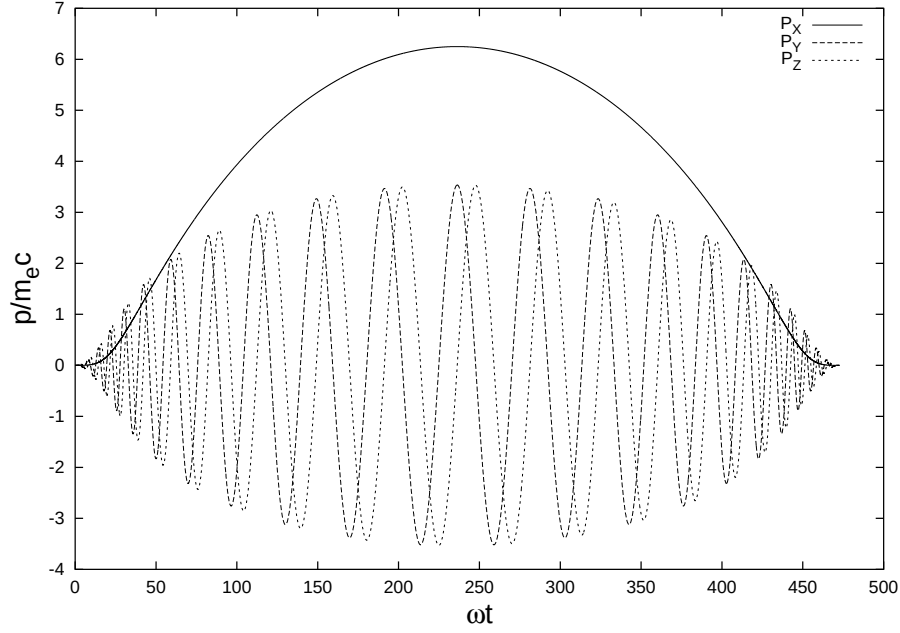


FIG. 2.3 – Composantes de l'impulsion. La durée de l'impulsion laser est $\tau = 30$ fs, $a_0 = 5$.

$$\vec{A}_0 = \frac{A_0}{\sqrt{2}}(\hat{e}_y \pm i\hat{e}_z) = a_y \hat{e}_y \pm ia_z \hat{e}_z.$$

Impulsion

Les expressions de l'impulsion 2.8 deviennent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{d\tau} = \frac{ca_0^2}{4} \int_0^\tau (\cos(\omega\tau')^2 + \sin(\omega\tau')^2) d\tau' = \frac{ca_0^2}{4} \\ \frac{dy}{d\tau} = ca_y = \frac{ca_0}{\sqrt{2}} \int_0^\tau \cos \omega\tau' d\tau' = \frac{ca_0}{\sqrt{2}} \sin(\omega\tau) \\ \frac{dz}{d\tau} = ca_z = \frac{ca_0}{\sqrt{2}} \int_0^\tau \sin \omega\tau' d\tau' = \frac{ca_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega\tau) \end{array} \right. \quad (2.11)$$

La figure 2.3 représente l'évolution temporelle des trois composantes de l'impulsion de l'électron dans le référentiel du laboratoire pour $a_0 = 5$ et $\tau_L = 30$ fs.

On constate sur cette figure que l'impulsion longitudinale (selon x) est toujours positive et n'oscille pas. Elle suit la forme de l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser. Ceci implique que l'électron n'est jamais au repos pendant qu'il est dans le laser. Il est accéléré

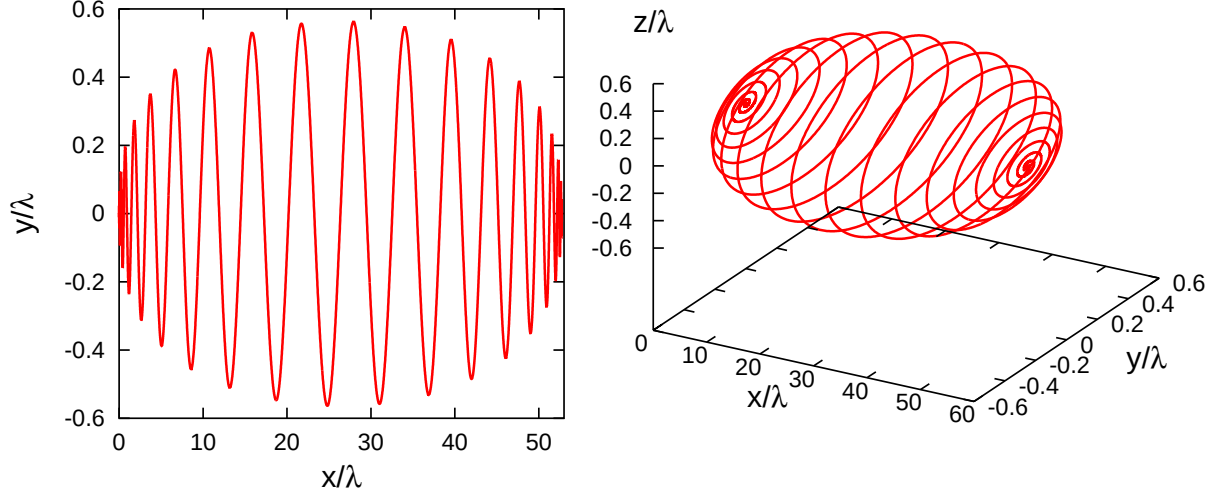


FIG. 2.4 – Trajectoire d'un électron en polarisation circulaire représentée en 2D et 3D. $a_0 = 5$ et une durée à mi hauteur de 30 fs. Le laser se propage selon la direction x .

sur le front montant de l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser, puis décéléré sur le front descendant.

Les composantes de l'impulsion selon y et z oscillent quant à elles à la fréquence ω_0 et sont déphasées de $\pi/2$. Contrairement au cas de la polarisation linéaire, les composantes transverses de l'impulsion étant toutes les deux non nulles, le mouvement est en 3 dimensions.

De même que dans le cas de la polarisation linéaire, l'amplitude de l'impulsion longitudinale est prédominante pour $a_0 = 5$. La trajectoire est essentiellement longitudinale.

Remarquons qu'à même intensité laser, l'amplitude maximale de l'impulsion de l'électron est moins importante en polarisation circulaire qu'en polarisation linéaire à cause du paramètre a_0 qui est $\sqrt{2}$ fois plus petit en polarisation circulaire.

Position

En utilisant le changement de variable $\tau = (t - x/c)$, les expressions de l'impulsion 2.11 s'intègrent analytiquement et fournissent les positions $x(\tau)$, $y(\tau)$, et $z(\tau)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} x(\tau) = \frac{a_0^2}{4}\tau \\ y(\tau) = \frac{ca_0}{\sqrt{2}\omega} \sin \omega\tau \\ z(\tau) = \pm \frac{ca_0}{\sqrt{2}\omega} \cos \omega\tau \end{array} \right.$$

Un exemple de trajectoire électronique dans le référentiel du laboratoire est représenté sur la figure 2.4. L'onde est plane avec une fonction enveloppe temporelle dont la largeur à mi-hauteur est égale à $\tau_L=30$ fs. L'intensité laser est caractérisée par $a_0 = 5$.

Les caractéristiques principales de la trajectoire sont les suivantes :

- La trajectoire a une forme de spirale à 3 dimensions.
- L'électron a un mouvement de dérive longitudinal vers l'avant et sa trajectoire est essentiellement longitudinale pour $a_0 = 5$.
- Comme dans le cas de la polarisation linéaire, l'électron initialement au repos est de nouveau au repos après le passage de l'impulsion laser : il n'y a pas de gain net d'énergie.
- A intensité laser égale, l'amplitude du mouvement transverse de l'électron est moins importante en polarisation circulaire qu'en polarisation linéaire à cause du paramètre a_0 qui est $\sqrt{2}$ fois plus petit. Malgré cela, la position longitudinale de l'électron après le passage de l'impulsion laser est la même dans les deux cas. Ceci s'explique par le fait qu'en polarisation circulaire, l'électron a une vitesse de dérive, ne s'annulant jamais, qui suit l'enveloppe de l'impulsion laser. Il a donc un mouvement continu alors qu'en polarisation linéaire nous avons vu que l'électron est au repos 2 fois par période laser. Cette différence de comportement des vitesses de dérives compense la différence des valeurs de a_0 et la position longitudinale finale de l'électron est la même pour les deux polarisations du laser.

2.2.5 Evolution avec le paramètre a_0

Nous avons vu que la trajectoire d'un électron libre ne dépend que de l'intensité laser car toutes les équations donnant ses caractéristiques dépendent du paramètre a_0 . Les expressions des vitesses normalisées en fonction de a_0 permettent d'estimer l'évolution de la trajectoire avec la valeur du paramètre a_0 .

En effet, les composantes de la vitesse normalisée sont données par les expressions 2.8 :

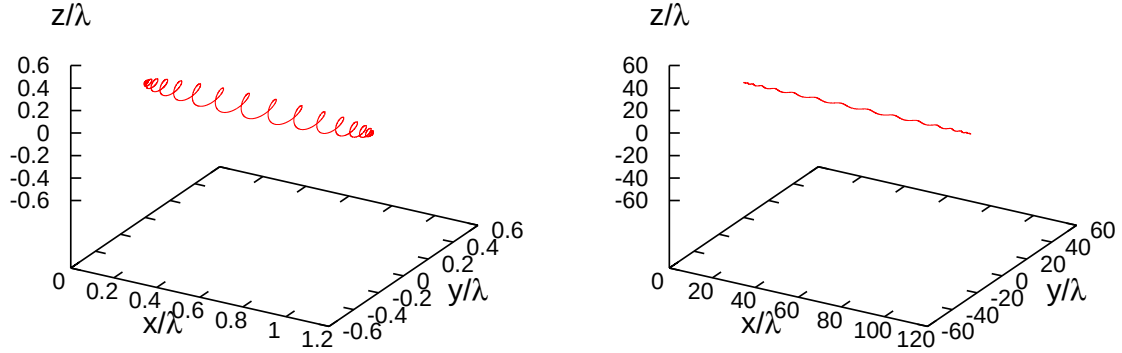


FIG. 2.5 – *Evolution de la trajectoire en fonction du paramètre a_0 pour $a_0 = 0.5$ à gauche et $a_0 = 5$ à droite. Les échelles sont choisies de manière à ce que les proportions entre les axes soient les mêmes sur les deux figures.*

$$\beta_x = \frac{a^2/2}{1 + a^2/2} \quad \beta_y = \frac{a_y}{1 + a^2/2} \quad \beta_z = \frac{a_z}{1 + a^2/2}$$

Du fait de la dépendance en a^2 de β_x et en a de β_y et β_z (où a est le potentiel vecteur normalisé donné par 2.7), on voit que lorsque $a_0 \ll 1$, β_x est la composante de la vitesse la moins importante. Dans ce cas le mouvement est essentiellement transverse.

En revanche, si $a_0 \gg 1$, la composante β_x devient plus grande que les composantes β_y, β_z . Le mouvement est alors essentiellement longitudinal.

La figure 2.5 montre un exemple de l'évolution de la trajectoire en fonction de a_0 . Elle représente les trajectoires d'un électron soumis à un laser polarisé circulairement pour $a_0 = 1$ et $a_0 = 5$. On voit que lorsque a_0 augmente, la trajectoire s'étire, le mouvement devient plus longitudinal. En polarisation linéaire le comportement est exactement le même car les expressions précédentes des vitesses sont indépendantes de la polarisation du laser.

Nous verrons par la suite que cette évolution de la trajectoire avec a_0 détermine en grande partie la distribution angulaire du rayonnement de Larmor.

2.3 Trajectoire : électron dans un plasma

L'approximation d'un électron libre est valable pour les plasmas de faibles densités créés par un laser bref et intense où la force de rappel électrostatique des ions du plasma est négligeable par rapport à la force de Lorentz [21]. Cependant, quand la densité augmente, les ions vont modifier la trajectoire de l'électron.

Afin d'estimer l'influence des ions, on peut comparer de manière simplifiée la force Coulombienne de rappel qu'exercent les ions sur un électron avec la force de Lorentz [22] [21].

Les ions du plasma sont supposés immobiles car pendant la courte durée de l'impulsion laser (30 fs) leur déplacement est négligeable du fait de leur masse importante.

Comme nous l'avons fait jusque là, considérons que l'électron est initialement au repos en $x = y = z = 0$. Lorsque le laser arrive, la force pondéromotrice (due au gradient d'intensité du front montant de l'impulsion) pousse l'électron vers l'avant. En considérant que l'électron est sur l'axe laser, seule la force pondéromotrice longitudinale est à prendre en compte. Les ions étant immobiles, la séparation de charges électron-ions produit alors un champ électrostatique $\vec{E}_S$ qui rappelle l'électron vers les ions.

Si l'électron n'est pas sur l'axe, le problème est plus compliqué car il faut tenir compte des composantes radiales de la force pondéromotrice et de la force de rappel des ions, sachant que les importances relatives des composantes radiale et longitudinale de la force pondéromotrice dépendent de la focalisation du laser. Ce point ne sera pas traité dans le manuscrit.

Nous choisissons ici un modèle 1D où l'onde laser est plane, sans profil radial, et les forces pondéromotrice et de rappel sont uniquement longitudinales.

Le théorème de Gauss 1D, appliqué le long d'une ligne de densité de charge ρ selon l'axe de propagation du laser donne le champ $\vec{E}_S$ vu par un électron à la position x (le long de l'axe de propagation du laser) :

$$\nabla E_S = \rho / \epsilon_0$$

$$E_s = \int_0^x \frac{\rho}{\epsilon_0} dx$$

$$E_s = \int_0^x \frac{en_{e0}}{\epsilon_0} dx = \frac{en_{e0}}{\epsilon_0} x$$

La force de rappel vaut donc :

$$\vec{F}_s = -\frac{e^2 n_{e0}}{\epsilon_0} x \hat{e}_x$$

où $\hat{e}_x$ est un vecteur unitaire dans la direction de propagation du laser.

D'autre part, la force pondéromotrice est donnée par :

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{2\gamma m_e} \vec{\nabla} A^2 \rightarrow -\frac{A^2}{dx} \sim -\frac{A^2}{c\tau}$$

Cette dernière expression est valable si le nombre de périodes de l'impulsion laser est suffisamment grand pour que l'enveloppe temporelle puisse être considérée comme étant lentement variable.

La force de rappel n'étant que longitudinale, l'invariance du moment canonique transverse est encore vérifiée et l'équation du mouvement transverse s'écrit, comme dans le cas de l'électron libre :

$$\frac{d}{dt} (p_{\perp} + e\vec{A}_{\perp}) = 0$$

Pour la partie longitudinale, en tenant compte de la force de rappel des ions, l'équation s'écrit :

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{e^2 n_{e0}}{\epsilon_0} x - \frac{e^2}{2\gamma m_e} \nabla A^2$$

Si la force de rappel est importante, elle peut compenser le mouvement de dérive de l'électron et dans ce cas :

$$\frac{dp_x}{dt} = 0 \rightarrow \frac{e^2 n_{e0}}{\epsilon_0} x_s = -\frac{e^2}{2\gamma m_e} \nabla A^2$$

et

$$x_s = \frac{e^2}{2\gamma m_e^2 \omega_p^2} \frac{A^2}{c\tau} \quad (2.12)$$

où x_s est la valeur de la distance longitudinale pour laquelle l'effet de la force de rappel est important.

En sachant que, si on ne tient pas compte de la force de rappel, la position sur l'axe x d'un électron libre est uniquement due à la force pondéromotrice et vaut :

$$x_d = \frac{e^2}{4\gamma m_e^2} \frac{\nabla A^2}{c\tau} \tau^2 \quad (2.13)$$

on obtient le rapport des déplacements d'un électron libre et d'un électron en présence d'ions :

$$\frac{x_s}{x_d} = \frac{2}{(\omega_p \tau)^2} \quad (2.14)$$

Ce rapport des déplacements indique les conditions pour lesquelles il convient de tenir compte de l'effet des ions du plasma :

- Si $\omega_p \tau \gg 1$ alors $x_d \gg x_s$. La distance parcourue par l'électron libre est plus grande que la distance nécessaire pour que l'effet des ions puisse compenser le mouvement de dérive. Ceci veut dire que la force de rappel a le temps de croître.
- Au contraire, si $\omega_p \tau \ll 1$ alors $x_d \ll x_s$. La distance parcourue par l'électron libre est inférieure à celle nécessaire pour que l'effet des ions soit important. La force de rappel n'a pas le temps de croître et elle ne peut pas compenser le mouvement de dérive.

L'importance de l'effet de la force de rappel des ions dépend donc de la densité électronique du plasma (via ω_p) et de la durée de l'impulsion laser τ .

Expérimentalement nous utilisons un laser dont la durée d'impulsion est fixe et égale à $\tau_L = 30 \text{ fs}$. Les densités de plasma varient quant à elles entre $n_e = 5.10^{17}$ et $5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dans ces conditions $1 < \omega_p \tau_L < 12$: c'est donc une situation intermédiaire entre les cas où l'électron est libre et lorsqu'il est en présence d'ions.

Trajectoire d'un électron avec force de rappel

Dans le cadre du modèle 1D que nous utilisons, l'équation du mouvement d'un électron soumis à la force de Lorentz associée au champ électromagnétique du laser et à la force de rappel des ions, s'écrit :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) - \frac{e^2 n_{e0}}{\epsilon_0} x \hat{e}_x$$

Traitant ce problème, E. Esarey et al. [22] se place dans une situation extrême pour laquelle la force de rappel des ions est si forte qu'elle compense le mouvement de dérive des électrons. Il existe dans ce cas une solution analytique à l'équation différentielle et les trajectoires qu'ils obtiennent sont les mêmes que si l'on se place dans le référentiel où l'électron a une impulsion moyenne nulle, c'est à dire une figure en 8 lorsque la polarisation du laser est linéaire [23],[22], et un cercle en polarisation circulaire (dans le cas d'une onde sans fonction enveloppe temporelle)[38].

Cependant, dans un cas général, il n'existe pas de solution analytique à cette équation différentielle et une résolution numérique est nécessaire. La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 est bien adaptée à la résolution de ce problème. Cette méthode numérique et l'algorithme correspondant sont décrits dans *Numerical Recipes in Fortran* [39]. Elle s'applique directement à notre cas si on écrit l'équation du mouvement sous la forme :

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = F(\vec{R}, t)$$

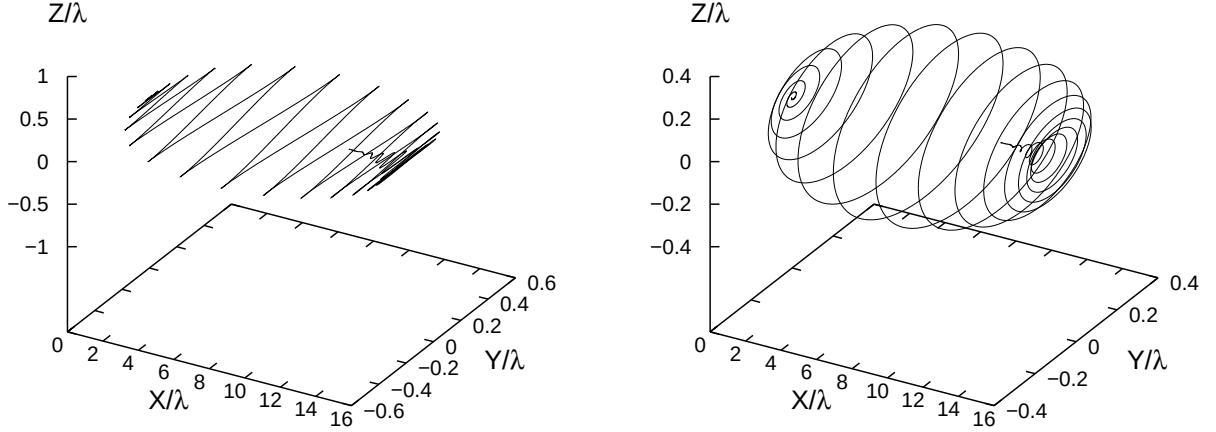


FIG. 2.6 – Trajectoires électroniques lorsque le laser est polarisé linéairement et circulairement. $a_0 = 5$ et la durée à mi hauteur de l'impulsion laser est égale à 30 fs. $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le laser se propage selon la direction x .

où $\vec{R}$ est un vecteur à 6 dimensions contenant les termes $(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ et F est une matrice (6×6) contenant tous les termes de forces.

La figure 2.6 représente les trajectoires d'un électron obtenues par cette méthode lorsque le laser est polarisé linéairement et circulairement. L'électron est initialement au repos.

En comparant ces trajectoires avec celles obtenues pour un électron libre (figures 2.2 et 2.4), nous pouvons constater que le mouvement de dérive longitudinal de l'électron est atténué par la force de rappel des ions.

L'évolution des trajectoires que l'on obtient s'explique de la manière suivante :

Dans le pied avant de l'impulsion laser, la force pondéromotrice est peu importante car le gradient d'intensité laser est faible (pied de l'enveloppe temporelle en $\sin^2$). La force de rappel est alors dominante et l'électron initialement au repos reste proche de sa position initiale.

Ensuite, sur le front montant raide de l'impulsion laser, la force pondéromotrice devient dominante car le gradient d'intensité est important (pente montante du $\sin^2$). Elle pousse l'électron vers l'avant ; celui-ci acquiert un mouvement de dérive longitudinal.

Enfin, sur le front descendant, la force pondéromotrice change de sens car le gradient

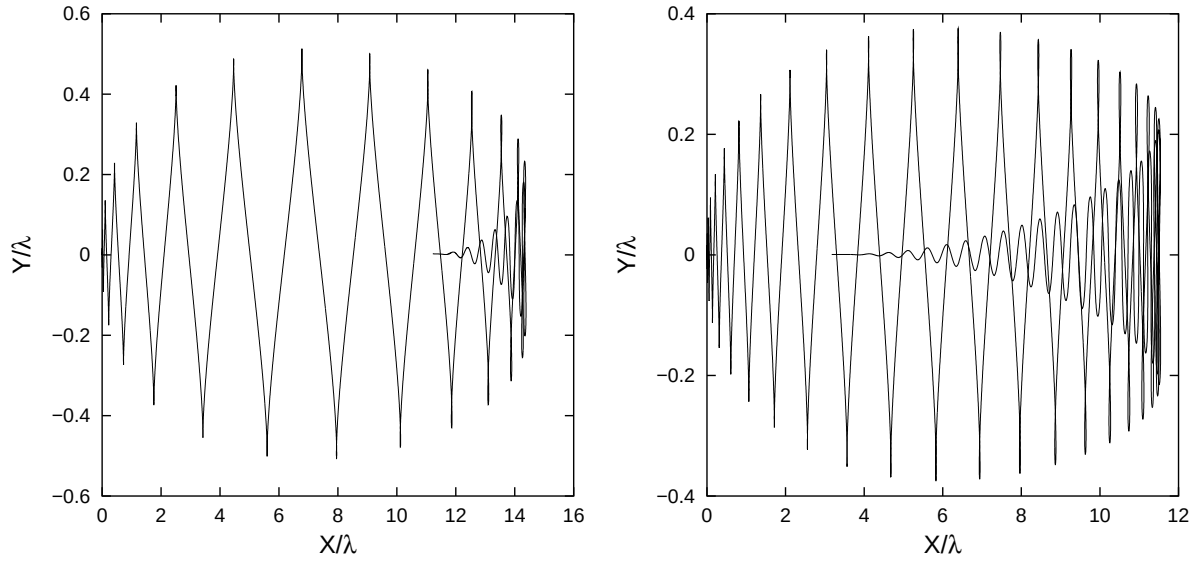


FIG. 2.7 – *Effet de la durée de l'impulsion laser. La densité électronique est égale à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Lorsque la durée de l'impulsion laser augmente, l'effet de la force de rappel des ions s'accroît.*

d'intensité change de sens et elle s'ajoute à la force de rappel des ions pour ramener l'électron vers l'arrière. L'électron revient alors vers sa position initiale. Le calcul présenté ici s'arrête une fois que l'électron a quitté l'impulsion laser ; après ce mouvement représenté, l'électron oscille autour de l'ion.

Lorsque le laser est polarisé linéairement, la trajectoire est toujours 2D puisque la force de rappel n'est que longitudinale dans notre modèle. Cependant, contrairement au cas d'un électron libre, celui-ci n'est jamais au repos parce que la force de rappel n'est jamais nulle pendant le mouvement. Lorsque le laser est polarisé circulairement, la trajectoire a la forme d'une spirale 3D et son évolution en fonction du temps s'explique de la même manière.

Effet de la densité électronique et de la durée de l'impulsion laser

Nous avons vu que l'importance de l'effet de la force de rappel des ions du plasma dépend de la densité du plasma et de la durée de l'impulsion laser. Pour illustrer cela, les figures 2.7 et 2.8 représentent des trajectoires électroniques obtenues dans des conditions de densité électronique et de durée d'impulsion laser différentes.

Sur la figure 2.7, la trajectoire d'un électron est représentée pour deux durées d'impulsion laser : $\tau_L = 20 \text{ fs}$ et $\tau_L = 60 \text{ fs}$. La densité électronique du plasma est égale à $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans les deux cas. Comme nous l'avons mentionné précédemment, on

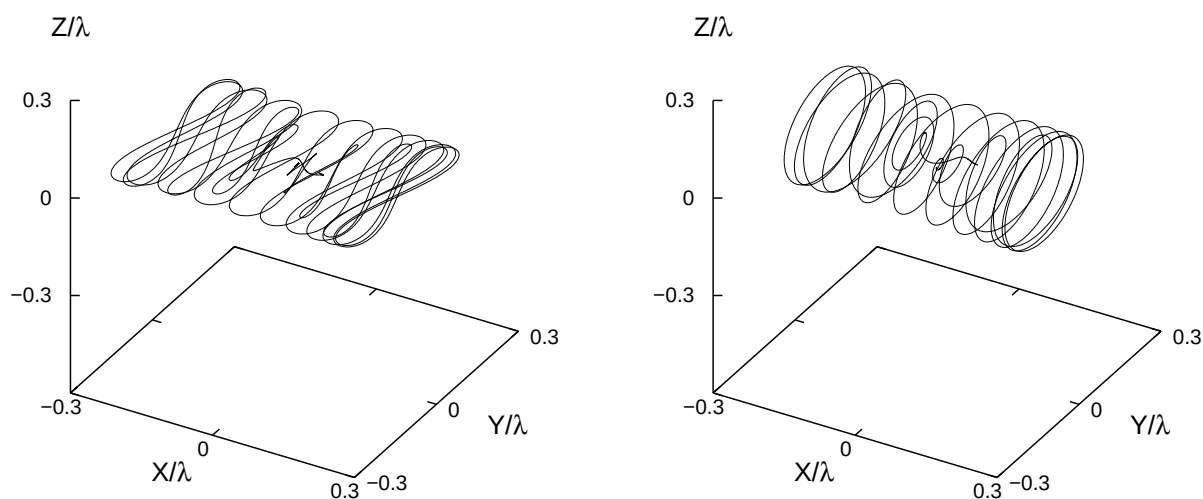


FIG. 2.8 – *Effet de la densité électronique. La durée de l'impulsion laser est égale à 30 fs. Lorsque la densité du plasma augmente, l'effet de la force de rappel des ions s'accroît. Le laser se propage selon la direction x .*

constate sur cette figure que lorsque la durée de l'impulsion laser augmente, l'effet de la force de rappel des ions du plasma devient plus important.

Sur la figure 2.8, la trajectoire d'un électron est représentée $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour les polarisations linéaire et circulaire. La durée à mi-hauteur de l'impulsion laser est égale à $\tau_L = 30 \text{ fs}$ dans les deux cas. Lorsque la densité du plasma augmente, la force de rappel devient de plus en plus importante. Sur ces figures, le mouvement de dérive est en moyenne nul et on trouve les résultats attendus : une trajectoire en forme de 8 lorsque la polarisation du laser est linéaire, et un cercle lorsque celle-ci est circulaire.

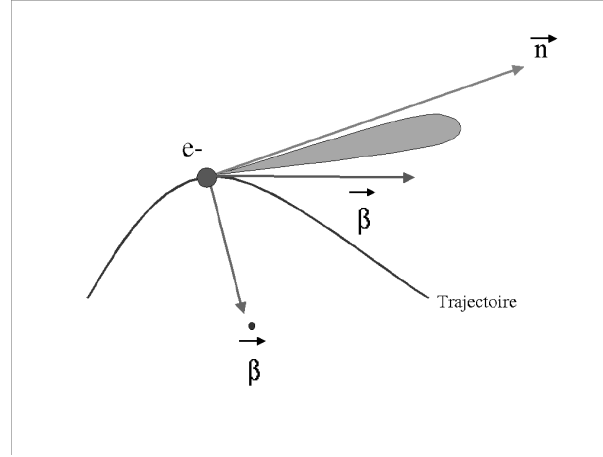


FIG. 2.9 – Représentation schématique du rayonnement émis par un électron de vitesse $\beta(\tau)$ et d'accélération $\dot{\beta}(\tau)$.

2.4 Rayonnement

Bien qu'il ne soit pas le processus radiatif le plus fréquemment observé, le rayonnement de Larmor est le premier décrit dans de nombreux ouvrages [40], [41]. Dès 1970 S.Sarachik et G.T.Schappert calculaient le rayonnement de Larmor émis par un électron oscillant dans un laser intense. Plus tard, avec le développement des lasers ultra intenses, le rayonnement de Larmor a été proposé à plusieurs reprises comme une source potentielle de rayonnement X femtoseconde. Il a été calculé pour les cas extrêmes où l'électron émetteur est libre [21] et lorsqu'il est dans un plasma très dense [22]. Dans cette partie, nous étudions le rayonnement de Larmor produit par un électron relativiste oscillant dans un laser ultra intense.

Il est bien connu qu'un électron linéairement accéléré émet un cône de lumière dont les caractéristiques dépendent de son accélération et de sa vitesse. Dans le cadre de l'interaction laser plasma, le rayonnement de Larmor est dû aux fortes accélérations de l'électron oscillant dans le champ laser. De manière simpliste, la trajectoire de l'électron peut être vue comme une succession de portions de trajectoires le long desquelles il est linéairement accéléré, puis décéléré, et enfin au repos.

Les trajectoires d'un électron oscillant dans un laser, obtenues dans les sections 2, permettent d'obtenir le rayonnement de Larmor qu'il émet. Le calcul du rayonnement est fait en utilisant les expressions de la section 2.2.4 fournissant les positions, vitesses, et accélérations $(r(\tau), \beta(\tau), \dot{\beta}(\tau))$ de l'électron nécessaires. Ces quantités, ainsi que le rayonnement de Larmor émis, sont schématiquement représentées sur la figure 2.9.

D'une manière générale, pour une trajectoire électronique quelconque, l'expression du champ électromagnétique émis par un électron de vitesse normalisée $\vec{\beta}$ et d'accélération $\dot{\vec{\beta}}$, reçu par un observateur placé à une distance R dans une direction $\vec{n}$, est donnée par :

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R^2} + \frac{\vec{n} \wedge [(\vec{n} - \vec{\beta}) \wedge \dot{\vec{\beta}}]}{cR(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right\}_{ret} \quad (2.15)$$

et

$$\vec{B} = \left\{ \frac{\vec{n} \wedge \vec{E}}{c} \right\}_{ret} \quad (2.16)$$

où R est la distance entre la particule et l'observateur.

Notons que ces formules sont exprimées au temps retardé, indiqué par l'indice *ret*, qui tient compte du fait que le champ reçu au temps t par l'observateur a été produit à un temps antérieur, dit retardé, par l'électron. Le retard correspond au temps mis par la lumière pour parcourir la distance R qui sépare l'électron de l'observateur. Il est égal à $t - R/c$.

Deux termes apparaissent dans l'expression 2.15 : le premier, qui dépend de $1/R^2$, est appelé terme de convection $\vec{E}_{conv}$, et le second, qui dépend de $1/R$, est appelé le terme de rayonnement $\vec{E}_{ray}$. Ces formules indiquent que toutes les caractéristiques du rayonnement sont entièrement déterminées par le mouvement de la particule et par la direction d'observation. On constate par ailleurs que les ions ne rayonnent que très peu. En effet, les amplitudes de champs rayonnés sont directement liées aux vitesses et accélérations des ions, et, du fait que leur masse est 10^4 fois plus grande que celle des électrons, les ions ont des vitesses faibles et sont peu accélérés. Ils émettent par conséquent un rayonnement de Larmor négligeable.

Dans les sections suivantes, nous caractérisons le rayonnement émis par un électron oscillant dans un laser en termes de puissance rayonnée, de distribution spatiale, et de distribution spectrale. Après avoir donné les formules générales associées à ces différentes quantités, nous les appliquons pour calculer le rayonnement émis par un électron libre et par un électron dans un plasma. Nous discutons aussi les influences des paramètres du laser (polarisation, intensité) et du plasma.

2.5 Rayonnement : Electron libre

Dans cette section nous calculons les caractéristiques du rayonnement de Larmor émis par un électron libre oscillant dans un champ laser intense. Les expressions que nous allons obtenir dans cette section seront aussi utilisées dans la section 2.6 pour calculer le rayonnement émis par un électron subissant la force de rappel des ions.

2.5.1 Puissance rayonnée

La puissance totale que l'électron rayonne se calcule en intégrant le flux du vecteur de Poynting émis à travers une sphère de surface S et de rayon $R \rightarrow \infty$ centrée sur $x = y = z = 0$ (origine du repère du laboratoire). On obtient ainsi la puissance rayonnée dans tout l'espace :

$$\begin{aligned} P &= \int_S |\vec{S}| R^2 d\Omega \\ &= \int_S \frac{1}{\mu_0} (|\vec{E} \wedge \vec{B}|) R^2 d\Omega \\ &= \int_S \frac{1}{\mu_0} (|(\vec{E}_{ray} + \vec{E}_{conv}) \wedge (\vec{n} \wedge ((\vec{E}_{ray} + \vec{E}_{conv}))|) R^2 d\Omega \end{aligned}$$

où $d\Omega$ est l'unité d'angle solide et les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ont été remplacés par les expressions des formules 2.15 et 2.16.

Tous les termes du développement faisant apparaître E_{conv} ont une dépendance en $\frac{1}{R^2}$ et tendent vers 0 lorsque $R \rightarrow \infty$ dans l'intégrale. Le terme de convection n'est donc pas une source de rayonnement mesurable dans notre cas. Seul le terme de rayonnement sera pris en compte dorénavant. En conséquence, l'intégrale devient :

$$P = \frac{1}{\mu_0} \int_S |\vec{E}_{ray}|^2 R^2 d\Omega$$

Il est plus facile de parler en terme de puissance rayonnée par unité d'angle solide :

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} &= \frac{1}{\mu_0} R^2 |\vec{E}_{ray}|^2 \\ &= \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \left\{ \vec{n} \wedge (\vec{n} \wedge \dot{\vec{\beta}}) \right\}^2 \end{aligned}$$

Cette formule donnant la puissance rayonnée instantanée par unité d'angle solide est appelée la formule de Larmor non relativiste [30]. Une généralisation de la formule de Larmor, s'appliquant au cas d'un électron relativiste, s'obtient en trouvant une forme de

la puissance rayonnée, intégrée sur les angles solides, qui soit invariante par transformation de Lorentz, et qui tende vers l'expression non relativiste lorsque $\beta \rightarrow 0$ [30].

Le résultat est :

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 m^2 c^3} \left\{ \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{dt} \right)^2 \right\}$$

En utilisant ensuite les équations 2.3 et 2.4 donnant la variation de l'impulsion et de l'énergie de l'électron, on obtient immédiatement l'expression pratique de la puissance instantanée, directement liée aux champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ de l'onde électromagnétique du laser par :

$$P = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m^2 c^3} \gamma^2 \left\{ \left(\vec{E} + \vec{\beta} \wedge \vec{B} \right)^2 - \left(\vec{\beta} \cdot \vec{E} \right)^2 \right\}. \quad (2.17)$$

A partir de cette formule, dite de Larmor relativiste, les puissances rayonnées par un électron soumis au champ laser se calculent analytiquement pour un électron libre en remplaçant les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ par ceux correspondant aux expressions 2.1.

Cas d'une onde laser polarisée linéairement

Dans le cas où l'onde laser est polarisée linéairement, on obtient :

$$\vec{E} + \vec{\beta} \wedge \vec{B} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{mc^2}{e} \right) \begin{vmatrix} \frac{p_y}{\gamma} a_0 \cos(\psi) \\ a_0 \cos(\psi) - \frac{p_x}{\gamma} a_0 \cos(\psi) \\ 0 \end{vmatrix}$$

et

$$\vec{\beta} \cdot \vec{E} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{mc^2}{e} \right) \frac{p_y}{\gamma} a_0 \cos(\psi)$$

En remplaçant ces deux expressions dans la formule de Larmor relativiste 2.17, la puissance instantanée s'écrit :

$$\begin{aligned} P[W] &= \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 c} \gamma^2 \left\{ a_0^2 \cos^2(\psi) \left(1 - \frac{p_x}{c} \right)^2 \right\} \\ &= \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 c} a_0^2 \cos^2(\psi) \end{aligned}$$

La puissance rayonnée instantanée est représentée en fonction du temps dans le référentiel du laboratoire sur la figure 2.10 pour $a_0 = 1$ et $a_0 = 5$. La durée de l'impulsion laser est égale à 30 fs à mi-hauteur. La puissance instantanée oscille au double de la fréquence du laser car elle est directement liée à la trajectoire de l'électron. En effet comme

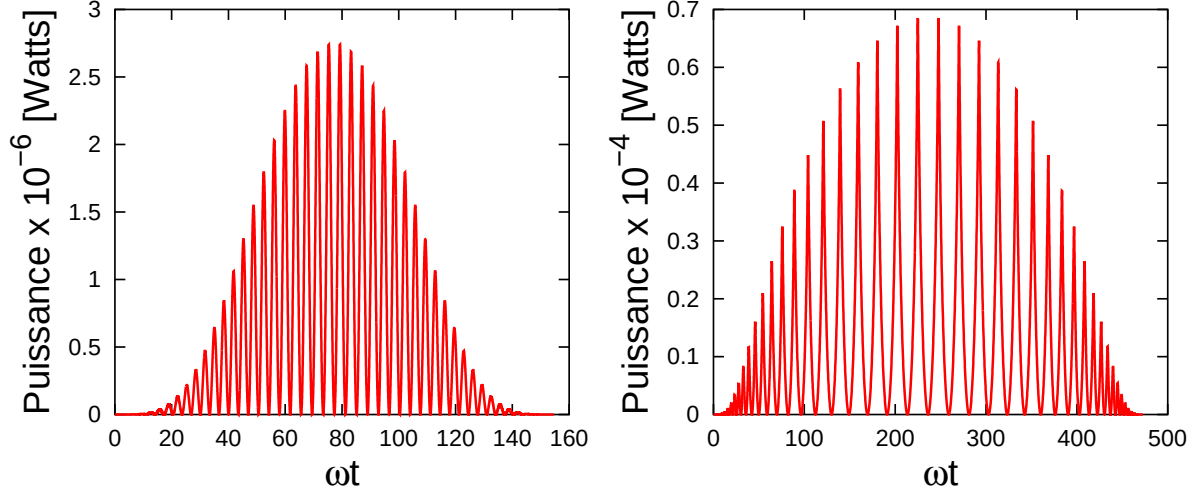


FIG. 2.10 – Puissance rayonnée instantanée pour $a_0 = 1$. à gauche et $a_0 = 5$. La durée de l'impulsion laser est égale à 30 fs à mi-hauteur.

nous l'avons vu dans la section 2.2.5, l'électron est au repos deux fois par période laser ; le rayonnement qu'il émet est donc nul à ces instants.

Il est important de remarquer que l'électron n'émet de rayonnement de Larmor que lorsqu'il est soumis au champ laser. Après avoir quitté le laser, l'électron ne rayonne plus par ce processus radiatif. Comme nous l'avons déjà mentionné, ceci détermine la durée de l'impulsion du rayonnement de Larmor.

Afin d'estimer la puissance totale émise et obtenir une expression analytique permettant de calculer simplement le nombre de photons produits pendant l'interaction, on peut faire la moyenne de la puissance instantanée sur une période laser T :

$$\begin{aligned} P_T[W] &= \frac{1}{T} \int_0^T P dt \\ &= \frac{1}{T} \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 c} a_0^2 \int_0^T \cos^2(\psi) dt \end{aligned}$$

En utilisant le changement de variable $\psi = \omega\tau$, $dt = \frac{\tau}{\omega} d\tau = \frac{1}{\omega} (1 + \frac{a_0^2 \sin^2(\psi)}{2}) d\psi$, où τ est le temps propre, l'équation devient :

$$P_T[W] = \frac{1}{T} \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 c} a_0^2 \int_0^{2\pi} \cos^2(\psi) \left(1 + \frac{a_0^2 \sin^2(\psi)}{2} \right) d\psi$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{T} \frac{e^2 \omega^2}{6\pi \epsilon_0 c} a_0^2 \left\{ \left[\frac{1}{2} \psi - \frac{1}{4} \sin(2\psi) \right]_0^{2\pi} + \left[\frac{a_0^2}{16} \left(\psi - \frac{1}{4} \sin(4\psi) \right) \right]_0^{2\pi} \right\} \\
&= \frac{e^2 \omega^2}{6\pi \epsilon_0 c} a_0^2 \left(\frac{a_0^2 + 8}{a_0^2 + 4} \right) = 7.3 \times 10^{-8} a_0^2 \left(\frac{a_0^2 + 8}{a_0^2 + 4} \right) \quad (2.18)
\end{aligned}$$

Cette expression analytique donne la puissance rayonnée par un électron sur une période laser en fonction du seul paramètre a_0 .

Cas d'une onde laser polarisée circulairement

Un calcul équivalent à celui de la section précédente peut être effectué dans le cas d'une onde laser polarisée circulairement en utilisant les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ donnés par les expressions 2.1. Les deux termes intervenant dans l'expression de la puissance instantanée s'écrivent :

$$\vec{E} + \vec{\beta} \wedge \vec{B} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{mc^2}{e} \right) \begin{vmatrix} \frac{a_0}{\gamma \sqrt{2}} (p_y \sin(\psi) - p_z \cos(\psi)) \\ \frac{a_0}{\sqrt{2}} \left(\sin(\psi) - \frac{p_x}{\gamma} \sin(\psi) \right) \\ \frac{a_0}{\sqrt{2}} \left(\cos(\psi) - \frac{p_x}{\gamma} \cos(\psi) \right) \end{vmatrix}$$

et

$$\vec{E} \cdot \vec{\beta} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{mc^2}{e} \right) \frac{a_0}{\gamma \sqrt{2}} (p_y \sin(\psi) - p_z \cos(\psi))$$

D'après 2.17, la puissance vaut alors :

$$P = \frac{e^2 \omega^2}{12\pi \epsilon_0 c} \gamma^2 a_0^2 \left(1 - \frac{p_x}{\gamma} \right)^2$$

En intégrant sur une période laser, il vient :

$$\begin{aligned}
P_T &= \frac{1}{T} \int_0^T P dt \\
&= \frac{e^2 \omega^2}{12\pi \epsilon_0 c} a_0^2
\end{aligned}$$

puis, en faisant le changement de variable $\psi = \omega \tau$, $dt = \frac{\gamma}{\omega} d\tau = \frac{1}{\omega} (1 + \frac{a_0^2}{2}) d\psi$ où τ est le temps propre :

$$P_T [\text{W}] = 3.6 \times 10^{-8} a_0^2 \quad (2.19)$$

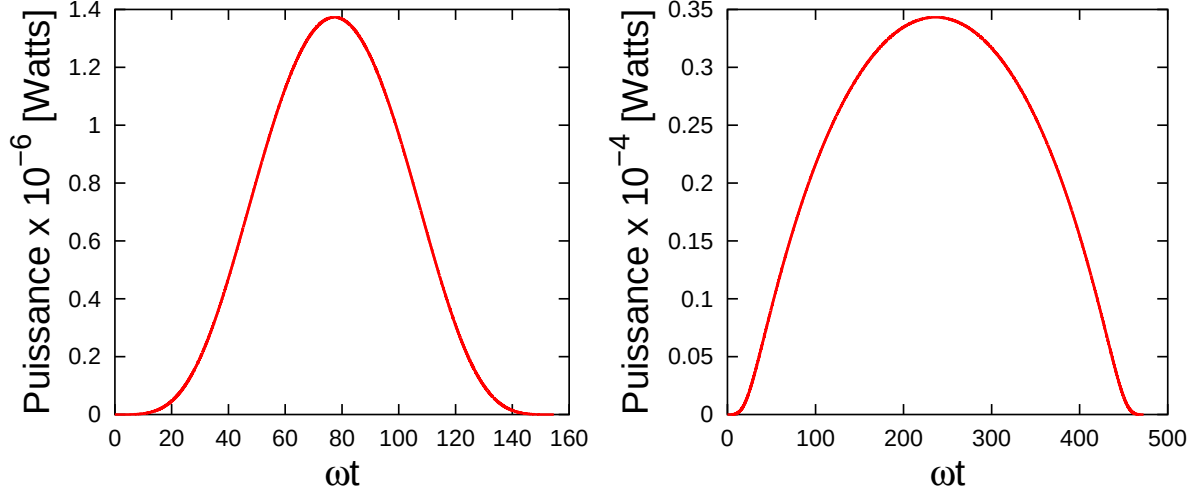


FIG. 2.11 – *Puissance rayonnée instantanée pour $a_0 = 1$. à gauche et $a_0 = 5$. à droite. La durée de l'impulsion laser à mi-hauteur est égale à 30 fs.*

La puissance rayonnée instantanée est représentée sur la figure 2.11 en fonction du temps pour deux valeurs de a_0 .

Contrairement au cas de la polarisation linéaire, la puissance rayonnée n'oscille pas, elle suit la forme de l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser. En effet, comme nous l'avons montré dans la section 2.2 concernant les trajectoires électroniques, l'amplitude de l'impulsion longitudinale de l'électron suit la forme temporelle de l'enveloppe de l'impulsion laser. L'électron émet alors constamment du rayonnement durant son évolution dans le champ laser.

Influence de la polarisation du laser sur le rayonnement X de Larmor

Les puissances rayonnées en polarisation linéaire et circulaire du laser ont été représentées sur les figures 2.10 et 2.11. La première différence entre ces deux cas est que la puissance totale rayonnée (intégrale sur le temps de la puissance instantanée) lorsque le laser est polarisé circulairement est supérieure à celle rayonnée lorsqu'il est polarisé linéairement (figure 5.23 au chapitre 6). Ce comportement est une caractéristique importante du rayonnement de Larmor.

En effet, alors que la puissance rayonnée oscille en polarisation linéaire, elle suit la forme de l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser en polarisation circulaire. En re-

vanche, le fait que l'amplitude du potentiel vecteur du laser soit plus importante en polarisation linéaire implique que le maximum de puissance instantanée est plus important dans ce cas. Malgré cela, la puissance totale est plus importante en polarisation circulaire.

2.5.2 Distribution spatiale

La distribution spatiale du rayonnement de Larmor s'obtient en calculant l'amplitude du vecteur de Poynting défini à partir des champs émis par l'électron donnés par les expressions 2.15 et 2.16. L'évaluation de l'amplitude du vecteur de Poynting dans une direction $\vec{n}$ donne l'énergie que l'électron rayonne dans cette direction. L'amplitude du vecteur de Poynting $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}(\vec{E} \wedge \vec{B})$ évaluée dans une direction $\vec{n}$ vaut :

$$[\vec{S} \cdot \vec{n}]_{ret} = \frac{e^2}{(4\pi)^2 \epsilon_0 c} \frac{1}{R^2} \frac{(\vec{n} \wedge ((\vec{n} - \vec{\beta}) \wedge \dot{\vec{\beta}}))^2}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^6} \Big|_{ret} \quad (2.20)$$

En calculant la valeur de $\vec{S} \cdot \vec{n}$ pour des directions $\vec{n}$ réparties sur une sphère on obtient la distribution spatiale du rayonnement.

Avant de rentrer dans les détails d'une simulation numérique, un schéma de principe simple permet d'obtenir une bonne représentation de la distribution angulaire du rayonnement de Larmor produit lors de l'interaction laser-électron.

Comme nous l'avons déjà mentionné au début de cette section, la trajectoire peut être simplement décomposée en une succession de parties sur lesquelles l'électron est linéairement accéléré. Sur chacune de ces parties, l'électron émet un cône de lumière. Un schéma du rayonnement émis est représenté sur la figure 2.12.

Un électron linéairement accéléré émet un cône de lumière dont la divergence, dépendant de son énergie, est donnée par $\varphi = 1/2\gamma$ (où γ est le facteur relativiste). Typiquement, pour un électron ayant une énergie de $E = 10$ MeV elle est égale à $\varphi = 3$ deg.

Pour un électron oscillant dans un champ laser de polarisation linéaire par exemple, la divergence a deux origines. La première est la divergence du cône φ . Le facteur relativiste étant lié au paramètre de force du laser par $\gamma = 1 + a_0^2/2$ (a_0 en polarisation linéaire), la divergence vaut donc :

$$\varphi = 2/a_0^2 \quad \text{pour} \quad a_0 \gg 1.$$

La seconde qui est plus importante est imposée par la forme de la trajectoire de l'électron. Elle est égale à l'angle 2θ que font entre elles chacune des parties linéaires de la trajectoire. Elle est définie par $\theta = \tan^{-1}(p_\perp/p_x) = \tan^{-1}(2/a)$, soit, lorsque $a_0 > 1$:

$$\theta = 2/a_0.$$

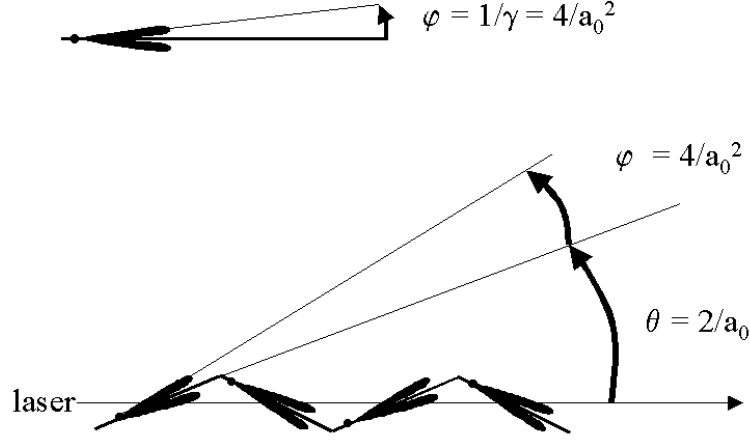


FIG. 2.12 – Schéma du rayonnement émis par un électron pour une trajectoire linéairement accélérée et pour un électron dans un laser de polarisation linéaire. La trajectoire de l'électron est représentée par le trait plein.

Pour $a_0 = 10$ la divergence vaut donc $\theta = 11$ deg.

Ces premières estimations indiquent que la divergence du rayonnement de Larmor sera principalement déterminée par l'angle θ pour $a_0 \gg 1$, alors que les deux angles de divergence φ et θ sont importants pour $a_0 < 1$.

La distribution angulaire étant gouvernée par la trajectoire de l'électron, elle possède donc les mêmes symétries. Dans le cas où le laser est polarisé circulairement, le rayonnement est donc de symétrie de révolution autour de l'axe de propagation du laser et il consiste en un cône de lumière défini par les angles :

$$\varphi = 4/a_0^2 \quad \text{et} \quad \theta = 2\sqrt{2}/a_0.$$

Cas d'une onde laser polarisée linéairement

Numériquement, la distribution spatiale du rayonnement de Larmor s'obtient en remplaçant dans l'expression 2.20 les termes β et $\dot{\beta}$ obtenus dans la section 2.2.

La figure 2.13 représente la distribution angulaire 3D de l'amplitude du vecteur de Poynting du rayonnement émis pour les cas où $a_0 = 0.1$ et $a_0 = 2$. La durée à mi-hauteur de l'impulsion laser est égale à 30 fs.

Lorsque $a_0 = 0.1$, la distribution spatiale du rayonnement est celle d'un dipôle oscillant selon l'axe de polarisation du laser. En effet, nous avons vu dans la section 2.2.5 que pour

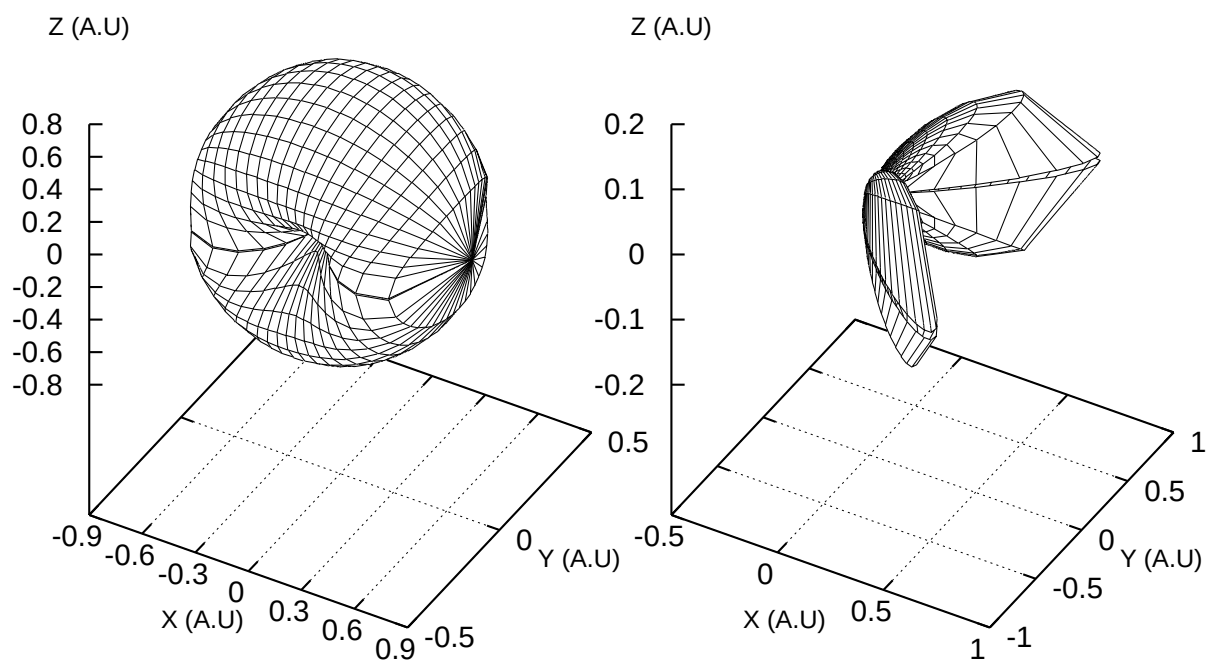


FIG. 2.13 – *Distribution spatiale 3D du vecteur de Poynting en polarisation linéaire du laser dans les cas où $a_0 = 0.1$ et $a_0 = 2$. Le laser se propage selon la direction x .*

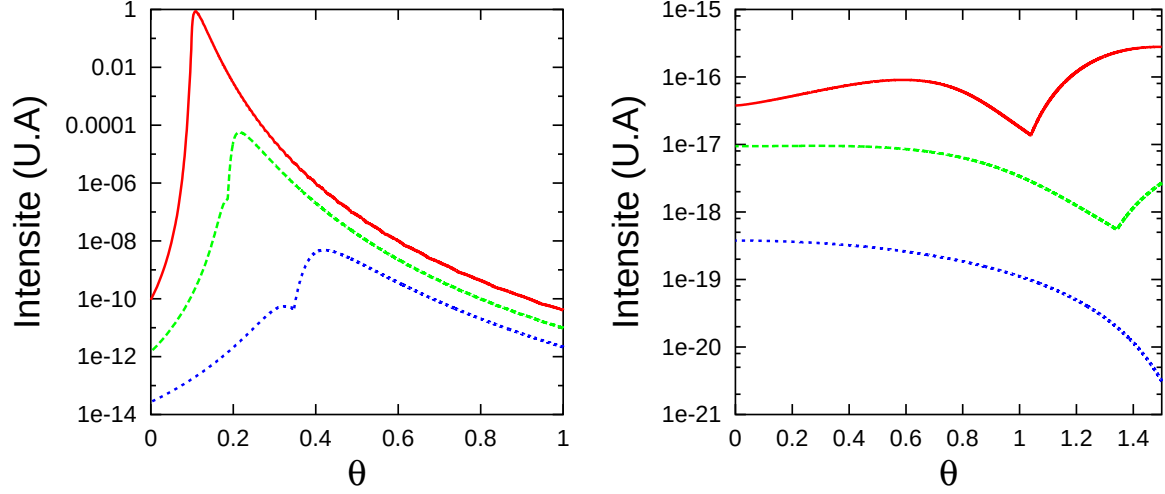


FIG. 2.14 – *Distribution spatiale 2D du vecteur de Poynting lorsque le laser est polarisé linéairement. $a_0 = 20$, $a_0 = 10$, $a_0 = 5$ sur la figure de gauche. $a_0 = 1$, $a_0 = 0.5$, $a_0 = 0.1$ sur la figure de droite.*

les petites valeurs de a_0 la trajectoire de l'électron est essentiellement transverse selon l'axe de la polarisation du laser. Le maximum du rayonnement est centré sur la direction de propagation du laser.

Lorsque a_0 augmente, la contribution du rayonnement vers l'arrière diminue alors que celle vers l'avant augmente. Pour $a_0 > 1$ deux lobes "principaux" apparaissent vers l'avant.

Du fait de la forme 2D de la trajectoire, la plus grande divergence est dans le plan de polarisation du laser. Les lobes principaux sont situés de part et d'autre de l'axe de propagation du laser. Le rayonnement est donc essentiellement 2D pour $a_0 \gg 1$ et la divergence dans le plan de polarisation peut être faible.

La figure 2.14 représente l'amplitude du vecteur de Poynting en fonction de l'angle θ ($\theta = 0$ selon la direction de propagation du laser). La divergence est mesurée dans le plan de polarisation du laser pour différentes valeurs de a_0 . La figure n'a été représentée que dans un demi plan $\theta > 0$ et est symétrique pour les angles $\theta < 0$.

La forme de la distribution angulaire est large et piquée vers l'avant. La largeur ainsi que la position du pic dépendent fortement de la valeur du paramètre a_0 . La largeur diminue et le pic se décale vers les petits angles lorsque a_0 augmente. Lorsque $a_0 = 10$ par exemple, valeur qui peut être atteinte avec les lasers actuellement disponibles, le pic de la distribution angulaire est à $\theta = 0.2 \text{ rad} = 11 \text{ deg}$ et sa largeur vaut environ $\varphi = 0.1 \text{ rad}$

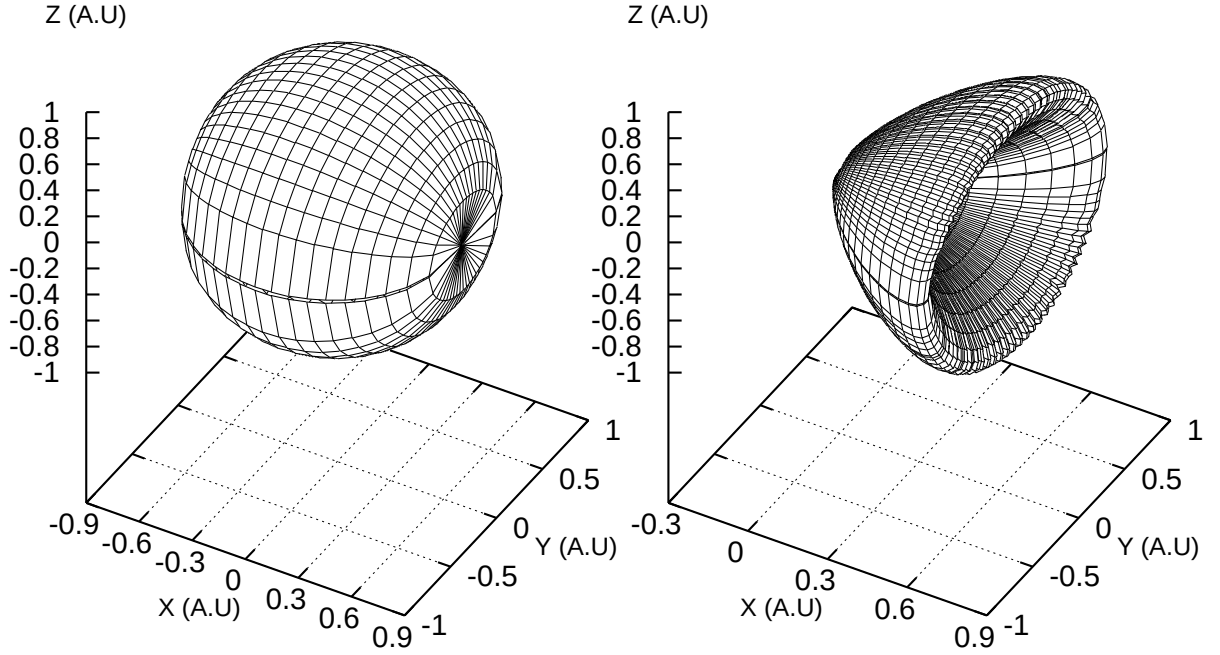


FIG. 2.15 – *Distribution spatiale 3D du vecteur de Poynting en polarisation circulaire du laser dans les cas où $a_0 = 0.1$ et $a_0 = 2$. Le laser se propage selon la direction x .*

à 10^{-2} du maximum.

La figure 2.14 montre également la présence de deux "sous" lobes : deux maxima dans la distribution qui apparaissent d'autant plus clairement quand a_0 diminue. Chacun des lobes principaux (de divergence θ) est composé de ces deux sous lobes (de divergence plus faible $\varphi = 1/2\gamma$). Lorsque a_0 est grand, ces deux sous lobes n'apparaissent que très légèrement car ils se superposent. En effet, pour $a_0 = 20$, l'angle séparant ces deux lobes vaut $2 \times 4/a_0^2 = 1.15$ deg. En revanche, lorsque a_0 diminue, cet angle augmente, par exemple, pour $a_0 = 5$, il vaut 9.16 deg et les deux maxima de la distribution apparaissent plus clairement.

Cas d'une onde laser polarisée circulairement

De la même manière que lorsque le laser est polarisé linéairement, il suffit de remplacer dans l'expression 2.20 les caractéristiques du mouvement de l'électron données dans la sec-

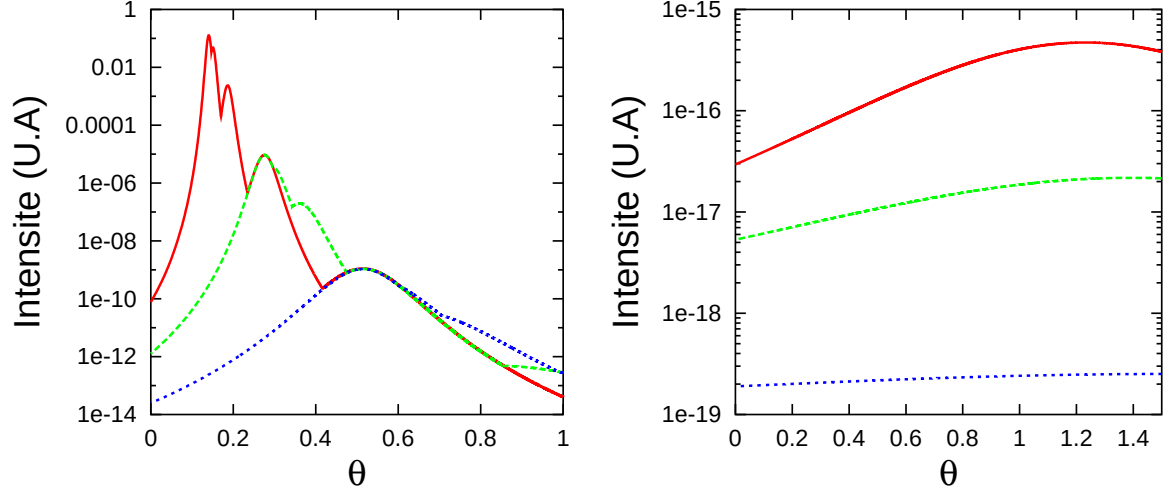


FIG. 2.16 – *Distribution spatiale 2D du vecteur de Poynting en polarisation circulaire du laser. Lorsque $a_0 = 20$, $a_0 = 10$, $a_0 = 5$ sur la figure de gauche et pour $a_0 = 1$, $a_0 = 0.5$, $a_0 = 0.1$ sur la figure de droite*

tion 2.2. Dans le cas où le laser est polarisé circulairement la distribution du rayonnement est modifiée car la trajectoire de l'électron n'est plus uniquement dans un plan mais dans les 3 dimensions de l'espace. La figure 2.15 représente la distribution spatiale du vecteur de Poynting dans le référentiel du laboratoire. Les cas $a_0 = 0.1$ et $a_0 = 2$ sont représentés. Lorsque $a_0 = 0.1$ l'électron a une trajectoire en spirale essentiellement transverse et la distribution spatiale du rayonnement est pratiquement sphérique. Quand a_0 augmente, en raison du mouvement de dérive vers l'avant, la contribution du rayonnement vers l'arrière diminue jusqu'à devenir négligeable. Le rayonnement devient collimaté et forme un cône dirigé vers l'avant.

La figure 2.16 représente une coupe 2D de l'amplitude du vecteur de Poynting en fonction de l'angle θ ($\theta = 0$ selon la direction de propagation du laser). La divergence est calculée dans le plan horizontal, (xy) mais elle est identique pour tous les plans contenant l'axe de propagation du laser. L'amplitude n'a été représentée que dans un demi plan $\theta > 0$ car elle est identique pour les angles $\theta < 0$.

Pour les grandes valeurs de a_0 , la distribution est la même que pour le cas de la polarisation linéaire. Elle est piquée sur un angle qui est d'autant plus petit que a_0 est grand et d'autre part sa largeur diminue lorsque a_0 augmente.

On peut également observer les deux sous lobes apparaissant lorsque a_0 diminue.

2.5.3 Distribution spectrale

La distribution spectrale du rayonnement de Larmor émis dans une direction $\vec{n}$ est obtenue en prenant la transformée de Fourier du vecteur de Poynting de l'onde électromagnétique produite par l'électron dans cette direction. La puissance émise par unité d'angle solide en fonction du temps peut s'écrire :

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = |A(t)|^2$$

où

$$A(t) = \left(\frac{1}{\mu_0 c} \right)^{1/2} R E_{ray}$$

L'intensité rayonnée par unité d'angle solide et unité de fréquence en est déduite et vaut :

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 2 |A(\vec{\omega})|^2 \quad (2.21)$$

où $A(\vec{\omega})$ est la transformée de Fourier de $A(t)$ qui s'écrit :

$$\vec{A}(t) = \left(\frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\vec{n} \times (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right]_{ret} \quad (2.22)$$

La transformée de Fourier $\vec{A}(\omega)$ de $\vec{A}(t)$ s'écrit alors :

$$\vec{A}(\omega) = \left(\frac{e^2}{32\pi^3 \epsilon_0 c} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \left[\frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right]_{ret} dt \quad (2.23)$$

Il faut ensuite remplacer dans cette expression les vecteurs $\dot{\vec{\beta}}$ et $\vec{\beta}$ obtenus dans la section 2.2.4. Celle-ci étant évaluée au temps retardé, il est commode de faire le changement de variable $\tau = t - \vec{n} \cdot \vec{r}$ pour les résolutions numériques. Le calcul numérique de la transformée de Fourier permet alors d'obtenir la valeur de l'intensité donnée par la relation 2.21.

Les spectres obtenus lorsque le laser est polarisé linéairement sont représentés sur la figure 2.17 dans les cas où $a_0=5$ et $a_0=10$. Pour les mêmes valeurs du paramètre a_0 , les spectres obtenus lorsque le laser est polarisé circulairement sont représentés sur la figure 2.18. Pour chaque valeur de a_0 le spectre a été évalué à l'angle pour lequel l'intensité du rayonnement X est maximale (figure 2.14, 2.16). Sur la figure 2.17, on constate que le spectre est large et piqué. Il s'étend de quelques eV à environ 400 eV lorsque $a_0=5$, et jusqu'à environ 3 keV lorsque $a_0=10$. La position du pic se décale vers les hautes énergies

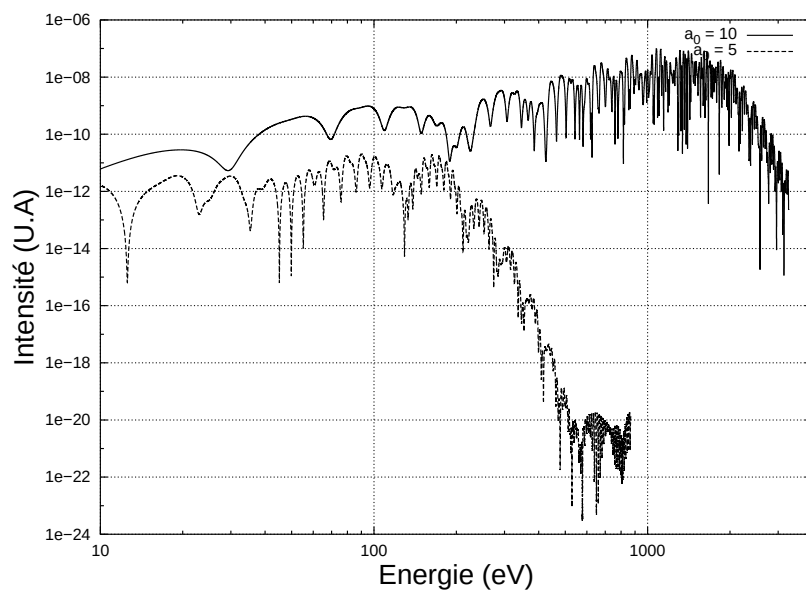


FIG. 2.17 – Spectres du rayonnement de Larmor pour $a_0=5$ et $a_0=10$. Le laser est polarisé linéairement.

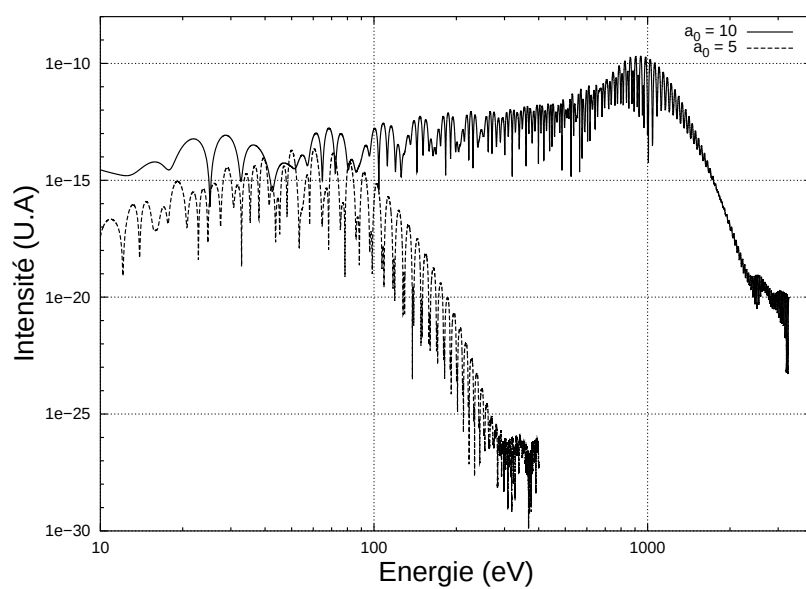


FIG. 2.18 – Spectres du rayonnement de Larmor pour $a_0=5$ et $a_0=10$. Le laser est polarisé circulairement.

lorsque a_0 augmente. Le pic est situé vers 150 eV lorsque $a_0 = 5$ et vers 1.5 keV lorsque $a_0 = 10$.

2.5.4 Durée du rayonnement de Larmor

Nous avons vu dans la section 2.3.2 qu'un électron n'émet du rayonnement de Larmor que lorsqu'il oscille dans l'onde laser : en conséquence, la durée de ce rayonnement est du même ordre de grandeur que celle du laser, c'est à dire femtoseconde dans le contexte nous intéressant. Selon la direction longitudinale, et indépendamment de la longueur d'interaction, le rayonnement X se propage avec le laser et a donc la même durée. Hors de l'axe de propagation du laser, la durée est modifiée du fait des temps de parcours différents du rayonnement émis au différents instants de la trajectoire.

Cependant, certains effets sont susceptibles de modifier cette durée :

- La durée de l'impulsion de rayonnement dépend de l'angle d'observation.

L'électron émet du rayonnement durant tout le temps qu'il passe dans l'impulsion laser. Le temps de parcours des photons produits aux différents instants pour atteindre le détecteur dépend de l'angle d'observation θ . La figure 2.19 illustre schématiquement cela. L'élargissement temporel Δt du rayonnement émis après une longueur parcourue L est égal à

$$\Delta t = L \times (1 - \cos(\theta)) / c$$

. En prenant $L = 500 \mu m$ avec un angle de 45° on trouve $\Delta t \sim 5$ fs. Cette cause d'élargissement temporel est donc peu importante. La durée de l'impulsion de rayonnement sera d'autant plus brève que l'angle θ sera petit.

- La différence des vitesses de propagations du laser et du rayonnement de Larmor peut augmenter la durée.

En effet, dans le plasma, la vitesse de groupe d'une onde électromagnétique dépend de sa longueur d'onde. Elle vaut :

$$v_g = c(1 - n_e/n_c)^{1/2}$$

où n_c est la densité critique définie par $n_{c[cm^{-3}]} = 1.11 \times 10^{21} \lambda_{[\mu m]}^{-2}$ (avec λ la longueur d'onde du laser). En prenant comme densité de plasma $n_e = 5. \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et en considérant que l'énergie X est égale à 100 eV, la différence des temps de propagation du laser et du rayonnement X sur une distance de 3 mm vaut :

$$\Delta t = \frac{d}{(v_{gL} - v_{gX})} \sim 30 \text{ fs}$$

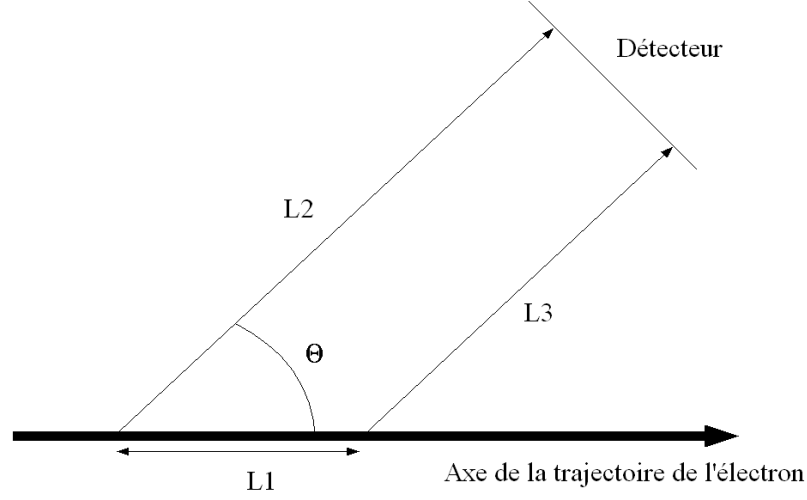


FIG. 2.19 – Schéma de principe de la modification de la durée de l'impulsion de rayonnement en fonction de l'angle d'observation.

où v_{gL} et v_{gX} représentent les vitesses de groupe de l'onde laser et du rayonnement X. La différence des vitesses de groupe peut donc impliquer un élargissement temporel de l'impulsion X de l'ordre de 30 fs. Cette augmentation ne modifie cependant pas le caractère femtoseconde de l'impulsion X.

- La durée du rayonnement de Larmor dépend aussi de son énergie. En effet, celle-ci dépend du paramètre de force du laser a_0 . En raison du profil temporel de l'impulsion laser, plus le rayonnement X est énergétique et plus sa durée est courte car il ne peut être produit qu'au voisinage du maximum d'intensité de l'impulsion laser. Sans sélection spectrale, la durée doit cependant être égale à celle du rayonnement X émis à la plus faible énergie.

2.5.5 Polarisation

Les champs électrique et magnétique émis par l'électron sont donnés par les formules 2.15 et 2.16.

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\vec{n} \wedge \left[(\vec{n} - \vec{\beta}) \wedge \dot{\vec{\beta}} \right]}{cR(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right\}_{ret} \quad (2.24)$$

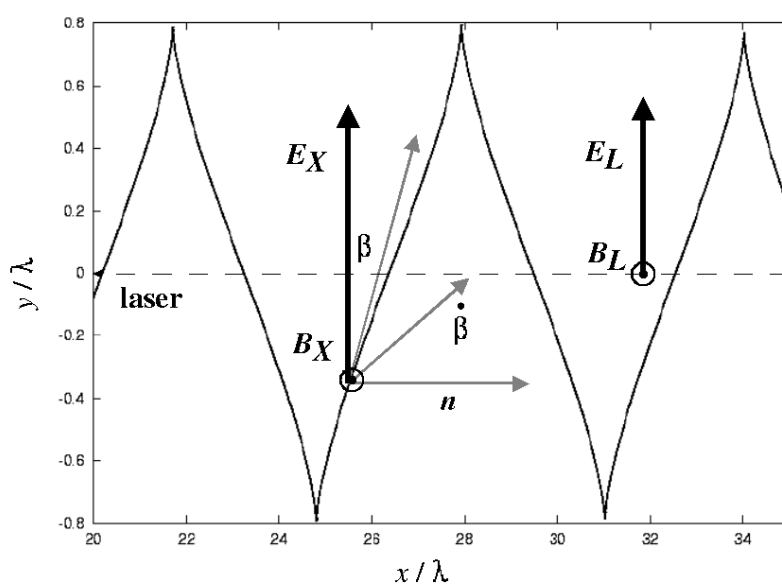


FIG. 2.20 – Représentation schématique du champ électromagnétique émis par l'électron à un instant de sa trajectoire. Le laser est polarisé linéairement, la trajectoire de l'électron est représentée en 2D dans le plan de polarisation du laser par la ligne continue.

Ils dépendent de la direction d'observation $\vec{n}$, de la vitesse $\vec{\beta}$ et de l'accélération $\dot{\vec{\beta}}$ de l'électron. Ceux-ci étant liés à la direction de polarisation du laser, le rayonnement X émis par l'électron en dépend aussi. Plaçons nous par exemple dans le cas où le laser est polarisé linéairement. En s'appuyant sur la figure 2.20, où sont schématiquement représentées les directions de $\vec{\beta}$ et de $\dot{\vec{\beta}}$, on peut déduire les directions des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$. On constate sur cette figure que le champ émis par l'électron a la même polarisation que le laser. N'étant représenté que pour une direction d'observation $\vec{n}$ et en polarisation linéaire du laser, ce résultat est aussi valable en polarisation circulaire et dans toutes les directions pour lesquelles du rayonnement X est produit.

2.6 Rayonnement : électron dans un plasma

Dans cette section, les trajectoires calculées dans la section 2.3 et les formules de base énoncées dans la section précédente sont utilisées pour déterminer les caractéristiques du rayonnement de Larmor. Nous allons montrer les modifications des caractéristiques du rayonnement qu'implique la prise en compte de la force de rappel des ions. Contrairement au cas de l'électron libre, à moins de se placer dans la situation où le plasma est très dense ($\sim 5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$), aucune formule analytique caractérisant le rayonnement ne peut être obtenue ; seuls des résultats numériques sont donnés dans cette section.

Nous avons vu que la différence principale entre la trajectoire d'un électron subissant la force de rappel des ions, et la trajectoire d'un électron libre, est le mouvement de dérive longitudinal : en tenant compte de la force de rappel des ions, ce mouvement de dérive est d'autant plus atténué que la densité électronique du plasma est importante. Lorsque la densité du plasma est de l'ordre de 10^{20}cm^{-3} la trajectoire est essentiellement transverse. Les caractéristiques du rayonnement de Larmor étant dépendantes de la trajectoire de l'électron, elles vont être modifiées par l'effet de la force de rappel des ions du plasma.

2.6.1 Puissance rayonnée

La puissance du rayonnement de Larmor émise par un électron se calcule de la même manière que dans la section 2.5.1. Les figures 2.21 et 2.22 représentent la puissance émise par un électron oscillant dans le champ électromagnétique du laser lorsque la densité du plasma est égale à $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ (la puissance émise par un électron libre est aussi représentée de manière à faciliter la comparaison des deux cas). Les cas où le laser est polarisé linéairement et circulairement correspondent respectivement aux figures 2.21 et 2.22.

En utilisant la description de la trajectoire d'un électron que nous avons faite dans la section 2.3, la puissance du rayonnement émise en fonction du temps, et sa différence avec le cas de l'électron libre, s'expliquent de la manière suivante : Sur le front montant de l'impulsion laser, l'électron subit un mouvement de dérive vers l'avant et sa trajectoire est proche de celle d'un électron libre. Nous pouvons constater que la puissance du rayonnement qu'il émet en fonction du temps est alors proche de celle émise par un électron libre. Ensuite, lorsque le mouvement de dérive est réduit par la force de rappel des ions, et en particulier sur le front descendant de l'impulsion laser, la vitesse de l'électron dans la direction de propagation du laser diminue. Il voit alors plus de périodes laser durant un temps plus court. Ceci traduit par le fait que la période entre les maxima de la puissance instantanée diminue. D'autre part, on remarque sur ces deux figures que les maxima du

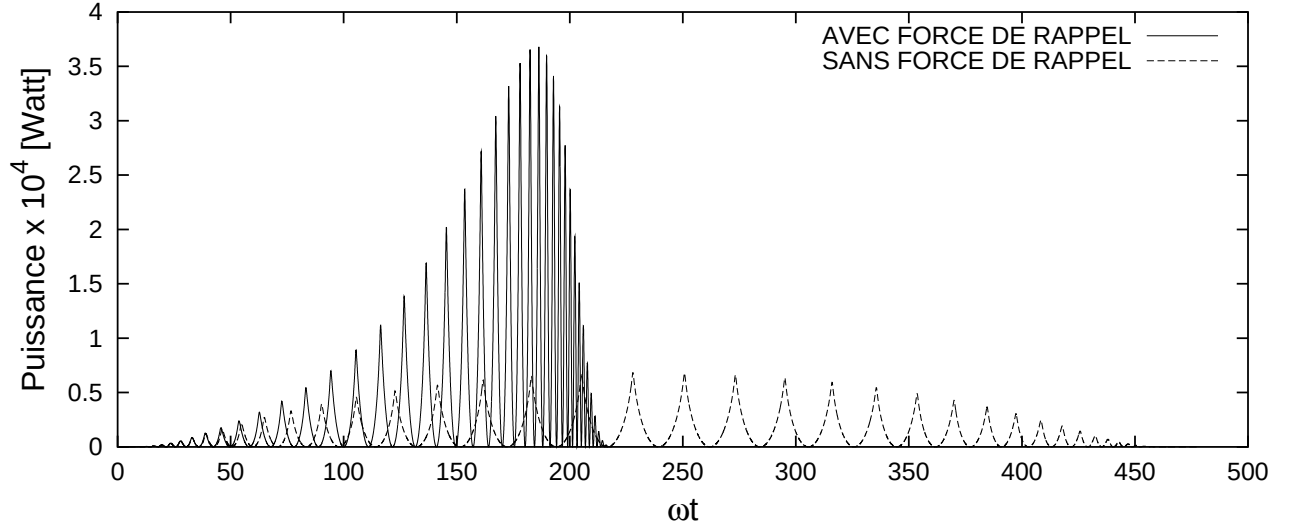


FIG. 2.21 – La courbe en trait plein représente la puissance instantanée lorsque la force de rappel des ions est prise en compte. Les conditions sont $a_0 = 5$, $\tau = 30$ fs, $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le laser est polarisé linéairement. La courbe en trait discontinu représente la puissance émise lorsque l'effet de la force de rappel des ions n'est pas pris en compte.

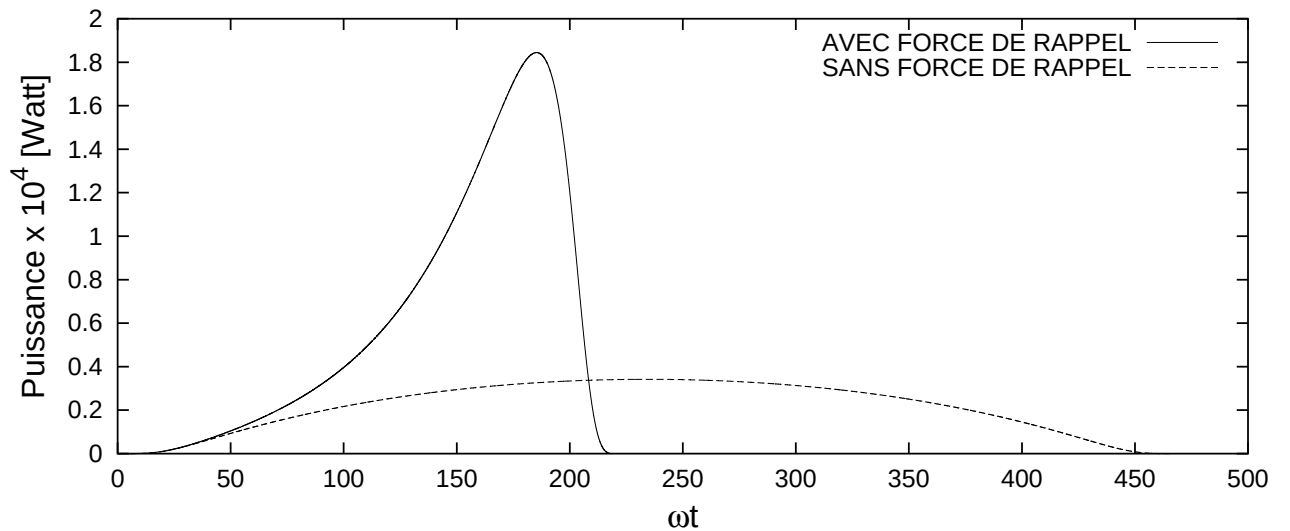


FIG. 2.22 – La courbe en trait plein représente la puissance instantanée lorsque la force de rappel des ions est prise en compte. Les conditions sont $a_0 = 5$, $\tau = 30$ fs, $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le laser est polarisé circulairement. La courbe en trait discontinu représente la puissance émise lorsque l'effet de la force de rappel des ions n'est pas pris en compte.

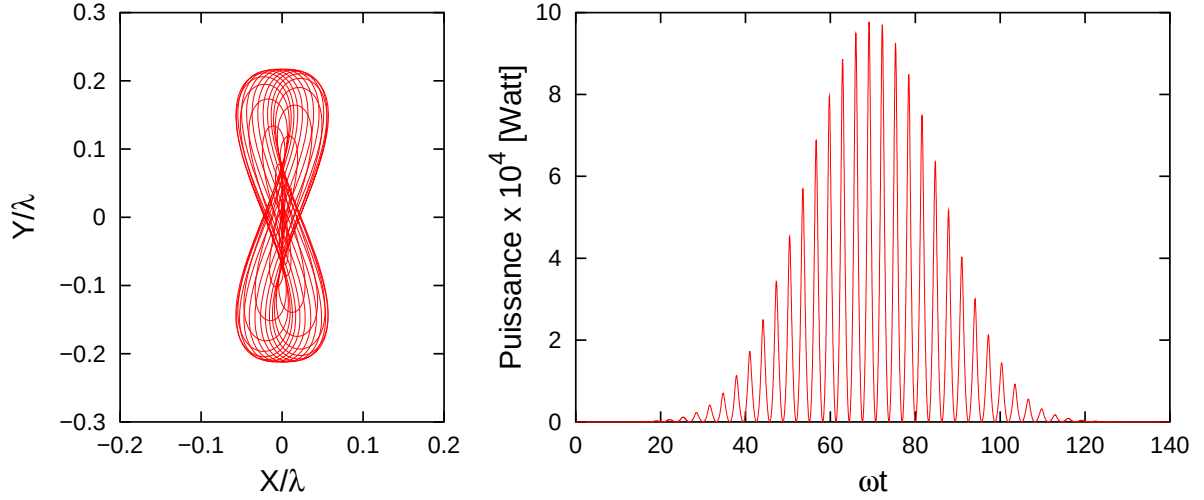


FIG. 2.23 – Cas extrême d'un plasma de densité électronique égale à $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$: trajectoire électronique en forme de 8 et puissance rayonnée instantanée correspondante. La polarisation du laser est linéaire, $a_0 = 5$ et $\tau = 30 \text{ fs}$.

rayonnement émis sont plus importants que dans le cas de l'électron libre. La figure 2.23 illustre le cas extrême où la densité du plasma est tellement importante que l'électron n'a pas de mouvement de dérive. Dans le cas représenté, la polarisation du laser est linéaire et l'électron décrit une trajectoire transverse en forme de 8. Dans ce cas, on constate que l'électron n'oscille dans le champ électromagnétique du laser que pendant la durée de l'impulsion laser, et n'émet du rayonnement que pendant cette durée.

En conclusion, en raison du mouvement de dérive qui est atténué lorsque la force de rappel est prise en compte, plus la densité du plasma est importante et plus le temps d'oscillation de l'électron dans l'onde laser est faible. En revanche, les accélérations qu'il subit sont plus grandes et les maxima de la puissance instantanée sont plus importants que lorsque l'électron est libre. En intégrant la puissance instantanée sur le temps on trouve que la puissance totale est plus importante si la force de rappel des ions est prise en compte. Pour $a_0 = 5$, elle est 2,3 fois plus importante dans le cas où le laser est polarisé circulairement et 3,2 fois plus importante si il est polarisé linéairement.

2.6.2 Distribution spatiale

Nous avons vu que la distribution spatiale du rayonnement de Larmor émis par un électron dépend de la trajectoire qu'il décrit. Dans cette section, nous allons décrire l'influence qu'a la force de rappel des ions sur la distribution spatiale du rayonnement de

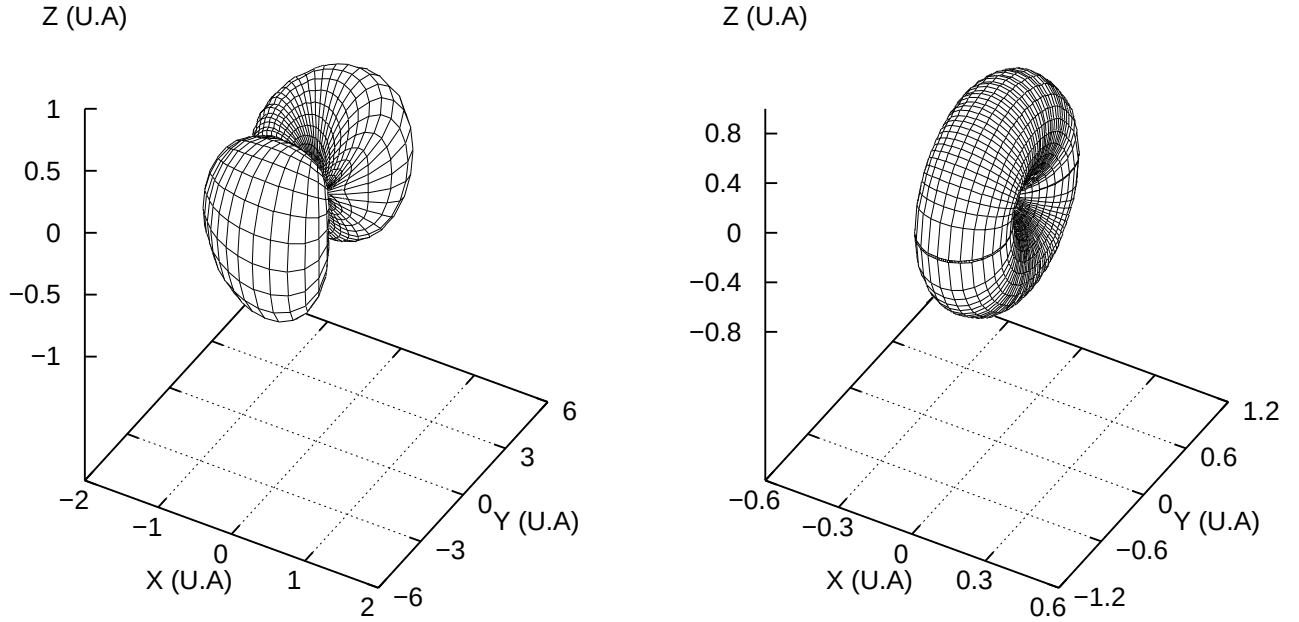


FIG. 2.24 – *Distribution spatiale 3D du vecteur de Poynting lorsque le laser est polarisé linéairement et circulairement.* $a_0 = 2$. L'effet de la force de rappel des ions est pris en compte, la densité électronique vaut $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Le laser se propage selon la direction x .

Larmor. Celle-ci est calculée de la même manière que dans la section 2.3.3, la seule différence est que nous utilisons ici les trajectoires obtenues dans la section 2.3. Plaçons nous dans le cas où le mouvement de dérive est en moyenne nul : nous choisissons une densité de plasma égale à $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 2.24 représente la distribution spatiale du rayonnement émis. Les cas où le laser est polarisé linéairement et circulairement est représenté.

Dans le cas où le laser est polarisé linéairement, le rayonnement émis par l'électron est maximal dans la direction transverse, à 90° de l'axe de propagation du laser. Rappelons que dans les mêmes conditions laser mais lorsque l'électron est libre, la distribution spatiale consiste en deux lobes dirigés vers l'avant, selon la direction de propagation du laser. La distribution spatiale du rayonnement est donc modifiée de manière importante lorsque nous tenons compte de la force de rappel des ions.

Cela est directement lié au mouvement de dérive de l'électron. Dans le cas d'un électron

libre, comme il a été dit dans la section 2.3.3, le fait que la trajectoire de l'électron soit essentiellement longitudinale implique que le rayonnement qu'il émet est dirigé vers l'avant. Dans le cas présent, le mouvement de dérive est fortement atténué par la force de rappel des ions et la trajectoire est transverse en 2D dans la direction de polarisation du laser. Le rayonnement qui suit le même comportement est dirigé donc maximum dans cette direction. Lorsque le laser est polarisé circulairement, la distribution spatiale 3D du rayonnement émis par les électrons en présence d'ions est représentée sur la partie droite de la figure 2.24. Le rayonnement est maximal dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation du laser. En effet, la trajectoire de l'électron étant un cercle centré sur la direction de propagation du laser et perpendiculaire à celle-ci, la distribution spatiale qui admet les mêmes symétries que la trajectoire est donc transverse et symétrique de révolution par rapport à l'axe de propagation du laser.

En conclusion, la prise en compte de la force de rappel des ions modifie notablement la distribution angulaire du rayonnement de Larmor. Plus la densité électronique est faible, plus la trajectoire est longitudinale, et plus le rayonnement est collimaté dans la direction de propagation du laser.

2.7 Ordres de grandeurs : Sources X basées sur le rayonnement de Larmor

Nous avons montré dans les sections précédentes qu'une impulsion de rayonnement X polychromatique et femtoseconde, dans un domaine spectral situé autour du keV, pouvait être produite par le processus de rayonnement de Larmor lors de l'interaction entre un laser ultra-intense et un électron. Dans cette section, nous appliquons les résultats obtenus dans les sections précédentes pour calculer les caractéristiques de deux sources de rayonnement X basées sur le rayonnement de Larmor. Nous présentons dans les deux sections suivantes les deux types de sources X étudiées au cours de ce travail de thèse : la source X "Larmor" et la source X "Thomson". Bien que l'origine du rayonnement soit identique pour les deux sources X, nous verrons que le domaine d'énergies X n'est pas atteint de la même manière dans les deux cas.

Dans le cas de la source X "Larmor", le rayonnement X est dû au mouvement fortement non linéaire des électrons, initialement au repos dans un plasma, accélérés dans le champ électromagnétique d'un laser femtoseconde ultra-intense ($I \sim 10^{19} \text{W/cm}^2$).

Dans le cas de la source X "Thomson", le rayonnement X est émis lors de l'interaction entre un laser femtoseconde intense ($I \sim 10^{17} \text{W/cm}^2$) et un paquet d'électrons relativistes, préalablement produit dans un plasma. Les électrons relativistes oscillants dans l'impulsion laser émettent un rayonnement fortement décalé dans le domaine d'énergie X par effet Doppler relativiste.

Ces deux sources sont ensuite comparées aux sources de rayonnement X (d'énergie de l'ordre dans le domaine du keV) existantes ou futures, en termes de flux et de brillance. Le flux F est le nombre de photons émis par seconde. La brillance B est égale au flux divisé par la surface de la source A et par l'angle solide d'émission Ω . Enfin la brillance spectrale $B_{\Delta\omega/\omega}$ est la brillance évaluée dans une bande spectrale $\Delta\omega$ donnée. Ces trois quantités sont respectivement définies par :

$$F = \frac{P}{\hbar\omega} \quad \text{photons/seconde} \quad (2.25)$$

$$B = \frac{P}{A \times \Omega} \quad \text{photons/seconde/mm}^2/\text{mrad}^2 \quad (2.26)$$

$$B_{\Delta\omega/\omega} = \frac{P}{A \times \Omega \times \Delta\omega/\omega} \quad \text{photons/seconde/mm}^2/\text{mrad}^2/0.1\text{BW} \quad (2.27)$$

2.7.1 Source X Larmor

Les caractéristiques qualitatives du rayonnement de Larmor ont fait l'objet des différentes sections du chapitre 2.

Soumis à un laser dont l'intensité crête dépasse 10^{19} W/cm² au LOA, un électron a un mouvement fortement non linéaire. Le rayonnement de Larmor qu'il émet alors peut être piqué dans le domaine spectral du keV et avoir un flux important.

Ordres de grandeurs

La puissance totale du rayonnement de Larmor émise par l'ensemble des électrons d'un volume focal s'obtient en multipliant la puissance qu'il émet sur une période laser (donnée par l'expression 2.18 ou 2.19) par le nombre de périodes que contient l'impulsion et par le volume focal.

Pour les conditions laser décrites dans le tableau 4.1, la puissance totale P_T émise dans le volume focal vaut :

$$P_T[W] = 2.7 \times 10^7 \quad W \quad (2.28)$$

où w_0 est le rayon du laser au foyer, Z_R la longueur de Rayleigh.

Le nombre de photons par impulsion s'obtient en divisant la puissance totale par l'énergie des photons émis. En supposant que tous les photons sont émis à l'énergie correspondant au pic de la distribution spectrale, c'est à dire à ~ 190 eV pour $a_0 = 5$, le nombre total de photons N_T produit par impulsion vaut alors :

$$N_T = P_T/E_X \simeq 10^{11} \quad \text{photons/impulsion}$$

Les flux moyen F_{moy} et pic F_{pic} sont donnés par :

$$\begin{aligned} F_{moy} &= N_T/f_{rep} \simeq 10^{10} \quad \text{photons/s} \\ F_{pic} &= N_T/\tau \simeq 10^{24} \quad \text{photons/s} \end{aligned}$$

où f_{rep} est la fréquence de répétition et τ est la durée de l'impulsion X.

La brillance est définie par $B = F/(2\pi)^2\Omega\theta$, où Ω est la taille de la source et θ sa divergence. Les angles de divergence ont été donnés au chapitre 2, et valent typiquement $2/a_0$ et $4/a_0^2$. Les brillances moyennes et crêtes sont alors données par :

$$\begin{aligned} B_{moy} &= \frac{F_{moy}}{(2\pi)^2 w_0^2 \theta^2} = 7 \times 10^9 \quad \text{photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2 \\ B_{pic} &= 1.5 \times 10^{17} \quad \text{photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2 \end{aligned}$$

Ces calculs d'ordres de grandeurs montrent que le nombre de photons qui peut être produit par la source X Larmor est important et qu'il peut sans difficulté être détecté lors d'une expérience.

2.7.2 Source X Thomson

La source X Thomson se distingue de la source Larmor par l'origine des électrons qui sont soumis au champ laser. Alors qu'ils ont une vitesse initiale nulle et sont dans un plasma dans le cas de la source X Larmor, nous utilisons dans le cas de la source Thomson un paquet d'électrons libres initialement relativistes [28] [22] [42]. Le rayonnement X est produit à la suite de l'oscillation de ces électrons dans un laser femtoseconde intense ; on parle alors plutôt de diffusion Thomson.

Ce type de source X est décrit dans de nombreux articles, où les auteurs s'intéressent au rayonnement X produit lors de l'interaction entre un faisceau d'électrons provenant d'un accélérateur (LINAC) et un laser femtoseconde. La première réalisation expérimentale d'une source X Thomson revient à un groupe de chercheurs de Berkeley, qui a donné pour la première fois, la preuve de la faisabilité de ce type de source X [17] [15] [14].

Une méthode très attractive pour produire une source X par diffusion Thomson est d'utiliser un paquet d'électrons créé dans un plasma [43]. Il a été démontré durant ces dernières années que des paquets d'électrons brefs (fs - ps), fortement chargés ($\sim$ quelques nC) et énergétiques (jusqu'à 200 MeV actuellement) peuvent être produits lors de l'interaction d'un laser femtoseconde intense avec un plasma [44], [45], [46]. Les densités électroniques du paquet d'électrons étant très importantes, la diffusion Thomson femtoseconde sur ce type de paquet d'électrons doit être efficace.

La technique de diffusion Thomson est théoriquement la plus intéressante pour produire du rayonnement X dur femtoseconde car le rayonnement émis par les électrons relativistes est fortement décalé vers les hautes énergies X par effet Doppler.

Il faut distinguer les cas de diffusions Thomson linéaire et non linéaire [12],[22],[42] :

En régime non linéaire, le laser de diffusion Thomson a une intensité telle que $a_0 > 1$. Dans ce cas, deux effets qui s'ajoutent contribuent à produire du rayonnement X : d'une part, dans leur référentiel, les électrons ont un mouvement non linéaire et émettent un spectre piqué du même type que celui du rayonnement de Larmor, et, d'autre part, le pic du rayonnement est décalé vers de plus grandes énergies X par effet Doppler relativiste.

En régime linéaire le laser de diffusion Thomson est tel que $a_0 < 1$. Les électrons oscillent alors à la même fréquence que le laser et le rayonnement X émis n'est dû qu'au décalage de fréquence par effet Doppler relativiste. Même dans le cas linéaire, en raison de cet important décalage en fréquence, il est possible d'atteindre le domaine du rayonnement X au keV avec des intensités laser environ 10^2 fois inférieures à celles nécessaires pour produire du rayonnement de Larmor à énergie égale. Par la suite, nous ne nous intéressons qu'au cas de la diffusion Thomson linéaire.

Ce type de source de rayonnement X peut être directement comparé aux synchrotrons

où le rayonnement X est produit au cours de l'oscillation d'électrons de hautes énergies (GeV) injectés dans des structures magnétiques périodiques (appelées onduleurs ou wiggler selon l'amplitude du champ magnétique) dont la période λ_u est typiquement de l'ordre du cm. La longueur d'onde du rayonnement X produit est donnée par la relation $\lambda = 2\lambda_u/\gamma^2$.

Dans le cas de la diffusion X Thomson que nous abordons dans cette section, le laser focalisé sur le paquet d'électrons peut être vu comme une structure magnétique périodique dont la période est micrométrique. Du fait de la période $\lambda_u = \lambda_{laser}$ plus courte de la structure, du rayonnement X de même énergie que dans un synchrotron conventionnel peut être produit avec des électrons d'énergie 300 fois plus faible.

La diffusion Thomson offre trois principaux avantages : le premier est que des électrons d'énergie de l'ordre de 10 MeV suffisent pour produire du rayonnement X au keV. Le second est que la durée du rayonnement X produit est accordable (elle dépend de la géométrie de l'interaction laser-faisceau d'électrons) et est du même ordre de grandeur que celle du laser, c'est à dire femtoseconde. Enfin, cette technique entièrement optique ne nécessite pas un laser extrêmement intense (un laser de 50 TW environ peut suffire).

A : Aspects théoriques et ordres de grandeurs

Les résultats des sections précédentes pourraient être utilisés pour calculer le rayonnement émis par diffusion Thomson, cependant, nous allons faire le choix d'une méthode plus simple, basée sur l'utilisation des formules d'effet Doppler relativiste, permettant dans ce cas d'obtenir les caractéristiques essentielles du rayonnement produit.

A-1 : Cas d'un électron seul ou d'un faisceau d'électrons monocinétiques

Le schéma de la figure 2.25 représente la géométrie de la diffusion Thomson. Considérons un électron relativiste se propageant dans la direction x et soumis à un laser bref se propageant dans une direction faisant un angle θ avec l'axe x . La diffusion Thomson du laser sur les électrons produit du rayonnement X dans une direction définie par l'angle φ .

En régime linéaire où $a_0 \ll 1$, deux effets Doppler relativistes successifs sont responsables de l'émission de rayonnement dans le domaine spectral X.

Le premier est sur la fréquence laser ω'_0 que voit l'électron qui, décalée par effet Doppler, s'exprime en fonction de la fréquence du laser égale à ω_0 dans le référentiel du laboratoire, de la vitesse de l'électron β , et de l'angle d'interaction θ , par :

$$\omega'_0 = \gamma\omega_0(1 + \beta\cos(\theta)) \quad (2.29)$$

Ensuite, dans le référentiel où il est en moyenne au repos, l'électron oscille à la fréquence ω'_0 et émet du rayonnement dont la fréquence est une nouvelle fois décalée par

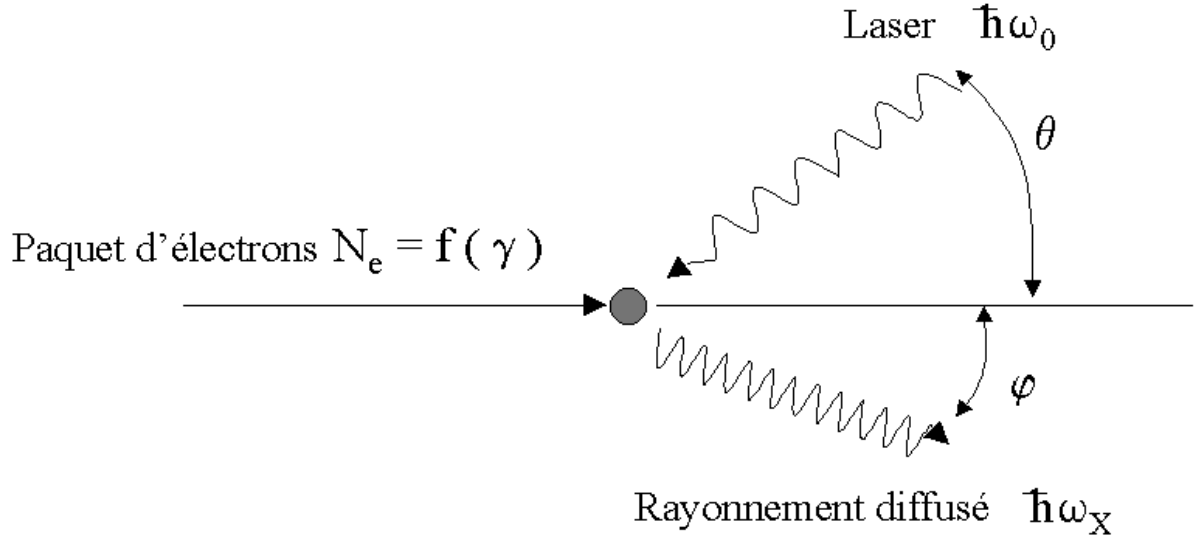


FIG. 2.25 – Schéma de principe de la diffusion Thomson. Le laser de fréquence ω_0 arrive sur un paquet d'électrons avec l'angle θ . Le rayonnement X est produit dans la direction φ .

effet Doppler dans le référentiel du laboratoire. Elle s'écrit :

$$\omega_X = \frac{\omega'_0}{\gamma(1 + \beta \cos(\varphi))} = \frac{2\gamma^2 \omega'_0}{1 + \gamma^2 \varphi^2} \quad (2.30)$$

L'hypothèse $\varphi \ll 1$ s'appuie sur le fait que lorsque $a_0 \ll 1$, les déviations de trajectoire qu'impose le champ électromagnétique du laser à l'électron sont faibles. L'angle de divergence φ du rayonnement est alors minime.

L'énergie du rayonnement X produit s'écrit finalement :

$$E_X = \hbar\omega_X = \frac{2\hbar\gamma^2\omega_0}{1 + \gamma^2\varphi^2}(1 + \beta \cos(\theta)) \quad (2.31)$$

Par exemple, pour les cas où le faisceau d'électrons et le laser sont soit contre-propagatifs ($\theta = 0^\circ$), soit à $\theta = 90^\circ$, l'énergie du rayonnement X mesurée selon l'axe de propagation du faisceau d'électrons ($\varphi = 0$) vaut dans ces cas :

$$E_{0^\circ} = \hbar\omega_X = 4\gamma^2 \hbar\omega_0$$

$$E_{90^\circ} = \hbar\omega_X = 2\gamma^2 \hbar\omega_0$$

Un électron de 10 MeV produira du rayonnement X à $60\text{\AA}$ et un électron de 60 MeV produira du rayonnement à $10\text{\AA}$.

Le rayonnement produit est collimaté vers l'avant. En régime linéaire $a_0 \ll 1$ et la divergence du rayonnement est alors de l'ordre de $2/\gamma$, soit la largeur "naturelle" du cône d'émission.

A-2 : Cas d'un paquet d'électrons à spectre large

Le cas d'un seul électron ayant été traité, intéressons nous maintenant au cas d'un paquet d'électron produit par sillage auto modulé dans un plasma (Self Modulated Laser Wake Field Acceleration : SM-LWFA). La fonction de distribution en énergies des électrons est large et a la forme [43] :

$$f(\gamma) = f_0 \exp^{-\gamma/\gamma_0}. \quad (2.32)$$

Dans le cas présent, il faut sommer les rayonnements produits par l'ensemble de la fonction de distribution des électrons en la discrétisant en une somme de paquets d'électrons monocinétiques.

Les simulations ont été faites à partir de l'article de Yang et al. [12] en prenant un spectre expérimental d'électrons obtenu au LOA lors de nos expériences en collaboration avec l'équipe ALP du LULI. Les paramètres de la simulation sont détaillés dans le tableau 2.2.

Energie laser	500 mJ
Durée du laser	30 fs
Diamètre de la tache focale	10 μm
Energies des électrons	spectre expérimental
Charge du paquet d'électrons	5 nC
Courrant	50 kA
Durée du paquet d'électrons	100 fs
Diamètre transverse du paquet	10 μm

TAB. 2.2 – Paramètres du paquet d'électrons et du laser utilisés pour le calcul de la diffusion Thomson.

La figure 2.26 représente une interpolation du spectre d'électrons expérimental ainsi que le spectre du rayonnement X produit correspondant. Le spectre est large et piqué vers 1 keV dans les conditions de la simulation qui ont été choisies.

La largeur du spectre s'explique de la manière suivante. Premièrement, la fonction de distribution en énergie des électrons étant large, chaque énergie d'électron produit un

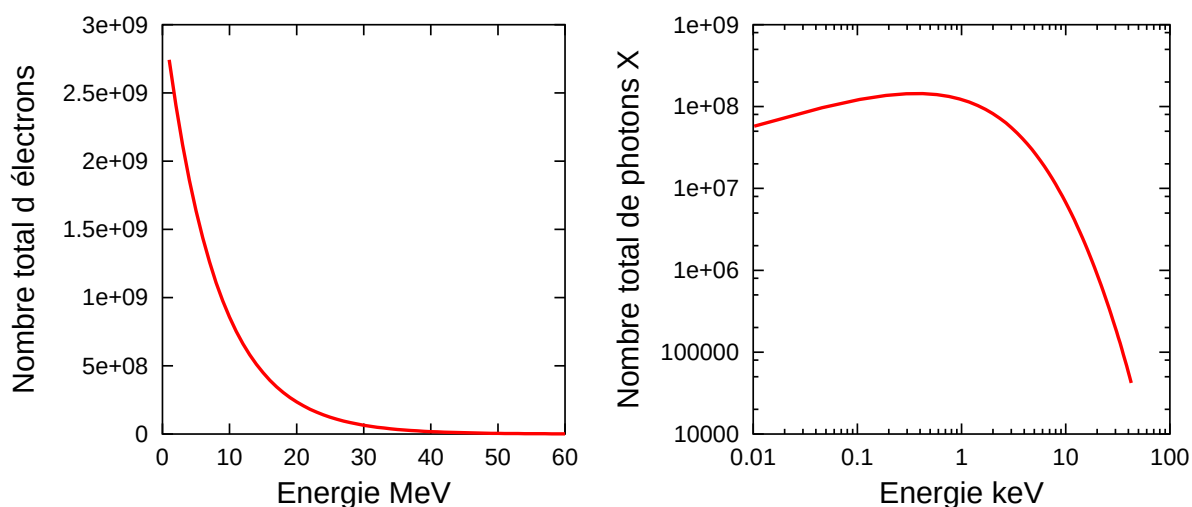


FIG. 2.26 – *Spectre expérimental d'électrons à gauche et spectre théorique du rayonnement X correspondant à droite.*

spectre piqué à une énergie donnée par 2.31 ; le spectre du rayonnement X produit est par conséquent large. L'autre cause est directement liée aux propriétés de la transformation de Fourier qui impose qu'un signal court temporellement soit large spectralement.

Le tableau 2.3 donne les caractéristiques de la source Thomson et en particulier deux quantités importantes qui sont le flux de photons et la brillance définis par les formules 2.25 et 2.26.

E_X	spectre large piqué à 1 keV
τ_X	30 fs (laser)
F_{pic} (ph/s/0.1% BW)	6×10^{18}
F_{moy} (ph/s/0.1% BW)	2×10^6
B_{pic} (ph/s/mm ² /mrad ² /0.1% BW)	2×10^{16}
B_{moy} (ph/s/mm ² /mrad ² /0.1% BW)	2×10^5
Divergence θ_X	$\sim 1/\gamma = 50$ mrad
Taille de source σ_r	$6\mu m$

TAB. 2.3 – *Paramètres théoriques du rayonnement X issu de la diffusion Thomson.*

Les formules 2.31 indiquent l'influence de l'angle d'interaction θ entre le laser de diffusion et le paquet d'électrons. Le nombre total de photons produit en fonction de l'angle θ est représenté sur la figure 2.27 lorsque le laser est polarisé linéairement et circulairement.

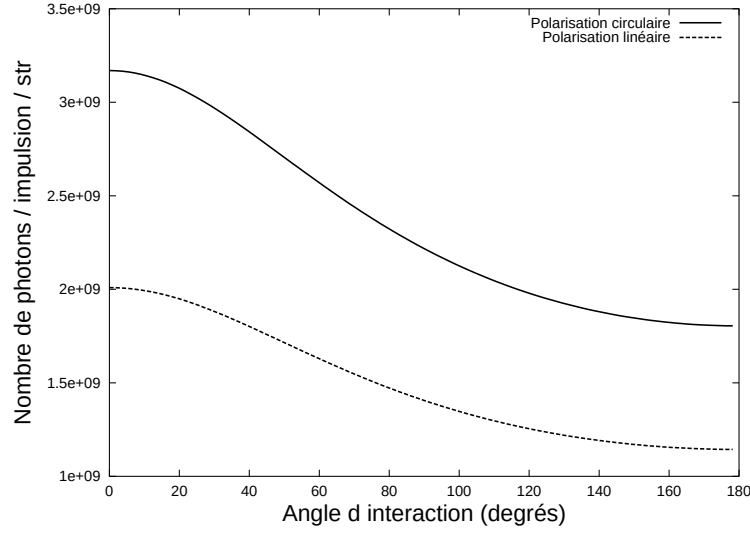


FIG. 2.27 – Nombre de photons total en fonction de l'angle d'interaction entre le faisceau d'électrons et le laser pour les polarisations linéaire et circulaire du laser.

On constate que le nombre de photons est plus important lorsque $\theta = 0^\circ$ et quand le laser est polarisé circulairement.

Rappelons par ailleurs que l'angle d'interaction a aussi une influence sur l'énergie du rayonnement X produit. En raison du décalage Doppler qui est d'autant plus important quand θ est petit, l'énergie X augmente lorsque θ diminue.

B : Expérience

L'expérience a été faite avec le laser 100 TW du LOA. Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 2.28.

Bien qu'il ait été plus efficace d'utiliser une géométrie contre-propagative, nous avons choisi la géométrie 90° [13] pour éviter d'endommager le système laser par des retours de faisceau.

Lors de nos expériences, le laser est divisé en deux parties. Le faisceau pompe fait 30 fs et contient 500 mJ. Il sert à la production du paquet d'électrons. Il est focalisé dans une tache focale de $10\mu\text{m}$ de diamètre sur le bord d'entrée d'un jet de gaz supersonique d'hélium (3mm de diamètre) avec une parabole hors axe de 30 cm de distance focale. L'intensité laser crête est d'environ $1 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$.

Le faisceau sonde, de diffusion Thomson, contient 50 mJ. Il est focalisé dans une tache focale de $10\mu\text{m}$ de diamètre avec une parabole hors axe de 30 cm de distance focale sur le bord arrière du jet de gaz. L'intensité laser varie avec la durée de l'impulsion choisie. Elle est comprise entre $1 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ et $1 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$.

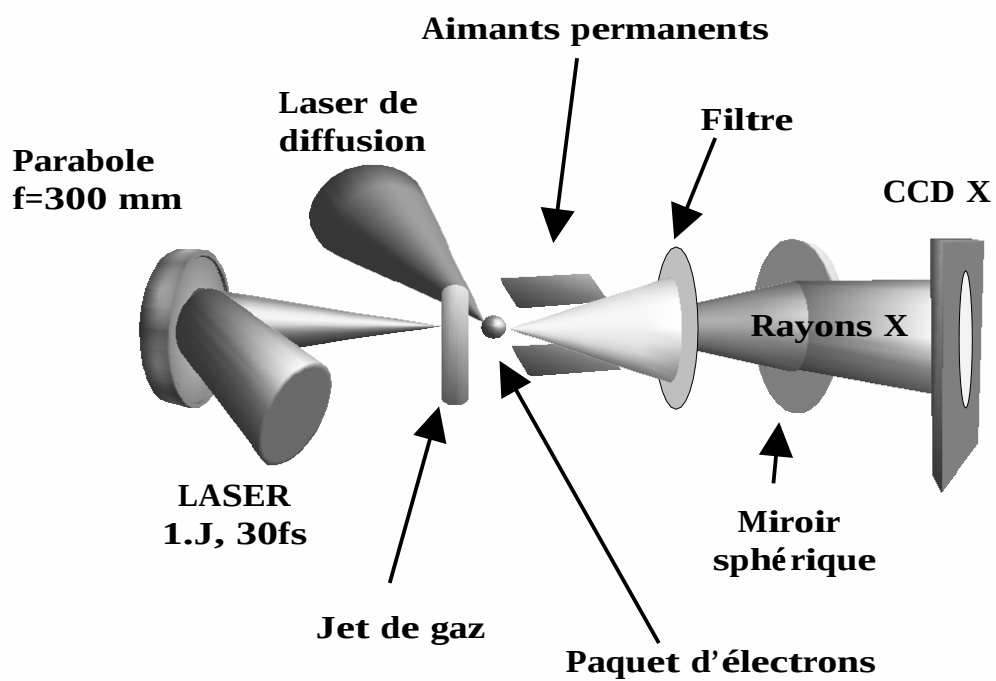


FIG. 2.28 – Schéma de l'expérience de diffusion Thomson à 90°

B-1 : Production d'un faisceau d'électrons

L'accélération d'électrons dans les plasmas est très étudiée depuis plusieurs années [44], [45], [46], [47], [48], [49]. Le faisceau d'électrons qui a été utilisé pour l'expérience de diffusion Thomson était créé par sillage auto-modulé. Sans rentrer dans les détails, ce mécanisme d'accélération peut se décomposer en ces quelques phrases : le laser excite et développe une instabilité Raman. Elle se traduit par une onde plasma dont la vitesse de phase est relativiste. L'amplitude de l'onde plasma croît jusqu'au déferlement, moment où des électrons piégés dans l'onde sont accélérés par son champ électrostatique. Les énergies maximales atteintes étaient de l'ordre de 60 MeV lors de nos expériences et atteignent maintenant 200 MeV.

La charge totale du paquet d'électrons, intégrée sur tout le spectre et mesurée avec un collecteur de charges, est typiquement de 5 nC. Les mesures faites avec un spectromètre à électrons sont représentées sur la figure 2.26.

B-2 : Production de rayonnement X par diffusion Thomson

Nous avons tenté l'expérience de diffusion Thomson à plusieurs reprises sans jamais réussir à observer le rayonnement X issu de la diffusion Thomson.

Pour expliquer cela nous pouvons proposer plusieurs hypothèses :

- Cette expérience présente de grandes difficultés expérimentales à cause de la superposition spatio-temporelle du paquet d'électrons et du laser de diffusion Thomson. Temporellement, la durée du paquet d'électron est supposée être inférieure à 1 ps. La durée de l'impulsion du laser de diffusion fait 30 fs. La superposition temporelle de ces deux impulsions se propageant perpendiculairement est délicate. Elle l'est d'autant plus que le faisceau d'électrons n'est pas visible. Il faut alors faire des suppositions quant au moment de sa création et de son arrivée en sortie de jet de gaz.

Spatialement, si l'on suppose que la dimension transverse du paquet d'électrons, tant qu'il est encore confiné dans le plasma, est la même que celle du laser qui les a produit, elle fait environ $200\mu\text{m}$ à la sortie du jet de gaz. La dimension du faisceau de diffusion étant de $10\mu\text{m}$, la superposition spatiale est, de même que la distribution temporelle, extrêmement délicate à réaliser.

Ces deux raisons peuvent expliquer l'échec de l'expérience.

- Une autre hypothèse concerne la durée du paquet d'électrons. La durée n'a jamais été mesurée et peut être de quelques picosecondes. En effet, selon, leurs énergies, les électrons sont piégés à des moments différents et accélérés sur des distances plus ou

moins longues. Ceci conduit à un élargissement temporel de la durée du paquet. Dans ce cas, la densité d'électrons chute ainsi que l'efficacité de la diffusion Thomson.

Nous ne pouvons pas vraiment attribuer l'échec de cette expérience à l'un ou l'autre de ces points, cependant, plusieurs améliorations sont possibles pour palier à ces problèmes et tenter de produire du rayonnement X par diffusion Thomson :

- La première est d'utiliser une géométrie contre propagative. Ceci faciliterait la superposition temporelle et spatiale.
- La seconde serait d'avoir plus d'énergie disponible dans le laser de manière à pouvoir allonger la durée du faisceau de diffusion (en gardant une intensité suffisante) et augmenter la probabilité de recouvrement temporel.
- Enfin, une autre possibilité serait d'utiliser une autre méthode d'accélération d'électrons par injection pouvant produire des paquets femtosecondes [50] [51].

2.8 Comparaison aux autres sources X ultra brèves

Pour mettre en évidence les avantages et les inconvénients que présentent les sources X Thomson et Larmor, comparons les ici aux autres types de source X existantes ayant des caractéristiques proches : la source X synchrotron, la source X K_α , et le futur laser à électrons libre (FEL : Free Electron Laser).

Les tableaux 2.4 et 2.5 récapitulent les caractéristiques de chacune de ces sources X.

Les caractéristiques à comparer sont principalement : le flux, la brillance, les gammes spectrales et la durée.

	Larmor X (à 190 eV)	Thomson X (à 1 keV)
N_X (ph/impulsion/0.1% BW)	10^8	10^5
$F_{moy}(ph/s/0.1\% BW)$	10^7	2×10^6
$F_{pic}(ph/s/0.1\% BW)$	10^{21}	2×10^{18}
$B_{moy}(ph/s/mm^2/mrad^2/0.1\% BW)$	7×10^6	2×10^5
$B_{pic}(ph/s/mm^2/mrad^2/0.1\% BW)$	1.5×10^{14}	2×10^{16}
durée	fs (laser)	fs (laser)
Cadence	10 Hz	10 Hz

TAB. 2.4 – Caractérisitiques des sources X Larmor et Thomson

	synchrotron	synchrotron+laser	X FEL
N_X (ph/impulsion/0.1% BW)	2.5×10^7	3×10^2	10^{12}
$F_{moy}(ph/s/0.1\% BW)$	2×10^{10}	3×10^6	5×10^{13}
$F_{pic}(ph/s/0.1\% BW)$	2.5×10^{17}	3×10^{15}	10^{25}
$B_{moy}(ph/s/mm^2/mrad^2/0.1\% BW)$	10^{20}	6×10^{10}	5×10^{24}
$B_{pic}(ph/s/mm^2/mrad^2/0.1\% BW)$	10^{24}	6×10^{19}	10^{34}
durée	100 ps	100 fs	100 fs
cadence	900 Hz	10 kHz	100 Hz

TAB. 2.5 – Caractéristiques des sources Thomson X synchrotron+laser et laser à électrons libres

Parmi les sources X existantes, il n'existe donc aucune qui soit à la fois polychromatique et femtoseconde. L'intérêt des sources X Thomson et Larmor réside dans le fait qu'elles peuvent remplir ces deux caractéristiques : la durée de l'impulsion est la même que celle du laser, elle peut donc être inférieure à 100 fs ; les spectres de ces deux sources s'étendent de quelques eV au keV.

D'autre part, en termes de flux, bien que plus faible que celui des synchrotrons, il est tout de même suffisamment important pour utiliser les sources X Thomson et Larmor pour des applications en diffraction X ou EXAFS.

En conclusion, comme le montrent les tableaux 2.5 et 2.4, le laser à électron libre surpassera largement tous les types de sources X, cependant, les sources X plasma, et en particulier les sources Thomson et Larmor, peuvent être des sources X à la fois performantes et compactes pouvant donner accès à de larges domaines d'applications.

Chapitre 3

Interaction laser-plasma : autres processus radiatifs

Au cours de l'interaction entre un laser intense et un plasma sous dense, plusieurs processus radiatifs peuvent produire du rayonnement dans le domaine d'énergie X-UV : le rayonnement de Larmor qui a été décrit au chapitre 2 (spectre continu), le rayonnement collisionnel de Bremsstrahlung (spectre continu), le rayonnement de recombinaisons radiatives (spectre continu), le rayonnement des transitions atomiques (spectre de raies) et le rayonnement harmonique d'ensembles atomiques (spectre d'harmoniques, multiples impairs de la fréquence du laser).

Lors d'une expérience, pour être capable de mettre en évidence le rayonnement de Larmor, il faut pouvoir le distinguer des autres processus radiatifs. C'est dans ce but que nous décrivons brièvement dans ce chapitre chacun des processus radiatifs pouvant produire du rayonnement X dans nos conditions expérimentales.

Après avoir donné les caractéristiques des différents types de rayonnements (sauf Larmor déjà décrit précédemment), les ordres de grandeurs du nombre de photons émis par chacun des processus radiatifs sont calculés pour nos conditions expérimentales. Les détails du dispositif expérimental et un tableau (tableau 4.1) résumant l'essentiel des conditions expérimentales sont donnés dans le chapitre 4.

Lors de l'interaction d'un laser de haute intensité ($> 10^{18}$ W/cm²) avec un plasma peu dense ($n_e < 10^{20}$ cm⁻³) et de nombre de charges Z faible, nous allons voir que le rayonnement de Larmor est le processus radiatif dominant dans le volume focal.

3.1 Bremsstrahlung

Dans un plasma, électrons et ions interagissent sous l'effet du potentiel de Coulomb. Ils entrent en collisions, sont accélérés, et émettent du rayonnement de Bremsstrahlung. Ce rayonnement est essentiellement produit lors des collisions électrons-ions, les autres types de collisions (ions-ions, électrons-électrons) produisent un rayonnement négligeable [52].

On peut distinguer deux types de rayonnements de Bremsstrahlung.

Le premier est dit thermique, il est émis par le plasma de haute température qui se refroidit après le passage de l'impulsion laser.

Le second est celui émis lorsque l'électron oscille dans le champ électromagnétique du laser et fait des collisions avec les ions du plasma. Il est appelé Bremsstrahlung relativiste car les électrons sont relativistes aux intensités laser considérées.

3.1.1 Bremsstrahlung : rayonnement thermique du plasma

Le cas le plus répandu dans la littérature est le rayonnement de Bremsstrahlung thermique car il est généralement un processus radiatif important. Il est souvent observé lors de l'interaction entre un laser intense et une cible solide, ou avec un gaz de nombre de charges Z élevé et de forte densité. Les caractéristiques du rayonnement de Bremsstrahlung sont détaillées dans de nombreux ouvrages [40], [41], [52], [53], [30].

Pour une distribution Maxwellienne de vitesses des électrons, à la température T , l'émissivité spectrale totale j_ω , qui permet d'obtenir la distribution spectrale du rayonnement émis par le plasma, est donnée par :

$$\begin{aligned} j_\omega &= n_e n_i \left(\frac{Z^2 e^6}{48 \pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2} \right) \left(\frac{m_e}{2 \pi \kappa T} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{\sqrt{3}} \right) \bar{G}(T, \omega) \\ &= 4.33 \times 10^{-53} \frac{n_e n_i Z^2}{T^{1/2}} \bar{G}(T, \omega) \quad (\text{W m}^{-1} \text{ str}^{-1} \text{ rad}^{-1} \text{ s}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

où $\bar{G}(T, \omega)$ est appelé le facteur de Gaunt moyen. n_i et n_e sont les densités ionique et électronique en m^{-3} , T est la température du plasma en $^\circ\text{K}$.

Le facteur de Gaunt, issu de corrections quantiques, a une expression analytique qui dépend de l'énergie $\hbar\omega$ des photons produits. Il vaut :

$$\bar{G}(T, \omega) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{e^{-\hbar\omega/\kappa T}}{\sqrt{-\hbar\omega/\kappa T}} \quad \text{si } \hbar\omega > T$$

et

$$\bar{G}(T, \omega) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left[19.56 + \ln \frac{T^{3/2}}{\omega Z} \right] \quad \text{si } \hbar\omega < T.$$

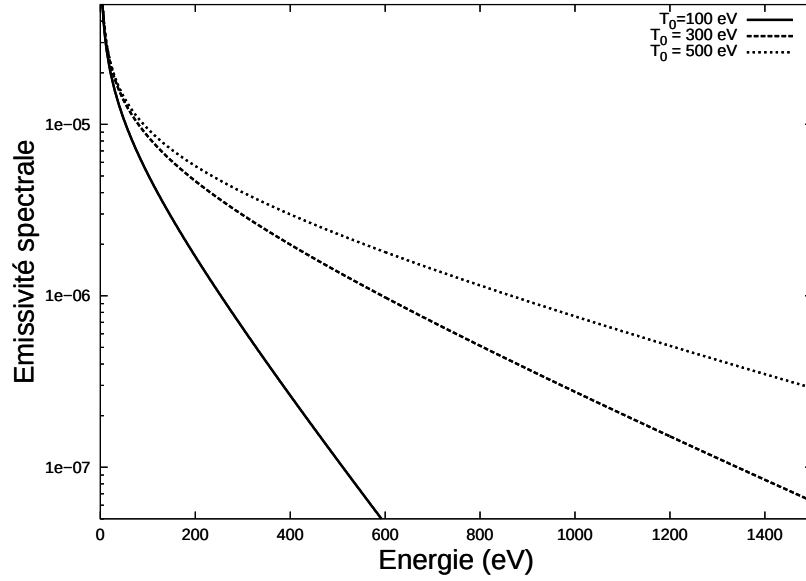


FIG. 3.1 – Spectre du rayonnement de Bremsstrahlung pour $T_e = 250$ eV, $T_e = 500$ eV et $T_e = 1000$ eV. L'expression du facteur de Gaunt pour les hautes fréquences a été utilisée.

L'émissivité spectrale est représentée sur les figures 3.1 et 3.2, en utilisant les deux expressions du facteur de Gaunt, pour des plasmas de températures $T_e=100$ eV, $T_e=300$ eV et $T_e=500$ eV.

La puissance instantanée totale émise par unité de temps et par unité de volume est obtenue en intégrant l'émissivité spectrale sur toutes les fréquences ω . Elle est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= 8\pi \int_0^\infty j_\omega d\omega \\ &= 2.19 \cdot 10^{-40} n_e n_i Z^2 \sqrt{T} \quad (\text{W m}^{-3} \text{ s}^{-1}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

où la température T est exprimée en K° et les densités n_e et n_i en m^{-3} .

Les dépendances du rayonnement de Bremsstrahlung thermique, découlant de 3.1, sont les suivantes :

- La puissance instantanée croît avec $Z^2 n_e n_i$, ce qui est équivalent à $Z n_e^2$: le rayonnement augmente quadratiquement avec la densité électronique du plasma et est plus important pour les matériaux lourds.
- L'émission du rayonnement est isotrope.
- Le spectre dépend de la température du plasma. Plus le plasma est chaud et plus le spectre est étendu.

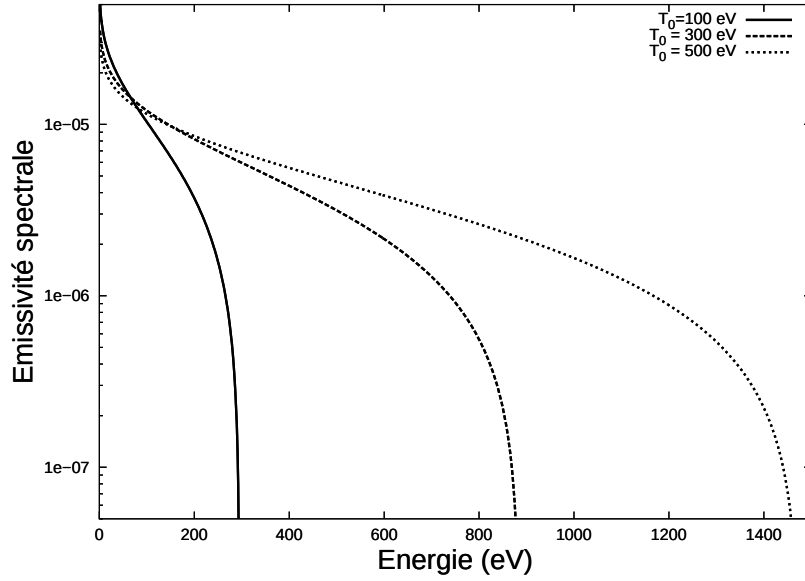


FIG. 3.2 – Spectre du rayonnement de Bremsstrahlung pour $T_e = 250$ eV, $T_e = 500$ eV et $T_e = 1000$ eV. L'expression du facteur de Gaunt pour les basses fréquences a été utilisée.

Pour calculer le nombre de photons produits par rayonnement de Bremsstrahlung, il nous faut maintenant déterminer la température du plasma ainsi que la durée de l'émission du rayonnement. Ces quantités sont estimées ci-dessous.

Température

Nous avons vu dans la section 2.2 qu'un électron initialement au repos sur l'axe laser et soumis une onde laser plane, est de nouveau au repos après le passage de l'impulsion laser. En réalité, l'électron est dans un environnement plasma et de nombreux effets contribuent à lui laisser une énergie cinétique après le passage de l'impulsion laser : l'énergie à l'ionisation ATI (Above Threshold Ionisation), le chauffage par Bremsstrahlung inverse, la force de rappel des ions, la force pondéromotrice. Parmi ces effets, celui qui détermine en plus grande partie la température du plasma, est le chauffage ATI qui correspond à l'énergie acquise par les électrons lors de l'ionisation [54],[55],[56],[57].

A l'instant de l'ionisation, l'électron a une énergie cinétique appelée ATI qu'il conservera après le passage de l'impulsion laser [56], [55], [54]. Elle est liée à la phase et à l'amplitude du champ laser à cet instant et s'exprime, selon la polarisation du laser, par :

$$E_c = 2 \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \cos^2(\omega t_0) = 2U_p \cos^2(\omega t_0) \quad \text{en polarisation linéaire}$$

et

$$E_c = 2U_p \quad \text{en polarisation circulaire}$$

où $U_p = (e^2 E^2)/(4m\omega^2)$ est appelé potentiel pondéromoteur et t_0 est l'instant de l'ionisation.

En polarisation linéaire, l'ionisation se fait préférentiellement aux maximums du champ. L'énergie ATI correspondante est de ce fait faible et la distribution en énergie des électrons est centrée sur les énergies nulles car on constate qu'elle s'annule si $\cos^2(\omega t_0) = 0$ [54],[55].

Lorsque le laser est polarisé circulairement, la situation est différente car l'amplitude du champ laser ne dépend pas de sa phase. L'énergie gagnée à l'ionisation est alors plus importante [54],[55].

Beaucoup d'études à la fois expérimentales [57] [58] [59] et théoriques [60] [33] ont été menées sur les distributions des vitesses électroniques. Cependant, les mesures expérimentales actuelles ne concernent que des plasmas créés par des laser d'intensités maximales de l'ordre de 10^{17} W/cm^2 ; aucune mesure de température d'un plasma sous dense créé par un laser relativiste n'a été faite jusqu'à présent.

L'estimation de la température du plasma est donc théorique. La figure 3.3 issue d'un calcul de Lee Upcraft représente la température électronique moyenne en fonction de l'intensité laser et lorsque le laser est polarisé linéairement et circulairement. A une intensité laser de 10^{19} W/cm^2 , la température est d'environ 1.5 keV en polarisation circulaire, et 350 eV en polarisation linéaire.

La température du plasma détermine, en partie, le libre parcours moyen des électrons ; c'est à dire le caractère collisionnel ou non collisionnel du plasma. Le libre parcours moyen Λ_{e-i} est défini par l'expression :

$$\lambda_{e-i}(\text{cm}) = 1.5 \times 10^{19} \frac{E^2(\text{ keV })}{n_e Z \ln(\Lambda)}$$

où E est l'énergie de l'électron, n_e la densité électronique du plasma, Z le nombre de charges, et $\ln(\Lambda)$ les logarithme coulombien.

Pour qu'un électron puisse émettre du rayonnement de Bremsstrahlung non négligeable, il faut qu'il entre fréquemment en collision avec des ions : il faut donc que son libre parcours moyen soit inférieur aux dimensions du plasma.

Dans le cas où le libre parcours moyen est plus grand que les dimensions du plasma, les électrons font peu de collisions dans le plasma et le rayonnement de Bremsstrahlung qu'ils émettent est faible.

Intéressons nous seulement aux électrons présents dans le volume focal. La dimension transverse du plasma est alors de l'ordre de la dimension de la tache focale (prenons $15 \mu\text{m}$) et la dimension longitudinale est de l'ordre de la longueur de Rayleigh (prenons $150 \mu\text{m}$). En considérant que la densité du plasma est égale à $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, on peut

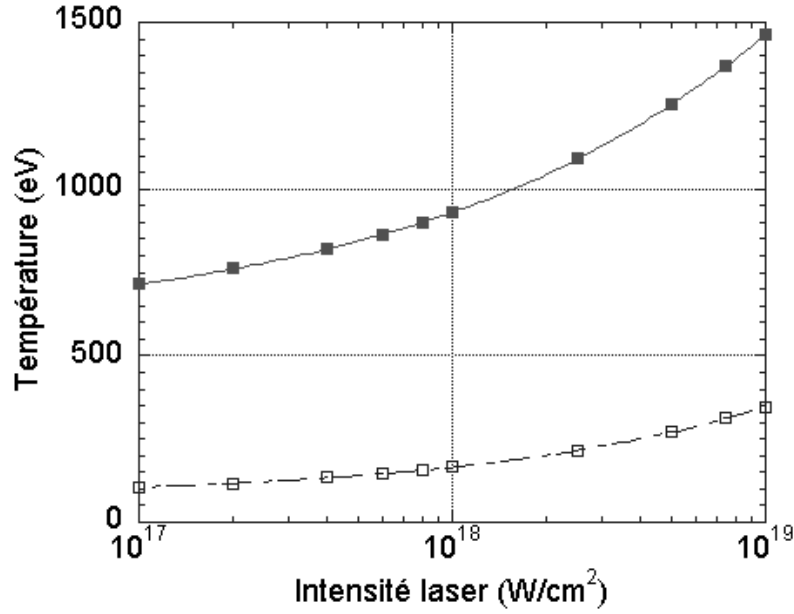


FIG. 3.3 – Température moyenne du plasma en fonction de l'intensité laser en polarisation linéaire et circulaire. La densité électronique est de $10^{19} e^-/cm^3$.

estimer les énergies d'un électron dont le libre parcours moyen est égal à $15 \mu m$ ou $150 \mu m$. Ces deux énergies sont respectivement égales à 100 eV et 474 eV.

Finalement, dans le volume focal, seuls les électrons peu énergétiques peuvent produire du rayonnement de Bremsstrahlung.

Durée

La durée τ de l'émission du rayonnement de Bremsstrahlung est comprise entre l'instant où les électrons quittent le laser et l'instant où ils se recombinaient sur les ions. Cette durée sera appelée τ .

Pendant cet intervalle de temps τ , le plasma se détend par conductivité thermique (annexe 2) et perd de l'énergie par rayonnement. Le nombre total de photons émis par rayonnement de Bremsstrahlung étant dépendant de la température du plasma et de son volume, il faut tenir compte de l'évolution de ces deux quantités pour calculer le nombre de photons produits.

Pour cela, on peut utiliser un modèle simple en supposant que le plasma, de température initiale T_0 , est de symétrie de révolution autour de l'axe de propagation du laser et possède un gradient radial de température. L'évolution radiale et temporelle de la température $T(r, t)$ du plasma est ensuite déterminée par l'équation non linéaire de la

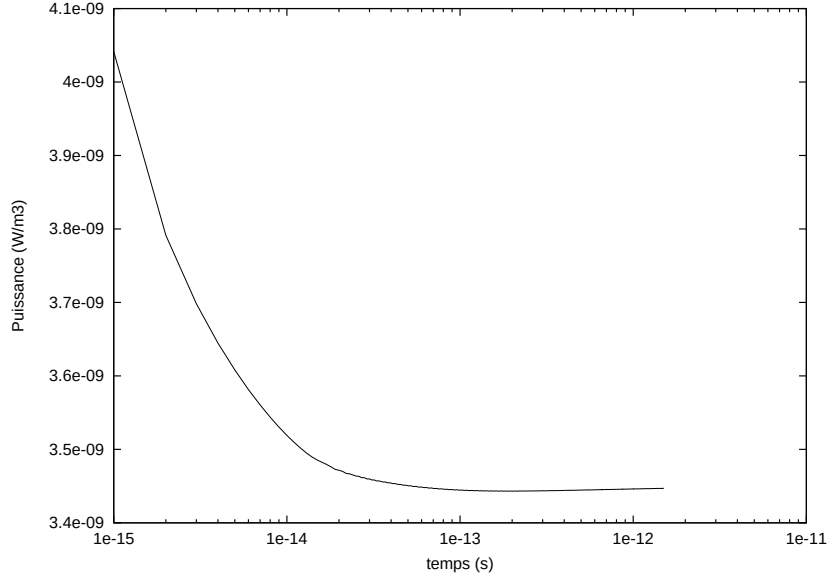


FIG. 3.4 – *Puissance émise par rayonnement de Bremsstrahlung en fonction du temps.*
 $n_e = 10^{19} \text{cm}^{-3}$

chaleur :

$$\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \frac{\kappa}{(3/2)n_e k} \Delta_r T(r, t) - T_{\text{pertes}}(r, t) \quad (3.3)$$

où κ est la conductivité thermique, n_e la densité électronique et T_{pertes} un terme contenant les pertes par rayonnement.

Cette équation se résout numériquement. Les résultats de la dynamique d'expansion du plasma sont décrits dans l'annexe 2.

Intéressons nous uniquement ici au rayonnement de Bremsstrahlung émis par le plasma.

En utilisant les résultats de l'équation de la chaleur 3.3 et l'expression 3.2, on peut obtenir l'évolution temporelle de la puissance instantanée du rayonnement de Bremsstrahlung émis par l'ensemble du plasma. Elle représentée sur la figure 3.4 pour illustrer le fait que le rayonnement émis dépend à la fois du volume et de la température du plasma.

La puissance émise décroît lentement avec le temps. Aux premiers instants, la température est élevée mais le volume est faible. Ensuite, la température chute mais le volume augmente ce qui atténue la diminution de la puissance rayonnée.

Dans le but de déterminer la durée τ de l'émission du rayonnement de Bremsstrahlung, il faut comparer les puissances émises par ce processus et par celui des recombinaisons radiatives (ce dernier ne sera décrit que dans la section suivante mais il nous faut l'évoquer dès maintenant pour déterminer τ). En effet, lorsque la température est suffisamment

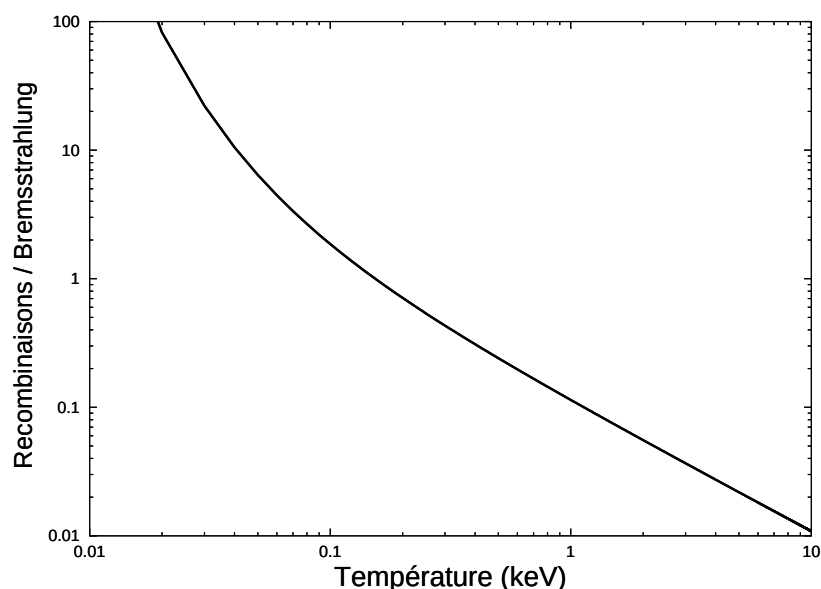


FIG. 3.5 – *Rapport des puissances émises par rayonnement de recombinaison et rayonnement de Bremsstrahlung.*

basse, le processus de recombinaisons radiatives est dominant et il n'émet que peu de rayonnement de Bremsstrahlung. Le rapport des puissances émises par rayonnement de recombinaisons radiatives et par rayonnement de Bremsstrahlung est représenté en fonction de la température du plasma sur la figure 3.5.

On constate que lorsque la température est suffisamment basse, le plasma va plutôt perdre de l'énergie par recombinaisons radiatives que par rayonnement de Bremsstrahlung. Les deux rayonnements sont égaux pour $T = 100$ eV.

Sur la figure 7.3 de l'annexe 2 on voit que la durée nécessaire pour que la température du plasma soit de 100 eV est $\tau \sim 150$ ps pour un plasma de température initiale est $T_0 = 1$ keV et de densité $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Cette observation permet d'obtenir l'ordre de grandeur de la durée de l'émission du rayonnement de Bremsstrahlung.

Application numérique

Dans les conditions expérimentales décrites dans le tableau 4.1 et avec $n_e = 1. \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T = 150$ eV, la puissance totale émise par rayonnement de Bremsstrahlung et par impulsion, donnée par la formule 3.2, est alors :

$$P = 1.2 \times 10^{17} \quad \text{eV/150ps/mm}^3$$

Si d'autre part, tous les photons sont émis à 100 eV (énergie à laquelle on s'intéresse

puisque'elle correspond au pic du spectre Larmor), le nombre total de photons émis dans le volume focal est

$$N_B = 1.9 \times 10^{10} \quad \text{photons/impulsion} / 4\pi \text{str}$$

3.1.2 Bremsstrahlung : cas relativiste

Lorsqu'un électron relativiste oscille dans le champ électromagnétique d'un laser intense et entre en collision avec un ion, il émet du rayonnement de Bremsstrahlung dit relativiste.

Dans le cas du rayonnement de Bremsstrahlung relativiste, bien que le libre parcours moyen d'un électron soit grand (du fait de l'énergie importante de celui-ci lorsqu'il oscille dans le champ électromagnétique du laser), le rayonnement de Bremsstrahlung qu'il émet est important. En effet, l'amplitude de la force de Coulomb que l'ion exerce sur l'électron est indépendante de la vitesse de ce dernier; l'accélération, liée au rayonnement émis, est par conséquent la même quelque soit la vitesse de l'électron. En revanche, le temps pendant lequel l'électron subit cette force, et émet du rayonnement de Bremsstrahlung, est d'autant plus court que la vitesse de l'électron est importante. Cependant, le nombre de collisions faites par un électron est d'autant plus grand que son énergie est importante. Finalement, étant donné que la puissance du rayonnement de Bremsstrahlung émise par l'électron lors d'une collision dépend de la vitesse de l'électron, de son accélération, et du temps de collision, elle croît lorsque le paramètre a_0 augmente. D'autre part, les collisions étant dépendantes de la trajectoire de l'électron, le rayonnement de Bremsstrahlung relativiste produit en dépend aussi. Certaines des caractéristiques du rayonnement de Bremsstrahlung sont, pour cette raison, proches de celles du rayonnement de Larmor.

Y. Ueshima et al. proposent une expression analytique de la puissance émise par rayonnement de Bremsstrahlung relativiste qui s'ajuste à leurs calculs numériques. La puissance vaut :

$$P[W] = 3.24 \times 10^{-8} a_0 (0.6 a_0^{3/2} + 1) \left(\frac{Z}{10} \right)^2 \left(\frac{n_i}{10^{20} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^2$$

Dans les conditions expérimentales du tableau 4.1, la puissance émise vaut alors :

$$P = 2.5 \times 10^3 \text{W}$$

Du fait de l'énergie relativiste des électrons, le spectre du rayonnement de Bremsstrahlung relativiste doit s'étendre jusqu'à quelques MeV.

De manière à maximiser le nombre total de photons produits, considérons que tous les photons aient une énergie égale à 1 keV, le nombre total de photons produits est alors

égal à :

$$N_P = 5 \times 10^5 \text{photons/impulsion}$$

3.2 Recombinaisons et transitions atomiques

3.2.1 Recombinaisons

Lors d'une collision un électron peut se recombiner avec un ion : si un électron d'énergie cinétique E_C se recombine sur un niveau d'énergie E_i d'un ion, un photon d'énergie $E = E_c + E_i$ est émis. Il en résulte l'émission d'un rayonnement de spectre continu.

Comme le montre la figure 3.5, le processus de recombinaisons radiatives ne devient important que lorsque la température du plasma est suffisamment basse.

La puissance émise par recombinaison libre-lié d'un plasma à la température T_e vaut [61] :

$$P_r[W/cm^3] = 1.69 \times 10^{-32} \times n_e T_e^{1/2} \sum Z^2 n(Z) \left(\frac{E^{Z-1}}{T_e} \right) \quad (3.4)$$

où n_e est la densité électronique, $n(Z)$ est la densité d'ions dont le degré d'ionisation est Z et T_e est la température électronique.

Dans le cas de l'hélium, il n'y a que deux états d'ionisation et cette expression se réduit à :

$$P_r[W/cm^3] = 1.69 \times 10^{-32} \times n_e T_e^{1/2} \left(n(1) \frac{E^0}{T_e} + n(2) \frac{E^1}{T_e} \right) \quad (3.5)$$

où $n(1)$ et $n(2)$ sont les populations d'ions He^+ et He^{2+} .

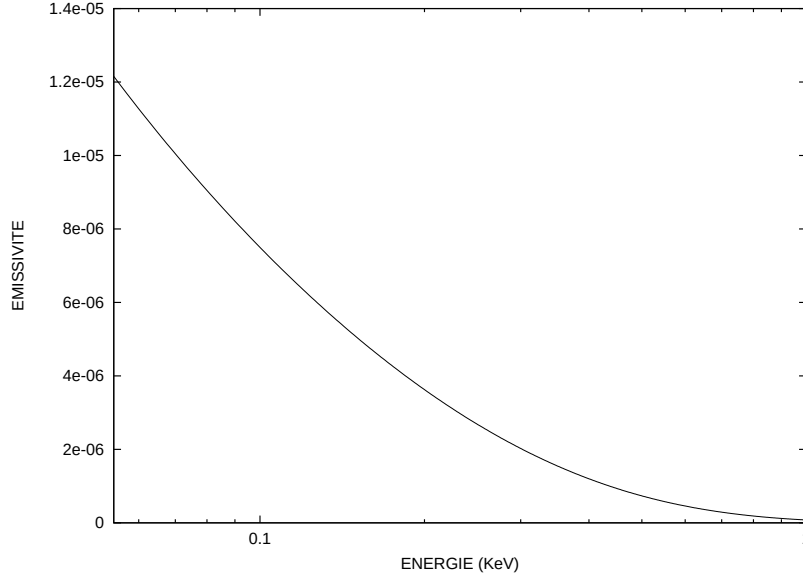
Le spectre du rayonnement de recombinaisons est donné par l'émissivité spectrale j_ω^r :

$$j_\omega^r = 2.7 \times 10^{-2} j_\omega \frac{Z^2}{T(keV)^{1/2}} e^{1.36 \times 10^{-2} Z^2 / T(keV)}$$

où j_ω est l'émissivité spectrale définie par 3.1.

L'émissivité j_ω^r étant dépendante de $1/T^{1/2}$, le rayonnement émis par recombinaisons décroît quand la température du plasma augmente.

Les recombinaisons vers l'état fondamental de He^{2+} produisent des photons d'énergies supérieures à 54.4 eV et les recombinaisons vers He^+ où les états excités de He^{2+} apparaîtront majoritairement à des énergies plus basses puisque les potentiels d'ionisation sont plus faibles. Le spectre caractéristique du rayonnement de recombinaison est représenté sur la figure 3.6.

FIG. 3.6 – *Allure du spectre du rayonnement de recombinaison.*

Afin d'obtenir un ordre de grandeur du nombre de photons produits lors des recombinaisons radiatives, on peut dire que si tous les électrons du plasma se recombinaient directement sur l'état fondamental (ils sont au nombre de $N_e = 1.6 \times 10^{11}$ dans le volume focal en considérant un plasma de densité égale à $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) le nombre total de photons émis sur l'ensemble du spectre serait :

$$N_p \sim 1.6 \times 10^{11} \quad \text{photons/impulsion}/4\pi \text{str.}$$

Intéressons nous maintenant aux effets que les différents paramètres variables de l'expérience ont sur le rayonnement de recombinaisons radiatives :

- La densité du plasma a une influence : plus elle est élevée et plus il y a de recombinaisons. Faisant intervenir à la fois un électron et un ion, la puissance émise par recombinaisons radiatives dépend du produit des densités électronique et ionique, soit Zn_e^2 .
- Lorsque le plasma est complètement ionisé, la polarisation du laser n'a pas d'influence sur le rayonnement émis lors des recombinaisons radiatives. Bien que le plasma soit plus chaud en polarisation circulaire, le rayonnement de recombinaison n'en sera pas moins important. Le plasma perdra plus d'énergie par rayonnement de Bremsstrahlung et ne se recombinera que lorsque sa température sera suffisamment basse (figure 3.5). La température à partir de laquelle les recombinaisons deviennent importantes est la même quelle que soit la polarisation du laser.

- En supposant que l'ensemble du volume d'interaction est complètement ionisé, l'énergie laser ne doit pas avoir d'influence. Lorsque celle-ci augmente, le rayonnement émis lors des recombinaisons radiatives ne doit pas augmenter. Cependant, lors d'une expérience, lorsque l'énergie augmente, le volume de plasma ionisé augmente aussi. Le nombre de photons émis par recombinaisons est donc plus grand. Il faut donc tenir compte de l'ionisation et des volumes ionisés en fonction de l'énergie laser, ce point est traité dans l'annexe 4 et nous le discuterons dans le chapitre 5.

3.2.2 Transitions lié-lié

S'il ne s'est pas recombiné directement sur le niveau d'énergie fondamental, un électron va descendre les niveaux d'énergies de l'ion ou de l'atome en émettant à chaque fois un photon. Le résultat est un spectre de raies discrètes caractéristiques de la composition du plasma.

Dans le cas de l'hélium les transitions possibles produisent des photons d'énergies égales à 7.5 eV et 21 eV.

En ne considérant que les électrons présents dans le volume focal et en supposant qu'ils ne font qu'une transition pour descendre au niveau fondamental, le nombre d'électrons est $N_e = 1.6 \times 10^{11}$ et le nombre de photons produits est :

$$N_P = 1.6 \times 10^{11} \quad \text{photons/impulsion}/4\pi \text{str.}$$

Le spectre du rayonnement produit est composé de raies discrètes.

3.3 Harmoniques d'ordres élevés

Les harmoniques d'ordres élevés sont produites par recombinaisons d'électrons sur les ions [62]. Le mécanisme de production d'harmoniques peut simplement se décomposer en trois étapes : un électron est ionisé par effet tunnel ; dans le continuum, il gagne de l'énergie en oscillant dans le champ laser ; puis, en passant au voisinage de l'ion, l'électron peut se recombinaison sur le niveau fondamental de celui-ci en émettant un photon d'énergie égale à la somme de l'énergie du potentiel d'ionisation (I_p) et de l'énergie cinétique acquise pendant l'oscillation (E_c).

Pour réaliser ce cycle, les conditions d'interaction sont restreintes : il faut que l'intensité soit suffisamment basse pour que la probabilité de recombinaison reste importante et que la polarisation du laser soit linéaire pour que l'énergie ATI soit faible. Le spectre du rayonnement est composé d'harmoniques cohérentes d'ordres impairs. Il est décroissant

puis plat et de nouveau décroissant et s'étend jusqu'à $3U_p + I_p$ où $3U_p$ est l'énergie maximale acquise par l'électron dans le continuum. Les énergies produites peuvent atteindre quelques centaines d'eV mais le nombre de photons produits est faible aux grandes énergies.

Bien que les harmoniques les plus énergétiques soient produites pour des gaz de Z faibles dont le potentiel d'ionisation est grand, dans nos conditions expérimentales, l'intensité laser est trop importante pour produire efficacement ce type de rayonnement X-UV.

3.4 Conclusion

Le tableau 3.1 est un résumé des nombres de photons produits dans le volume focal par tous les processus radiatifs qui viennent d'être cités et dans les conditions expérimentales indiquées dans le tableau 4.1.

Processus	N_X ($h\nu$ /impulsion)	Spectre E_X	Divergence
Larmor	10^{11}	large piqué à 190 eV	collimaté
Bremsstrahlung relativiste	10^5	large jusqu'au MeV	collimaté
Bremsstrahlung thermique	2×10^{10}	large jusqu'à 1 keV	isotrope
Recombinaisons	$\times 10^{11}$	large	isotrope
Transitions	10^{11}	raies	isotrope
Harmoniques	10^8 par harmonique	jusqu'à 100 eV	cône du laser

TAB. 3.1 – *Estimation du nombre de photons produit par les processus radiatifs principaux lors de l'interaction laser hélium dans les conditions expérimentales indiquées dans le tableau 4.1.*

Dans ces conditions, les calculs des nombres de photons produits montrent que le rayonnement de Larmor est le processus radiatif dominant dans le domaine d'énergie voisin du sub-keV. Par ailleurs, il se différencie des autres processus par plusieurs de ses caractéristiques : la forme piquée de son spectre, sa distribution angulaire anisotrope, sa croissance linéaire avec la densité électronique, ou encore par l'influence de la polarisation du laser.

Parmi les autres processus radiatifs pouvant produire du rayonnement X dans nos conditions expérimentales, les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons sont également importants. Nous verrons dans le chapitre 5, discutant les résultats expérimentaux, que selon les conditions de l'interaction laser-matière, les importances relatives de ces trois processus radiatifs principaux varient.

Le rayonnement d'harmoniques d'ensembles atomiques produit un nombre de photons important mais ses caractéristiques sont assez différentes de celle du rayonnement de Larmor. Le spectre n'est ni continu, ni piqué ; ce processus n'est pas possible lorsque le laser est polarisé circulairement ; les conditions laser optimales sont une intensité de l'ordre de 10^{15} W/cm².

Enfin, le rayonnement de transitions lié-lié, bien qu'important, est facilement identifiable car son spectre est composé de raies discrètes de faibles énergies.

Il est aussi important de remarquer que ces estimations ne sont faites que pour un volume focal de longueur $Z_R = 138 \mu\text{m}$ fixé. Expérimentalement, le diamètre du jet de gaz

de 3 mm est supérieur à la longueur de Rayleigh. Le volume d'interaction qui suit la focalisation du laser est par conséquent augmenté. A chaque partie du gaz sera alors associée une intensité et un volume pouvant produire du rayonnement. Ce point sera discuté dans le chapitre 5 consacré aux résultats expérimentaux.

Chapitre 4

Techniques expérimentales

Ce chapitre rassemble les différents diagnostics et techniques expérimentales utilisés lors des expériences. Dans un premier temps, le laser sera brièvement décrit. Ensuite, tous les éléments du montage et les diagnostics utilisés sont exposés : le jet de gaz qui fait office de cible, le système de détection X-UV avec ses différents composants, le diagnostic de polarisation du rayonnement X, et les diagnostics de propagation du laser et d'émission Thomson du plasma.

Les plans des montages expérimentaux à l'échelle seront donnés en fin de chapitre.

4.1 Laser 100 TW Salle Jaune

Le laser de la *Salle Jaune* est actuellement le plus puissant des lasers du LOA. Basé sur la technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification) [27] avec trois étages d'amplification titane : saphir, il peut délivrer des impulsions de 2.5 J en 25 fs (100 TW) sur cible avec une cadence de répétition de 10 Hz. La longueur d'onde centrale du laser est de 820 nm avec une largeur spectrale d'environ 40 nm. Pour limiter le risque d'endommagement des réseaux du compresseur (tenue au flux-pollution), il est utilisé quotidiennement avec 1.5 J - 2 J en 30 fs sur cible.

Le laser de la *Salle Jaune*, avant les modifications qui lui ont été apportées en 1999, est décrit dans plusieurs thèses [63]. Je me contenterai d'une brève description de ses nouvelles caractéristiques, accompagnée du schéma de la chaîne représentée sur la figure 4.1 ; pour plus de détails concernant les améliorations du laser de la *Salle Jaune* il faut se référer à l'article de Moana Pittman et al [25] qui décrit ce laser en détails.

Le schéma 4.1 extrait de l'article [25] décrit les différentes parties du laser et les améliorations sont résumées ci-dessous en quelques phrases.

- Pour diminuer la durée de l'impulsion laser un modulateur acousto-optique a été intégré dans la chaîne laser en sortie d'oscillateur. Ce modulateur (AOPDF-DAZZLER) permet de modifier la forme du spectre pour compenser le rétrécissement du spectre à la fin de la chaîne laser. Le spectre étant plus large, l'impulsion est plus courte temporellement. La modulation a permis de produire une impulsion de durée minimale de 25 fs.
- Pour augmenter l'énergie du laser, le nombre de lasers de pompe du troisième étage d'amplification est passé de 3 à 7, chaque laser délivrant une énergie allant de 1.2 à 1.7 J. Ceci a permis d'extraire plus d'énergie du barreau de titane :saphir du troisième étage et l'énergie peut désormais atteindre 3.5 Joules avant la compression temporelle.
- Le fort pompage dans le cristal du troisième étage crée des effets thermiques qui dégradent le front d'onde. Pour s'affranchir de ces effets, un système de refroidissement cryogénique du cristal du troisième étage a été implémenté. Le cristal est placé dans une enceinte sous vide et est refroidi à -170°C par contact de plaques de cuivre refroidies. Les mesures de front d'onde et de qualité de tache focale montrent que le refroidissement permet de s'affranchir des effets thermiques et d'obtenir une tache focale de très bonne qualité.

L'image de la tache focale que nous obtenons dans l'enceinte expérimentale est représentée sur la figure 4.2. Pour obtenir cette tache, le laser de 5 cm de diamètre est focalisé avec un miroir parabolique hors axe de 30 cm de distance focale. L'intensité laser

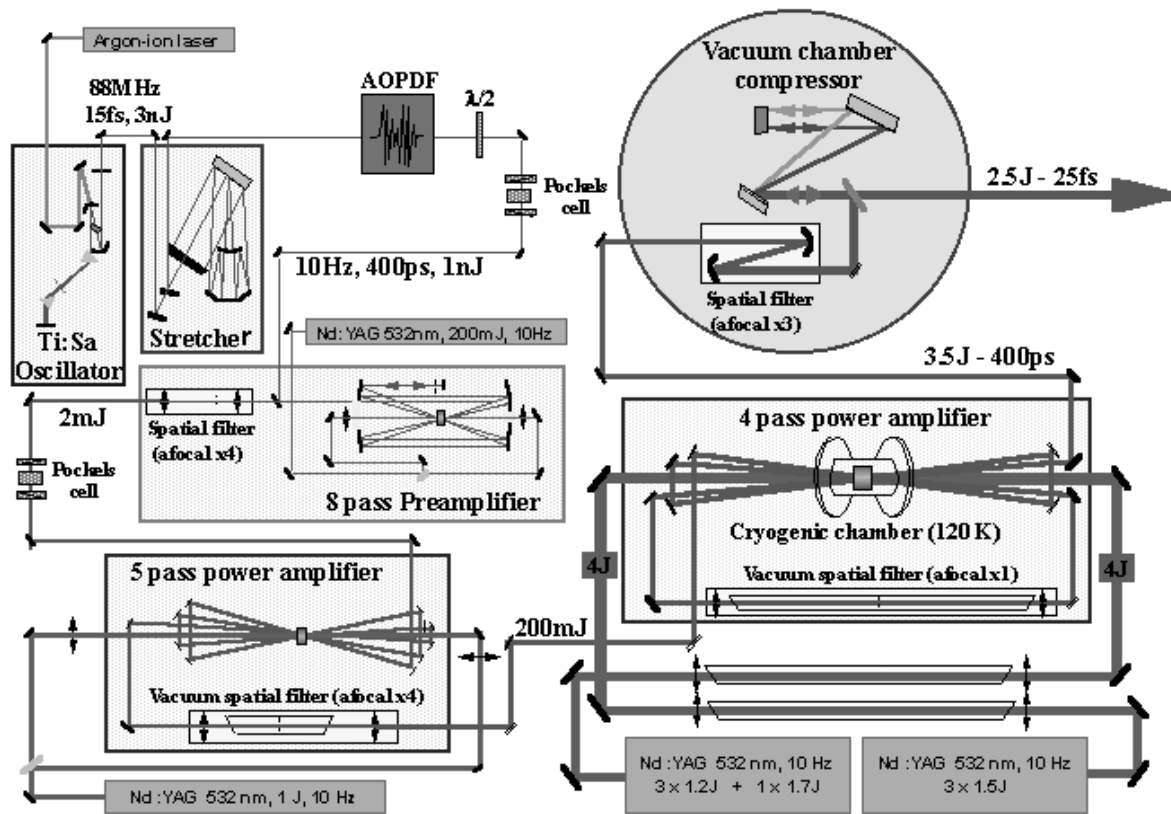


FIG. 4.1 – Schéma de la chaîne laser de la Salle Jaune d'après M.Pittman et al. [25]

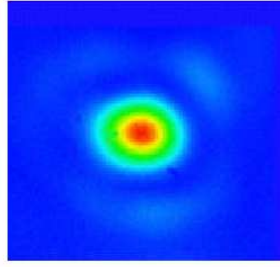


FIG. 4.2 – Tache focale mesurée au foyer d'un parabole de 30 cm de distance focale.

maximale est donnée par :

$$I[\text{W}/\text{cm}^2] = \frac{E}{\tau \times S}$$

où E est l'énergie, τ est la durée de l'impulsion laser et S la surface de la tache focale. La surface de la tache est donnée par :

$$S = \pi w_0^2$$

w_0 est le rayon de la tache focale.

Avec $w_0 = 5\mu$, $E = 1.5$ J et $\tau = 30$ fs, on obtient l'intensité crête :

$$I = 5 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2 \quad \text{soit} \quad a_0 = 5$$

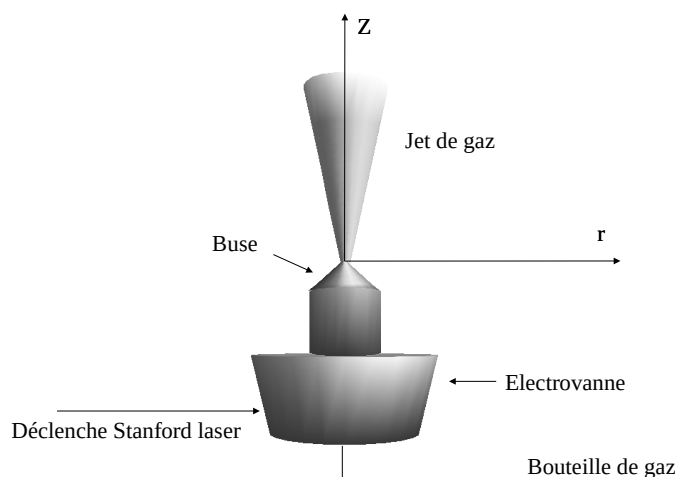
en considérant que 80% de l'énergie laser est comprise dans la tache de rayon w_0 .

4.2 Jet de gaz

Selon le type d'expérience d'interaction laser matière et la densité des plasmas que l'on souhaite produire, on peut utiliser soit des cibles solides, soit des cibles gazeuses (en jet ou en cellule), soit des agrégats (intermédiaires entre solide et gaz). Lors de toutes les expériences que nous avons faites, nous avons utilisé des jets de gaz supersoniques pulsés pour produire des plasmas dont les densités électroniques pouvaient aller de $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ à $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

Les intérêts de l'utilisation des jets de gaz sont multiples : ils permettent de produire des plasmas dont la densité électronique est modifiable et connue. Le volume d'interaction est contrôlé ainsi que le profil de densité du jet. D'autre part, l'émission spontanée amplifiée (ASE), pouvant créer un pré-plasma et nuire à l'interaction est moins gênante que pour les cibles solides du fait des densités plus faibles.

L'ensemble du dispositif du jet de gaz, représenté sur la figure 4.3, est composé d'une bouteille de gaz, d'une électrovanne dont le déclenchement est synchronisé avec l'impulsion

FIG. 4.3 – *Dispositif du jet de gaz*

laser, et d'une buse par laquelle sort le gaz. Le profil du jet de gaz et sa densité sont des caractéristiques importantes pour l'interaction. Elles dépendent de la forme de la buse et de la pression du gaz à l'entrée de l'électrovanne (appelée pression arrière) qui déterminent la vitesse de l'écoulement du gaz. Une buse est composée d'un cône d'entrée suivi d'une partie cylindrique (tuyère) puis d'un cône de sortie. Les dimensions de chaque partie sont ajustées de manière à ce que l'écoulement du gaz soit supersonique. Les dimensions des jets cylindriques sont typiquement comprises entre 1 mm et 5 mm.

Pour une expérience, il est important que l'écoulement soit supersonique de manière à ce que le laser interagisse avec une "tranche" de gaz de densité connue et homogène sur toute la longueur du jet. Si l'écoulement n'est que sonique le profil de densité est inhomogène. L'écoulement du gaz dans des buses soniques et supersoniques a été simulé numériquement et caractérisé expérimentalement [64] par V.Malka. Le profil de densité du jet est mesuré par interférométrie : le jet de gaz est placé sous vide dans l'un des bras d'un interféromètre Mach-Zender. L'interférogramme permet d'obtenir la densité d'atomes du gaz en fonction de la distance radiale r par rapport au centre du jet en utilisant une transformation mathématique d'Abel qui permet d'obtenir l'indice du gaz en fonction de r à partir de l'interfrange [65].

La figure 4.4 représente le profil de densité de la buse de 3 mm qui a été utilisée lors des expériences.

Pour la buse de 3 mm que nous présentons ici et qui a été utilisée pour toutes nos expériences, la densité électronique pour de l'hélium deux fois ionisé est donnée en fonction

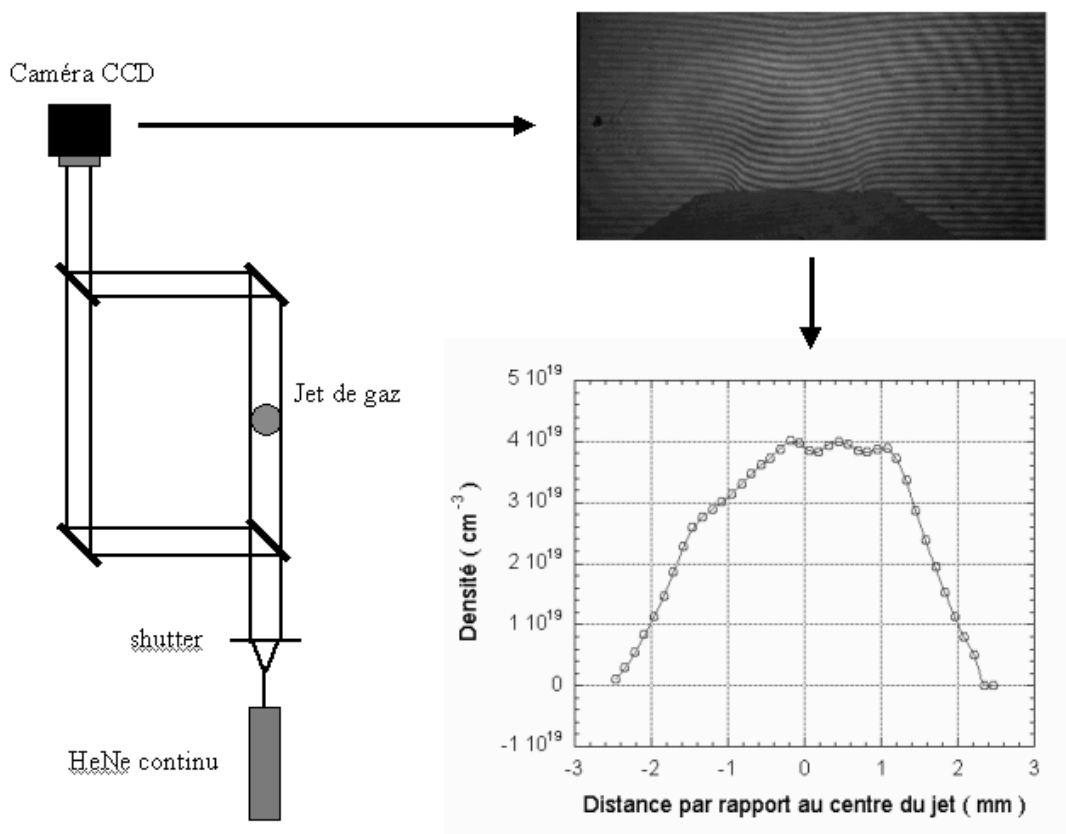
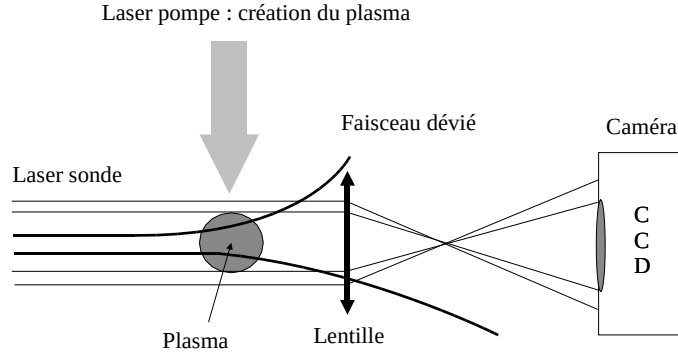


FIG. 4.4 – Méthode de caractérisation d'une buse. En plaçant le jet de gaz dans l'un des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder, on obtient un interférogramme tel que celui représenté sur cette figure. Un obturateur rapide assure la résolution temporelle de la mesure. Le profil de densité, représenté sur le graphique, est obtenu à partir de l'interférogramme, en utilisant une transformation d'Abel qui permet d'obtenir le profil radial de densité à partir de l'interfrange mesuré.

FIG. 4.5 – *Schéma de principe de l'ombroscopie*

de la pression arrière par la relation :

$$n_e(\text{cm}^{-3}) = 7 \times 10^{17} \times P(\text{bar})$$

4.3 Diagnostics de propagation du laser

Afin de caractériser la propagation du laser dans le jet de gaz, on peut utiliser les diagnostics d'ombroscopie et d'émission Thomson à 90°. Ces mesures ont plusieurs intérêts ; elles donnent accès à :

- Une mesure d'ASE en observant le pré-plasma créé par le pied avant de l'impulsion laser. On utilise pour cela l'ombroscopie qui donne une image du plasma à un instant donné avec une résolution temporelle égale à 30 fs dans notre cas.
- La caractérisation de la propagation, de l'autofocalisation et de la filamentation.
- L'évolution du plasma dans le temps et l'instant où le laser sort du jet de gaz.
- La position du foyer laser dans le jet de gaz.

Ombroscopie

L'ombroscopie est une technique pompe-sonde permettant d'obtenir une image du plasma avec une résolution temporelle égale à la durée de l'impulsion laser sonde. La forme du plasma étant directement liée au laser l'ayant créé, cette technique permet de

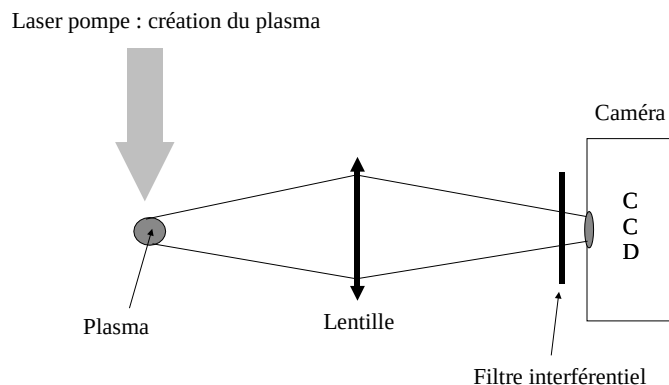


FIG. 4.6 – Schéma de principe de la diffusion Thomson

caractériser la propagation du laser. Cette méthode utilise deux faisceaux laser : le faisceau laser pompe ayant créé le plasma et le faisceau laser sonde qui vient le sonder.

Le montage d'ombroscopie est représenté sur la figure 4.5. Le plasma est imagé par une lentille sur une caméra CCD ; nous choisissons généralement un grandissement égal à 1. La distance des plans image et objet est égale à $2f$ (où f est la distance focale de la lentille). Le principe de l'ombroscopie est le suivant : Le faisceau laser sonde (faisceau parallèle) dont la direction est à 90° de celle du laser pompe, passe par le plasma. Comme nous l'avons schématiquement indiqué sur la figure, les rayons qui traversent le plasma sont réfractés suite au changement d'indice optique dû au gradient de densité électronique du plasma ; ces rayons ne seront pas détectés par la caméra. En revanche, les rayons n'ayant pas été déviés par le plasma sont détectés par la caméra CCD. En résultat, nous obtenons l'image de l'ombre du plasma sur le détecteur. En changeant le retard entre l'instant de la création du plasma et l'instant où il est sondé, on peut suivre l'évolution du plasma dans le temps et suivre la propagation du laser dans le jet de gaz. Nous utiliserons ce diagnostic lors de chacune des expériences.

Diffusion Thomson à 90°

La diffusion Thomson est la lumière émise au cours des accélérations des électrons du plasma oscillant dans le champ laser intense. La puissance de lumière émise dépend donc linéairement du nombre d'électrons, de leurs accélérations, de leurs énergies et donc de

l'intensité du laser. Les images de diffusion Thomson font l'objet d'interprétations complexes pouvant aboutir à la température électronique du plasma, sa densité électronique [66],[67], mais elles permettent aussi d'identifier les zones d'intensité laser importante. Dans le cas présent, nous nous limiterons à une utilisation uniquement qualitative de l'émission Thomson pour estimer les zones de fortes intensité laser. Expérimentalement, sans sélection spatiale des zones émissives du plasma, ni résolution temporelle, le diagnostic de diffusion Thomson est très simple à mettre en oeuvre. Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 4.6. Il suffit d'imager le plasma avec une lentille. Nous choisissons, de même que pour l'ombroscopie, un grandissement égal à 1. Un filtre interférentiel (bande spectrale passante centrée sur 820 nm) placé devant la caméra CCD permet de sélectionner spectralement la lumière émise par diffusion Thomson à la longueur d'onde du laser. Dans notre cas, l'ensemble du plasma est imagé et la détection de l'émission propre nous permettra, lors de l'expérience, de localiser les zones d'intensités laser les plus importantes.

4.4 Détection X-UV

La détection X résolue spectralement est le diagnostic principal de nos expériences. Elle fournit le nombre de photons émis par le plasma en fonction de l'énergie X, caractéristique essentielle de toute source de rayonnement X.

Nous avons vu dans la section 2.4, que le rayonnement de Larmor créé par un laser relativiste, produit un spectre dans la gamme d'énergies UV-X s'étendant de la dizaine d'eV au keV et qu'il en est de même pour les autres processus radiatifs cités au chapitre 3. C'est donc dans cette gamme d'énergie X que nous devons faire la mesure du rayonnement émis. Selon l'énergie du rayonnement, plusieurs types de spectromètres peuvent être utilisés [68].

Pour le rayonnement X dur ($\sim$ keV), un spectromètre basé sur la diffraction de Bragg sur des cristaux de Von Hamos est utilisé [18] et pour le rayonnement X de quelques dizaines d'eV, un réseau en transmission est utilisé [69]. Dans ce dernier cas, plus l'énergie X est grande et moins la dispersion est importante. Pour obtenir une résolution suffisante il faut augmenter la distance entre le réseau et le détecteur.

Plus simplement, une sélection spectrale grossière peut être faite en utilisant des filtres de bandes passantes spectrales différentes permettant de couvrir la gamme d'énergies X qui nous intéresse. La résolution spectrale est cependant faible car elle est déterminée par la largeur des bandes passantes spectrales de chaque filtre.

Le schéma de l'ensemble du système de détection basé sur cette méthode est représenté

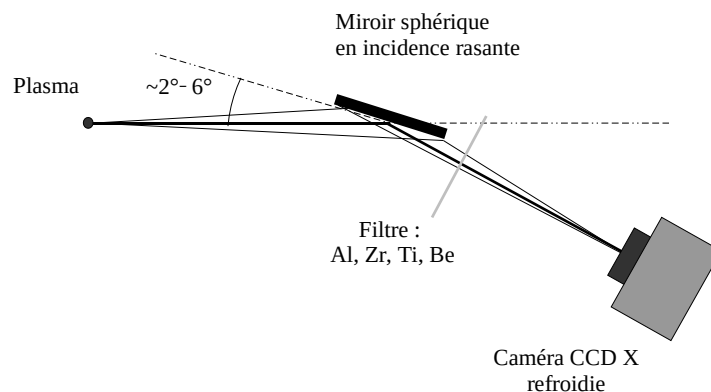


FIG. 4.7 – Schéma du dispositif de détection X-UV

sur la figure 4.7.

Comme le montre la figure 4.7, le rayonnement X issu du plasma est collecté par un miroir sphérique métallique placé en incidence rasante. Le choix du dépôt fait sur le miroir dépend de la gamme spectrale du rayonnement X étudié. On choisit soit un dépôt de nickel pour le rayonnement de quelques dizaines d'eV, soit un dépôt d'or pour le rayonnement X plus énergétique. L'inconvénient du traitement d'or est sa fragilité. Une base de données contenant les courbes de réflectivité des miroirs en fonction des angles d'incidences et des matériaux est disponible sur le site www.cxro.lbl.gov.

Il faut ensuite choisir l'angle du miroir de manière à maximiser l'efficacité du système de détection, en tenant compte à la fois de la réflectivité du miroir et de l'angle solide de collection du rayonnement. Lorsque l'angle d'incidence augmente, le nombre de photons collecté est plus important mais la réflectivité du miroir chute rapidement. Cet angle, est typiquement compris entre 2° et 10° pour les énergies X allant d'environ 20 eV à 2 keV ; l'angle doit être d'autant plus petit que le rayonnement X est énergétique. Placés entre le miroir et le détecteur X, des filtres assurent la sélection spectrale du rayonnement X et servent à couper la lumière laser. L'épaisseur et le matériau des filtres sont choisis en fonction de la gamme du rayonnement X étudiée et de la transmission souhaitée, en tenant compte à la fois des contraintes de fabrication et de solidité des filtres.

Le tableau 4.4 donne les bandes passantes spectrales des différents filtres utilisés et la figure 4.8 représente l'efficacité de l'ensemble du système de détection en tenant compte de la transmission des filtres et de la réflectivité d'un miroir en nickel avec 5° d'angle

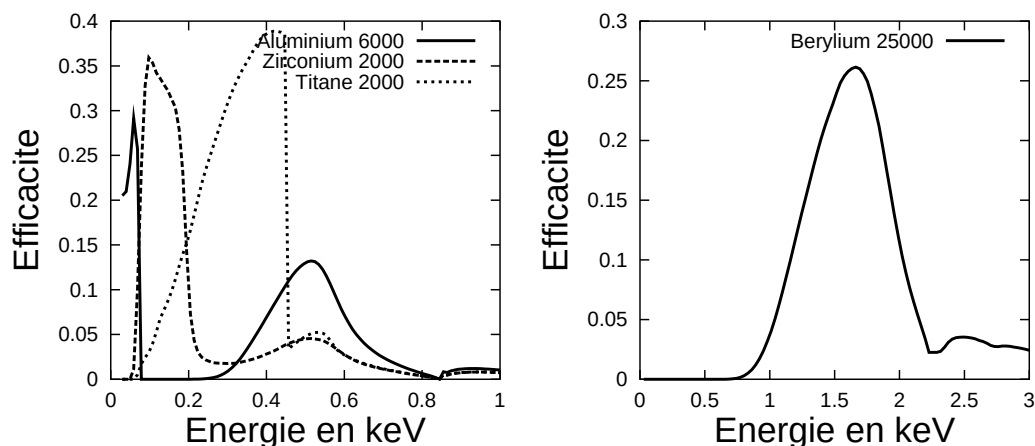


FIG. 4.8 – *Bande passante spectrale de l'association filtres et miroir. A gauche : aluminium, zirconium, titane combinés à un miroir en nickel à 6° . A droite : Filtre de béryllium $25\mu\text{m}$ combiné à un miroir en or à 2° .*

d'incidence ; les données de cette figure sont issues du site www.cxro.lbl.gov. Les différentes combinaisons nous permettent de couvrir une gamme spectrale comprise entre 20 eV et 2 keV.

filtre	Bande passante en eV	Epaisseur
Aluminium	20 à 60 eV	6000 Å
Zirconium	60 à 250 eV	2000 Å
Titane	220 à 350 eV	2000 Å
Beryllium	> 800 eV	25 μm

Le rayonnement X collecté puis sélectionné spectralement est ensuite focalisé sur une caméra CCD X refroidie. L'avantage de l'utilisation d'une caméra CCD X est que ce type de détecteur est très sensible. Lorsqu'il est refroidi à des températures de l'ordre de (-40°) , il peut détecter des photons uniques. Ses seuls inconvénients sont sa grande fragilité et son coût important.

La position de l'image de la source X par le miroir sphérique placé en incidence rasante est définie par les distances objet-miroir (p) et miroir-caméra (p'). Elle est donnée par la

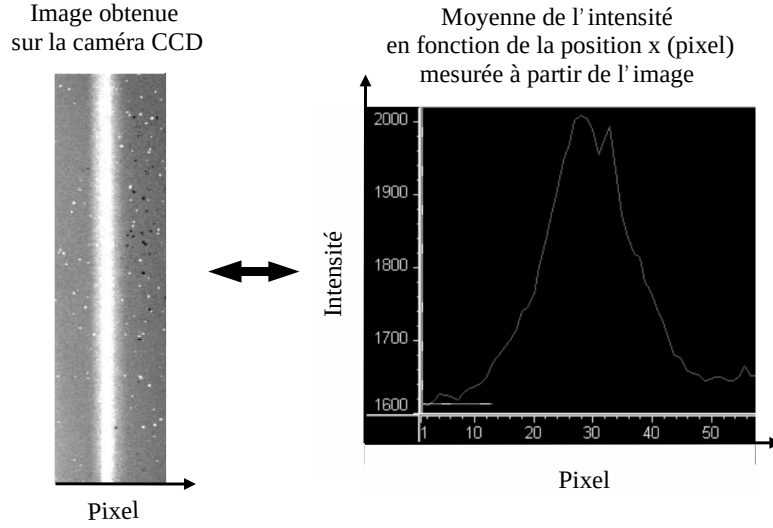


FIG. 4.9 – Image typique du rayonnement X reçue par la caméra CCD X lorsqu'elle est placée dans le plan image du miroir sphérique en incidence rasante.

formule :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{R \sin \theta}$$

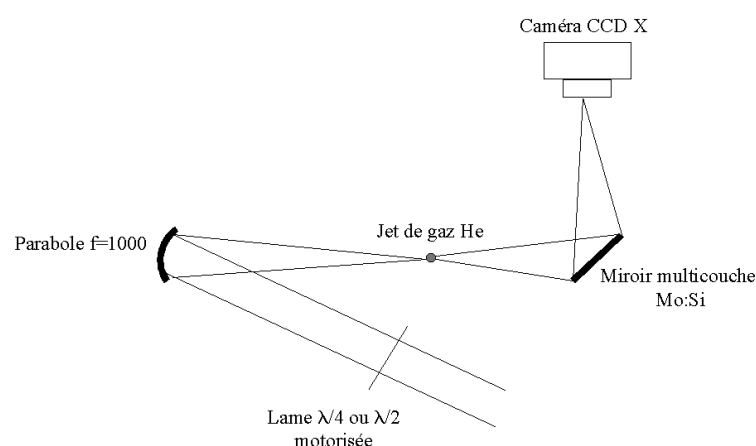
où R est le rayon de courbure du miroir et θ l'angle d'incidence.

Un exemple du type d'image obtenue sur la caméra CCD X est représenté sur la figure 4.9.

L'image obtenue est une ligne du fait de l'angle d'incidence d'environ 5° qui induit un astigmatisme important du miroir sphérique de collection. Le signal reçu sur la caméra est exprimé en nombre de coups N_{coups} . Le nombre de photons $N_{h\nu}$ s'exprime en fonction du nombre de coup et de l'énergie des photons par la relation :

$$N_{h\nu} = \frac{N_{coups}}{18.7 \times E_{h\nu}(eV)}$$

Pour mesurer la distribution spatiale du rayonnement X, l'ensemble du système de détection est monté sur une rotation motorisée dont l'axe est centré sur le centre du jet de gaz.

FIG. 4.10 – *Principe de la mesure de la polarisation du rayonnement X*

4.5 Diagnostic de polarisation X

La polarisation du rayonnement X est une caractéristique intéressante à connaître car le rayonnement de Larmor doit avoir la même polarisation que le laser. En revanche le rayonnement des processus radiatifs collisionnels n'est pas polarisé.

Pour faire la mesure de la polarisation du rayonnement X, nous utilisons un miroir multicouche Mo :Si (Molybdène : Silicium). Un miroir multicouche est composé d'une succession de couches de deux matériaux dont les natures et épaisseurs déterminent sa réflectivité spectrale [70]. Utilisés à 45° et pour une énergie d'environ 93 eV, le miroir Mo :Si que nous avons choisi a la particularité d'avoir une réflectivité qui est sensible à la polarisation du rayonnement. La figure 4.11 représente les courbes de réflectivité en fonction de l'énergie lorsque la polarisation du rayonnement est P (à gauche) et S (à droite). Ces courbes sont issues du site www.cxro.lbl.gov. Elles correspondent au miroir que nous utilisons dont les caractéristiques sont :

- Matériau : Mo :Si.
- Période entre deux couches : 30 nm.
- Nombre de périodes : 30.
- Angle d'incidence : 45°

On constate que la réflectivité est environ 20 fois plus importante lorsque le rayonnement X est polarisé S. Expérimentalement, on suit la méthode représentée sur la figure 4.10. En changeant la polarisation du laser de P à S, on s'attend, dans un cas idéal, à ce que le rayonnement de Larmor détecté chute d'un facteur 20.

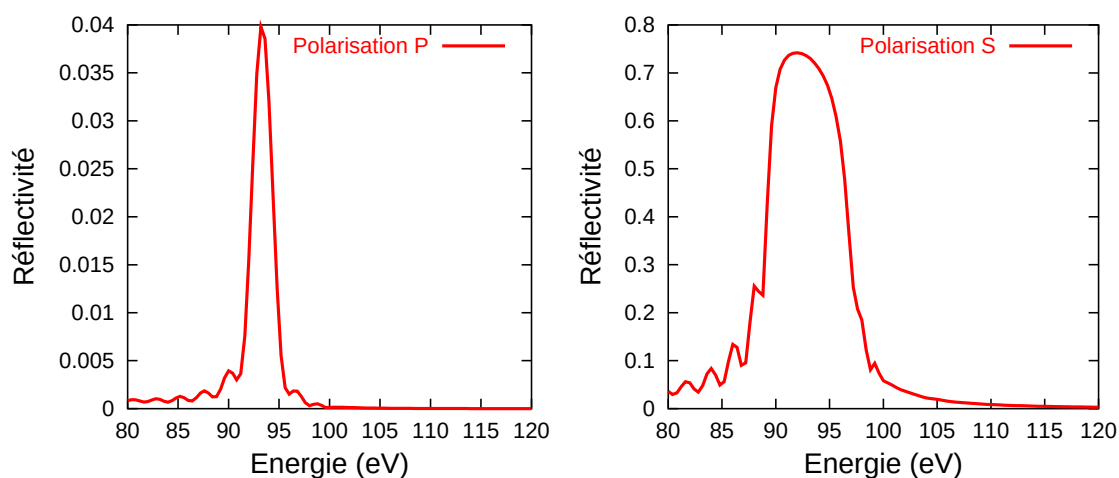


FIG. 4.11 – Courbes de réflectivité en fonction de l'énergie X d'un miroir $Mo :Si$ à 45° lorsque la polarisation du rayonnement est P (à gauche) et S (à droite).

4.6 Conditions expérimentales

Nous avons vu chaque partie du dispositif expérimental. En conclusion sur cette section, le tableau 4.1 résume les conditions expérimentales qui sont importantes.

Focale	$f = 300\text{mm}$
D	50mm
w_0	$6\mu\text{m}$
Z_R	$138\mu\text{m}$
I_0	$4.4 \times 10^{19}\text{W/cm}^2$
a_0	4.6
V	$1.6 \times 10^{-8}\text{cm}^3$
n_e	de 1×10^{18} à $5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$

TAB. 4.1 – Conditions expérimentales : diamètre du faisceau D , "waist" w_0 , longueur de Rayleigh Z_R , intensité crête I_0 , paramètre de force du laser a_0 , volume focal V , densité électronique n_e

Focale	f=1000 mm
D	50mm
w_0	$20\mu m$
Z_R	1.5mm
I_0	$4 \times 10^{18} W/cm^2$
a_0	1.4
V	$1.9 \times 10^{-6} cm^3$
n_e	de 1×10^{18} à $5 \times 10^{19} cm^{-3}$

TAB. 4.2 – *Conditions expérimentales : diamètre du faisceau D , "waist" w_0 , longueur de Rayleigh Z_R , intensité crête I_0 , paramètre de force du laser a_0 , volume focal V , densité électronique n_e*

4.7 Plans

Les plans à l'échelle des expériences Larmor et Thomson sont respectivement représentés sur les figures 4.13 et 4.14. Chaque élément du montage est indiqué sur ces plans.

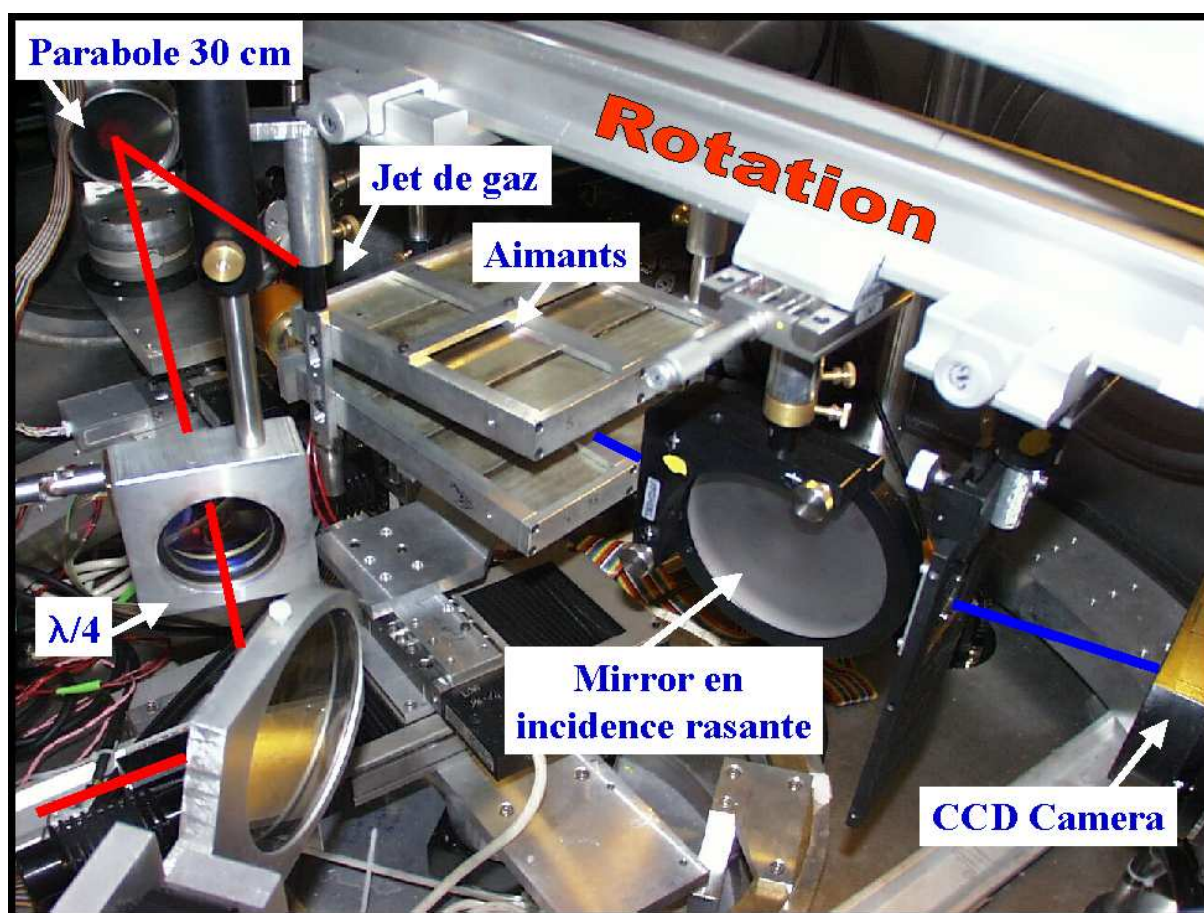


FIG. 4.12 – Photo du dispositif de l'expérience Larmor.

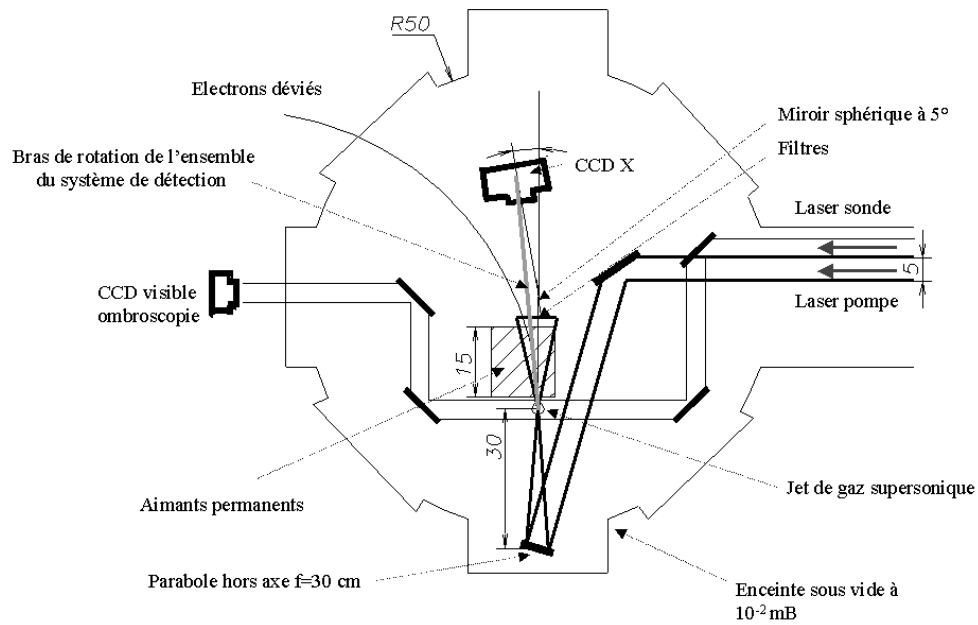


FIG. 4.13 – Plan à l'échelle du montage de l'expérience Larmor.

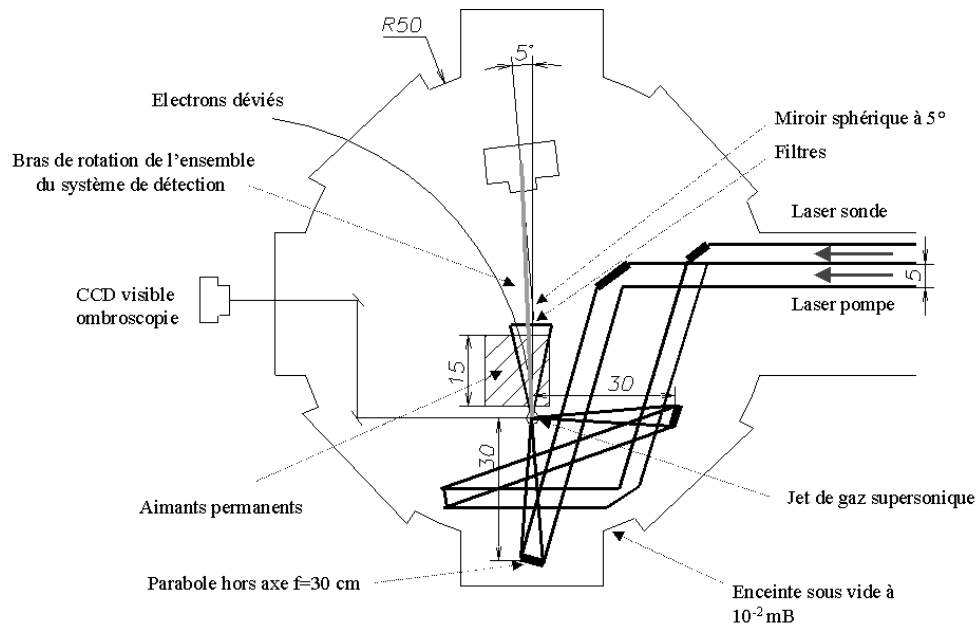


FIG. 4.14 – Plan à l'échelle du montage de l'expérience Thomson.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

La première mesure expérimentale du rayonnement de Larmor fut réalisée en 1998 par un groupe du Michigan [24]. Les auteurs avaient mis en évidence les caractéristiques principales du rayonnement de Larmor. Leurs mesures, faites pour les premières harmoniques de la fréquence du laser, n'ont jamais été réalisées dans le domaine d'énergies X.

Ce chapitre est consacré aux résultats expérimentaux concernant le rayonnement X émis lors de l'interaction entre un laser femtoseconde ultra intense ($I > 10^{19} \text{ W/cm}^2$) et plasma d'hélium sous dense ($n_e < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Nous avons vu dans le chapitre 4 que plusieurs processus radiatifs peuvent produire un flux de rayonnement X important dans ces conditions expérimentales (tableau 4.1). Dans le but d'identifier le processus radiatif dominant, des mesures qualitatives et quantitatives du rayonnement X observé ont été réalisées.

Pour différentes conditions d'interaction laser-plasma, nous avons mesuré la distribution spectrale du rayonnement, sa distribution angulaire, son évolution avec la densité électronique, son évolution avec l'énergie et la durée de l'impulsion laser, sa dépendance avec la polarisation du laser ou encore la polarisation du rayonnement X. L'effet de la position du point de focalisation par rapport au jet de gaz a aussi été étudié.

Les différentes parties de ce chapitre rassemblent les résultats expérimentaux correspondants à chacune de ces caractéristiques. En conclusion de ces parties, nous associerons les observations expérimentales au processus radiatif le plus probable.

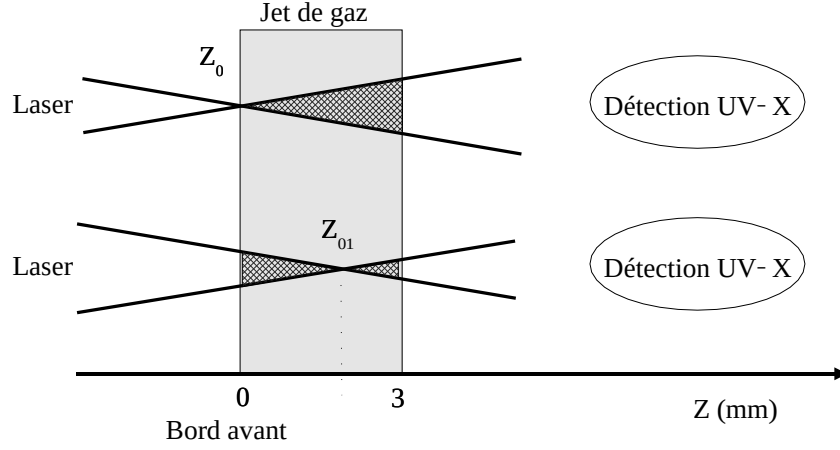


FIG. 5.1 – *Expérience d'évolution du rayonnement X en fonction de z .*

5.1 Effet de la position du foyer laser dans le jet de gaz.

La position (notée z) du foyer laser par rapport au bord avant du jet de gaz influe sur la propagation du laser, son intensité crête, et la dimension des volumes ionisés. Les propriétés du rayonnement X produit lors de l'interaction laser-plasma étant dépendantes de ces paramètres, il est nécessaire d'analyser leurs influences. Dans les deux sections suivantes, nous discutons tout d'abord l'effet de la position z sur la propagation du laser, et analysons ensuite son influence sur le rayonnement X émis. La figure 5.1 illustre le principe de l'expérience : la position z du foyer du laser est déplacée par rapport au bord avant du jet de gaz. Les mesures du rayonnement X et la caractérisation de la propagation du laser sont faites pour différentes valeurs de z .

5.1.1 Effet de la position du foyer laser sur la propagation

Pour des raisons géométriques d'intersection entre le faisceau laser et le jet de gaz, et à cause d'effets plus subtiles tels que la réfraction due à l'ionisation [66] ou l'autofocalisation relativiste [66], la position z du foyer laser par rapport au bord du jet de gaz modifie les volumes ionisés ainsi que l'intensité laser crête. Les résultats théoriques concernant ces deux points sont rassemblés dans l'annexe 4. Nous y montrons, que l'intensité laser est

maximale lorsque celui-ci est focalisé à proximité du bord ou à l'intérieur du jet de gaz, alors que les volumes ionisés sont plus importants lorsque le laser est défocalisé (soit avant le jet de gaz, soit après). Contentons nous de décrire dans cette section, qualitativement et brièvement, des résultats expérimentaux concernant la propagation du laser dans le jet de gaz.

Dans la plus grande majorité des cas, la valeur de l'intensité laser est définie uniquement à partir des caractéristiques du laser ; elle vaut $I = E/(S \times \tau)$ où E , S , et τ , sont respectivement l'énergie, la surface de la tache focale, et la durée de l'impulsion laser. L'estimation précédente de l'intensité n'est valable que lorsque le laser est focalisé dans le vide ; il en est autrement lorsque celui-ci est focalisé sur une cible, et en particulier dans un jet de gaz. Modifiées par la présence du gaz, la propagation du laser, et donc l'intensité maximale que subissent les électrons du plasma, vont dépendre de la position z du foyer dans le jet.

Dans le but d'estimer la position z pour laquelle l'intensité laser subie par les électrons du plasma est maximale, nous avons observé la propagation du laser dans le jet de gaz. Pour cela, on utilise les diagnostics d'émission Thomson et d'ombroscopie qui ont été décrits dans la section 4.4.

L'émission du rayonnement de diffusion Thomson, mesurée à la fréquence du laser, est due à la diffusion du laser par les électrons du plasma. C'est en fait le rayonnement émis par les électrons du plasma qui oscillent à la fréquence du laser. Son observation dans nos conditions expérimentales est une signature de haute intensité laser.

Nous n'observons l'émission Thomson que lorsque le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz. La figure 5.2 montre une image typique de la lumière émise par diffusion Thomson, mettant en évidence les zones de fortes intensités laser. On constate sur cette figure que la zone d'émission est située dans la partie avant du jet de gaz.

Dans des conditions expérimentales équivalentes d'énergie laser et de densité du plasma, la même observation est faite par ombroscopie. On constate sur la figure 5.3 que lorsque le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz, il se comprime puis se divise en une multitude de filaments. Ces types d'images ne sont observés que lorsque le laser est focalisé à proximité du bord avant du jet de gaz. Lorsque le laser est focalisé à une autre position, la propagation du laser est plus régulière, elle suit la focalisation naturelle du faisceau laser.

En conclusion, ces deux observations, bien que simples, nous permettent de voir que l'intensité laser est maximale lorsque celui-ci est focalisé sur le bord avant du jet de gaz. Pour profiter du maximum d'intensité laser et produire du rayonnement de Larmor, il doit donc être à priori plus favorable de focaliser le laser au voisinage de cette position.

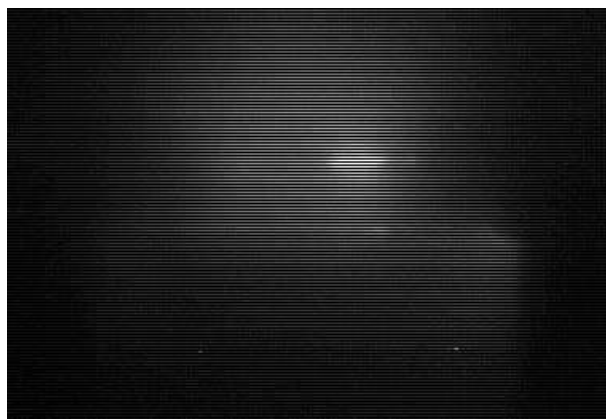


FIG. 5.2 – *Image de l'émission propre lorsque le laser est focalisé sur le bord avant de jet de gaz.*

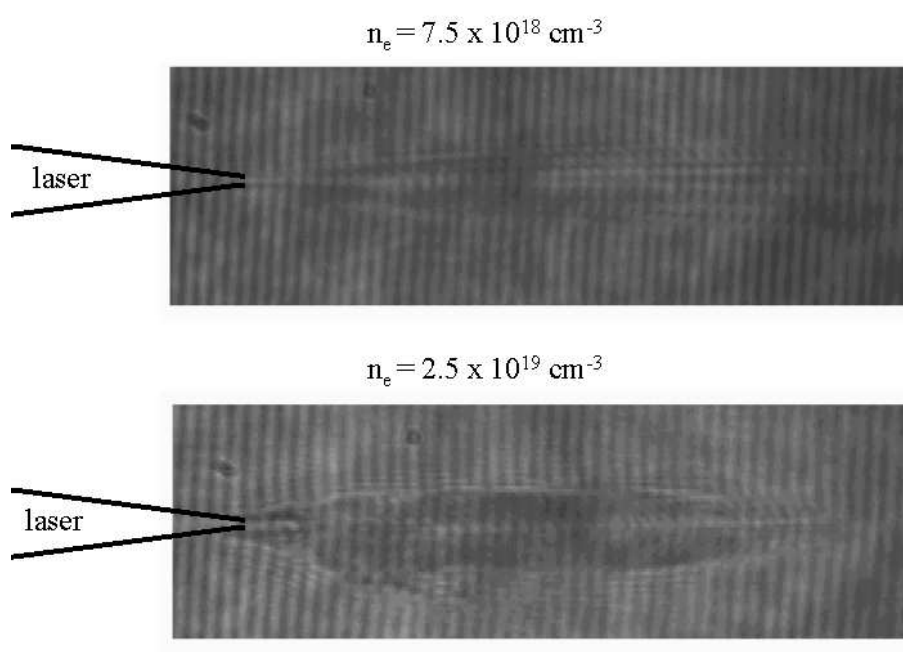


FIG. 5.3 – *Image d'ombroscopie lorsque le laser est focalisé sur le bord avant de jet de gaz.*

5.1.2 Effet de la position du foyer laser sur le rayonnement X émis par le plasma

La variation de l'intensité du rayonnement X émis par le plasma a été étudiée en fonction de la position z du foyer du laser par rapport au bord avant z_0 du jet de gaz. Le schéma de principe de l'expérience est représenté sur la figure 5.1.

Comme nous venons de le voir, selon la position du foyer du laser dans le jet de gaz, l'intensité laser maximale et le volume d'interaction vont changer. Tous les processus radiatifs cités au chapitre 3 étant dépendants du volume d'interaction V (proportionnel au nombre d'émetteurs), et de l'intensité laser par une fonction $f(I)$, le produit $V \times f(I)$, et donc la position longitudinale z du foyer laser dans le jet de gaz sont des paramètres qui déterminent le rayonnement émis par le plasma.

La mesure de l'intensité du rayonnement X en fonction de z a été réalisée pour différentes gammes d'énergies X sélectionnées des filtres d'aluminium, de zirconium, de titane, et de béryllium, dont les bandes spectrales passantes sont représentées sur la figure 4.8.

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé avec une parabole de 300 mm, polarisation linéaire.
- Plasma : hélium à une densité électronique $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le diamètre de la buse est égal à 3 mm.

La figure 5.4 représente l'intensité du rayonnement X (en unités arbitraires) mesurée en fonction de la position z (en mm) pour trois gammes d'énergies X. Le système de détection est placé selon l'axe de propagation du laser. La position z_0 représente le bord avant du jet de gaz et les trois types de points correspondent au rayonnement X mesuré dans les trois bandes spectrales indiquées sur la légende de la figure.

On peut faire sur cette figure les deux observations suivantes :

- La forme de la courbe met en évidence une dépendance de l'intensité du rayonnement X en fonction de z : L'intensité du rayonnement X n'est pas toujours maximale à la position pour laquelle l'intensité laser est maximale. Hormis pour le cas du rayonnement mesuré dans la bande spectrale centrée sur 1.5 keV, on remarque que l'intensité du rayonnement X présente deux maxima situés de part et d'autre du bord avant du jet de gaz z_0 .
- D'autre part, plus l'énergie X est élevée et plus les maxima sont proches.

Le type de dépendance du rayonnement X émis par le plasma, que nous avons constaté

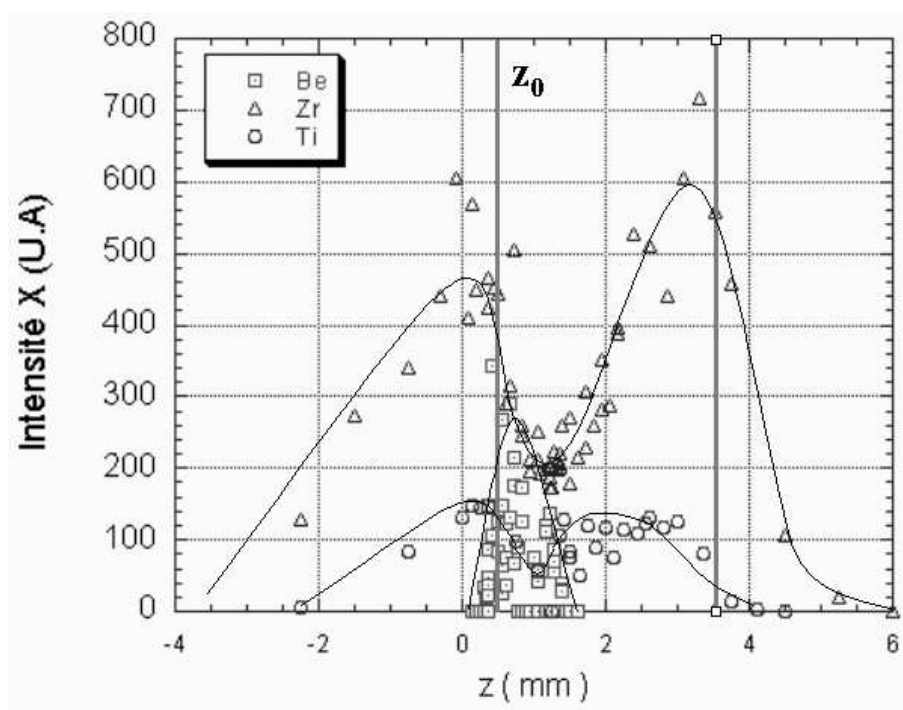


FIG. 5.4 – *Expérience de variation de l'intensité X avec la position z lorsque le laser est polarisé linéairement. Les triangles correspondent à la bande spectrale du zirconium centrée sur 150 eV, les cercles correspondent à la bande spectrale du titane centrée sur 350 eV et les carrés correspondent à la bande spectrale du béryllium centrée sur 1.5 keV. Les lignes tracées ne sont qu'un guide permettant d'apprécier la forme des courbes expérimentales.*

sur la figure 5.4, a déjà été observé dans d'autres expériences d'interaction laser-gaz. Elle peut être expliquée par un effet de volume se traduisant, comme nous l'avons déjà mentionné, par la variation avec z du produit $V \times f(I)$.

Au chapitre 3, nous avons montré que les processus radiatifs les plus importants sont les rayonnements, de Larmor, de Bremsstrahlung, et de recombinaisons radiatives. Ceux-ci croient tous avec le nombre d'émetteurs, c'est à dire avec le volume d'interaction, et ont chacun une dépendance $f(I)$ différente avec l'intensité laser ; ces différences se retrouvent dans l'évolution de la puissance émise en fonction de la position z .

En résultat, la puissance du rayonnement est maximale lorsque le produit $V \times f(I)$ est maximal, et, du fait de la dépendance en intensité laser de chaque processus radiatif, la position des maxima dépend du processus radiatif.

La figure 5.5 représente l'évolution, estimée numériquement, des puissances de rayonnement émises en fonction de la position z par chacun de ces processus. Pour cette modélisation, les caractéristiques du laser sont : $E = 1.5$ J, $\tau = 30$ fs. Il est focalisé avec une parabole de 300 mm de distance focale dans un jet de gaz d'hélium de 3 mm de diamètre. La position $z = 0$ représente le bord avant du jet de gaz. Les puissances émises par unité de temps et de volumes sont données par les expressions 3.2, 3.5, et 2.17, pour les rayonnements de Bremsstrahlung, de recombinaisons radiatives, et de Larmor.

On constate sur la figure 5.5 que pour tous les processus radiatifs, le rayonnement émis présente, comme le résultat de l'expérience, deux maxima et est minimum lorsque le laser est focalisé au centre du jet de gaz. La présence des deux maxima et du minimum est due à l'effet de volume : lorsque z augmente, le volume croît mais l'intensité laser maximale diminue. Il existe alors deux maxima du produit $V \times f(I)$.

Du fait des dépendances en intensité de chaque processus radiatif, les positions des maxima changent selon le type de processus radiatif :

- Le rayonnement de Larmor est celui qui dépend le plus de l'intensité laser, sa puissance croît avec $\sim a_0^2$, il est principalement produit lorsque le laser est focalisé dans le jet de gaz. L'écart entre les maxima est de l'ordre de 3 mm.
- La puissance du rayonnement de Bremsstrahlung dépend moins de l'intensité ($\sim \sqrt{\ln(I)}$) et plus du volume. L'écart entre les maxima est de l'ordre de 5 mm.
- Le rayonnement de recombinaisons pouvant être produit lorsque le gaz n'est qu'une fois ionisé. Il dépend peu de l'intensité laser, et est donc maximum lorsque le laser est focalisé avant ou après le jet de gaz de manière à maximiser les volumes ionisés. L'écart entre les maxima est de l'ordre de 8 mm.

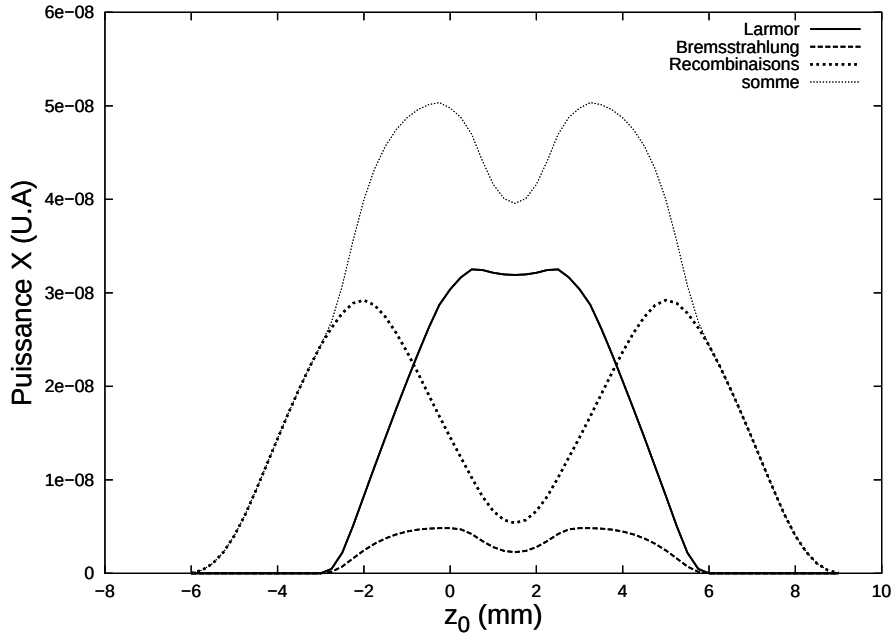


FIG. 5.5 – *Estimations numériques des puissances émises par rayonnement de Larmor, rayonnement de Bremsstrahlung, rayonnement de recombinaisons radiatives, représentées en fonction de z et émission totale (somme des trois courbes de gauche).*

Le résultat de ces simulations montre que selon la position z , l'importance des processus radiatifs change. Pour que les processus radiatifs tels que le rayonnement de recombinaisons ou de Bremsstrahlung soient dominants il faut que le laser soit défocalisé. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

En revanche, pour que le rayonnement de Larmor soit le processus radiatif dominant, il faut focaliser le laser sur le bord avant du jet de gaz.

Il faut signaler que la modélisation que nous avons choisie ici est simple ; elle donne un comportement général de l'évolution du rayonnement X en fonction de z . Une simulation plus complète, qui tiendrait compte de la réfraction due à l'ionisation et de l'autofocalisation relativiste, serait nécessaire pour reproduire plus fidèlement les résultats de l'expérience.

Sur la figure 5.6, la mesure du rayonnement X en fonction de la position z du foyer du laser est réalisée dans la bande spectrale de l'aluminium centrée sur 40 eV pour les polarisations linéaire et circulaire du laser.

Dans ce cas, le maximum d'intensité du rayonnement X est à une position z pour laquelle le laser est plus défocalisé que pour les autres énergies X . On constate par ailleurs que lorsque le laser est polarisé linéairement le maximum du signal X correspond à une position z pour laquelle le laser est plus défocalisé que pour le rayonnement émis lorsque

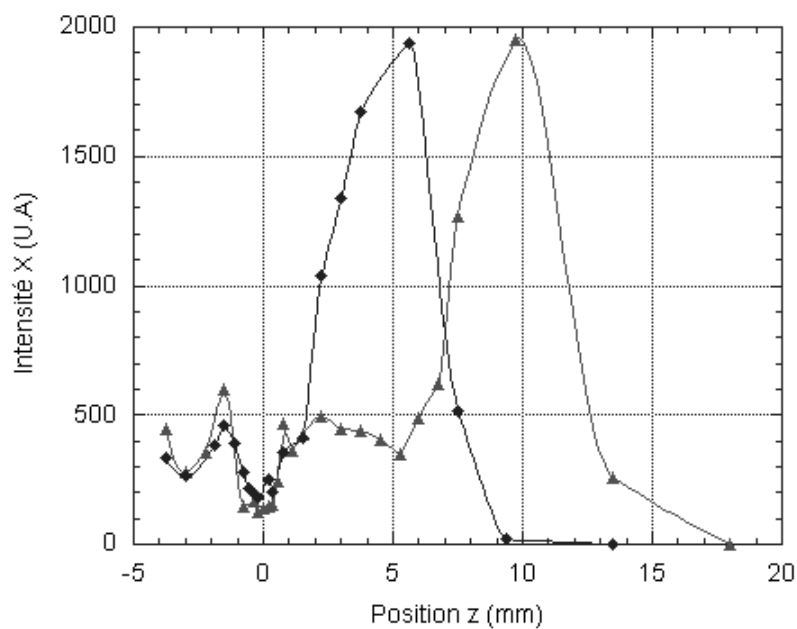


FIG. 5.6 – *Expérience de variation avec z réalisée dans la bande spectrale de l'aluminium centrée sur 50 eV : les triangles correspondent à la polarisation linéaire du laser, les losanges correspondent à la polarisation circulaire du laser.*

le laser est polarisé circulairement.

Cette importante différence de comportement du rayonnement en fonction de la polarisation du laser semble indiquer la présence de deux types de processus radiatifs. Lorsque le laser est polarisé linéairement des harmoniques d'ensemble atomiques peuvent être produites et sont susceptibles d'être à l'origine du signal mesuré. En effet, lorsque le laser est défocalisé, l'interaction laser-gaz se fait à une intensité laser qui est de l'ordre de 10^{16} W/cm². Lorsque la polarisation du laser est linéaire la production d'un rayonnement d'harmoniques de ce type est possible.

Lorsque la polarisation du laser est circulaire le processus de production d'harmoniques d'ensembles atomiques n'est pas possible ; seuls les rayonnements de Larmor, de recombinaisons radiatives, et de Bremsstrahlung, peuvent être à l'origine du rayonnement X mesuré. Le laser étant focalisé plus près du bord avant du jet de gaz, l'intensité laser correspondant au maximum d'intensité du rayonnement X est dans ce cas plus importante que lorsque le laser est polarisé linéairement. Le processus radiatif qui est à l'origine du rayonnement X mesuré nécessite donc une intensité laser plus importante.

En conclusion, lorsque le laser est polarisé linéairement et est défocalisé, des harmoniques d'ensemble atomiques peuvent être le processus dominant, alors que lorsque la polarisation du laser est circulaire, le rayonnement mesuré ne peut être dû qu'aux rayonnements de Larmor, de recombinaisons, ou de Bremsstrahlung. En accord avec cette hypothèse, une expérience de caractérisation du rayonnement émis par un plasma d'hélium, réalisée très récemment au CUOS (Université du Michigan), met en évidence la transition entre les rayonnements de Larmor et d'harmoniques d'ensembles atomiques en fonction de la polarisation du laser.

Nous avons vu que l'importance des différents processus radiatifs dépend de la position du foyer du laser dans le jet de gaz et de sa polarisation. Cependant, l'interprétation du résultat de l'expérience ne permet pas d'identifier les processus radiatifs, pour tenter de reproduire numériquement cette expérience il faudrait tenir compte de la propagation du laser dans le jet de gaz. Dans les sections suivantes, pour être dans les conditions les plus favorables pour produire du rayonnement de Larmor, le laser sera focalisé sur le bord avant du jet de gaz. Les caractéristiques du rayonnement émis par le plasma seront généralement mesurées dans cette situation.

5.2 Distribution spectrale

En suivant la méthode décrite dans la section 4.5, nous avons construit des spectres du rayonnement observé à l'aide de filtres, de bandes spectrales passantes différentes, permettant de couvrir une gamme d'énergie UV-X s'étendant de 20 eV à 2 keV. Nous utilisons des filtres d'aluminium, de zirconium, de titane et de béryllium combinés avec un miroir de collection métallique placé en incidence rasante (dépôt de nickel ou d'or)(figure 4.8).

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé sur le bord d'entrée du jet de gaz avec une parabole de 300 mm, la polarisation est linéaire et $a_0 \sim 6$ au maximum.
- Plasma : hélium à une densité électronique $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la buse supersonique a un diamètre égal à 3 mm.

Le spectre du rayonnement X observé est représenté sur la figure 5.7. Les barres horizontales représentent les largeurs des bandes passantes de chacun des filtres utilisés. Le nombre de photons émis par bande spectrale et par impulsion est représenté en fonction de l'énergie en eV. Ce nombre est intégré sur toute la bande spectrale correspondante et sur l'ensemble de la distribution angulaire (celle-ci sera discutée dans la section 5.3). Ce spectre est obtenu lorsque le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz, position pour laquelle l'intensité laser est maximale, le paramètre a_0 vaut alors 5.6 au maximum et le rayonnement de Larmor est théoriquement dominant dans ces conditions.

Le spectre est large et s'étend sur l'ensemble de la gamme spectrale allant de 20 eV à 2 keV. Aucun de nos filtres ne nous permettait de mesurer le rayonnement émis en dessous de 20 eV. Le spectre présente un pic dans la bande spectrale centrée sur 150 eV mais le système de détection utilisé ne nous permet pas de déterminer précisément sa position. Plus de 10^9 photons sont produits dans cette bande spectrale et il existe une queue de distribution importante avec plus de 10^5 photons dans la bande spectrale centrée sur 1.5 keV.

Ce type de spectre est en accord avec ce que l'on attend du rayonnement de Larmor, qui, comme nous l'avons montré dans la section 2.4.4, doit produire un spectre large et piqué. Les simulations numériques indiquent que lorsque $a_0 = 5$, le spectre du rayonnement de Larmor s'étend de quelques eV à 500 eV et présente un pic à 150 eV. La position du pic mesurée correspond donc aux prévisions théoriques.

Le nombre de photons produit coïncide aussi avec ce que prévoient les estimations

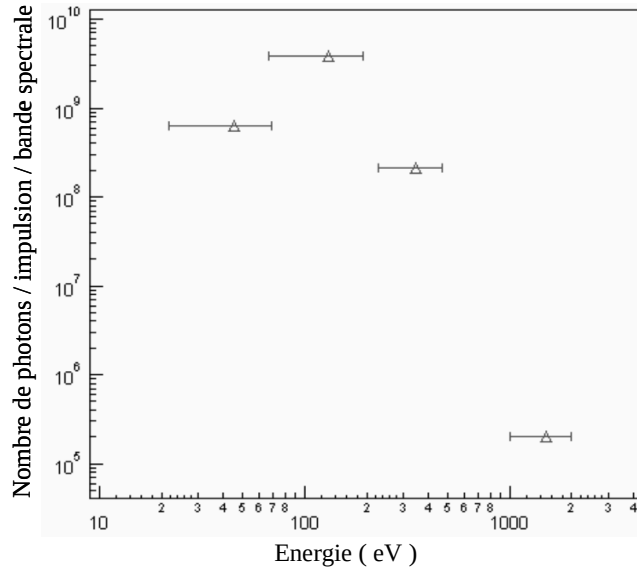


FIG. 5.7 – Spectre expérimental obtenu pour : $a_0 = 5.6$ avec une parabole de 300 mm. Le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz, $n_e = 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$

d'ordres de grandeurs faites dans le chapitre 3. Intégré sur l'ensemble du spectre, il est de l'ordre de 10^{10} photons/tir laser.

En revanche, la détection de rayonnement X dans la bande spectrale centrée sur 1.5 keV pour $a_0 \sim 5$ n'était pas attendue. Les simulations de la section 2.4.4 montrent que le spectre ne s'étend que jusqu'à 500 eV pour cette valeur de a_0 . Il faudrait $a_0 \sim 10$ pour produire du rayonnement X de Larmor piqué à 1 keV.

Expérimentalement, nous avons remarqué que pour détecter du rayonnement X à 1.5 keV, les conditions de focalisation du laser et de densité du plasma sont très critiques : il faut que le laser soit focalisé sur le bord avant du jet de gaz et que la densité électronique du plasma soit supérieure à $n_e = 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

Dans ces conditions, le laser peut s'autofocaliser via le mécanisme d'autofocalisation relativiste décrit dans l'annexe 3. En effet, le rapport de la puissance du laser par la puissance critique d'autofocalisation relativiste vaut :

$$\frac{P}{P_c} = 4$$

Lorsque le laser s'autofocalise, le paramètre a_0 peut théoriquement augmenter d'un facteur pouvant être de l'ordre de 10. Cette augmentation de a_0 pourrait expliquer le fait que du rayonnement X au keV ait été produit par un petit volume du plasma. La mesure

de l'émission de rayonnement X dans la bande spectrale centrée sur 1.5 keV (figure 5.4) peut confirmer cette hypothèse car elle montre que le rayonnement X de cette énergie n'est émis que sur un intervalle de positions z étroit.

En conclusion de cette section, les simulations numériques, les estimations d'ordres de grandeurs, et l'expérience, s'accordent pour montrer que le spectre mesuré peut être expliqué par le processus de rayonnement de Larmor.

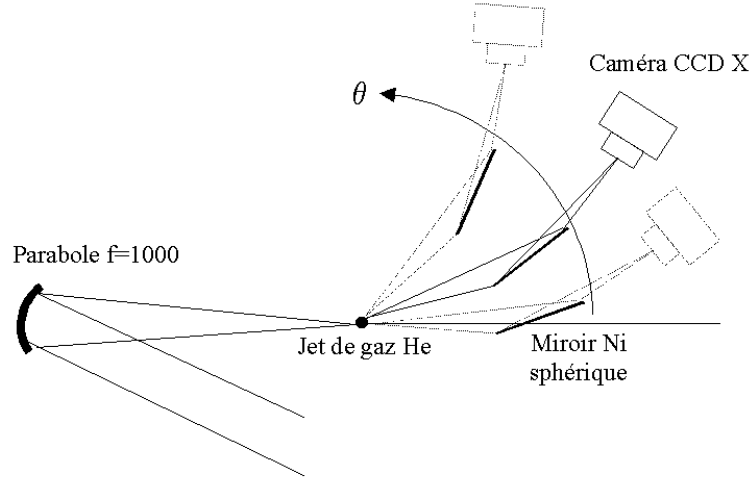


FIG. 5.8 – *Dispositif expérimental de la mesure de la distribution angulaire du rayonnement.*

5.3 Distribution angulaire

La distribution angulaire du rayonnement X a été étudiée de manière à identifier le rayonnement de Larmor anisotrope des rayonnements collisionnels isotropes.

Le dispositif expérimental permettant de mesurer la distribution angulaire du rayonnement est représenté sur la figure 5.8. Le système de détection (décrit dans la section 4) est monté sur une platine de rotation motorisée dont l'axe de rotation est centré sur le jet de gaz.

La distribution angulaire du rayonnement a été mesurée dans les bandes passantes spectrales de l'aluminium, du zirconium, et du titane. Pour des raisons expérimentales, elle n'a pas été mesurée dans la bande spectrale centrée à 1.5 keV du béryllium. En effet, pour produire du rayonnement à 1.5 keV, il faut à la fois que la densité électronique du plasma soit élevée ($> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), et que le laser soit focalisé à proximité du bord avant du jet de gaz (position d'intensité maximale). Dans ces conditions, la production d'électrons accélérés par sillage devient importante [47]. Ces électrons, du fait des collisions qu'ils font sur les parois de l'enceinte, créent du rayonnement X dur. Ce rayonnement, détecté par la caméra CCD X, crée un "bruit" de fond important qui empêche la détection du signal nous intéressant. Pour s'affranchir de ce bruit, il faut isoler la caméra à l'aide d'un blindage en plomb et téflon important, rendant la rotation du système de détection impossible. Nous n'avons donc pas pu mesurer la distribution angulaire du rayonnement produit à 1.5 keV.

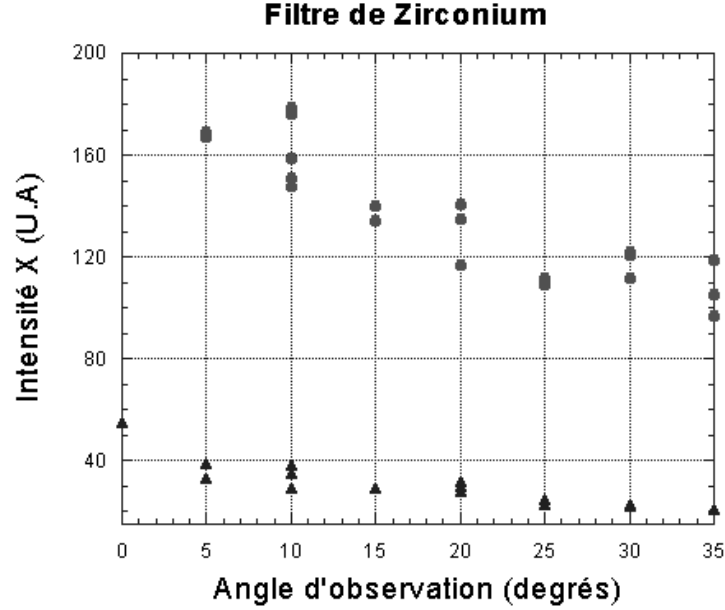


FIG. 5.9 – *Distribution angulaire du rayonnement mesurée dans la bande spectrale centrée sur 150 eV (filtre de zirconium). La mesure est faite lorsque le laser est polarisé circulairement (cercles) et linéairement (triangles).*

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J, 30 fs, focalisé avec une parabole de 300 mm à la position z correspondant au maximum du rayonnement X émis pour chaque énergie considérée.
- Plasma : hélium avec $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

La distribution angulaire du rayonnement, mesurée lors de chaque expérience et pour plusieurs montages et démontages du système de détection, est toujours identique.

La distribution angulaire mesurée est anisotrope. Le rayonnement X est maximum et collimaté selon la direction de propagation du laser. Son amplitude décroît lentement jusqu'à 50° , qui correspond à l'angle maximum que pouvait atteindre le système de détection. La forme de la distribution angulaire ne change pas notablement pour les trois polarisations du laser.

Le résultat obtenu est représenté sur les figures 5.9, 5.10, 5.11, qui donnent la distribution angulaire mesurée dans les bandes passantes spectrales respectivement centrées sur 150 eV, 350 eV, et 40 eV. La mesure a été réalisée dans les cas où la polarisation du laser est circulaire, linéaire horizontale, et linéaire verticale. Celle-ci était changée en utilisant des lames de phases $\lambda/4$ et $\lambda/2$ placées juste avant la parabole de focalisation du laser.

Sur la figure 5.11 la mesure de la distribution angulaire du rayonnement est faite dans

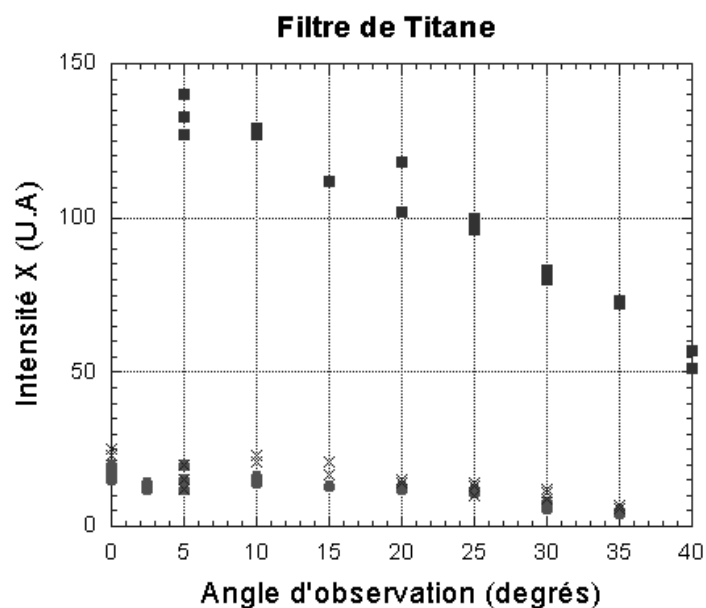


FIG. 5.10 – *Distribution angulaire du rayonnement mesurée dans la bande spectrale centrée sur 350 eV (filtre de titane). La mesure est faite lorsque le laser est polarisé circulairement (carrés), linéairement horizontal (cercle) et linéairement vertical (étoiles).*

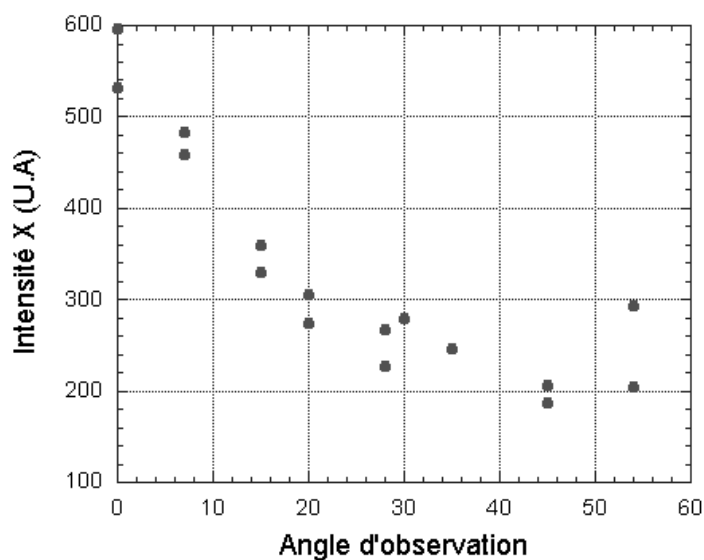


FIG. 5.11 – *Distribution angulaire du rayonnement mesurée dans la bande passante spectrale centrée sur 40 eV (filtre d'aluminium).*

la bande passante spectrale de l'aluminium (40 eV). On remarque sur cette figure que pour des angles d'observation supérieurs à 30° , la distribution angulaire semble isotrope. Le signal X mesuré ne dépend plus de l'angle d'observation. Cette constatation semble indiquer la présence de deux processus radiatifs différents : l'un est anisotrope, le rayonnement est collimaté dans la direction de propagation du laser ; cette anisotropie est en accord avec le rayonnement de Larmor. L'autre est isotrope et n'apparaît que lorsque le rayonnement collimaté est moins important ; on peut attribuer ce rayonnement aux processus radiatifs collisionnels qui sont isotropes. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

Bien que l'observation d'une distribution angulaire anisotrope soit en accord avec le rayonnement de Larmor, sa forme est différente de celle prévue par les simulations des sections 2.3.3 et 2.4.2.

Pour un électron libre soumis à un laser polarisé linéairement, la distribution spatiale aurait dû être composée de deux lobes dirigés vers l'avant avec des angles caractéristiques s'exprimant en fonction de a_0 par (cf section 2.3.3) :

$$\theta = \frac{2}{a_0} \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{2}{a_0^2} \quad \text{lorsque le laser est polarisé linéairement.}$$

$$\theta = \frac{2\sqrt{2}}{a_0} \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{4}{a_0^2} \quad \text{lorsque le laser est polarisé circulairement.}$$

soit pour $a_0 = 4$

$$\theta = 23^\circ \quad \text{et} \quad \varphi = 4.6^\circ \quad \text{lorsque le laser est polarisé linéairement}$$

$$\theta = 32.5^\circ \quad \text{et} \quad \varphi = 9.2^\circ \quad \text{lorsque le laser est polarisé linéairement}$$

Pour un électron dans un plasma très dense, la distribution angulaire aurait dû être composée de lobes dirigés perpendiculairement à la direction de propagation du laser.

Ces deux distributions angulaires, correspondants à des cas extrêmes, ne représentent cependant pas l'interaction précisément. Des effets plus complexes pouvant modifier la distribution angulaire du rayonnement, via les modifications de trajectoires électroniques, doivent être pris en compte pour obtenir celle correspondant à une situation plus proche des conditions de l'expérience. Parmi eux, il faut compter les effets cumulatifs de la force de rappel des ions, de la focalisation du laser, de la force pondéromotrice, et des électrons accélérés dans l'axe de propagation du laser, qui modifient tous les trajectoires électroniques, puis l'effet de volume qui implique que le signal reçu soit la somme de contributions provenant de différents volumes émetteurs.

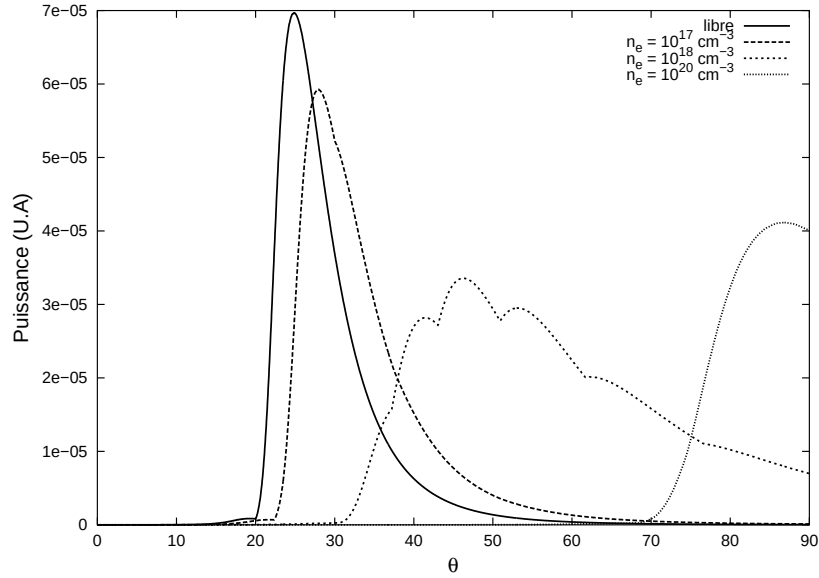


FIG. 5.12 – *Distribution spatiale du rayonnement calculée en tenant compte de la force de rappel des ions. Les différentes courbes représentent la distribution angulaire obtenues pour différentes densité de plasma : électron libre, $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Le laser est polarisé linéairement, $\tau = 30 \text{ fs}$, $a_0 = 5$.*

Effet de la force de rappel des ions

Nous avons vu dans la section 2.3 que la force de rappel des ions du plasma modifie notablement les trajectoires électroniques, et, de ce fait, la distribution spatiale du rayonnement de Larmor. Ceci est principalement dû au mouvement de dérive des électrons qui est réduit dans ce cas. Nous avons alors illustré le cas du rayonnement émis par un électron dans un plasma de densité égale à 10^{20} cm^{-3} . Plaçons nous ici d'autres situations. La figure 5.12 représente la distribution spatiale du rayonnement émis par des plasmas de différentes densités électroniques. Contrairement au résultat de l'expérience, on peut constater que le rayonnement de Larmor émis n'est pas maximal selon la direction de propagation du laser. Les lobes de rayonnement, dirigés vers l'avant dans le cas de l'électron libre, sont à des angles plus importants. Plus la densité du plasma est élevée et plus le maximum du rayonnement se rapproche de 90° , direction perpendiculaire à la direction de propagation du laser. L'effet de la force de rappel des ions ne semble donc pas pouvoir expliquer à lui seul la distribution angulaire du rayonnement mesuré.

Effet de volume

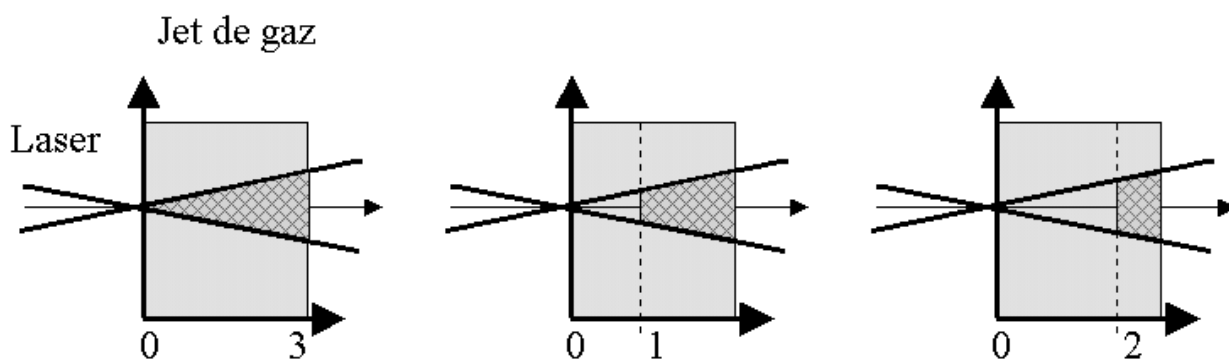


FIG. 5.13 – Schéma de principe de la simulation de la distribution angulaire du rayonnement de Larmor lorsque l'effet de volume est pris en compte. Trois situations sont représentées. Les parties hachurées correspondent aux volumes pris en compte pour le calcul de la distribution spatiale. De gauche à droite, nous considérons l'ensemble volume recouvert par le laser, puis 2 mm du jet à partir du bord arrière du jet de gaz, et enfin 1 mm de jet de gaz. Le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz. Les distributions angulaires du rayonnement correspondantes sont représentées sur la figure 5.14.

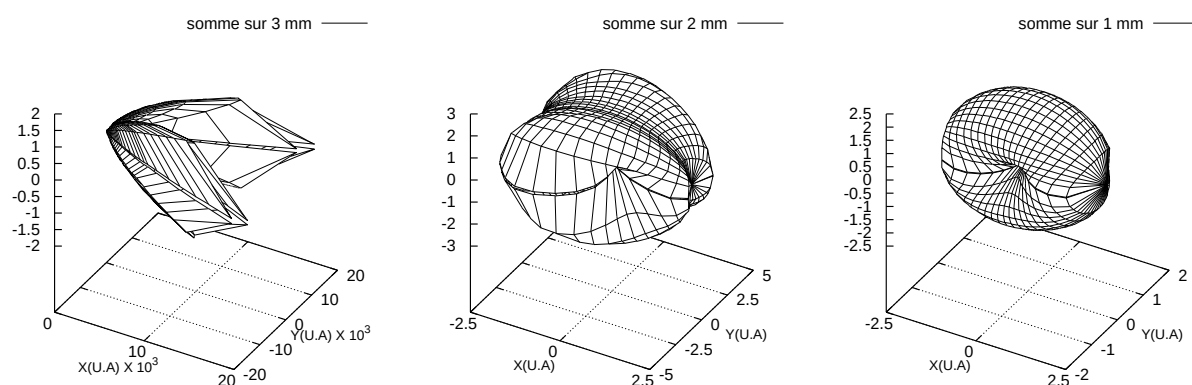


FIG. 5.14 – Les trois figures de distribution spatiale du rayonnement correspondent aux trois situations représentées sur la figure 5.13.

Dans le cadre des simulations présentées dans le chapitre 2, le calcul du rayonnement a toujours été fait pour un seul électron soumis à une onde plane. Une modélisation de l'expérience plus réaliste doit tenir compte de tous les électrons présents dans la zone d'interaction (c'est à dire le volume de gaz que recouvre le laser au cours de sa propagation).

Dans ce cas, les électrons sont soumis à différentes valeurs de a_0 selon leurs positions dans le jet de gaz. A chaque valeur du paramètre a_0 on peut alors associer un petit élément de volume qui va produire du rayonnement avec une distribution angulaire qui est définie par a_0 .

Ceci revient à prendre en compte un effet de volume. Le cas présent est cependant légèrement différent de celui de la section 5.1 car le point de focalisation du laser n'est pas déplacé. Le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz et nous intégrons les distributions spatiales du rayonnement produites par l'ensemble du volume du jet de gaz recouvert par le laser. En résultat, la distribution angulaire obtenue est la somme des contributions de tous les éléments de volumes.

La figure 5.13 illustre le principe de la simulation dont les résultats sont présentés sur la figure 5.14. Nous calculons le rayonnement émis pour trois volumes d'interaction ; la situation de l'expérience est la première où l'ensemble du jet de gaz est pris en compte. Sur la figure 5.13, lorsque la somme des distributions spatiales du rayonnement est faite sur l'ensemble du jet de gaz, nous pouvons constater qu'elle est constituée de deux lobes d'émission. Ceux-ci correspondent au rayonnement émis par le volume de plus fort a_0 ; la contribution des autres volumes est faible en comparaison. Les deux autres figures illustrent l'évolution de la distribution angulaire du rayonnement en fonction du volume d'interaction considéré. Plus l'élément de volume considéré est loin du point focal et plus la composante du rayonnement dirigée vers l'avant est importante car les valeurs de a_0 diminuent.

Le résultat de cette simulation semble indiquer que l'effet de volume ne peut pas expliquer à lui seul la distribution angulaire mesurée expérimentalement.

Cas d'un électron soumis au champ laser et accéléré longitudinalement

Pour que le rayonnement X devienne collimaté vers l'avant, il faut que l'angle θ entre la composante longitudinale et la composante transverse de l'impulsion de l'électron soit faible ($\theta = \tan^{-1}(p_{\perp}/p_x)$). Il faut donc que p_x augmente ou que $p_{\perp}$ diminue. Lorsque l'électron n'est soumis qu'au laser, l'angle θ correspondant au maximum du rayonnement X est représenté sur les figures 2.14 et 2.16 du chapitre 2. Il est directement lié à la valeur du paramètre de force du laser ; il est de l'ordre de 23° lorsque $a_0=5$ (dans le cas d'un électron libre). Dans le cadre de ce modèle simple, cet angle est trop important pour expliquer l'observation expérimentale.

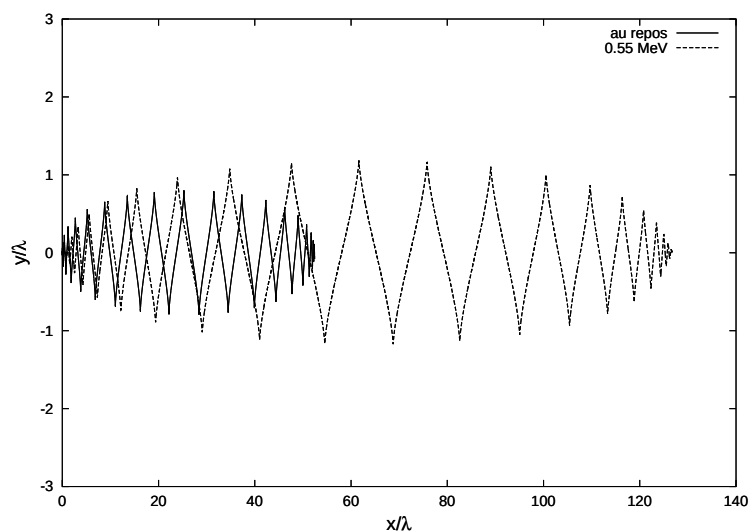


FIG. 5.15 – Trajectoires d'un électron soumis à un laser polarisé linéairement représentée pour deux énergies initiale : électron initialement au repos, 0.55 MeV.

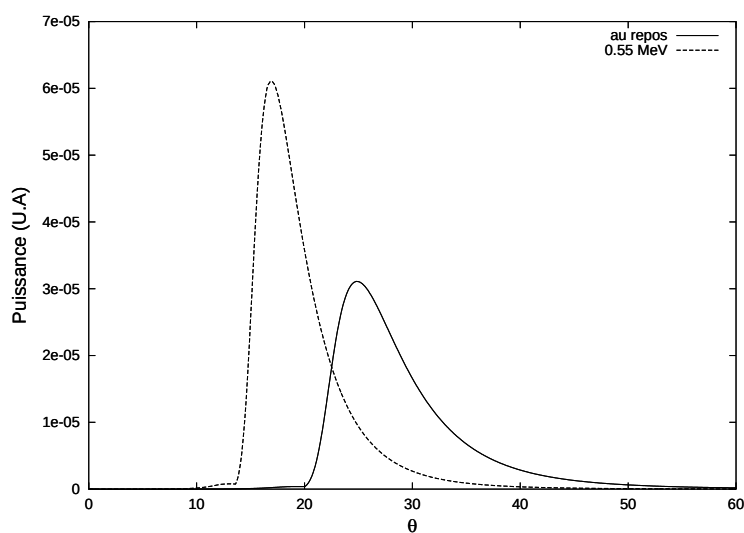


FIG. 5.16 – Distribution angulaire du rayonnement de Larmor lorsque l'électron possède une énergie initiale E_0 . Les cas $E_0 = 0$ MeV et $E_0 = 0.55$ MeV sont représentés. La polarisation du laser est linéaire, $a_0 = 4$ et $\tau = 30$ fs.

Supposons qu'un effet (nous verrons lesquels sont possibles) contribue, soit à rendre la composante longitudinale de l'impulsion de l'électron plus importante, soit à rendre son impulsion transverse plus faible. L'angle θ correspondant au maximum du rayonnement de Larmor émis décroît alors et le rayonnement devient plus collimaté vers l'avant (en effet, comme nous l'avons déjà vu, cet angle θ est défini par $\theta = \tan^{-1}(p_{\perp}/p_x)$).

Si un électron est piégé et accéléré par une onde plasma les conditions précédentes sont réunies. Même si l'énergie de l'électron est faible, celui-ci subit un mouvement longitudinal dirigé vers l'avant qui s'ajoute au mouvement dû au champ électromagnétique du laser.

La modélisation que nous présentons ici est faite à partir de celle du chapitre 2 à laquelle une vitesse initiale longitudinale a été ajoutée à l'électron. La figure 5.15 représente les trajectoires d'un électron initialement au repos et lorsqu'une énergie initiale $E_0 = 0.55$ MeV est ajoutée. On constate sur cette figure que le mouvement de dérive longitudinal est accentué alors que le mouvement transverse varie peu. Cet effet qui est représenté ici lorsque le laser est polarisé linéairement est identique lorsque le laser est polarisé circulairement.

Intéressons nous maintenant à l'influence de cela sur la distribution spatiale du rayonnement de Larmor. La figure 5.16 représente la distribution angulaire du rayonnement émis dans les deux situations précédentes. Lorsque l'électron a une énergie initiale, le maximum du rayonnement est en effet à une valeur de l'angle θ plus faible, le rayonnement devient plus collimaté. D'autre part, l'énergie de l'électron étant plus grande, la largeur des lobes diminue lorsque l'énergie initiale croît.

A chaque énergie d'électron correspond donc un pic dans la distribution spatiale du rayonnement donc la position θ décroît lorsque l'énergie initiale de l'électron augmente. La figure 5.17 représente la distribution angulaire pour une distribution en énergie des électrons de la forme $\exp(-E/e_0)$. Dans la distribution angulaire que nous avons mesurée expérimentalement est large, elle est piquée à $\theta = 0^\circ$ et s'étend jusqu'à environ $\theta = 40^\circ$. Cette large distribution pourrait être expliquée par la large distribution en énergie des électrons issus de l'interaction.

La présence d'un faisceau d'électrons a été mise en évidence dans toutes nos conditions expérimentales (indiquées dans le tableau 4.1) et pour des densités électroniques du plasma allant de $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e = 3.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Lorsque la densité du plasma est basse, le faisceau d'électrons a été mesuré à l'aide de films radio-chromiques placés perpendiculairement à la direction de propagation du laser et après le plasma. Lorsque la densité du plasma est plus importante, un collecteur de charges ainsi qu'un spectromètre à électrons ont été utilisés.

En conclusion, lorsque nous considérons un électron qui à la fois a une vitesse initiale,

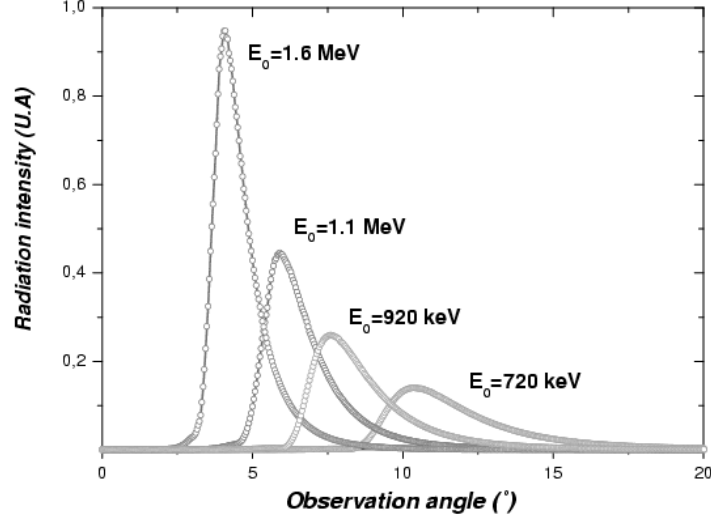


FIG. 5.17 – *Distribution angulaire du rayonnement de Larmor dans le cas d’une distribution en énergie des électrons de la forme $\exp(-E/E_0)$. La polarisation du laser est linéaire, $a_0 = 4$ et $\tau = 30 \text{ fs}$.*

oscille dans l’onde laser, et émet du rayonnement de Larmor, la largeur de la distribution angulaire du rayonnement X peut être expliquée. En faveur de cette hypothèse, nous avons donné une preuve expérimentale de la présence d’un faisceau d’électrons, des simulations, et une représentation physique intuitive. Cependant, le seul fait d’ajouter une vitesse initiale à l’électron qui rayonne ne permet pas d’obtenir une distribution angulaire qui soit piquée à $\theta = 0^\circ$. Dans le but de résoudre ce problème, il nous faut maintenant tenir compte de la divergence du faisceau d’électrons et de l’effet de la focalisation du laser.

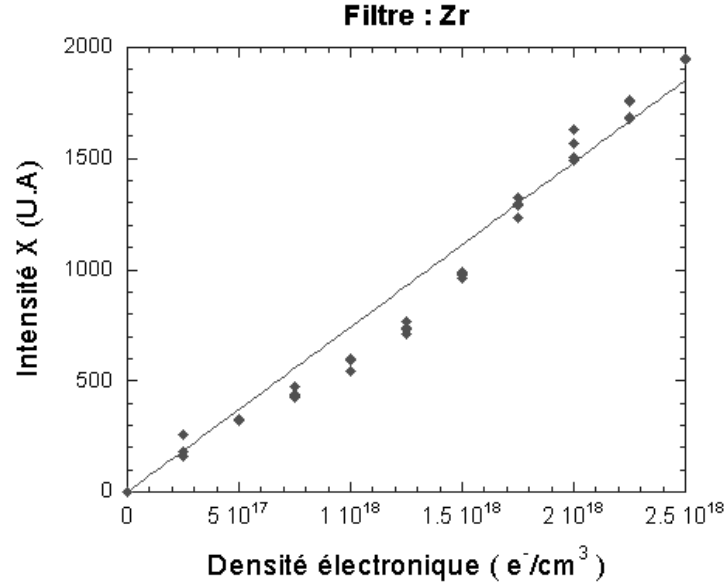


FIG. 5.18 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de la densité électronique du plasma pour la bande spectrale passante du zirconium ($\sim 150\text{eV}$).

5.4 Variation avec la densité électronique du plasma

La variation de l'intensité du rayonnement X mesurée en fonction de la densité électronique du plasma donne une information sur le processus radiatif étant à l'origine de l'émission X observée.

En effet, le rayonnement de Larmor n'étant émis que par les électrons oscillants dans le champ laser, sa puissance doit croître linéairement avec la densité électronique n_e du plasma. En revanche, pour les processus radiatifs collisionnels, tels que le rayonnement de Bremsstrahlung ou le rayonnement de recombinaisons radiatives, qui font intervenir un électron et un ion, la puissance instantanée émise dépend du produit $n_e \times n_i$.

La mesure de l'intensité du rayonnement X en fonction de la densité électronique du plasma est une expérience très simple car il suffit de changer la pression arrière du jet de gaz. Les autres conditions expérimentales restant par ailleurs identiques, la densité du plasma croît linéairement avec la pression arrière en suivant une relation qui dépend de la forme de la buse [64].

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé avec une parabole de 300 mm sur le bord avant du jet de gaz. Le laser est polarisé linéairement.

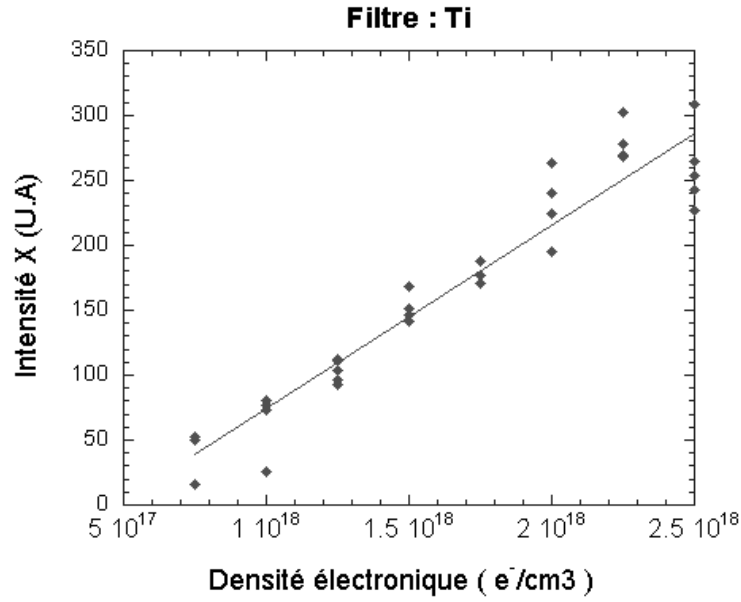


FIG. 5.19 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de la densité électronique du plasma pour la bande spectrale passante du titane ($\sim 350\text{eV}$).

– Plasma : hélium. La densité électronique est variée.

Les figures 5.18, 5.19, et 5.20, représentent respectivement l'intensité du rayonnement X mesurée en fonction de la densité électronique du plasma dans les bandes spectrales du zirconium (centrée sur 150 eV), du titane (centrée sur 350 eV), et de l'aluminium (centrée sur 40 eV). En accord avec le comportement attendu du rayonnement de Larmor, l'intensité du rayonnement X mesurée croît linéairement avec la densité électronique du plasma pour toutes les énergies X.

Nous présentons maintenant une autre mesure de l'évolution du rayonnement X avec la densité électronique qui nous permet d'établir un lien cohérent avec sa distribution angulaire.

La distribution angulaire du rayonnement X a été discutée dans la section 6.3 ; l'encart dans la figure 5.20 la rappelle. Nous avons constaté que l'intensité du rayonnement X est maximale selon l'axe de propagation du laser puis décroît et devient isotrope pour les angles d'observation allant de 30° à 50° (angle maximum que permet d'atteindre le système de détection). Le fait que la distribution angulaire soit collimatée puis isotrope semble indiquer la présence de deux processus radiatifs différents selon l'axe de propagation du laser et hors axe.

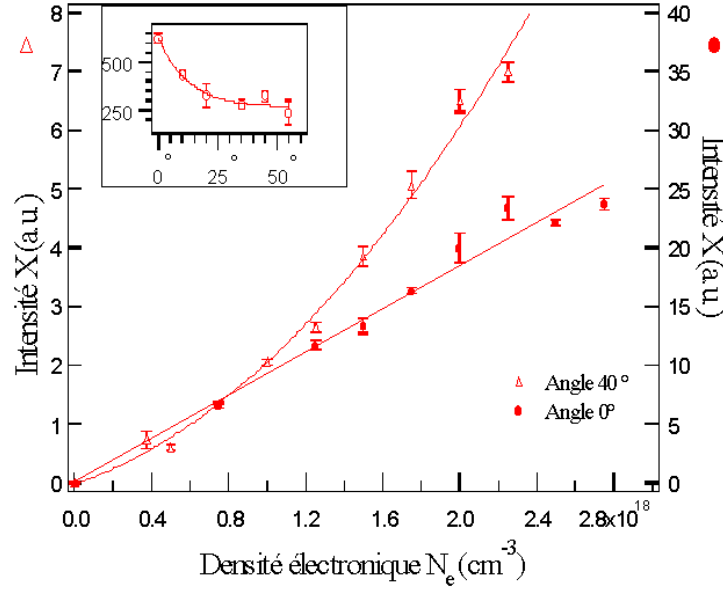


FIG. 5.20 – *Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de la densité électronique du plasma pour deux angles d'observation : selon l'axe de propagation du laser 0° et hors axe à 40°.*

Pour confirmer cette hypothèse, nous avons mesuré l'évolution du rayonnement X avec la densité électronique du plasma pour deux angles d'observation : selon l'axe de propagation du laser (à 0°) et hors axe (à 40°). La mesure est faite dans la bande spectrale de l'aluminium centrée sur 40 eV. Le résultat de la mesure est représenté sur la figure 5.20.

On constate que selon l'axe, l'intensité du rayonnement X croît linéairement avec la densité électronique. En revanche, hors axe, à 40°, le rayonnement X a une composante croissante avec n_e^2 . De même que pour la distribution angulaire, cette composante en n_e^2 , bien qu'étant 10 fois plus faible que la composante linéaire, indique qu'un processus radiatif collisionnel est détecté hors axe lorsque le rayonnement collimaté devient suffisamment faible.

Le rayonnement mesuré selon l'axe est anisotrope et croît linéairement avec la densité électronique du plasma ; ces deux observations sont en accord avec le comportement attendu pour le rayonnement de Larmor. Le rayonnement mesuré hors axe est isotrope et a une composante croissante en n_e^2 . Il peut être attribué aux rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives libres-liés ne pouvant être détectés que lorsque le rayonnement collimaté sur l'axe diminue.

L'ensemble des observations faites dans cette section s'accordent donc pour appuyer l'hypothèse que du rayonnement de Larmor est observé dans la direction de propagation

du laser.

5.5 Variation avec la polarisation du laser

Nous avons vu dans les sections 2.5 et 2.6 que la puissance du rayonnement de Larmor est plus importante lorsque le laser est polarisé circulairement. Cet effet est lié à l'évolution de la trajectoire d'un électron en fonction de la polarisation du laser. Lorsque le laser est polarisé circulairement, l'électron est continuellement en mouvement, alors qu'il est au repos, deux fois par période laser, lorsque le laser est polarisé linéairement. En résultat, la puissance du rayonnement de Larmor qu'il émet est plus importante lorsque le laser est polarisé circulairement.

Expérimentalement, l'effet de la polarisation du laser sur le rayonnement X a été mesuré en utilisant une lame quart d'onde ($\lambda/4$) permettant de changer la polarisation du laser. Cette lame est motorisée sous vide et est placée juste avant la parabole de focalisation du laser de manière à éviter d'éventuels changements de polarisation induits par les miroirs.

En tournant la lame $\lambda/4$, l'angle θ entre la direction de polarisation du laser et les axes neutres de la lame de phase change. Selon l'angle θ , la polarisation du laser après la lame est soit linéaire (selon les axes neutres), soit circulaire (à 45° d'un axe neutre), soit elliptique (position intermédiaire).

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé avec une parabole de 300 mm.
- Plasma : hélium à une densité électronique $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

L'intensité du rayonnement X mesurée en fonction de θ est représentée sur la figure 5.21 pour la bande spectrale de l'aluminium centrée sur 40 eV. Les mesures sont faites selon l'axe de propagation du laser.

Sur la figure 5.21, l'angle $\theta = 0^\circ$ correspond à une orientation de la lame pour laquelle la polarisation du laser est circulaire. A chaque multiple de 90° la polarisation est de nouveau circulaire. Lorsque $\theta = 45^\circ$ la polarisation du laser est linéaire et il en est de même à chaque fois que l'on y ajoute 90° .

On constate que l'intensité du rayonnement X est maximale lorsque la polarisation du laser est circulaire, et minimale lorsque la polarisation est linéaire. Lorsque θ augmente, la polarisation devient elliptique et l'intensité du rayonnement X décroît, pour finalement être minimale en polarisation linéaire. Le même comportement est observé dans les bandes spectrales du zirconium (centrée sur 150 eV) et du titane (centrée sur 350 eV).

Nous avons dit plus haut que la puissance du rayonnement de Larmor est plus importante lorsque le laser est polarisé circulairement, cependant, nos mesures expérimentales

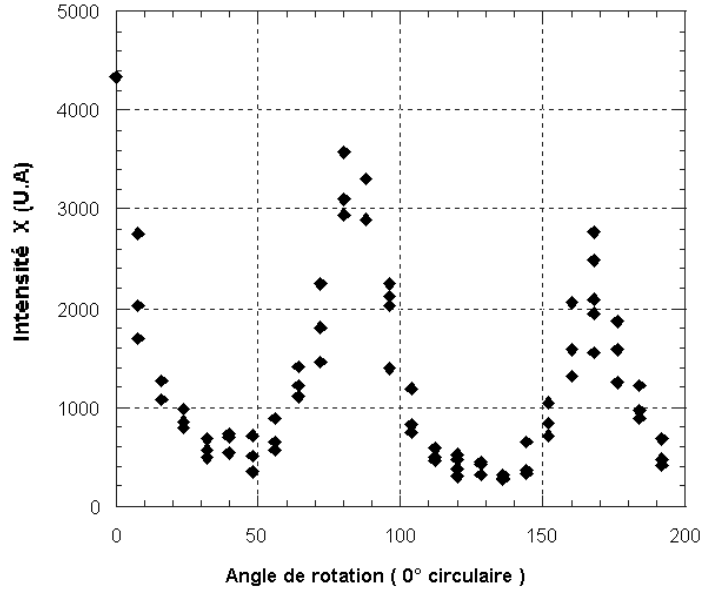


FIG. 5.21 – *Intensité du rayonnement X en fonction de l'angle de la lame $\lambda/4$.*

ne correspondent pas à une puissance mais une intensité, il faut alors prendre en compte la distribution angulaire du rayonnement. Nous avons observé, dans la section 6.3, que la distribution angulaire était sensiblement la même quelque soit la polarisation du laser. Dans ce cas, on peut donc aussi bien parler en terme de puissance qu'en terme d'intensité pour comparer les rayonnements émis en fonction de la polarisation du laser. En conséquence, l'intensité du rayonnement de Larmor doit être, comme sa puissance, plus importante en polarisation circulaire qu'en polarisation linéaire du laser.

L'observation faite sur la figure 5.21 est donc en accord avec ce qui est attendu pour le rayonnement de Larmor. Cependant, le rapport des intensités mesuré est plus important que celui estimé numériquement et nous allons voir qu'il change selon l'énergie du rayonnement X. Nous verrons dans la section 5.9.3 que cette variation du rayonnement X avec la polarisation du laser peut aussi être expliquée par le rayonnement de Bremsstrahlung.

La figure 5.22 représente l'évolution mesurée expérimentalement du rapport des intensités du rayonnement X I_C/I_L en fonction de l'énergie (où I_C est l'intensité du rayonnement X lorsque le laser est polarisé circulairement et I_L lorsqu'il est polarisé linéairement). On constate que le rapport des intensités du rayonnement X augmente lorsque son énergie augmente : ce rapport est de l'ordre de 2 dans la bande spectrale de l'aluminium puis de 3 et 4 dans les bandes spectrales du zirconium et du titane.

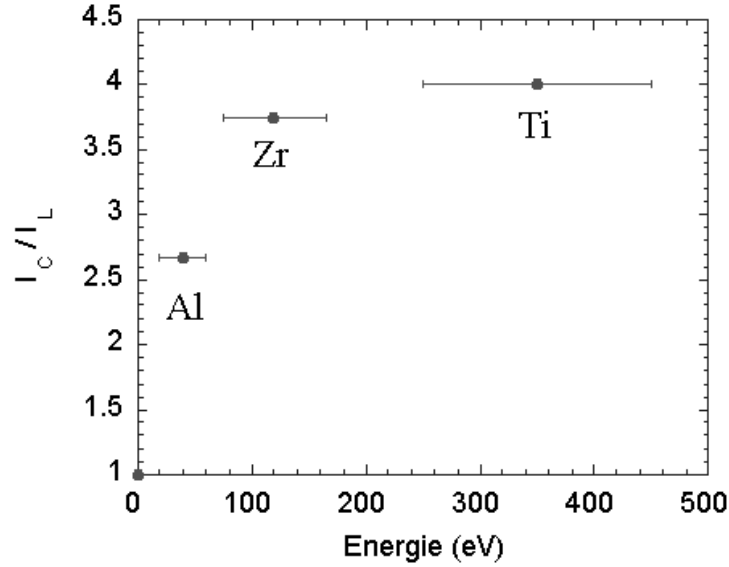


FIG. 5.22 – *Rapport expérimental d'intensité X en polarisation circulaire et linéaire du laser en fonction de l'énergie X.*

Pour expliquer cette mesure par le processus du rayonnement de Larmor, il nous faut utiliser ses dépendances en fonction du paramètre a_0 et de la position z du foyer du laser dans le jet de gaz :

- Comme le montre la figure théorique 5.23, le rapport des puissances du rayonnement de Larmor produit lorsque le laser est polarisé circulairement et linéairement, croît avec le paramètre de force du laser a_0 . Il est de l'ordre de 1.5 pour $a_0 = 5$.
- D'autre part, l'énergie du rayonnement X est liée à la valeur de a_0 . Nous avons vu, dans la section 5.1, qu'un effet de volume implique qu'il existe deux maxima d'intensité du rayonnement X, associés à deux positions du foyer z , pour lesquelles le produit $V \times f(I)$ est maximum. Les positions des maxima sont d'autant plus proches l'une de l'autre que l'énergie du rayonnement X est élevée. En d'autres termes, plus l'énergie du rayonnement X est grande et plus il faut que l'intensité laser (soit a_0) soit importante.

En résultat, à chaque énergie du rayonnement X on peut associer une valeur de a_0 qui croît lorsque l'énergie augmente. Finalement, le rapport d'intensités du rayonnement X en polarisations linéaire et circulaire du laser doit donc croître avec l'énergie du rayonnement X.

Malgré les valeurs du rapport qui ne sont pas expliquées par notre modèle, la mesure d'un signal X plus important en polarisation circulaire du laser et sa croissance avec

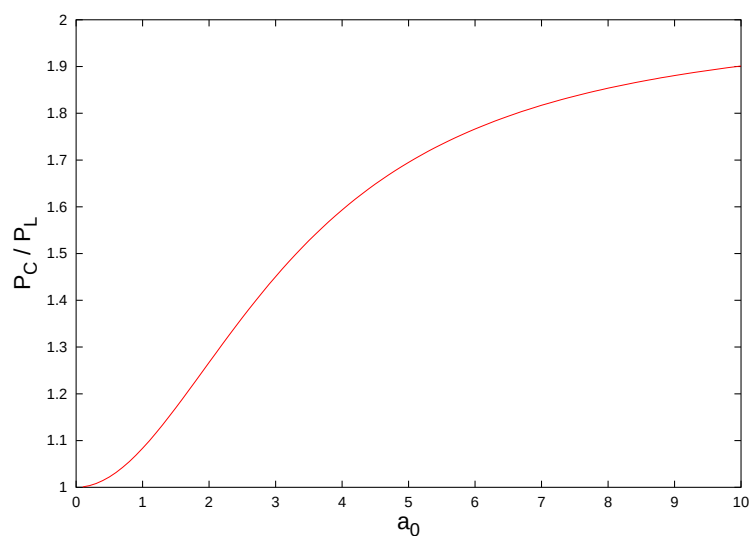


FIG. 5.23 – *Evolution du rapport des puissances rayonnées, dans le cas du rayonnement de Larmor, en polarisation linéaire et circulaire en fonction de a_0 .*

l'énergie X sont en accord avec le rayonnement de Larmor.

Pour appuyer cette hypothèse, la même expérience a été réalisée dans les conditions expérimentales indiquées dans le tableau 4.2. Comme nous l'avons déjà mentionné, dans ce cas, le volume d'interaction est plus grand mais l'intensité laser crête est 10 fois plus faible. Le rayonnement de Larmor ne doit alors pas être détecté. En mesurant le rayonnement X dans ces conditions, nous n'avons pas observé d'évolution du signal X en fonction de la polarisation du laser ; celui-ci était identique en polarisation linéaire et en polarisation circulaire du laser.

Le fait que la polarisation du laser n'ait pas d'influence sur le rayonnement X lorsque le rayonnement de Larmor est peu important est un argument supplémentaire qui nous indique que la variation du signal X avec la polarisation du laser est en accord avec le rayonnement de Larmor.

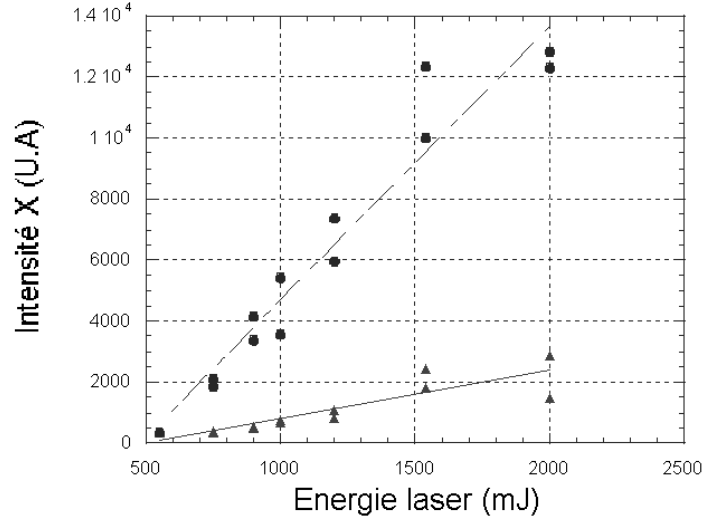


FIG. 5.24 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de l'énergie laser sur cible. Les cercles et les triangles représentent respectivement le rayonnement X lorsque le laser est polarisé circulairement et linéairement

5.6 Variation avec l'énergie laser

Le rayonnement X a été mesuré en fonction de l'énergie laser. Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 30 fs, focalisé avec une parabole de 300 mm.
- Plasma : hélium à une densité électronique $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 5.24 représente l'intensité du rayonnement X mesurée en fonction de l'énergie laser. La mesure a été faite pour les polarisations linéaire et circulaire du laser.

On constate que le rayonnement croît linéairement avec l'énergie laser et qu'il est plus important lorsque le laser est polarisé linéairement.

Sur la figure 5.25, la mesure est faite pour deux positions du foyer du laser par rapport au jet de gaz : lorsque le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz et lorsque le laser est focalisé 1 mm avant le bord du jet de gaz.

Lorsque le laser est focalisé sur le bord d'entrée du jet de gaz, la croissance du rayonnement X est linéaire avec l'énergie laser. Lorsque le laser est focalisé avant le bord d'entrée du jet de gaz, la croissance du rayonnement X présente une composante qui croît qua-

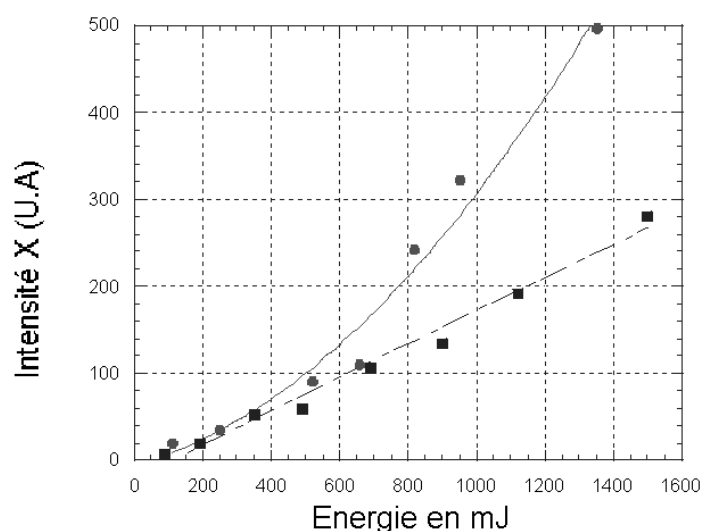


FIG. 5.25 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction l'énergie laser sur cible lorsque le laser est focalisé en entrée de jet et lorsque le laser est défocalisé

dratiquement avec l'énergie laser. Ces deux types de croissances semblent indiquer deux types de processus radiatifs différents dont les contributions dépendent des conditions d'interaction laser-plasma. Nous reviendrons sur la croissance quadratique de l'intensité du rayonnement X au cours de la discussion de la section 5.10.

La variation de l'intensité du rayonnement X avec l'énergie laser est délicate à interpréter car lorsque l'énergie varie, les spectres, la température du plasma, son refroidissement par conduction thermique, les volumes émetteurs et les puissances des différents rayonnements changent ensembles.

Pour le rayonnement de Larmor, lorsque l'intensité laser diminue, le pic du spectre se décale vers les basses énergies X, la puissance totale émise varie selon la formule 2.18 et la dimension des volumes émetteurs diminue.

Pour le rayonnement de Bremsstrahlung, lorsque l'intensité laser diminue, la température du plasma baisse, la pente décroissante du spectre s'accroît, la puissance totale émise décroît selon la formule 3.2 et la dimension des volumes émetteurs diminue.

Enfin, concernant les recombinaisons radiatives, le spectre reste le même mais la dimension des volumes émetteurs diminue lorsque l'intensité laser diminue.

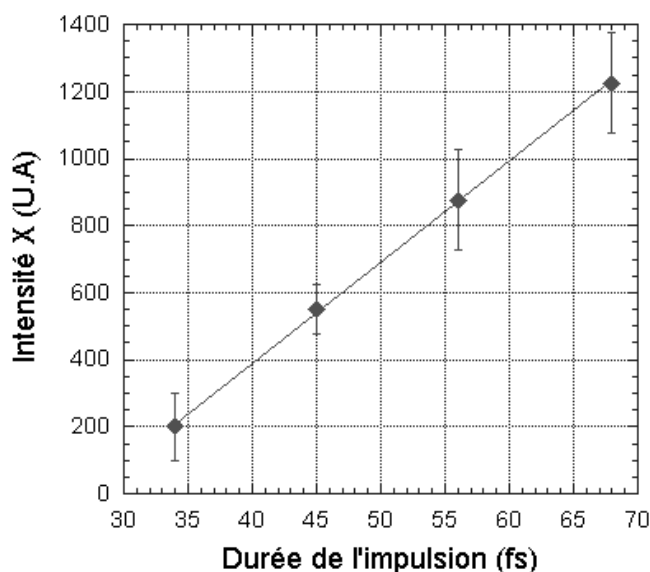


FIG. 5.26 – *Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction la durée de l'impulsion laser à intensité laser constante.*

5.7 Variation avec la durée à intensité constante

L'intensité de l'émission X a été mesurée en faisant varier la durée de l'impulsion laser et en gardant l'intensité laser constante.

La figure 5.26 représente l'intensité du rayonnement X en fonction de la durée de l'impulsion laser.

L'intensité du rayonnement X croît quand la durée de l'impulsion laser augmente.

La croissance de l'intensité du rayonnement X rayonnée avec la durée de l'impulsion laser est en accord avec le comportement attendu pour le rayonnement de Larmor.

Le rayonnement de Larmor doit croître avec le nombre de périodes laser car il dépend du nombre d'oscillations faites par l'électron dans le champ laser. Dans la section 2.4.2, la formule 2.18 donne la puissance rayonnée sur une période laser. La puissance totale est obtenue en la multipliant par le nombre de périodes et en tenant compte de la variation de a_0 sur chaque période. En conséquence, la puissance rayonnée croît avec la durée de l'impulsion laser si l'intensité laser reste constante.

5.8 Différence entre hélium et argon : influence de Z

Jusqu'à présent, les résultats présentés ont été obtenus lors de l'interaction entre un laser intense et un plasma d'hélium. Dans le but d'estimer l'influence du nombre de charges Z du plasma sur le rayonnement X produit, nous avons mesuré le rayonnement X émis par un plasma d'argon. La principale différence entre l'hélium et l'argon est le nombre de charges Z : il est égal à 2 pour l'hélium et vaut 18 pour l'argon.

En considérant des plasmas d'hélium et d'argon qui ont la même densité électronique, la puissance du rayonnement de Larmor émise par ces deux plasmas ne doit pas varier car ce processus radiatif est indépendant de Z et ne dépend que de la densité électronique du plasma n_e . En revanche, le rayonnement émis par les processus collisionnels, qui dépend de Z^2 , doit augmenter lorsque Z augmente. La puissance rayonnée doit dans ce cas être $(Z_{Ar}/Z_{He})^2 \times n_{iHe}/n_{iAr} = 10$ fois plus grande pour le plasma d'argon (où n_{iHe} et n_{iAr} sont les densités ioniques des plasmas d'hélium et d'argon).

Expérimentalement, afin de pouvoir comparer les rayonnements émis par les plasmas d'hélium et d'argon, la densité électronique du plasma d'argon était ajustée de manière à être égale à celle du plasma d'hélium (en variant la pression arrière du jet de gaz) ; les autres paramètres de l'expérience restant par ailleurs identiques.

Les conditions de l'expérience sont les suivantes (cas 1 du tableau 4.1) :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé avec une parabole de 300 mm sur le bord avant du jet de gaz.
- Plasma : hélium et argon à une densité électronique estimée théoriquement de $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La mesure montre que l'intensité du rayonnement X est identique pour les plasmas d'hélium et d'argon lorsque leurs densités électroniques sont égales. Cette invariance ne s'explique pas avec les processus radiatifs collisionnels qui auraient dû produire un rayonnement 10 fois plus important. En revanche, cette observation est en accord avec le résultat attendu pour le rayonnement de Larmor qui est indépendant de Z .

5.9 Discussion : Processus radiatifs alternatifs

Nous avons vu que les caractéristiques du rayonnement X observé peuvent être en grande partie expliquées par le processus de rayonnement de Larmor : le rayonnement à un spectre qui est large et piqué, sa distribution spatiale est anisotrope, sa puissance est plus importante lorsque le laser est polarisé circulairement, son intensité croît linéairement avec la densité électronique du plasma, et enfin, il est indépendant du nombre de charge Z de l'espèce atomique du plasma. Cependant, d'autres processus radiatifs peuvent vérifier certaines des caractéristiques mesurées et être à l'origine du rayonnement X observé. Parmi ces processus, il y a le rayonnement harmonique d'ensembles atomiques, le rayonnement de Bremsstrahlung, le rayonnement de recombinaisons radiatives, mais aussi, dans certaines conditions, le rayonnement émis par des électrons relativistes accélérés par sillage laser (rayonnement synchrotron, Bremsstrahlung). Dans cette section les caractéristiques de chaque processus sont comparées aux mesures expérimentales que nous avons données dans les sections précédentes. A l'aide de ces mesures et de résultats de "contre expériences" nous montrons qu'aucun de ces autres processus alternatifs ne vérifie l'ensemble des observations expérimentales.

5.9.1 Rayonnement d'harmoniques d'ensembles atomiques

La production d'harmoniques d'ensembles atomiques a été brièvement décrite dans le chapitre 3. Expérimentalement, les harmoniques ne peuvent être efficacement produites que sous certaines conditions restrictives : il faut que le laser soit polarisé linéairement et que l'intensité laser soit de l'ordre de 10^{15} W/cm².

Dans nos conditions expérimentales, si il en existe, des harmoniques d'ensembles atomiques peuvent être produites, soit dans les pieds de l'impulsion laser lorsqu'il est polarisé linéairement et pendant l'intervalle de temps très bref pour lequel l'intensité est inférieure à $\sim 10^{15}$ W/cm², soit lorsque le laser est suffisamment défocalisé pour que l'intensité soit inférieure à $\sim 10^{15}$ W/cm².

Parmi l'ensemble des caractéristiques du rayonnement que nous avons mesurées, une seule suffit à s'affranchir du processus de production d'harmoniques comme étant à l'origine du rayonnement X observé. En effet, les harmoniques ne peuvent être produites que si le laser est polarisé linéairement et le rayonnement X que nous observons est plus important lorsque le laser est polarisé circulairement. Concernant les mesures faites lorsque le laser est polarisé linéairement, des harmoniques peuvent être produites lorsque le laser est très défocalisé, comme par exemple dans le cas de la figure 5.6.

D'autre part, la forme du spectre, le nombre de photons produit, les gammes d'énergies

X, et la croissance linéaire avec la densité électronique du plasma ne peuvent pas être expliquées par ce type de processus radiatif.

5.9.2 Rayonnement de transitions lié-lié

Dans l'hélium, les transitions entre états lié produisent des photons d'énergies égales à :

$$E_1 = 7.5eV \qquad E_2 = 21eV$$

Ces raies discrètes ne peuvent pas être mesurées avec notre système de détection car leurs énergies sont trop faibles. D'autre part, ce type de processus radiatif, ne peut pas expliquer les caractéristiques du rayonnement X observé : Alors que le spectre de ce processus radiatif est constitué de raies discrètes, nous observons un spectre continu, large et piqué. De plus, ce type rayonnement UV-X est indépendant de la polarisation du laser car la probabilité de transition n'en dépend pas. Enfin, la distribution spatiale de ce rayonnement est isotrope.

5.9.3 Processus radiatifs collisionnels

Les processus radiatifs collisionnels, incluant les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives sont, après le rayonnement de Larmor, les deux processus radiatifs les plus importants dans nos conditions expérimentales (indiquées dans le tableau 4.1). Bien que plus faibles, ces deux processus radiatifs participent néanmoins au rayonnement X que nous observons. De plus, leurs caractéristiques sont, pour certaines, proches de celle du rayonnement de Larmor. Pour cette raison, nous discutons dans cette section chaque caractéristique du rayonnement observé afin de montrer si il est possible ou non de l'associer à l'un de ces deux processus radiatifs collisionnels.

A : Distribution spectrale

Dans les sections 4.1 et 4.2 nous avons vu que les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives produisent un spectre décroissant monotone. Ils ne peuvent pas produire un spectre piqué dans la bande spectrale centrée sur 150 eV tel que celui que nous avons mesuré.

Afin de vérifier la validité de cette hypothèse, et pour s'affranchir d'éventuels artefacts expérimentaux, dus par exemple aux transmissions des filtres pouvant induire des erreurs, nous avons fait une mesure de spectre en se plaçant dans des conditions pour lesquelles le rayonnement de Larmor est faible, c'est à dire lorsque le paramètre a_0 est inférieur à

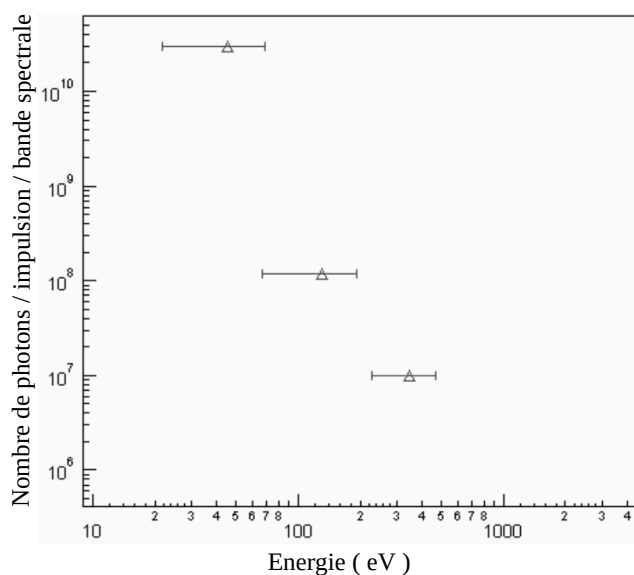


FIG. 5.27 – *Spectre expérimental obtenu pour : $a_0 = 1.6$ avec une parabole de 1000 mm, laser focalisé avant le front d'entrée du jet de gaz, $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.*

1. Dans ce cas, les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives sont dominants et le spectre ne doit pas présenter de pic. Il doit décroître de façon monotone.

Le résultat de la mesure est représenté sur la figure 5.27. En accord avec ce qui est attendu, le spectre ne présente pas de pic, il est décroissant monotone à partir de la plus basse énergie X détectée. Il y a plus de 10^{10} photons par tir laser collectés dans la bande spectrale centrée sur 40 eV.

Dans ces conditions, le spectre est dominé par les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives. Cette mesure confirme la validité de la méthode utilisée et le fait que le spectre piqué de la figure 5.7 est en accord avec le rayonnement de Larmor.

B : Evolution avec la densité électronique du plasma

Nous avons vu dans la section 6.4 que le signal X mesuré croît linéairement avec la densité électronique du plasma. Cependant, lorsque le rayonnement X est mesuré hors axe, la mesure indique la présence d'un autre processus radiatif ayant une composante qui croît quadratiquement avec la densité électronique du plasma.

La croissance linéaire de l'intensité du rayonnement X avec la densité électronique du plasma que nous avons mesurée est en accord avec ce qui est attendu pour le rayonnement

de Larmor. En revanche, elle ne doit pas l'être pour les processus radiatifs collisionnels dont la puissance instantanée dépend de n_e^2 .

Dans les deux sections suivantes nous confirmons ce dernier point. Premièrement, nous montrons que la prise en compte de l'effet du refroidissement du plasma par conduction thermique s'accompagnant d'une augmentation du volume et d'une diminution de la température électronique ne peut pas expliquer la croissance en linéaire avec la densité électronique n_e . Ensuite, nous montrons expérimentalement que le signal X croît effectivement avec n_e^2 si l'on se place dans des conditions pour lesquelles le rayonnement de Larmor est peu important.

B.1 Influence du refroidissement du plasma par conduction thermique

Les puissances instantanées des rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives dépendent de n_e^2 . Cependant, nous ne mesurons pas une puissance instantanée mais une puissance totale, c'est à dire l'intégrale sur le temps et le volume de la puissance instantanée.

Etant donné que la température du plasma ainsi que son volume changent en fonction du temps et de la densité électronique, il est important de calculer la dépendance de la puissance totale émise afin de s'assurer qu'elle croît avec n_e^2 de même que la puissance instantanée.

Les puissances totales, pour les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives, sont respectivement définies par :

$$P_{BT} = \int_{\tau} \int_V 2.19 \cdot 10^{-40} n_e n_i Z^2 \sqrt{T_e(V, t)} dt dV.$$

$$P_{RT} = \int_{\tau} \int_V 1.69 \times 10^{-32} \times n_e T_e(V, t)^{1/2} \left(n(1) \frac{E^0}{T_e} + n(2) \frac{E^1}{T_e} \right) dt dV.$$

où $n(1)$ et $n(2)$ représentent les populations d'ions He^+ et He^{2+} . Les intégrales sont faites sur le volume de plasma V et sur le temps d'émission τ .

Ces intégrales sont calculées numériquement en utilisant les résultats du modèle de refroidissement radial du plasma par conduction thermique, donnés dans l'annexe 2, fournissant l'évolution temporelle de sa température et de son volume.

L'évolution de la puissance rayonnée en fonction de la densité électronique est représentée sur la figure 5.28 pour le rayonnement de Bremsstrahlung et pour le rayonnement de recombinaisons radiatives.

On constate sur ces figures que la puissance totale de ces deux rayonnements croît avec n_e^2 de la même manière que la puissance instantanée. L'effet du refroidissement du

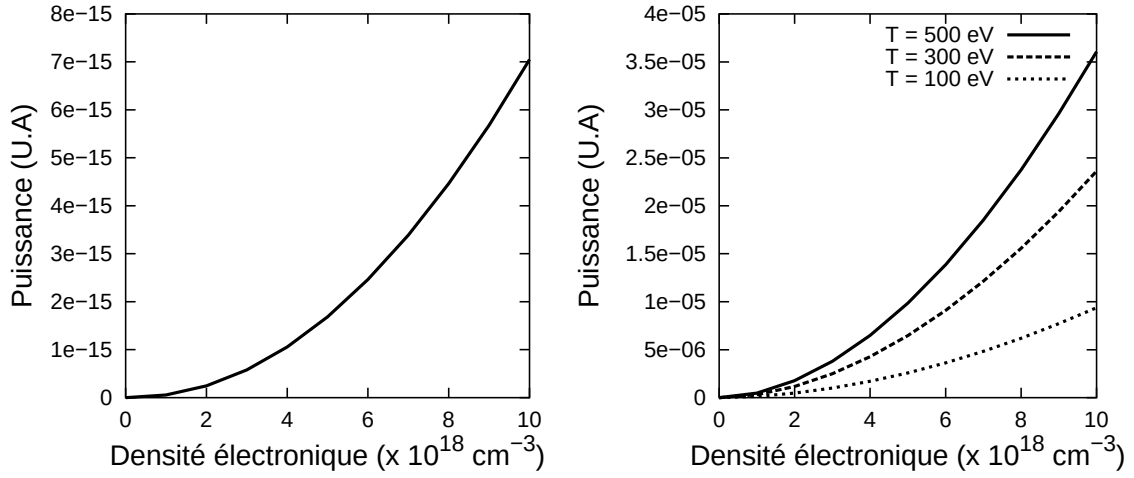


FIG. 5.28 – *Puissance des rayonnements de recombinaisons radiatives (à gauche) et Bremsstrahlung (à droite) en fonction de la densité électronique du plasma. Le refroidissement par conduction thermique du plasma est pris en compte.*

plasma ne peut donc pas expliquer l'évolution en n_e du rayonnement X que nous avons observé. Le rayonnement d'un processus radiatif collisionnel ne peut donc pas expliquer la croissance avec n_e du rayonnement X que nous avons observé.

B.2 Expérience

L'évolution du signal X en fonction de la densité électronique du plasma a été mesurée en se plaçant dans les conditions indiquées dans le tableau 4.2. Le rayonnement de Larmor est alors peu important et les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives doivent être dominants; par conséquent, l'intensité du rayonnement X doit croître avec n_e^2 .

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé avec une parabole de 1000 mm, 5 mm avant le bord d'entrée du jet de gaz.

Les figures 5.29, 5.30 représentent respectivement l'intensité du rayonnement X mesurée en fonction de la densité électronique du plasma dans les bandes spectrales passant par le zirconium et le titane (respectivement centrées sur 150 eV et 350 eV). Dans les deux cas, nous observons que l'intensité du rayonnement X a une composante dominante qui croît avec n_e^2 . Cette mesure est donc en accord avec ce qui est attendu pour les rayonnements de recombinaisons radiatives et de Bremsstrahlung.

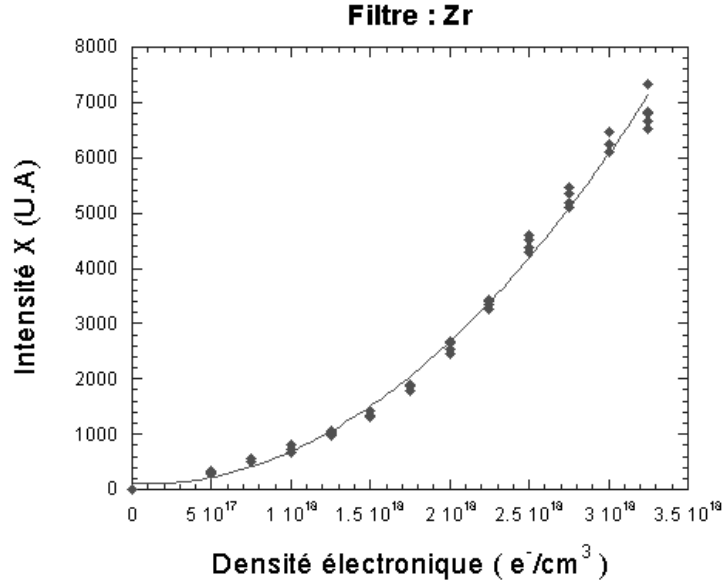


FIG. 5.29 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de la densité électronique du plasma pour la bande spectrale passant du zirconium ($\sim 150\text{eV}$). Parabole $f=1000\text{ mm}$ défocalisée.

nements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives qui doivent être dominants dans ces conditions d'interaction.

C : Variation avec la polarisation du laser

Nous avons vu que le rayonnement X mesuré est plus important lorsque la polarisation du laser est circulaire. Ceci peut aussi bien être une caractéristique du rayonnement de Larmor que du rayonnement de Bremsstrahlung. En revanche, le rayonnement dû aux recombinaisons radiatives ne doit pas dépendre de la polarisation car ce processus radiatif n'est important que lorsque la température du plasma est suffisamment basse.

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3, la température du plasma après le passage de l'impulsion laser est plus importante lorsque celui-ci est polarisé circulairement. Le rayonnement de Bremsstrahlung, qui dépend de la racine de la température du plasma, doit donc être plus élevé dans ce cas.

D'autre part, le rapport de la puissance de rayonnement de Bremsstrahlung émis lorsque le laser est polarisé circulairement, par la puissance émise lorsqu'il est polarisé linéairement, doit dépendre de l'énergie du rayonnement X. En effet, le spectre du rayonnement de Bremsstrahlung change lorsque la température du plasma change (voir section

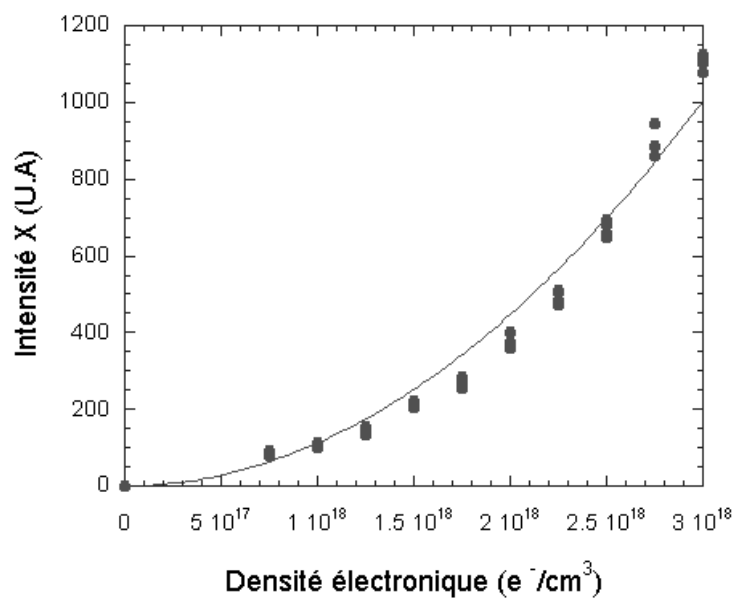


FIG. 5.30 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de la densité électronique du plasma pour la bande spectrale passant du titane ($\sim 350\text{eV}$). Parabole $f=1000$ mm défocalisée.

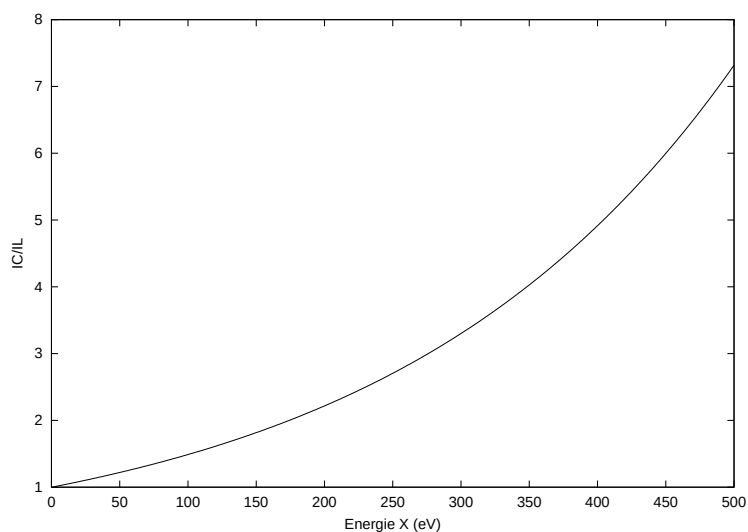


FIG. 5.31 – Rapport théorique d'intensité du rayonnement X en polarisation circulaire et linéaire du laser en fonction de l'énergie X pour le rayonnement de Bremsstrahlung.

4.2). En considérant les spectres du rayonnement de Bremsstrahlung émis par des plasmas de températures $T_e=700$ eV et $T_e=150$ eV (des figures 3.1 et 3.2), on trouve le rapport des puissances représenté sur la figure 5.31. On constate que les rapports de puissances sont proches des mesures expérimentales, mais la forme de la courbe est différente de celle représentée sur la figure 5.22.

L'expérience de l'influence de la polarisation du laser sur le rayonnement X a été faite dans les conditions expérimentales indiquées dans le tableau 4.2. Comme nous l'avons déjà mentionné, le volume d'interaction est, dans ce cas, plus grand mais l'intensité laser crête est 10 fois plus faible; le rayonnement de Larmor ne doit alors pas être détecté et les rayonnements de recombinaisons et de Bremsstrahlung sont attendus comme étant dominants dans ce cas.

Les conditions de l'expérience sont les suivantes :

- Laser : 1.5 J sur cible, 30 fs, focalisé 5 mm avant bord d'entrée du jet de gaz, avec une parabole de 1000 mm.
- Plasma : hélium à une densité électronique $n_e = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La buse fait 3 mm de diamètre.

Le rayonnement X a été mesuré dans la bande spectrale de l'aluminium (40 eV). Il ne dépend pas de la polarisation du laser. Cette observation nous permet donc de supposer que, dans ces conditions d'interaction, le rayonnement X mesuré est essentiellement issu des recombinaisons radiatives.

En conclusion, la dépendance du rayonnement X avec la polarisation du laser ne nous permet pas d'identifier sans ambiguïté le rayonnement X que nous observons. Cette caractéristique peut aussi bien être due au rayonnement de Bremsstrahlung qu'au rayonnement de Larmor. En revanche, les recombinaisons radiatives étant indépendantes de la polarisation du laser, elles ne sont pas le processus radiatif dominant et ne peuvent pas expliquer le rayonnement X que nous avons observé.

D : Influence de la durée et de l'énergie laser

La variation de l'intensité du rayonnement X avec l'énergie laser a été mesurée. Les résultats obtenus dans les conditions expérimentales du tableau 4.1 sont représentés sur les figures 5.24 et 5.25. Sur la figure 5.25, l'intensité du rayonnement X croît linéairement avec l'énergie laser lorsque celui-ci est focalisé sur le bord avant du jet de gaz. Lorsque le laser est défocalisé, l'intensité du rayonnement X a une composante qui croît avec le carré de l'énergie laser. Cette observation semble indiquer deux types de processus radiatifs différents dont les importances dépendent des conditions de l'interaction laser-plasma.

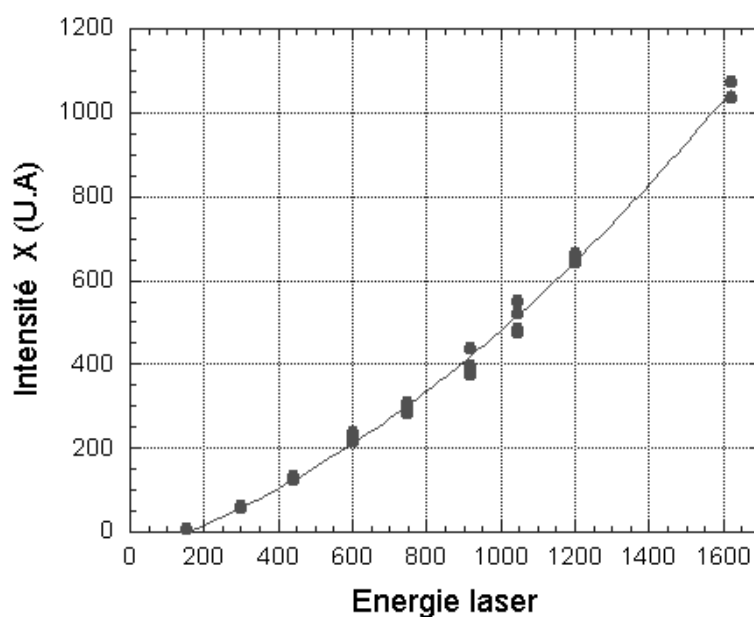


FIG. 5.32 – Evolution de l'intensité du rayonnement X en fonction de l'énergie laser.

L'expérience de la variation de l'intensité du rayonnement X avec l'énergie laser est faite ici dans les conditions expérimentales du tableau 4.2. Le résultat de l'expérience est représenté sur la figure 5.32. Nous retrouvons dans ce cas que le rayonnement a une composante qui croît avec le carré de l'énergie laser.

Influence de la durée à intensité constante

Le rayonnement de Bremsstrahlung croît lorsque la durée de l'impulsion laser augmente. En effet, à intensité laser constante, l'énergie laser apportée au plasma étant plus grande, la température est plus importante. En conséquence, la puissance émise par rayonnement de Bremsstrahlung augmente avec la durée de l'impulsion laser.

La composante quadratique en énergie est mesurée lorsque le laser est défocalisé, c'est à dire, lorsque l'intensité est faible ($a_0 < 1$) et le rayonnement de Larmor peu important. Dans ces conditions, les recombinaisons radiatives sont importantes car le volume ionisé est grand.

Les recombinaisons radiatives n'étant importantes que lorsque la température du plasma est inférieure à environ 100 eV (cf figure ??), elles sont peu dépendante de l'augmentation de l'énergie laser qui accroît la température du plasma. L'évolution de la puissance émise par recombinaisons radiatives va donc plus dépendre de l'augmentation des volumes ionisés avec l'énergie laser. Dans l'annexe 4, on montre l'évolution des volumes

ionisés avec l'énergie laser.

E : Influence du nombre de charges Z

La puissance du rayonnement émis par un processus collisionnel dépend du nombre de charge Z. Comme nous l'avons dit dans la section 6.8, nous avons constaté que le rayonnement X ne dépendait pas de Z, alors qu'il aurait dû augmenter d'un facteur 10 si le rayonnement avait été collisionnel. Cette observation donne un argument supplémentaire permettant d'exclure les rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons comme étant les processus radiatifs dominants.

5.9.4 Rayonnement des électrons accélérés par sillage

Dans nos conditions expérimentales, des électrons sont accélérés par sillage laser [47]. Nous les avons mesurés et caractérisés. Ces électrons peuvent produire du rayonnement X. Il peut s'agir de rayonnement de Bremsstrahlung, émis à la suite de collisions avec les autres particules du plasma (ce qui est peu probable du fait de leurs énergies relativistes), et peut aussi être du rayonnement synchrotron émis lors de leur mouvement accéléré longitudinal au moment du déferlement de l'onde plasma. Comme nous l'avons dit précédemment, ce mouvement de dérive dû à l'onde plasma peut s'ajouter au mouvement d'oscillation de l'électron dans le laser. Cependant, nous ne considérons ici que le mouvement des électrons que l'onde plasma engendre. Le laser est supposé ne pas affecter ce mouvement.

Si la densité du gaz est telle que $n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, le sillage est auto-modulé car la durée du laser est supérieure à la période de l'onde plasma [45]. Des électrons peuvent alors être accélérés.

Tout d'abord, le rayonnement X a été observé dans des conditions pour lesquelles aucun électron n'est détecté. Cependant, cet argument n'est pas suffisant car le collecteur de charges et le spectromètre à électrons ne peuvent détecter que des nombres d'électrons supérieurs à 10^6 ayant une énergie supérieure à 4 MeV.

Considérons le rayonnement synchrotron que ces électrons peuvent produire durant leur mouvement linéairement accéléré. Un simple calcul d'ordre de grandeur permet de montrer que ce rayonnement est négligeable. Considérons que les électrons accélérés par sillage ont un mouvement en ligne droite lorsqu'ils sont soumis aux champs typiques d'une onde plasma, c'est à dire 1 GeV/m. L'énergie perdue sous forme de rayonnement par un électron linéairement accéléré sur une longueur dx s'écrit comme suit :

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 W$$

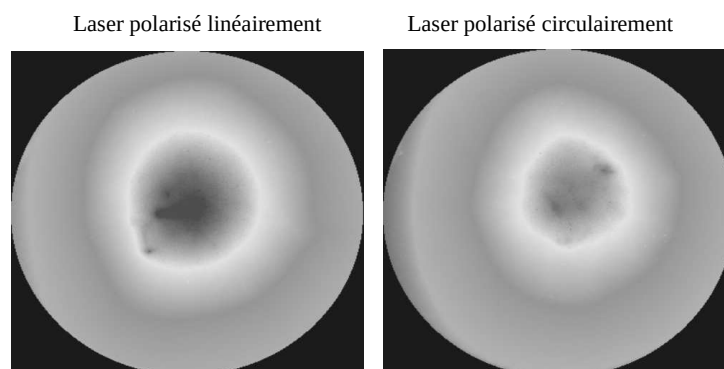


FIG. 5.33 – Image du faisceau d'électrons obtenues en plaçant un cristal scintillateur sur le trajet du faisceau à 15 cm du plasma : lorsque le laser est polarisé linéairement à gauche et lorsqu'il est polarisé circulairement à droite.

où P est la puissance émise et dE/dx est le gain d'énergie sur la longueur dx .

En supposant qu'un électron soit accéléré sur la longueur de la buse de 3 mm avec un champ de 1 GeV/m, la puissance émise vaut :

$$P = 3.6 \times 10^{-16} \text{ W}$$

La durée de l'émission est égale au temps de l'accélération, on peut l'estimer à : $t = 3 \text{ mm} / (3 \times 10^8) = 10 \text{ ps}$. Le nombre de photons qu'il émet dépend de leurs énergies. En considérant qu'ils sont tous émis à 100 eV de manière à maximiser le nombre de photons on trouve :

$$N = 2 \times 10^{-10} \text{ photons / impulsion / électron}$$

Le nombre de photons produit est donc tout à fait négligeable.

Un autre argument indiquant que le rayonnement X mesuré n'est pas dû aux électrons accélérés pas sillage, vient de l'effet de la polarisation du laser. Alors que le rayonnement X dépend de la polarisation du laser, nous avons mesuré que les électrons n'en dépendent pas. Les images du faisceau d'électrons présentées sur la figure 5.33 le prouvent. Elles ont été obtenues en imageant l'empreinte du faisceau d'électrons à l'aide d'un cristal scintillateur de (YAG :Ce) placé sur selon l'axe laser à environ 15 cm du plasma. Ces deux images obtenues en polarisations linéaire et circulaire du laser montrent que le faisceau d'électrons est identique dans les deux cas, tant en divergence qu'en nombre d'électrons.

Le calcul d'ordre de grandeur ainsi que l'effet de la polarisation du laser, nous permettent donc d'éliminer le rayonnement des électrons accélérés dans l'axe par sillage comme étant le processus radiatif à l'origine du rayonnement X observé. Rappelons que seul le mouvement des électrons dû à l'onde plasma a été considéré dans cette section. L'addition du mouvement d'oscillation dû au laser donne, comme nous l'avons vu, des résultats différents.

5.10 Conclusion

Au cours des sections 5.1 à 5.8, nous avons détaillé les caractéristiques du rayonnement X observé. Malgré la forme de la distribution angulaire et l'amplitude de l'effet de la polarisation du laser sur le rayonnement X, qui sont encore mal compris, les caractéristiques du rayonnement mesuré sont en accord avec celles du rayonnement de Larmor. Le spectre du rayonnement observé est large et présente un pic à 150 eV. La distribution angulaire du rayonnement est anisotrope. L'intensité du rayonnement X croît linéairement avec la densité électronique du plasma, elle est plus importante lorsque le laser est polarisé circulairement, et elle est indépendante du nombre de charges Z du plasma.

Nous avons ensuite montré qu'aucun des processus radiatifs alternatifs, tels que le rayonnement de Bremsstrahlung, le rayonnement de recombinaisons radiatives, le rayonnement de transitions atomiques, le rayonnement d'harmoniques d'ensembles atomiques, ou encore le rayonnement produit par les électrons accélérés par sillage (rayonnement synchrotron, Bremsstrahlung), ne peut vérifier l'ensemble des caractéristiques mesurées.

Le tableau 5.1 résume les mesures faites et indique les processus radiatifs auxquels il est possible d'associer le résultat de la mesure.

	Larm.	Brem. Rel.	Brem.	Recom.	Trans.	Harm.	Elec.
Spectre	×	○	○	○	○	○	×
Distribution angulaire	×	×	○	○	○	×	×
Variation avec n_e	×	○	○	○	○	○	
Polarisation laser	×	×	×	○	○	○	○
Variation avec Z	×	○	○	○	○	○	○

TAB. 5.1 – Résumé des mesures. Une croix indique le(s) processus auquel(s) la mesure peut être associée. Un cercle indique que cette mesure ne peut être associée au processus correspondant. Les abréviations de la première ligne indiquent les différents processus : rayonnement de Larmor (Larm.), rayonnement de Bremsstrahlung relativiste (Bremm. Rel.), thermique (Bremm.), rayonnement de recombinaisons radiatives (Recom.), rayonnement de transitions atomiques (Trans.), rayonnement d'harmoniques d'ensembles atomiques (Harm.), rayonnement des électrons accélérés par sillage (Elec.).

En conclusion, lors de l'interaction relativiste entre un laser femtoseconde et un plasma d'hélium sous dense, les mesures des caractéristiques du rayonnement montrent que le rayonnement de Larmor est le processus radiatif dominant le plus probable. La durée de l'impulsion de rayonnement X produite doit alors être du même ordre de grandeur que celle de l'impulsion laser, c'est à dire femtoseconde.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Dans le but de produire une nouvelle source de rayonnement X femtoseconde et polychromatique, nous nous sommes intéressés, au cours de ce travail de thèse, au rayonnement de Larmor émis lors de l'interaction relativiste entre un laser femtoseconde intense et un plasma sous dense de nombre de charges Z faible.

Nous avons déterminé les caractéristiques théoriques du rayonnement de Larmor et nous avons montré qu'elles sont très différentes de celles de tous les autres processus radiatifs pouvant produire du rayonnement X dans un plasma. Les puissances rayonnées, le spectre, et la distribution spatiale du rayonnement, ont été calculés en fonction des paramètres du laser et du plasma. Par ailleurs, pour un plasma d'hélium créé avec un laser femtoseconde dont l'intensité crête est supérieure à $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$, nous avons estimé que le rayonnement de Larmor doit être le processus radiatif dominant. Nous en avons finalement conclu qu'il pouvait être mesuré expérimentalement, et être identifié grâce à ses caractéristiques uniques.

Nous avons ensuite caractérisé le rayonnement UVX émis par un plasma d'hélium sous dense créé avec le laser 100 TW du LOA. Selon les conditions d'interaction, c'est à dire, l'intensité laser, le volume d'interaction, et la position du foyer du laser dans le jet de gaz, nous avons montré expérimentalement que les caractéristiques du rayonnement produit changent. Ceci met en évidence la présence de différents processus radiatifs dont les importances relatives dépendent des conditions d'interaction.

Lorsque le paramètre de force du laser a_0 est au maximum de l'ordre de 1, et que le volume d'interaction est important, les caractéristiques du rayonnement mesuré suivent celles des rayonnements de Bremsstrahlung et de recombinaisons radiatives. Ces processus sont dominants dans ces conditions d'interaction.

Lorsque le paramètre de force du laser a_0 est de l'ordre de 5, le rayonnement mesuré a des caractéristiques très différentes de celles du cas précédent, elles suivent en majeure partie celles du rayonnement de Larmor. Dans ces conditions d'interaction, en accord avec les estimations théoriques, le rayonnement de Larmor semble être le processus radiatif dominant. Cependant, certaines mesures, telles que la forme de la distribution angulaire du rayonnement, ou l'amplitude de l'effet de la polarisation du laser, ne sont pas encore expliquées de manière satisfaisante ; une modélisation de l'expérience plus approfondie serait nécessaire pour expliquer les résultats qui restent encore mal compris. Malgré cela, l'ensemble des résultats obtenus nous laisse supposer que le rayonnement X mesuré est majoritairement issu du processus de rayonnement de Larmor. Nous avons donc produit une source de rayonnement X femtoseconde et polychromatique.

Le spectre de l'impulsion de rayonnement X est piqué à une énergie de l'ordre de 150 eV et s'étend jusqu'à 2 keV. Le nombre total de photons produits par tir laser est supérieur à 10^9 . Le rayonnement est collimaté selon l'axe de propagation du laser sur un demi-angle d'environ 30° . La durée de l'impulsion de rayonnement X, qui n'a pas été mesurée, est supposée être du même ordre que celle de l'impulsion laser, soit 30 fs.

Nous pouvons maintenant décrire cette nouvelle source de rayonnement X en termes de flux et de brillance qui sont les unités généralement utilisées pour caractériser des sources de rayonnement X (cf. Chapitre 3).

Le flux de photons moyen est égal à 2×10^3 ph/s/0.1 % BW à 2 keV et atteint 6×10^7 ph/s/0.1 % BW à 0.15 keV. La brillance moyenne vaut 1.5×10^4 ph/s/mm²/mrad²/0.1 % BW à 2 keV et 8×10^4 ph/s/mm²/mrad²/0.1 % BW à 0.15 keV.

Lors de nos expériences, le pic de spectre du rayonnement n'était centré que vers 150 eV, cependant, en augmentant la valeur du paramètre a_0 , c'est à dire l'intensité laser, le pic du spectre du rayonnement de Larmor est supposé se décaler vers les plus grandes énergies X. Lorsque $a_0 = 10$, le rayonnement de Larmor doit être piqué à 1 keV. En décalant le pic du spectre du rayonnement X autour de 1 keV, de nombreuses applications deviendront alors possibles. En effet, alors que les flux et brillance de la source X que nous avons produite pourraient déjà être suffisants pour des expériences de diffraction X ou d'absorption X résolues en temps, ceux-ci deviendront plus importants pour $a_0 \sim 10$.

Cependant, avant d'envisager les premières applications, plusieurs expériences de caractérisations du rayonnement X et d'amélioration de la source restent encore à faire :

- Sans effet de volume, l'identification des différents processus radiatifs devrait être plus évidente car le processus radiatif dominant serait le même sur l'ensemble du volume d'interaction. Pour s'affranchir de l'effet de volume, nous pouvons soit égaliser l'épaisseur

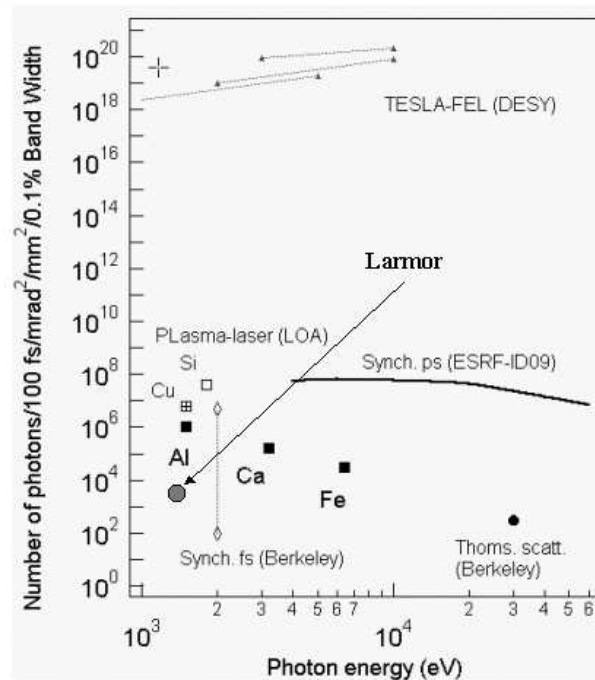


FIG. 6.1 – Sources de rayonnement X ultra-brèves.

de la cible à la longueur de Rayleigh du laser, soit l'inverse. On peut pour cela utiliser soit des cibles solides fines ou des jets de gaz pulsés fins ($\sim 200 \mu\text{m}$), soit une parabole de plus grande distance focale ($> 1 \text{ m}$). Pour ce dernier cas, il faudrait plus d'énergie laser pour conserver la même intensité sur cible.

- Nous avons dit que le pic du spectre du rayonnement de Larmor peut être décalé à 1 keV si le paramètre a_0 devient de l'ordre de 10. Cette valeur de a_0 peut être atteinte soit en ayant plus d'énergie laser disponible, soit en utilisant une parabole de courte distance focale ($\sim 10 \text{ cm}$) et la laser 100 TW fonctionnant actuellement au LOA. Cependant, dans ce dernier cas, l'augmentation de l'intensité laser sur cible se fait au détriment du volume d'interaction qui diminue.

- Pour une énergie laser donnée, le flux de photons à basse énergie peut être augmenté en choisissant le volume d'interaction et l'intensité laser, soit donc la parabole de focalisation, les mieux adaptés pour produire une énergie de rayonnement X donnée.

- L'effet de la force de rappel des ions du plasma sur la distribution angulaire du rayonnement de Larmor doit être étudié expérimentalement. En effet, il pourrait être possible de produire une impulsion de rayonnement de Larmor dirigée à 90° de la direction

de propagation du laser. Cette méthode, permettrait d'augmenter l'angle de collection du rayonnement X produit en s'affranchissant de la lumière du laser qui détruit les filtres et les optiques.

Pour finir, la figure 6 représente l'ensemble des sources de rayonnement X ultra-brèves auxquelles nous avons ajouté l'impulsion X produite par rayonnement de Larmor à 1.5 keV.

Chapitre 7

Annexes

7.1 Annexe 1 : Force pondéromotrice

La force pondéromotrice est la force non linéaire basse fréquence associée aux gradients d'intensité des impulsions laser. L'obtention de son expression est détaillée dans cette annexe. Elle découle de l'équation du mouvement d'un électron soumis aux champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ d'un laser :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B} \quad (7.1)$$

$$m \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right) = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B}. \quad (7.2)$$

$$(7.3)$$

On peut écrire la dérivée partielle de la vitesse comme une somme d'un terme linéaire $\vec{v}_L$ et d'un terme non linéaire $\vec{v}_{NL}$:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{v}_L}{\partial t} + \frac{\partial \vec{v}_{NL}}{\partial t}$$

En séparant les termes de forces linéaires et non linéaires on obtient les deux équations :

$$\frac{\partial \vec{v}_L}{\partial t} = -\frac{e}{m} \vec{E} \quad (7.4)$$

et

$$m \frac{\partial \vec{v}_{NL}}{\partial t} = -\vec{v}_L \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_L - e\vec{v}_L \times \vec{B} \quad (7.5)$$

A partir de cette dernière équation, on définit la force pondéromotrice $\vec{F}_{NL}$, dont l'expression est donnée par :

$$\vec{F}_{NL} = -m\vec{v}_L \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_L - e\vec{v}_L \times \vec{B} \quad (7.6)$$

On peut simplifier cette expression en prenant le rotationnel de l'expression 7.4 :

$$\vec{B} = \frac{e}{m}(\vec{\nabla} \times \vec{v}_L)$$

et en remplaçant $\vec{B}$ dans 7.6 :

$$\vec{F}_{NL} = -m\vec{v}_L \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_L - m\vec{v}(\vec{\nabla} \times \vec{v}_L) \quad (7.7)$$

$$= \frac{1}{2}m\nabla v_L^2. \quad (7.8)$$

$$(7.9)$$

Cette dernière relation peut s'exprimer en fonction de l'intensité laser (via le champ électrique qui apparait dans l'expression de la vitesse $\vec{v}$) ; on obtient alors l'expression usuelle de la force pondéromotrice :

$$\vec{F}_{NL} = -\frac{e^2}{2m_e\omega^2\epsilon_0}\vec{\nabla}I \quad (7.10)$$

On constate que la force pondéromotrice est proportionnelle au gradient de l'intensité laser. Elle est importante sur les fronts raides, temporels et radiaux, de l'impulsion laser. Son importance dépend de la focalisation du laser et de la forme du profil temporel de l'impulsion laser.

Donnons deux exemples pour illustrer ce propos. Considérons que la durée de l'impulsion laser soit égale à 30 fs et que celui-ci soit focalisé dans une tache de 10 μm de rayon. Dans ce cas, on peut se représenter le laser est comme étant une sphère de 10 μm de diamètre. Les gradients d'intensité, et par conséquent la force pondéromotrice, sont isotropes. En considérant maintenant que le laser soit focalisé dans un tache de 40 μm de rayon et que la durée reste de 30 fs. On peut alors considérer le laser comme ayant la forme d'un disque. Les gradients d'intensité, et par conséquent la force pondéromotrice, sont plus importants dans la direction longitudinale.

L'expression précédente de la force pondéromotrice n'est valable que dans un régime non relativiste. En régime relativiste l'obtention de l'expression de cette force est un problème complexe [71] mais son effet reste le même.

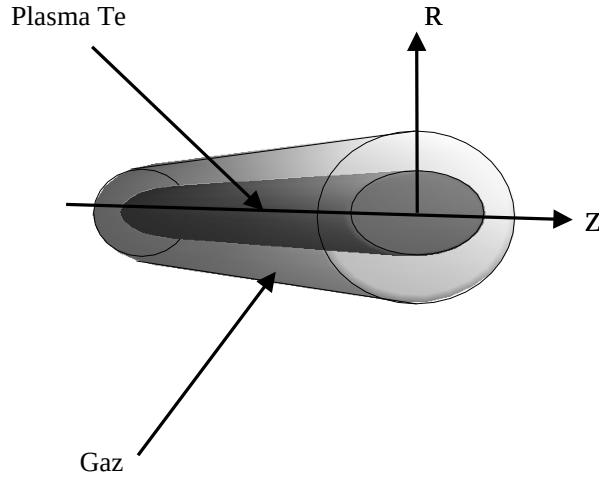


FIG. 7.1 – *Modèle : plasma de température moyenne T_e entouré de gaz.*

7.2 Annexe 2 : Equation non linéaire de la chaleur

Pour calculer la puissance émise par les processus radiatifs ayant lieu après le passage du laser, il est important de connaître le volume et la température du plasma en fonction du temps.

Dans ce but, on peut utiliser un modèle simple : le plasma est de symétrie cylindrique, sa température initiale est T_{e0} , et la détente du plasma se fait par conduction thermique.

L'évolution temporelle et radiale de la température du plasma s'obtient alors en utilisant l'équation non linéaire de la chaleur [53][72] :

$$\frac{\partial^3_2 n_e T}{\partial t} = \Delta_r \kappa T - E_p \quad (7.11)$$

$$\kappa = 4.67 \times 10^{-12} \times \frac{T^{5/2}}{Z \ln \Lambda} \quad (7.12)$$

$$(7.13)$$

où Δ_r représente le Laplacien en coordonnées cylindriques, T_e est la température électronique du plasma, n_e sa densité électronique et κ sa conductivité thermique. Z est le nombre de charges et le terme $\ln \Lambda$ appelé logarithme coulombien. E_p est un terme contenant les pertes par rayonnement.

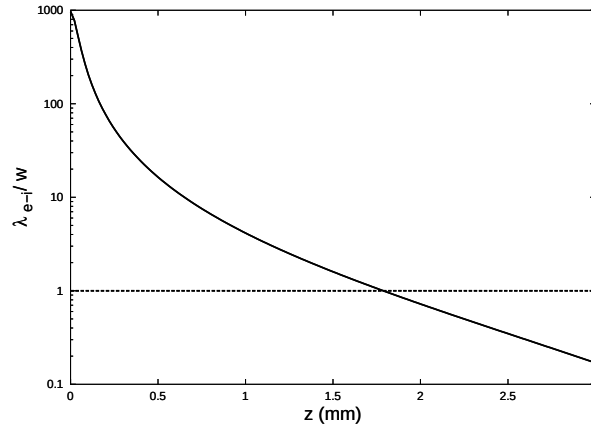


FIG. 7.2 – Validité du modèle : rapport du libre parcours moyen λ_{e-i} par le rayon du laser w_z . z est la position par rapport au foyer du laser. Le modèle est valable lorsque le rapport est inférieur à 1.

Ce modèle de détente radiale du plasma n'est valable que pour un plasma collisionnel pour lequel le libre parcours moyen d'un électron est inférieur à la dimension radiale du plasma. Cela impose une condition sur la température du plasma, sa densité, et sa dimension, définie par :

$$\lambda_{e-i} < w \quad (7.14)$$

où λ_{e-i} est le libre parcours moyen défini par :

$$\lambda_{e-i}(\text{cm}) = 1.5 \times 10^{19} \frac{E^2(\text{keV})}{n_e Z \ln(\Lambda)}$$

et w est rayon du plasma que l'on considère (approximation) comme égale au rayon du laser.

La figure 7.2 représente le rapport λ_{e-i}/w en fonction de la position z par rapport au foyer laser. Elle a été faite à partir de l'interpolation d'un code ATI donnant la température en fonction de l'intensité laser (à laquelle correspond une position z). La condition n'est vérifiée que lorsque z est plus grand que 2 mm environ. Seule cette région du plasma est collisionnelle. Même si elle ne concerne pas l'ensemble du plasma, elle correspond à un volume important.

L'équation de la chaleur est intégrée numériquement en utilisant la méthode des différences finies et un schéma d'intégration implicite en temps.

Cependant, les flux de chaleur sont généralement trop importants lorsqu'ils sont seulement obtenus par l'expression 7.11. Ils dépassent la vitesse thermique électronique donnée

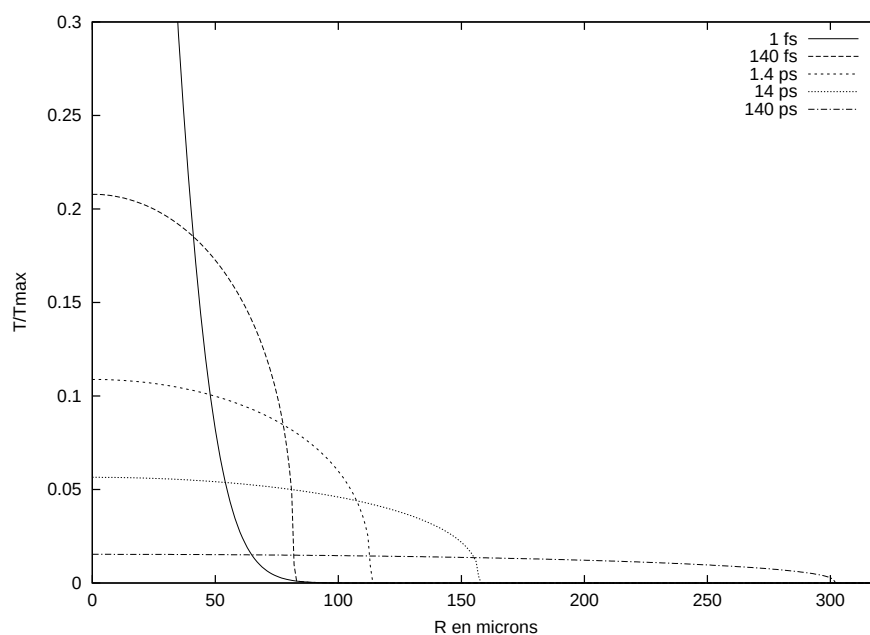


FIG. 7.3 – *Détente du plasma par conduction thermique. La température du plasma est représentée en fonction du rayon r et pour différents temps indiqués sur la figure.*

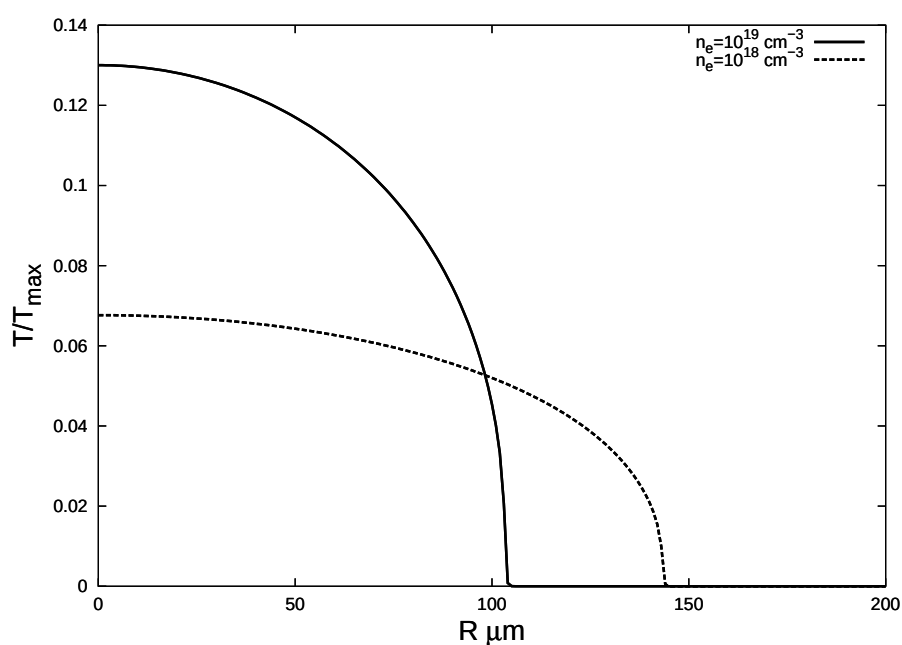


FIG. 7.4 – *Effet de la densité du plasma sur la détente par conduction thermique. Le profil radial de température est représenté au temps $t = 14$ ps pour des densités de plasma égales à $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.*

par l'expression :

$$v_{Te} = \left(\frac{kT_e}{m_e} \right)^{1/2} = 4.19 \times 10^7 T_e^{1/2}$$

Pour éviter que la vitesse du flux de chaleur dépasse la vitesse thermique électronique, on peut soit ajouter un limiteur de flux f_{lim} , soit diviser la conductivité thermique par une constante C choisie de manière à ce que la vitesse de détente soit inférieure à la vitesse thermique électronique.

La figure 7.3 représente la température électronique en fonction de la position radiale r en microns et pour différentes valeurs du temps. La température initiale est égale $T_{e0} = 5 \times 10^6 \text{ }^\circ K$ et la densité du plasma est $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

On voit sur la figure que le plasma se détend rapidement, sa température chute d'un facteur de l'ordre de 10 en 1 ps. La baisse de température due aux pertes par rayonnement est très faible par rapport celle due à la diffusion thermique, la chute de température qu'elles induisent est de l'ordre de 10^{-4} fois moins importante.

La détente du plasma dépend de sa densité. La figure 7.4 représente le profil de température pour $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ au temps $t = 14 \text{ ps}$. Cette dépendance est directement liée au coefficient de conductibilité thermique qui dépend de $1/n_e$.

On voit sur la figure 7.3 que lorsque la densité diminue, la détente est plus rapide. Cette dernière observation est importante pour le calcul du rayonnement émis par le plasma car il dépend de la température, du volume émetteur, et du temps.

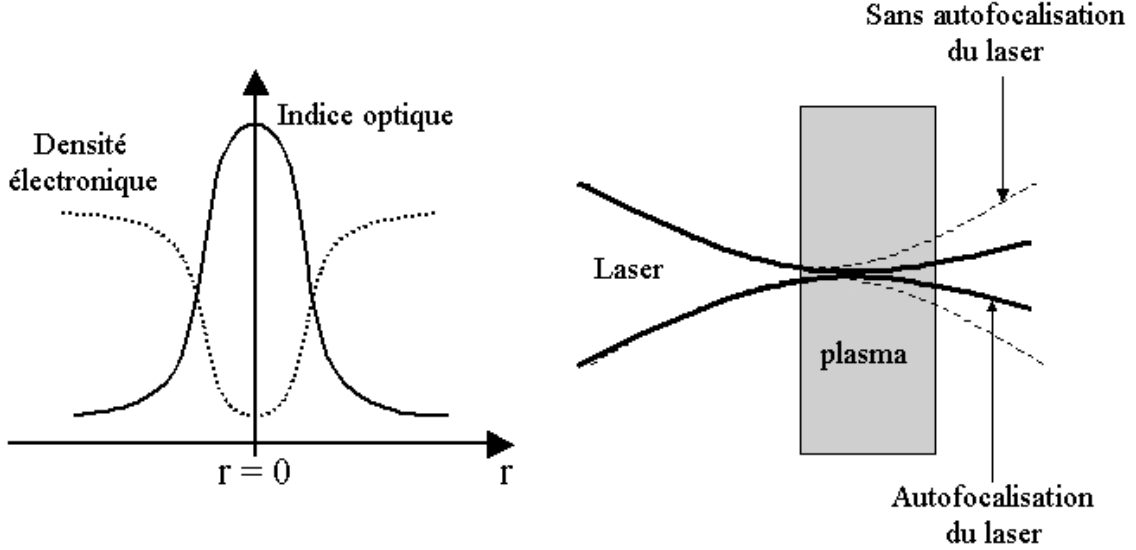


FIG. 7.5 – Effet de la force pondéromotrice : la baisse de densité au foyer implique une augmentation de l'indice.

7.3 Annexe 3 : Autofocalisation relativiste

Comparée à la propagation d'un faisceau laser dans le vide, la propagation dans un jet de gaz est modifiée, sous certaines conditions, par deux effets qui s'opposent : la réfraction due à l'ionisation et l'autofocalisation relativiste. Seul le cas de l'autofocalisation relativiste évoquée à plusieurs reprises dans le manuscrit est brièvement décrit ici. L'autofocalisation relativiste a pour effet de focaliser le laser davantage que sa propagation naturelle dans le vide. Ce mécanisme a deux origines : la variation de masse de l'électron relativiste et la baisse de densité électronique du foyer que produit la force pondéromotrice. Ces deux effets ayant lieu au début de l'impulsion laser, contribuent à baisser l'indice de réfraction du plasma et le rendent équivalent à une lentille convergente pour la suite de l'impulsion laser.

L'indice du plasma défini par :

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}}$$

où $\omega_p^2 = (n_e e^2) / (m_e \epsilon_0)$

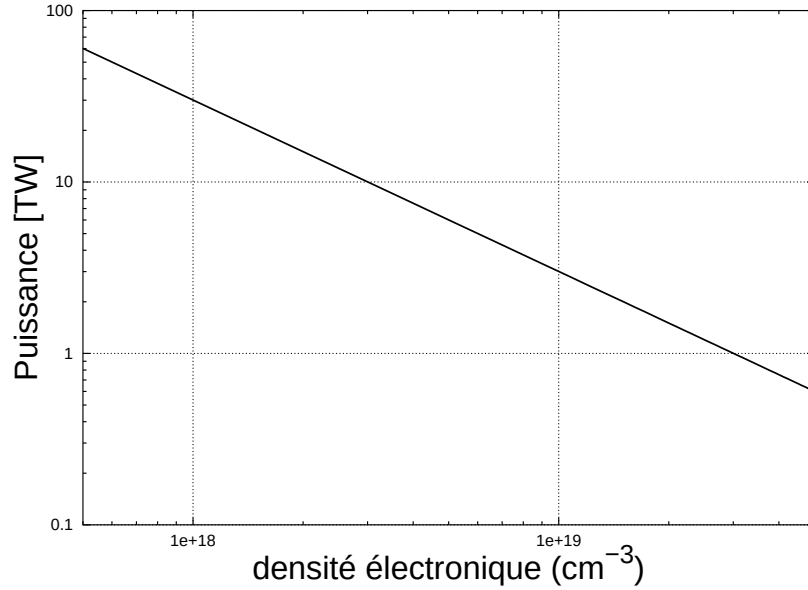


FIG. 7.6 – *Puissance critique d'autofocalisation relativiste en fonction de la densité électronique du plasma.*

La puissance seuil d'autofocalisation relativiste est :

$$P(\text{GW}) = 17.4 \frac{\omega^2}{\omega_p^2}$$

On voit sur la figure 7.6 que la puissance critique d'autofocalisation relativiste est de l'ordre de 5 TW lorsque $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et vaut 30 TW lorsque $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nous utilisons un laser dont la puissance crête dépasse 30 TW et des plasmas de densités électroniques supérieures à $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; nous sommes donc dans des conditions où l'autofocalisation relativiste est possible. Cependant, les signatures d'autofocalisation relativistes n'apparaissent pas dans toutes les conditions expérimentales. C'est seulement lorsque la densité du plasma est supérieure à $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et lorsque le laser est focalisé sur le bord avant du jet de gaz que nous pouvons observer des indications expérimentales de l'autofocalisation relativiste.

L'effet d'autofocalisation relativiste modifie les volumes de plasma émetteurs de rayonnement, ainsi que les intensités laser maximales existant au sein de ces volumes. Les conséquences sur le rayonnement vont être multiples.

Pour se rendre compte des effets possibles, supposons que le laser s'autofocalise puis se propage en un filament sur toute la longueur du jet de gaz. Dans ce cas, il n'y a plus d'effets de volumes. Le spectre doit être d'autant plus piqué car les volumes de faibles valeurs de a_0 participent peu au rayonnement émis. La puissance totale, dépendante de a_0 et du volume, doit augmenter. Comme nous l'avons vu la distribution spatiale du rayonnement

est peu dépendante des effets de volume, elle doit donc rester la même sauf si a_0 augmente brutalement du fait de l'autofocalisation. La prise en compte des effets de propagation est importante dans notre cas et une étude approfondie, à la fois expérimentale et numérique, de ce problème reste à faire.

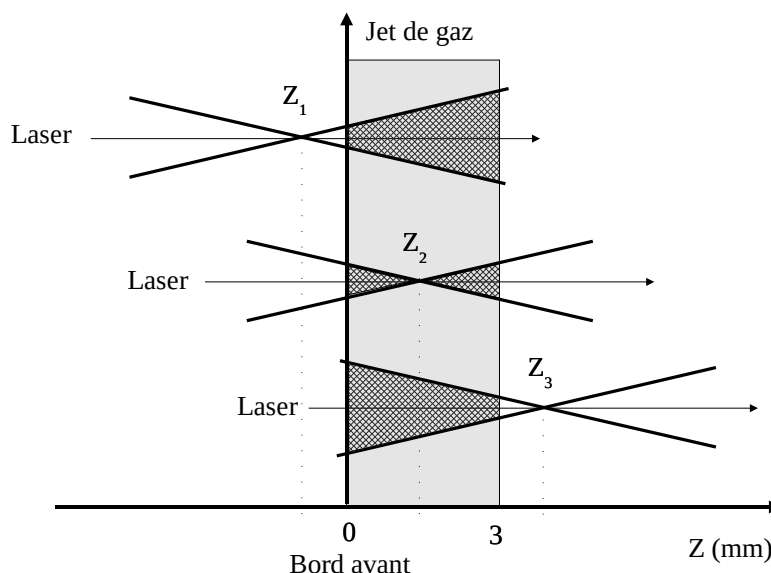


FIG. 7.7 – *Shéma de principe de l'effet de volume. Selon la position du foyer du laser (z_1 , z_2 , z_3) le volume d'interaction (hachuré) change.*

7.4 Annexe 4 : Effets de volumes

Lors de l'interaction entre un laser et un jet de gaz, si la dimension du jet est supérieure à la longueur de Rayleigh du laser, alors, l'intensité du laser et son recouvrement avec le jet de gaz varient selon la position z du foyer laser par rapport au jet de gaz. La figure 7.7 illustre cela en montrant trois exemples de positions de points de focalisation ; les zones hachurées représentent les intersections géométriques entre le faisceau laser et le jet de gaz. Plus le laser est focalisé loin du jet de gaz et plus les volumes d'intersection augmentent. En résultat, les volumes ionisés ainsi que le rayonnement émis par le plasma vont dépendre la position z . Ceci se traduit par un "effet de volume" que nous n'allons décrire dans cette annexe qu'en termes de volumes ionisés et d'intensité laser. Les résultats obtenus ici sont appliquées au rayonnement émis par le plasma à plusieurs reprises dans le manuscrit.

Dans nos conditions expérimentales, le jet de gaz cylindrique fait 3 mm de diamètre, alors que la longueur de Rayleigh du laser est égale à $138 \mu\text{m}$ ou $1000 \mu\text{m}$ selon que l'on utilise une parabole de 300 mm ou de 1000 mm. Il faut par conséquent tenir compte de l'effet de volume.

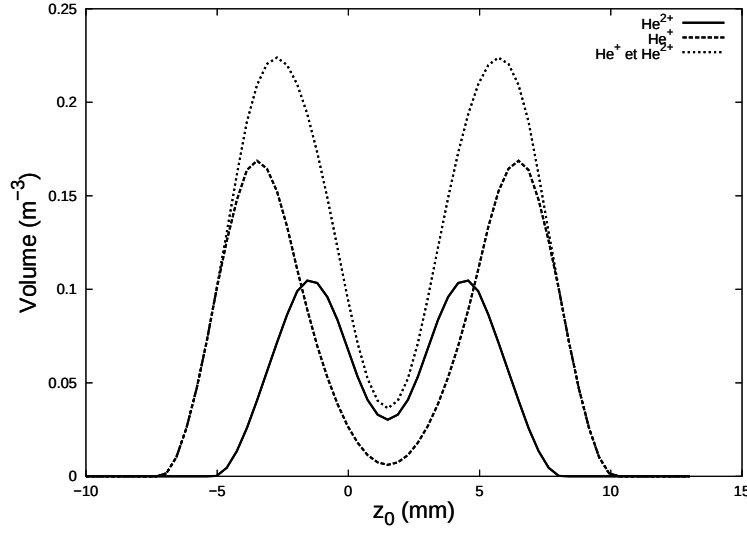


FIG. 7.8 – Evolution des volumes de He^{2+} , de He^+ , et de He au moins une fois ionisé, en fonction de la position du foyer laser z .

Effet de volumes : Volumes ionisés

Dans le cadre de cette simulation, le laser est un faisceau Gaussien dont l'intensité s'écrit sous la forme :

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + (z/z_r)^2} \exp\left(\frac{-2(r/w_0)^2}{1 + (z/z_r)^2}\right) \quad (7.15)$$

où I_0 est l'intensité laser maximale, z la position par rapport au foyer, z_r la longueur de Rayleigh et w_0 le waist au foyer.

La figure 7.8 représente une estimation numérique de l'évolution des volumes de gaz ionisés en fonction de la position du foyer laser z dans les conditions expérimentales du tableau 4.1. Le laser est considéré gaussien pour les simulations.

Le courbe présente deux maxima symétriques par rapport à un minimum centré sur le centre du jet de gaz. Les volumes ionisés sont plus importants lorsque le point de focalisation est hors du jet de gaz. L'écart entre les maxima dépend de l'état d'ionisation. Les états d'ionisations étant liés à l'intensité laser ($4.39 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ pour He^+ et $8.33 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ pour He^{2+}), l'écart entre les maxima décroît avec l'état d'ionisation. L'origine de ces deux maxima vient de ce qui est généralement appelé l'"effet de volume" : il existe deux maxima du produit (volume) X (intensité d'ionisation).

Bien qu'elle ne soit pas directement liée aux effets de volumes, l'évolution des volumes ionisés avec l'énergie laser est une information utile pour l'interprétation de la variation du rayonnement X avec l'énergie laser.

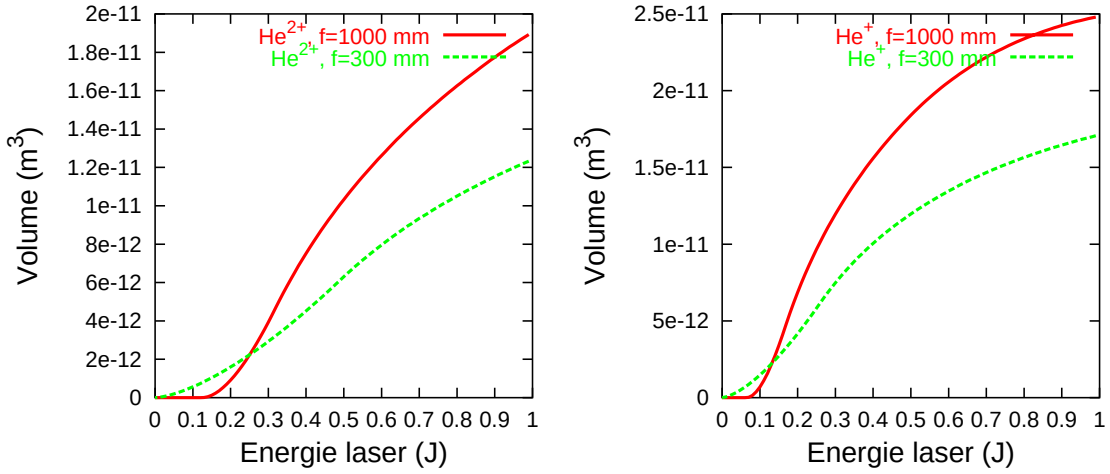


FIG. 7.9 – Evolution des volumes de He^{2+} à gauche et de He^{+} à droite en fonction de l'énergie laser. Le jet de gaz fait 3 mm de diamètre. Deux cas sont représentés : **1** Parabole de 1m focalisée 5 mm avant le bord d'entrée du jet de gaz. **2** Parabole de 30 cm focalisée sur le bord d'entrée du jet de gaz.

En se plaçant dans les mêmes situations que lors des expériences du chapitre 6, la figure 7.8 représente les volumes ionisés de He^{2+} et He^{+} en fonction de l'énergie laser dans deux situations notées **1** et **2** :

- **1** : Laser focalisé 5 mm avant le bord d'entrée du jet de gaz avec une parabole de focale $f=1000$ mm.
- **2** : Laser focalisé sur le bord d'entrée du jet de gaz avec une parabole de focale $f=300$ mm.

Deux résultats importants pour l'interprétation des expériences sont issus de cette figure :

- Le volume ionisé total est plus important que dans le cas **2**.
- La croissance des volumes ionisés a une composante croissante en E^2 .

Effet de volumes : Intensité laser

La position du foyer z détermine l'intensité laser dans le jet de gaz, et donc les caractéristiques du plasma créé. Sur la figure 7.10 sont représentés, à gauche, le paramètre de force maximum du laser dans le jet de gaz, et à droite, la valeur maximale du paramètre a_0 à l'entrée du jet de gaz, en fonction de la position du foyer laser z dans les deux cas.

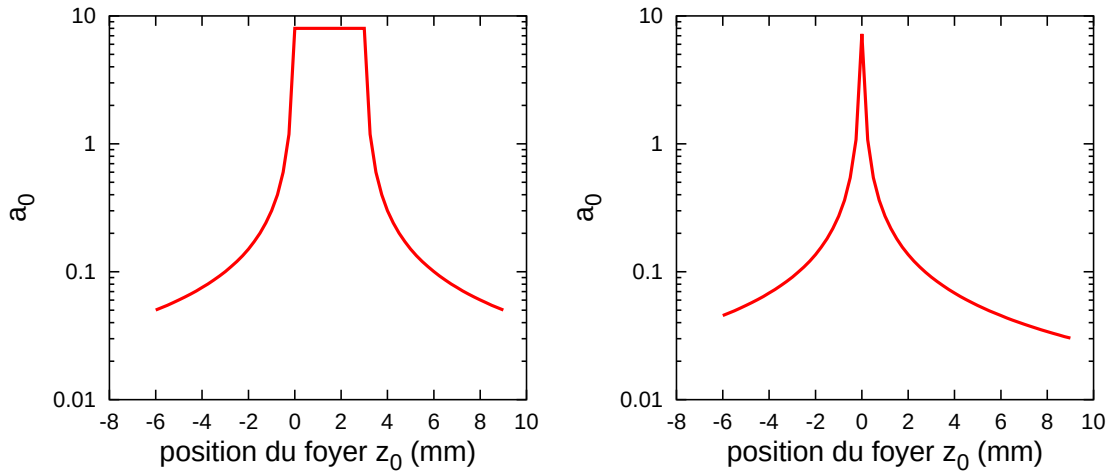


FIG. 7.10 – Paramètre de force du laser a_0 en fonction de la position du foyer laser z . A gauche : valeur de a_0 maximale vue par les électrons dans le jet de gaz. A droite : valeur de a_0 maximale à l'entrée du jet de gaz.

7.5 Annexe 5 : Alignement d'une parabole hors axe

Cette section n'apporte aucun élément nécessaire à la compréhension du manuscrit mais j'espère qu'elle fournira un support utile à ceux qui passeront par l'étape souvent incontournable et parfois pénible de l'alignement d'une parabole hors axe.

Dans le cadre d'une expérience d'interaction laser-matière, on cherche en général à avoir la plus haute intensité possible. Il faut pour cela focaliser le laser dans une tache focale qui soit la plus petite possible. Il existe plusieurs optiques de focalisation : les lentilles, les miroirs sphériques et les miroirs paraboliques hors axe (plus communément appelés paraboles hors axe).

Les lentilles ne sont pas adaptées pour focaliser des lasers intenses parce qu'elles induisent des effets non linéaires de propagation du laser et ne résistent pas au flux. Elles ne sont utilisées que pour focaliser des lasers d'énergies inférieures à 50 mJ. Dans les autres cas il faut utiliser des optiques en réflexion.

Les miroirs sphériques peuvent être utilisés mais ne sont pas commodes car leur point de focalisation optimal se trouve sur le trajet du faisceau incident. Si il est utilisé hors de la région paraxiale, des distorsions de front d'onde dues aux aberrations géométriques détériorent la qualité de la tache focale. Les miroirs sphériques sont rarement utilisés pour ces raisons.

Finalement, ce sont les miroirs paraboliques hors axes (paraboles) qui sont utilisés

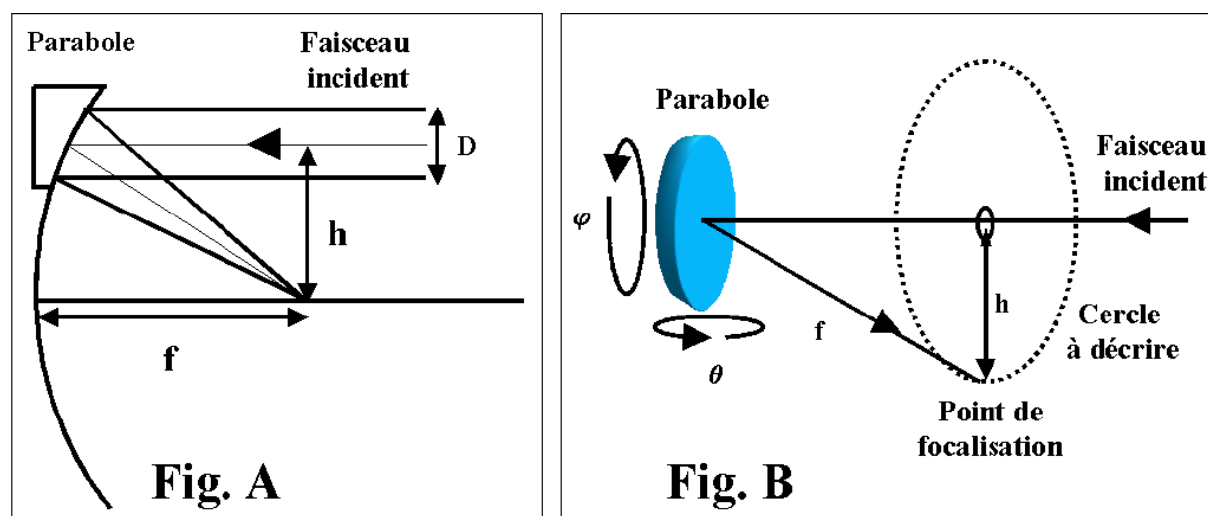


FIG. 7.11 – Fig A : Caractéristiques d'un miroir parabolique hors axe. Fig B : Alignement d'une parabole hors axe

pour la majorité des expériences d'interaction à haut flux. Ceux sont des instruments de focalisation théoriquement parfaits mais très onéreux car difficiles à concevoir. Les paraboles sont pratiques car leur point de focalisation se trouve hors du trajet du faisceau incident.

Les caractéristiques d'une parabole hors axe sont les suivantes :

- la distance focale f telle que $f = p/2$ où p est le paramètre de la parabole $y^2 = 2px$
- le paramètre hors axe h qui est la distance orthogonale entre le foyer et le centre de la parabole
- l'ouverture numérique $N = f/D$ où D est le diamètre du miroir.

Toutes ces distances sont représentées sur la figure 7.11.

Pour obtenir une tache focale sans aberrations qui soit la plus petite possible (la plus proche de la limite de diffraction) il faut orienter correctement la parabole par rapport au faisceau incident. Si ce n'est pas le cas la tache présentera essentiellement de l'astigmatisme.

Méthode d'alignement

Pour aligner correctement une parabole il faut se placer au bon angle θ défini avec l'hors axe h et la focale par $\theta = \tan^{-1}(h/f)$.

Comme le décrit le dessin 7.11, si l'angle θ est correct et que l'on tourne la parabole selon l'angle φ , le point de focalisation décrit un cercle centré sur la direction du faisceau

incident et perpendiculaire à celui-ci. Une méthode d'alignement rapide et efficace repose sur cette observation. Les différentes étapes sont les suivantes :

- Placer un cercle (percé d'un trou au centre et de rayon h) perpendiculairement au faisceau incident en centrant le trou sur le faisceau.
- Ajuster la distance entre le cercle et la surface de la parabole de manière à ce qu'elle soit égale à la distance focale f .
- Tourner la parabole selon θ pour amener le point de focalisation sur le cercle.
- Faire tourner la parabole selon φ .

A moins que l'alignement soit tout de suite parfait, le point de focalisation décrira une ellipse plutôt qu'un cercle.

Si l'ellipse est étirée verticalement, il faut corriger l'inclinaison verticale de la parabole jusqu'à ce que le point de focalisation soit sur le cercle en haut et en bas après avoir tourné la parabole de $\varphi = 180^\circ$. Si l'ellipse est étirée horizontalement, il faut corriger l'angle θ de la parabole jusqu'à ce que le point de focalisation soit sur le cercle à gauche et à droite après avoir tourné la parabole de $\varphi = 180^\circ$.

En général, il faut répéter ces deux étapes jusqu'à ce que le point de focalisation décrive précisément l'ensemble du cercle.

Une fois que ce pré-réglage est fait, il faut imager la tache sur une caméra CCD avec un objectif de microscope et répéter les deux étapes précédentes jusqu'à ce que la tache soit ronde, intense, et sans astigmatisme de part et d'autre du foyer.

Bibliographie

- [1] C.Keitel. *Physique du solide*. Dunod, 1990.
- [2] A.Zewail et al. *J. Phys. Chem.*, 100 :12701, 1996.
- [3] A.Rousse et al. *Nature*, 410 :65, 2001.
- [4] C.Rischel et al. *Nature*, 390 :490, 1997.
- [5] Sider. et al. *Science*, 286 :1340, 1999.
- [6] M.H. Vos and Martin J.L. *Biochim. Biophys. Acta Bioenerget.*, 1411 :1, 1999.
- [7] C.Shank et al. *Phys. Rev. Lett.*, 51 :900, 1983.
- [8] A.Rousse. *La Recherche*, 390 :490, 1999.
- [9] D.Raoux. *Neutron and synchrotron radiation for condensed matter studies*, volume 1. Springer Verlag, 1993.
- [10] W. Schoenlein et al. *Science*, 274 :236, 1996.
- [11] E.Esarey, P.Sprangle, and A.Ting. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 331 :545, 1993.
- [12] J.Yang, M.Washio, A.Endo, and T.Hori. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 428 :556, 1999.
- [13] K.J.Kim, S.Chattopadhyay, and C.V.Shank. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 341 :351, 1994.
- [14] W.Leemans et al. *C.R. Acad. Sci. Paris*, 1 :279, 2000.
- [15] R.W.Schoenlein et al. *Appl. Phys. B*, 71 :1, 2000.
- [16] W.Leemans et al. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :4182, 1996.
- [17] R.W.Schonlein et al. *Science*, 287 :2237, 2000.
- [18] A.Rousse. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1993.
- [19] A.Rousse et al. *PRE*, 50 :2200, 1994.
- [20] F.Raski et al. *J. Chem. Phys.*, 104 :6066, 1996.
- [21] Y.Ueshima et al. *Laser and Particle Beams*, 17 :45, 1999.
- [22] E.Esarey, S.K Ride, and P.Sprangle. *Phys. Rev. E*, 48 :3003, 1993.
- [23] E.S.Sarachik and G.T.Schappert. *Phys. Rev. D*, 1 :2738, 1970.

- [24] S.Y.Schen, A.Maksimchuk, and D.Umstadter. *Nature*, 396 :653, 1998.
- [25] M.Pittman et al. *Appl. Phys. B*, 74 :529, 2002.
- [26] G.Mourou. *Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields*. Plenum Publisher, 2001.
- [27] G.Mourou, C.P.Barty, and M.D.Perry. *Physics Today*, page 22, 1998.
- [28] P.Sprangle and E.Esarey. *Phy. Fluids B*, 4 :2241, 1992.
- [29] F.Krausz, T.Barbec, M.Schnurer, and C.Spielmann. *Opics and Photonics News*, page 46, 1998.
- [30] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 1975.
- [31] L.D. Landau and L.D. Lifshitz. *Classical thory of fields*. Pergamon Press.
- [32] J.H.Eberly and A.Sleeper. *Phys. Rev.*, 176 :1570, 1968.
- [33] F.V.Hartemann et al. *Phys. Rev. E*, 58 :5001, 1998.
- [34] F.H.Faisal. *Phys. Rev. A*, 60 :2505, 1999.
- [35] B.Quesnel. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1998.
- [36] Y.I.Salamin. *J. Phys. A : Math. Gen.*, 30 :4399, 1997.
- [37] J.Meyer ter Vehn, A.Pukhov, and Zh.-M Sheng. *Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields*. Plenum Publisher, 2001.
- [38] E.Lefebvre. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Univ. Orsay, 1996.
- [39] Saul A. Teukolsky et al. *Numerical Recipe in Fortran*.
- [40] J.L Delcroix and A.Bers. *Physique des plasmas*, volume 2. CNRS Editions, 1994.
- [41] G.Bekefi. *Radiation Processes in Plasmas*. John Wiley, 1966.
- [42] S.K.Ride, E.Esarey, , and M.Baine. *Phys. Rev. E*, 52 :5425, 1995.
- [43] P.Catravas, E.Esarey, and W.P.Leemans. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :1, 2001.
- [44] T.Tajima and J.M.Dawson. *Phys. Rev. Lett.*, 43 :267, 1979.
- [45] A.Modena et al. *Nature*, 377 :606, 1995.
- [46] F.Amiranoff et al. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :995, 1998.
- [47] V.Malka et al. *Phys. Plasmas*, 8 :2605, 2001.
- [48] D.Umstadter et al. *Science*, 273 :472, 1996.
- [49] E.Esarey et al. *IEEE. Trans. Plasma. Science*, 24 :252, 1996.
- [50] C.B.Schroeder et al. *Phys. Rev. E*, 59 :6037, 1999.
- [51] E.Esarey et al. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :2682, 1997.

- [52] R.Jancel and T.Kahan. *Electrodynamique des plasmas*. Dunod, 1963.
- [53] Y.Zel'dovich and Y.Raizer. *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Academic Press, 1966.
- [54] E.De Wispelaere. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Univ. Paris 6, 1997.
- [55] J.R.Marquès. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Univ. Orsay, 1992.
- [56] R.Haroutunian. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2001.
- [57] T.E.Glover et al. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :445, 1995.
- [58] P.Monot et al. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :1232, 1993.
- [59] U.Mohideen. *Phys. Rev. Lett.*, 71 :509, 1993.
- [60] B.M.Penetrante. *Phys. Rev. A*, 43 :3100, 1991.
- [61] NRL. *NRL Plasma Formulary*.
- [62] P.Salières et al. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1 :317, 2000.
- [63] S.Rebibo. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2000.
- [64] S.Semushin and V.Malka. *Rev. Sci. Instrum.*, 72 :2961, 2001.
- [65] A.Gueron and M.Deutsch. *J. Appl. Phys.*, 75 :4313, 1994.
- [66] P.Chessa. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Univ. Paris 6, 1996.
- [67] A.Chiron et al. *Phys. Plasmas*, 3 :1373, 1996.
- [68] D.Schirmann. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser : les diagnostics des expériences d'interaction laser matière et de fusion par confinement inertielle.*, volume 2. Eyrolle, 1993.
- [69] J.Jasny et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 65 :1631, 1994.
- [70] S.Hubert. *Thèse de doctorat*. PhD thesis, Univ. Orsay, 2001.
- [71] P.Mora and T.Antonsen. *Phys. Plasmas*, 4 :217, 1997.
- [72] A.Decoster. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser : Transport électronique dans les plasmas créés par laser.*, volume 2. Eyrolle, 1993.